



HAL
open science

Un multidétecteur pour l'étalonnage de bolomètres en énergie de recul par diffusion de neutrons dans le cadre de l'expérience EDELWEISS

Eric Simon

► **To cite this version:**

Eric Simon. Un multidétecteur pour l'étalonnage de bolomètres en énergie de recul par diffusion de neutrons dans le cadre de l'expérience EDELWEISS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2000. Français. NNT: . tel-00001414

HAL Id: tel-00001414

<https://theses.hal.science/tel-00001414v1>

Submitted on 14 Jun 2002

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.

Un multidétecteur pour l'étalonnage de
bolomètres en énergie de recul par diffusion
de neutrons dans le cadre de l'expérience
EDELWEISS

Éric SIMON

Université Claude Bernard Lyon 1

Composition du Jury :

Alexandre BRONIATOWSKI	rapporteur
Bernard CHAMBON	directeur de thèse
Yves DECLAIS	
Gilles GERBIER	
Yannick GIRAUD-HERAUD	rapporteur
Josef JOCHUM	

Remerciements

Mes remerciements s'adressent avant tout à Monsieur Bernard Chambon, qui a dirigé ce travail. Au long de ces trois années, j'ai pu apprécier et profiter de son énergie, de son enthousiasme et de sa vision optimiste.

Je tiens ensuite à remercier Monsieur Daniel Drain. Travailler à ses cotés a été un plaisir, tenant tant à sa perpétuelle gaieté qu'à ses compétences multiples.

Je remercie également Monsieur Jean-Eudes Augustin de m'avoir accueilli dans le laboratoire, ainsi que son successeur à la direction, Monsieur Yves Déclais qui m'a fait l'honneur de participer à mon jury. Je remercie également Monsieur Jacques Meyer, qui m'a permis d'effectuer ce métier.

J'adresse également mes remerciements à Mademoiselle Maryvonne De Jésus, qui m'a notamment appris à travailler avec rigueur dans la bonne humeur.

Je tiens également à remercier Monsieur Jules Gascon, pour sa constante disponibilité dans les problèmes d'analyse, ainsi que Madame Martine Stern. J'associe également à ces remerciements Olivier Martineau, avec lequel les bons moments partagés dans le bureau furent légion, et à qui je souhaite bonne chance pour sa thèse.

J'ai travaillé avec des techniciens attentifs et compétents sans qui toute expérience n'existerait pas, qu'ils trouvent ici toute ma reconnaissance : Messieurs Jean-Pierre Hadjout, Christophe Pastor, Lionel Vagneron et Robert Bouvier.

Je tiens également à remercier vivement Monsieur Alexandre Broniatowski, pour s'être pleinement impliqué dans l'expérience ; je lui suis très reconnaissant d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Ma gratitude va de plus aux membres de mon jury : à Monsieur Josef Jochum qui a accepté, avec la gentillesse qui le caractérise, d'en faire partie, à Monsieur Yannick Giraud-Héraud qui a assumé la charge de rapporteur, à Monsieur Gilles Gerbier qui a corrigé de façon rigoureuse ce mémoire.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de la collaboration EDELWEISS , et tout par-

ticulièrement Monsieur Louis Dumoulin pour la rigueur, la patience, et la sympathie qui le caractérisent.

Ce travail n'existerait pas sans les hommes qui font fonctionner les machines, je tiens à remercier ici les hommes du Tandem d'Orsay : Messieurs Daniel Gardès, Robert Vaast, Jean-Marie Curodaut, Jean-Pierre Prestel, Gérard Lalu et Raymond Douet pour leur sympathie et leur multiples compétences.

Un projet de trois ans est également le fruit de rencontres et de liens ainsi que de soutiens solides. C'est ainsi que je tiens à remercier mes parents et ma famille, qui m'ont permis de réaliser ce rêve, Marie, pour tout et bien plus encore, Sébastien, pour sa présence indéfectible depuis toutes ces années, Sophie, qui m'a initié tant bien que mal à l'aventure associative et offert une amitié durable, Noël, pour sa jeunesse infinie et sa gentillesse à toute épreuve (même avec Led Zep à fond...), Christophe, pour ses humeurs changeantes, son rire et ces virées en roller (le coiffeur, c'est pour quand?), ainsi que tous ceux qui ont croisé; ma route à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon et qui se reconnaîtront.

Je remercie particulièrement Gaëlle pour ses différentes salopettes (bonne chance dans le Manoir!), ainsi que ses comparses Clotilde et Karine, Steve pour sa ferveur soul (Oh James!), et Florence pour son unique salopette et son mouton.

Je tiens également à dire ma gratitude à tous ceux que j'ai eu la chance de cotoyer dans cette vaste nébuleuse associative : Stéphane G., Elsa, Frédéric, Thomas D., Alex, Pascal, Michael G., Olivier, Guillaume B., Stéphane L., Bernard, Hélène, Claude, Cyril, Cyrille, Laure, Virginie, Etienne, Emmanuel, Michael T., Annabelle, David, Michel, Christine, Stéphanie, Christelle, Mélanie, Julien, Fred, Guillaume et une pensée pour Thomas Guérandel.

Je remercie également tous les membres de l'Association de Doctorat Scientifique Lyonnais et les actifs de la Confédération des Etudiants Chercheurs, qui ont supporté mon style épisodique sans forcément me connaître.

Enfin, une période de trois années n'est pas mémorable sans toutes les émotions qui ont pu la rythmer, je tiens ici à dire mes plus grands remerciements à tous ceux qui ont rendu cette période si agréable à vivre : Camille, Marie J., Damien, Yann, Sonic Youth, Jeanne Balibar, Homer Simpson, Shavika Asthana, Xavier Beauvois, Polly Jean Harvey, Hope Sandoval, Sleater-Kinney, Gerard Cosloy et Chris Lombardi, Yo La Tengo, David Lynch, Built To Spill, Radio Canut, Tahiti 80, Placebo, Autour de Lucie, Papas Fritas, Arte, Lou Barlow, Matador Records, Pixies, Claude Lemoine, Couleur3, le Pez Ner, Shan Marshall, Mathieu Amalric, Ira Kaplan, Belle & Sebastian, Pavement, Dinosaur Jr, Weezer, Fountains Of Wayne, Dominique Durand, Ivy, Blonde Redhead, Drugstore, Planète Zen, Le Tigre (pas la boîte, le groupe!!), Björk Gmundsdottir, Bernard Lenoir, Lars Von Trier, le Dogme, Elodie Bouchez, Karin Viard, D.I.T.T.Y.80, l'anonyme qui a volé mon vélo, Grandaddy, Dave Fridmann, the Chemical Brothers, K Records, City Slang, Stanley Kubrick, Takeshi Kitano, Robert Mc Liam Wilson, Arnaud Desplechin, Pascale Ferran, Pascal Bonitzer, Jackie Berroyer, Nanni Moretti, Hal Hartley, Olivier Assayas, Pedro Almodovar, Virginie Ledoyen, le yaourt aux cerises griottes, Sportsguitar, Converse All Star, Kim Deal, Kim Gordon, les CNP, Jules Edouard Moustic, les pizzas aux trois fromages, Modest Mouse, la bière belge, Georgia Hubley, Tanya Donnelly, The Flaming Lips, Mazzy Star, les ondes Hertiennes, Dionysos, Hou Hsiao Hsien, The Velvet Underground, Superchunk, Les Inrockuptibles, France Inter, Patricia Martin, Eric

Cartman, la télévision câblée, Laura Palmer, Patricia Arquette, Marianne Denicourt, Emmanuelle Devos, les cacahuètes grillées, Chiara Mastroianni, Michel Houellebecq, le chocolat noir, David Cronenberg, Nick Park, Cédric Klapisch, Woody Allen, Abbas Kiarostami, Tim Burton, Philippe Harel, Ethan et Joel Coen, Quentin Tarantino, Laurence Ferreira Barbosa, Emir Kusturica, le steak haché à la moutarde, Wong Kar Wai, Shohei Imamura, Makoto Shinozaki, Alain Resnais, Atom Egoyan, Hervé Leroux, Raymond Depardon, Naomi Kawase, Danny Boyle, Bruno Podalydès, Erick Zonca, Roberto Benigni, The Farrelly brothers, Thomas Vinterberg, ainsi que la musicalité transcendante du noise urbain de Sonic Youth...

Table des matières

Introduction	1
1 Matière Noire : Inflation et Supersymétrie	5
1.1 La matière noire dans l'Univers	5
1.1.1 L'Univers inflationnaire	5
1.1.2 La danse des grandes structures	12
1.1.3 La Nucléosynthèse Primordiale	13
1.1.4 La rotation chamboulée des galaxies	14
1.2 Nature de la Matière Noire	17
1.2.1 Matière noire baryonique	17
1.2.2 Matière noire non baryonique	18
1.3 Les WIMPs supersymétriques	20
1.3.1 Introduction à la supersymétrie	20
1.3.2 Densité relique des neutralinos	23
1.4 Détecter les WIMPs	24
1.4.1 Détection indirecte	24
1.4.2 Détection directe	25
2 Interactions particules-matière et Bolomètres	31
2.1 Interactions particules-matière	31
2.1.1 Des photons	31
2.1.2 Des électrons	32
2.1.3 Des alphas et des ions	33
2.1.4 Des neutrons et des WIMPs	33
2.2 L'effet de Quenching	34
2.2.1 Quenching en scintillation	34
2.2.2 Quenching en ionisation	35
2.2.3 Quenching en chaleur	36
2.3 Mesure de l'ionisation	37
2.4 Mesure de la chaleur	38
2.4.1 Le senseur	39
2.4.2 Mesurer la chaleur	41
2.5 L'effet Luke	44
2.6 Mesure des facteurs de Quenching	46

3	Etalonnage en énergie de recul de détecteurs par diffusion de neutrons : validation sur un scintillateur NaI(Tl)	49
3.1	Principe	49
3.2	Un “faisceau” de neutrons	50
3.2.1	Test avec un faisceau de ^{11}B	50
3.2.2	Une émission fortement focalisée	51
3.2.3	Deux énergies produites	52
3.2.4	Flux de neutrons	57
3.3	Le multidétecteur SICANE	58
3.3.1	Une structure adaptable	58
3.3.2	47 scintillateurs/photomultiplicateurs	61
3.3.3	Chaîne d’acquisition	64
3.4	Etalonnage en énergie de recul d’un scintillateur NaI(Tl)	66
3.4.1	Conditions expérimentales	66
3.4.2	Temps de vol	68
3.4.3	Discriminations neutron-gamma	72
3.4.4	Analyse et résultats	72
3.5	Conclusion	74
4	Etude hors faisceau de bolomètres Germanium chaleur à senseur NbSi, ionisation, et double composante chaleur-ionisation	77
4.1	Eléments de cryogénie	77
4.1.1	4He et 3He	77
4.1.2	Un cryostat à dilution	78
4.2	Etude d’un bolomètre à senseur film mince isolant d’Anderson	80
4.2.1	Ge33	81
4.2.2	Le film de NbSi	81
4.2.3	Chaîne d’acquisition	84
4.2.4	Performances de la chaîne cryogénique et électronique	85
4.2.5	Résolution	88
4.2.6	Traitement	90
4.3	Etude d’un bolomètre Germanium ionisation	95
4.3.1	Caractéristiques	95
4.3.2	Résolution	95
4.3.3	Régénération	97
4.3.4	Prise de temps	99
4.4	Etude hors faisceau du bolomètre Germanium IC1 à double composante chaleur-ionisation à senseur film mince NbSi	101
4.4.1	Caractéristiques	101
4.4.2	Performances	102
4.4.3	Etude de l’effet Luke	106
4.5	Conclusion	108
5	Etalonnage en énergie de recul du bolomètre Germanium double composante Chaleur-Ionisation	111
5.1	Simulations Geant3.21	111
5.2	Des diffusions élastiques et inélastiques	113
5.2.1	Des collisions élastiques	113

5.2.2	Des collisions inélastiques	113
5.2.3	Energie et temps de vol	115
5.3	Simulation des événements multidiffusés parasites	116
5.3.1	Diffusions multiples dans le bolomètre	117
5.3.2	Interactions avec le cryostat et la chambre de réaction	118
5.3.3	Conclusion	127
5.4	Simulation des événements parasites susceptibles de produire des événements fortuits	128
5.4.1	Neutrons diffusés sur la chambre de réaction	129
5.4.2	Neutrons diffusés sur les parois du cryostat	131
5.4.3	Conclusion	132
5.5	Taux de comptage attendus	133
5.5.1	Efficacités de détection et géométriques	133
5.5.2	Taux de comptage	135
5.5.3	Conclusion	137
5.6	Étalonnage en énergie de recul du bolomètre Germanium double composante Chaleur-Ionisation	137
5.6.1	Conditions expérimentales et optimisation du multidétecteur	137
5.6.2	Caractéristiques du faisceau	140
5.6.3	Temps de vol et discrimination	141
5.7	Étalonnage de la voie Ionisation en énergie de recul	148
5.8	Étalonnage de la voie Chaleur en énergie de recul	153
5.9	Conclusion	155

Conclusion **157**

Introduction

*Trop de couleurs nuit au spectateur.
Jacques Tati*

L'idée d'une masse cachée dans les galaxies fut émise pour la première fois dans les années 30 par Fritz Zwicky, qui étudiait la dynamique galactique dans l'amas de Coma. Il concluait déjà à une contribution de l'ordre de 90% de matière invisible au sein des galaxies.

Le problème de la matière noire est aujourd'hui l'un des grands points d'interrogation posé à l'astrophysique. Depuis le début des années 80, les avancées de la physique des particules et des détecteurs (tant expérimentales que théoriques) ont permis d'adjoindre aux candidats proposés par l'astrophysique de nouveaux candidats et leurs moyens de détection pour compléter notre vision de la matière noire.

A la croisée de l'astrophysique et de la physique des particules, la physique des astroparticules est aujourd'hui une discipline vivante et prometteuse, et la recherche de la matière noire est un enjeu majeur dans notre connaissance de l'Univers.

A l'échelle de l'Univers, l'existence de matière noire non-baryonique est justifiée à la fois par les modèles de Big Bang inflationnaires de la cosmologie et par les modèles supersymétriques de la physique des particules.

L'extension supersymétrique minimale du modèle standard propose l'existence de superpartenaires à chaque particule standard. Sous l'hypothèse de conservation de la R-parité, la plus légère d'entre elles, la LSP (Lightest Supersymmetric Particle) est le candidat le plus probable.

Ces particules massives créées dans l'Univers primordial et qui interagissent faiblement avec la matière ordinaire (baryonique) sont souvent regroupées sous le terme générique de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles).

La détection d'événements de très faible section efficace a connu une révolution au milieu des années 80 par la possibilité d'utiliser des détecteurs cryogéniques qui mesurent une élévation de température induite par un recul nucléaire au sein du cristal. L'expérience française EDELWEISS (Expérience pour DETecter Les WIMPs En Site Souterrain) exploite cette forme de détection avec un cristal de germanium permettant une détection double : une composante chaleur ainsi qu'une composante ionisation permettent une discrimination WIMP/ γ (ou neutron/ γ).

D'autres expériences de détection directe de WIMPs utilisent la technique des bolomètres [1] [2] ou bien des détecteurs plus classiques comme des scintillateurs [3] ou des détecteurs à ionisation [4]. Tous ont en commun la nécessité d'un étalonnage en énergie de recul, que ce soit dans la voie chaleur, ionisation ou scintillation. C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail.

Les processus mis en jeu lors de l'interaction d'un photon avec la matière impliquent tous

une ionisation du milieu par le recul d'électrons, que ce soit l'effet photoélectrique, l'effet Compton ou bien la création de paires. Par contre, l'interaction d'une particule lourde et neutre comme un neutron ou une WIMP se fait principalement avec les noyaux du milieu, qui vont à leur tour céder leur énergie de recul aux électrons du cristal et au réseau en produisant des phonons.

A énergie incidente égale, un électron et un noyau de recul ne produiront pas la même quantité d'ionisation, de chaleur ou de lumière dans le cas respectivement d'une chambre à ionisation, d'un bolomètre ou d'un scintillateur. On définit le facteur de Quenching comme le rapport de l'amplitude du signal mesuré dans une voie donnée (chaleur, ionisation ou lumière) pour un noyau de recul d'énergie E sur l'amplitude du signal mesuré dans la même voie avec un électron de même énergie incidente E . Ce facteur ne dit rien sur l'efficacité des détecteurs, il met en évidence la différence qui existe entre les processus de reculs de noyaux et d'électrons et peut notamment prendre des valeurs supérieures à l'unité.

Le facteur de Quenching varie en fonction de l'énergie de recul. Pour des détecteurs à ionisation comme le Silicium et le Germanium (diodes à 77 K) une valeur comprise entre 0.25 et 0.3 a été mesurée pour des énergies de recul inférieures à 100 keV [5] [6], des mesures sur divers scintillateurs ont conduit à des valeurs de l'ordre de 0.3 pour Na et inférieures à 0.1 pour I, Cs, Ca ou F (mesures sur $NaI(Tl)$ [7] [8] [9], $CsI(Tl)$ [10] et CaF_2 [11] [9] pour des énergies de reculs inférieures à 150 keV). Très peu de mesures ont été effectuées sur des bolomètres, la collaboration italienne de Milan a fait des mesures sur un cristal de TeO_2 menant à des valeurs proches de l'unité [2]. La technique utilisée employait des reculs d'ions de ^{210}Po issus de la désintégration α d'isotopes de ^{210}Po implantés en surface du cristal étudié.

Afin de produire des reculs d'ions du cristal lui-même et s'affranchir des effets de surface en créant des reculs dans tout le volume, une autre technique, utilisant la diffusion de neutrons monoénergétiques, a été préférée par la collaboration EDELWEISS pour l'étalonnage de ses bolomètres germanium.

Un premier chapitre sera entièrement consacré à la description de la matière noire : les évidences de son existence, son origine, ses implications cosmologiques, en mettant en exergue ses connexions avec le modèle inflationnaire et la supersymétrie. Nous détaillerons notamment les deux modes de détection des WIMPs, indirecte via la détection de leurs produits d'annihilation, et directe par la détection de l'énergie dissipée par diffusion élastique dans un absorbant. Cet absorbant peut prendre la forme d'un semi-conducteur pour lequel on mesure l'ionisation produite par les reculs de noyaux, d'un scintillateur où l'on mesure la quantité de lumière produite ou bien un détecteur cryogénique refroidi à très basse température, dont l'élévation de température fournit le signal de détection.

Le chapitre 2 décrira la physique des interactions particule-matière et en particulier la physique des bolomètres. La détection bolométrique sera détaillée en accentuant sur les deux modes exploités par les bolomètres germanium double composante, la mesure de la chaleur et celle de l'ionisation, ce qui nous amènera à définir l'effet de Quenching et les différentes manières envisagées pour sa détermination.

La diffusion de neutrons est une technique répandue en physique des solides, notamment pour l'analyse des matériaux. Elle a été utilisée pour des étalonnages de détecteurs en énergie de recul, essentiellement des scintillateurs ($CsI(Tl)$, $NaI(Tl)$, CaF_2) mais aussi des semi-conducteurs comme Ge(Li) et Si(Li). Concernant des détecteurs cryogéniques, cette méthode d'étalonnage n'a pas de précédent. Le troisième chapitre offrira une description complète du multidétecteur SICANE conçu pour l'étalonnage de bolomètres par diffusion d'un

“faisceau” de neutrons. Les résultats obtenus de l’étalonnage en énergie de recul d’un scintillateur $NaI(Tl)$, première étape préparant l’étape cryogénique y seront décrits, démontrant la validité du système.

Le quatrième chapitre donnera une vue globale de la bolométrie par l’étude hors faisceau d’un bolomètre Ge à senseur NbSi de 33 g, éprouvant la nouvelle technologie des films minces en bolométrie et permettant une optimisation de la chaîne cryogénique dans l’optique de l’étalonnage en énergie de recul. Elle sera précédée par une introduction aux techniques cryogéniques utilisées.

Cette partie fera également une large part à l’étude d’une chambre à ionisation germanium ainsi que du bolomètre prototype IC1 à double composante chaleur-ionisation à senseur film mince NbSi. Ses deux voies de mesure seront étudiées afin de caractériser ses performances avant sa mise sous faisceau.

Disposer un cryostat à dilution sous un faisceau requiert la connaissance précise des interactions que celui-ci va induire. Le dernier chapitre sera consacré aux étalonnages en énergie de recul entrepris avec le multidétecteur SICANE. Ils seront précédés par les simulations GEANT de l’expérience qui ont été menées dans le but de prévoir le comportement des neutrons d’une part avec le cryostat abritant le bolomètre, et d’autre part au sein même du cristal de germanium (interactions multiples).

Ces étalonnages, effectués sur le bolomètre IC1 dans la voie ionisation ainsi que dans la voie chaleur, permettront la détermination des facteurs de Quenching pour un recul de Ge, pour le signal d’ionisation et le signal phonon.

Chapitre 1

Matière Noire : Inflation et Supersymétrie

*Dans le noir toutes les couleurs s'accordent.
Francis Bacon*

1.1 La matière noire dans l'Univers

1.1.1 L'Univers inflationnaire

Le modèle de Big Bang chaud fournit une description de l'Univers qui a donné de grands succès dans l'explication des cinq points observationnels cruciaux que sont :

- L'expansion de l'Univers
- L'existence et le spectre du rayonnement fossile à 2.7 K
- Les abondances des éléments légers (*cf* 1.1.3)
- La cohérence de l'âge de l'Univers prédit avec celui issu de mesures directes
- La formation de structures **étant données** les irrégularités du fond cosmologique.

Cependant, il n'explique pas la cause de ces irrégularités mises en évidence par le satellite COBE [12] . Il n'explique pas non plus l'homogénéité observée de l'Univers à grande échelle ni l'apparente asymétrie matière–antimatière.

Nous verrons que l'introduction de l'inflation apporte une réponse, tout en faisant apparaître des contraintes sur l'abondance de matière noire.

Le Big Bang standard

La théorie du Big Bang chaud repose sur le *Principe Cosmologique* qui stipule que l'Univers apparaît identique pour tout observateur. C'est à dire qu'il doit être homogène et isotrope. La métrique qui permet de décrire un tel espace–temps est la métrique de Robertson–Walker :

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right] \quad (1.1)$$

t est le temps, r, θ et ϕ sont les coordonnées polaires. La constante k mesure la courbure de l'espace. Une valeur de k nulle, négative ou positive, correspond à un Univers plat, ouvert ou fermé respectivement. Si k est nulle ou négative, r prend des valeurs comprises entre zéro et l'infini, l'Univers est alors infini; si k est positive, r peut s'étendre de zéro à $\frac{1}{\sqrt{k}}$. Les coordonnées sont généralement normalisées de manière à obtenir pour k des valeurs égales à -1, 0 et +1.

$a(t)$ est le facteur d'échelle de l'Univers, il mesure sa taille physique. Lorsque aucune force extérieure n'agit, une particule au repos au point (r, θ, ϕ) reste à ces mêmes coordonnées. De telles coordonnées sont dites *comobiles* avec l'expansion. Le passage des distances comobiles aux distances physiques se fait grâce au paramètre $a(t)$:

$$\text{distance physique} = a(t) \times \text{distance comobile}$$

L'expansion de l'Univers est gouvernée par les propriétés de la matière qu'il contient, qui peut être entièrement décrite par une densité d'énergie $\rho(t)$ et une pression $p(t)$, reliées par une équation d'état. Par exemple :

Photons	$p = \frac{\rho}{3}$
Matière non relativiste	$p = 0$
Energie du vide	$p = -\rho$

Les équations fondamentales du modèle de Big Bang sont l'équation de Friedmann :

$$H^2 = \frac{8\pi\rho}{3m_{Pl}^2} - \frac{k}{a^2} \quad (1.2)$$

ainsi que l'équation d'état du fluide :

$$\dot{\rho} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (1.3)$$

H est le paramètre de Hubble, il est égal à : $H = \frac{\dot{a}}{a}$; m_{Pl} est la masse de Planck, $m_{Pl} = \frac{1}{\sqrt{G}} = 1.221 \cdot 10^{19} \text{ GeV}^1$.

Pour $k=0$, ces équations sont aisément résolues avec les équations d'état précédemment citées et donnent les solutions classiques de la cosmologie :

Domination de matière ($p=0$) :

$$\begin{aligned} \rho &\propto a^{-3} \\ a(t) &\propto t^{2/3} \end{aligned}$$

Domination de rayonnement ($p=\rho/3$) :

$$\rho \propto a^{-4}$$

1. Dans la suite, le système utilisé est celui où $\hbar=c=1$

$$a(t) \propto t^{1/2}$$

Dans les deux cas, la densité décroît en t^{-2} .

Lorsque $k=0$, a peut être normalisé, et on le choisit égal à 1 au temps t_0 (présent)², faisant coïncider les échelles comobile et physique à t_0 .

La géométrie est plate si $k=0$. Pour une valeur de H donnée, cela implique que la densité prend une valeur critique :

$$\rho_c(t) = \frac{3m^2_{Pl}H^2(t)}{8\pi}$$

Les densités sont très souvent mesurées en unités de ρ_c :

$$\Omega(t) = \frac{\rho(t)}{\rho_c(t)}$$

La quantité Ω est appelée *paramètre de densité*. Il peut être utilisé pour des types de matière en particulier ou bien pour la densité globale. On parlera notamment de densité de baryons Ω_B ou de densité déduite d'observations optiques Ω_{lum} .

Ω dépend directement de la valeur du paramètre de Hubble H_0 via ρ_c , or H_0 n'est pas encore bien déterminé, de nombreuses méthodes différentes concluant à des valeurs comprises entre 54 et 75 $km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$:

- Mesures sur les céphéides dans l'amas de Virgo : $H_0 = 75 \pm 15\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$ [13]
- Mesure sur les céphéides + SN Ia : $H_0 = 60 \pm 5\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$ [14]
- Mesures sur SN II : $H_0 = 73 \pm 13\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$ [15]
- Mesures sur les lentilles gravitationnelles : $H_0 = 62 \pm 7\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$ [16]
- Mesures sur l'effet Sunyaev-Zeldovich : $H_0 = 54 \pm 14\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$ [17]

Une estimation raisonnable qui englobe ces valeurs dans un intervalle de 2σ est de prendre :

$$H_0 = 65 \pm 8\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$$

Aussi, H_0 est le plus souvent paramétré par : $H_0 = 100h_0\ km\ s^{-1}\ Mpc^{-1}$.

La densité critique est alors exprimée en fonction de h_0^2 et vaut :

$$\rho_c(t_0) = 1.88h_0^2\ 10^{-29}\ g\ cm^{-3}$$

Le paramètre de densité apparaîtra alors dans de nombreuses expressions par Ωh^2 .

Existence d'une constante cosmologique Longtemps rejetée, l'existence d'une constante cosmologique est récemment redevenue d'actualité grâce à des mesures effectuées sur des supernovae. L'observation systématique de supernovae lointaines de type Ia utilisées comme objets étalons permet de réévaluer la relation liant distance et décalage vers le rouge. Les premières observations conduisent ainsi à rejeter les modèles à constante cosmologique nulle [18][19].

2. Tous les paramètres indicés avec zéro indiqueront dans la suite leur valeur actuelle.

Cette constante cosmologique non-nulle Λ traduit l'existence d'une expansion accélérée, produit d'un nouveau champ, qui peut s'interpréter comme une énergie du vide.

Les équations fondamentales deviennent dans ce cas :

$$H^2 = \frac{8\pi(\rho + \Lambda)}{3m_{Pl}^2} - \frac{k}{a^2} \quad (1.4)$$

et

$$\dot{\rho} + \dot{\Lambda} + 3H(\rho + p) = 0 \quad (1.5)$$

En terme de densité d'énergie, la densité d'énergie associée à Λ vient s'ajouter à la densité de matière de l'Univers.

Le paramètre de densité se divise alors en deux termes :

$$\Omega(t) = \Omega_{mat}(t) + \Omega_{\Lambda}(t)$$

avec $\Omega_{\Lambda} = \frac{\Lambda}{3H_0^2}$.

Les valeurs déduites de ces observations fournissent des valeurs de Ω_{Λ} proches de 0.7 et $\Omega_{mat} = 0.3$. Ces observations sont les premières à montrer de tels résultats, elles restent à être corroborées par d'autres observations.³

Echelles caractéristiques Les deux échelles caractéristiques de l'Univers sont d'une part le temps (ou longueur) de Hubble : H^{-1} qui donne le temps caractéristique d'évolution de $a(t)$, et d'autre part l'échelle de courbure $a|k|^{-1/2}$ qui fournit la distance jusqu'à laquelle l'espace peut être considéré avoir une géométrie euclidienne plate.

Le rapport de ces deux échelles, avec l'équation de Friedmann, donne une valeur de Ω :

$$|\Omega_{mat} + \Omega_{\Lambda} - 1| = \frac{|k|}{a^2 H^2} \quad (1.6)$$

Une propriété importante de l'Univers est qu'il possède des horizons : même la lumière peut n'avoir traversé qu'une certaine distance depuis le "début" de l'Univers, noté t_* , cette distance est donnée par :

$$d_H(t) = a(t) \int_{t_*}^t \frac{dt}{a(t)} \quad (1.7)$$

Dans un Univers dominé par la matière, on aura $d_H(t) = 3t$. En outre, $d_H(t_0)$ est une bonne approximation de la distance de dernière diffusion, qui est l'origine du fond à 2.7 K, au temps du découplage photons-matière (pour $t_0 \gg t_{dec}$).

Après avoir fait une brève description des lois régissant l'Univers actuel et avant d'aborder les problèmes posés par le modèle standard du Big Bang, il convient de rappeler les grandes étapes de son évolution :

– 10^{-34} s : Temps de Planck.

3. Notons dès à présent qu'une valeur de constante cosmologique grande impliquerait des remous importants plus dans l'astrophysique *classique* que dans la recherche de matière noire.

- 10^{-11} s : Echelle électrofaible.
- 10^{-4} s : Condensation des quarks pour former les nucléons.
- 1 s : Nucléosynthèse primordiale : formation des noyaux légers (jusque $A=7$).
- 10^4 années : Equilibre matière-rayonnement, la matière va désormais dominer.
- 10^5 années : Découplage matière-rayonnement, formation du fond cosmologique.
- 10^{10} années : Présent.

Il est à noter que temps et température sont intimement liés par la relation :

$$\frac{t}{1sec} \simeq \left(\frac{10^{10} K}{T} \right)^2$$

Au cours de l'expansion, l'Univers se refroidit selon : $T \propto \frac{1}{a}$

Les plus hautes énergies atteintes par des expériences terrestres dans les accélérateurs de particules correspondent à des températures de l'ordre de $10^{15} K$, qui étaient atteintes quand l'Univers était âgé de $10^{-10} s$. Pour des temps antérieurs, nous n'avons donc pas d'évidence directe de l'applicabilité des lois physiques, et nous devons nous baser sur des extrapolations issues des modèles actuels de la physique des particules.

Les problèmes du Big Bang et l'idée de l'inflation

Si l'inflation est aujourd'hui principalement orientée vers l'explication de la formation des structures, elle fut initialement introduite pour résoudre deux points paradoxaux du Big Bang standard : le problème de la platitude et celui de l'horizon.

Un œuf sur le plat? Comme nous l'avons vu, l'équation de Friedmann peut s'écrire :

$$|\Omega - 1| = \frac{|k|}{a^2 H^2} \quad \Omega = \Omega_{mat} + \Omega_{\Lambda}$$

Durant l'expansion, $a^2 H^2$ décroît et Ω s'éloigne alors de 1. Nous avons ainsi pour un Univers où domine la matière :

$$|\Omega - 1| \propto t^{2/3}$$

et pour un Univers dominé par le rayonnement :

$$|\Omega - 1| \propto t$$

$\Omega = 1$ apparaît alors comme un point critique instable.

Un horizon sombre Les photons du fond cosmologique émis de directions opposées du ciel apparaissent être en équilibre thermique à la même température, indiquant que l'Univers a atteint un état d'équilibre par interaction entre ses différentes régions. Cependant, ces régions n'ont pas pu interagir avant l'émission de ces photons à cause de la taille finie de l'horizon. La distance que pouvait parcourir la lumière avant l'émission du fond cosmologique est beaucoup plus petite que la distance de l'horizon actuelle :

$$\int_{t_*}^{t_{dec}} \frac{dt}{a(t)} \ll \int_{t_{dec}}^t \frac{dt}{a(t)}$$

Toutes régions séparées de plus de 2° ne sont de fait plus causalement liées au temps du découplage photons-matière dans la théorie du Big Bang standard.

Des irrégularités à toutes les échelles La grande révélation du satellite COBE est d'avoir montré l'existence d'irrégularités dans le fond cosmologique à de larges échelles angulaires. Dans le modèle standard de Big Bang qui décrit ces irrégularités comme intrinsèques au fond cosmologique, ces perturbations sont réparties sur une trop grande échelle pour avoir été créées entre le Big Bang et le temps de découplage. Elles s'inscrivent donc dans les conditions initiales, que le modèle standard n'explique pas.

Une idée simple Pour résoudre ces points fondamentaux, il apparut nécessaire d'introduire un état de l'Univers dans lequel aH ne décroît plus, mais au contraire croît. L'inflation est alors définie comme une époque finie où l'Univers connaît une expansion accélérée : $\ddot{a} > 0$.

Cosmologie inflationnaire

Durant la période inflationnaire, on a :

$$\frac{d(H^{-1}/a)}{dt} < 0 \quad (1.8)$$

La longueur de Hubble en coordonnées comobiles décroît. Aux temps antérieurs et postérieurs, elle croît. Comme le modèle standard décrit correctement l'Univers actuel, la période inflationnaire est limitée et prend fin à un temps déterminé, c'est avant tout un événement de l'Univers primordial.

Le scénario inflationnaire est basé sur l'existence d'un champ scalaire cosmologique qui n'est fonction que du temps seul $\Phi(t)$.

Sa densité d'énergie et sa pression sont respectivement :

$$\rho_{\Phi} = \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 + V(\Phi) \quad (1.9)$$

$$p_{\Phi} = \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2 - V(\Phi) \quad (1.10)$$

Le potentiel $V(\Phi)$ est une fonction choisie arbitrairement, correspondant à différents modèles d'inflation, la figure 1.1 montre un exemple de potentiel simple.

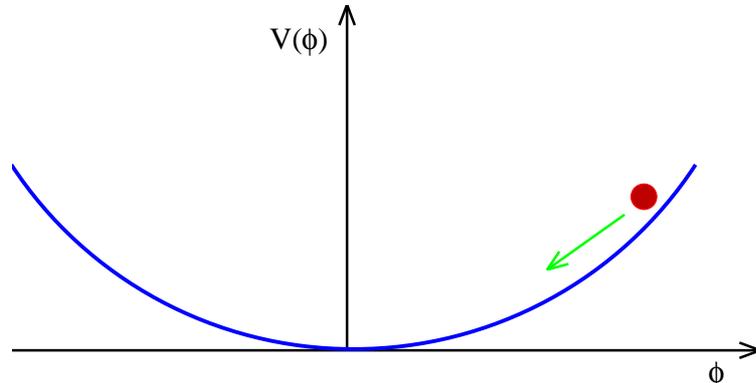


FIG. 1.1: *Exemple de potentiel inflationnaire [20].*

En injectant ces expressions dans les équations de Friedmann et du fluide (équations 1.2 et 1.3), on obtient alors :

$$H^2 = \frac{8\pi}{3m_{Pl}^2} [V(\Phi) + \frac{1}{2}\dot{\Phi}^2] \quad (1.11)$$

$$\ddot{\Phi} + 3H\dot{\Phi} = -\frac{dV(\Phi)}{d\Phi} \quad (1.12)$$

La résolution de ces équations conduit à l'expression de l'expansion accélérée, qui prend fin lorsque le potentiel a atteint son minimum.

Nous n'irons pas plus loin dans la résolution de ces équations, le lecteur intéressé pourra lire avec intérêt l'Introduction à l'Inflation de A. Liddle [20].

Le problème de l'horizon résolu L'expansion inflationnaire résout le paradoxe de l'horizon par la décroissance de la longueur de Hubble comobile. La région de l'Univers que nous pouvons voir après la période inflationnaire est beaucoup plus petite que celle qui aurait été visible avant que l'inflation ne débute, ce qui laisse la possibilité de produire causalement une grande région en équilibre thermique. En outre, cela permet de générer des irrégularités à des échelles bien plus grandes que celles de l'Univers actuellement observable, pourvu qu'elles soient apparues assez tôt pour être en contact causal.

Un Univers définitivement plat Le problème de la platitude est immédiatement résolu par la définition même de l'inflation : puisque aH croît au cours de l'inflation, le paramètre de densité Ω converge vers 1 au lieu de s'en éloigner. La période inflationnaire est très courte, mais induit une expansion d'un facteur au moins de l'ordre de 10^{30} , ce qui donne à Ω une valeur très proche de 1 très tôt. L'évolution standard reprend ensuite ses prérogatives. La valeur de Ω étant égale à 1 (ou très proche) à la fin de l'époque inflationnaire, elle l'est encore aujourd'hui (figure 1.2). Les résultats de l'expérience BOOMERANG de mesure du fond cosmologique ont été publiés fin avril 2000 [21] et concluent à une valeur de Ω de l'ordre de l'unité (figure 1.3).

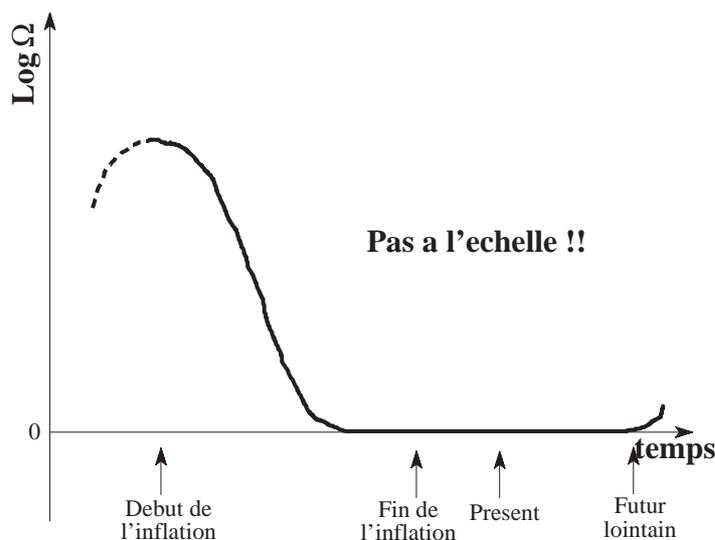


FIG. 1.2: Une évolution possible de Ω : durant l'inflation, Ω est forcée à 1 et reste à cette valeur jusqu'au présent, elle peut s'en éloigner à nouveau dans un futur lointain [20].

La somme $\Omega_{mat} + \Omega_{\Lambda}$ est ainsi forcée à 1. Dans le cas d'une contribution de l'ordre de 0.7 de la constante cosmologique, la densité de matière n'excéderait pas 0.3. La figure 1.3 montre

le diagramme d'exclusion des valeurs Ω_m et Ω_Λ obtenu par les expériences d'observation des supernovae SN1a et de mesure du fond cosmologique BOOMERANG. Une valeur de Ω_0 proche de 1 est obtenue ainsi qu'une exclusion des valeurs de Ω_Λ inférieures à 0.5.

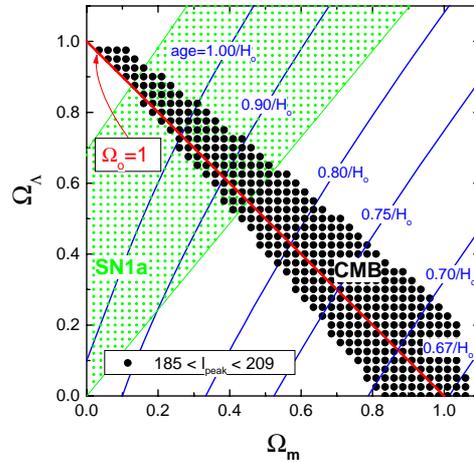


FIG. 1.3: *Diagramme d'exclusion des valeurs de Ω_m et Ω_Λ issu des expériences SN1a et BOOMERANG (mesures du fond cosmologique)[21]).*

1.1.2 La danse des grandes structures

De nombreuses méthodes observationnelles de détermination de Ω ont été mises en œuvre, et ce aux différentes échelles de l'Univers. Les premières que nous passerons en revue sont celles s'appuyant sur les grandes structures que sont les superamas et les amas de galaxies.

Des méthodes dynamiques A des échelles très grandes (au-delà de 10 Mpc), l'un des seuls moyens pour accéder à la masse des objets (amas au sein de superamas) est d'étudier les champs de vitesse par la comparaison de leur distance et de leur décalage spectral vers le rouge. L'observation des densités de galaxies dans l'infrarouge (comme celles mesurées par le satellite IRAS [22] permet également de reconstruire ces champs de vitesse.

Ce type de calculs mène à des valeurs de Ωh^2 de l'ordre de 0.3 ± 0.15 .

Le rapport masse sur luminosité dans les amas À l'échelle des amas, pour des systèmes en équilibre thermique dont les éléments sont liés par la gravitation, énergies cinétique et potentielle sont liées par la formule simple (Théorème du Viriel) :

$$2E_c + E_p = 0$$

Par l'application de cette relation dans différents systèmes et après sommation, le rapport masse/luminosité (M/L) à différentes échelles peut être déduit [23]. Ces méthodes fournissent ainsi une limite inférieure à Ω , une valeur généralement admise est de l'ordre de $\Omega h^2 > 0.2$.

1.1.3 La Nucléosynthèse Primordiale

Comme nous l'avons vu, la nucléosynthèse primordiale, formation des premiers noyaux (jusque A=7) débute dans un Univers âgé d'une seconde. Les différentes étapes menant à la formation de ces premiers noyaux sont les suivantes :

- $T > \sim 200 \text{ MeV}$: l'Univers est constitué d'un plasma de quarks et de gluons⁴
- $T \sim 150 - 200 \text{ MeV}$: apparition d'une transition de phase quarks/hadrons [25]
- $T \simeq 2 \text{ MeV}$: les neutrinos ν_e et ν_μ ne s'annihilent plus avec leurs antiparticules, la transmutation n-p cesse. Lorsque la durée de vie du neutron est atteinte, leur nombre chute drastiquement. Le gaz de photons est réchauffé par l'annihilation e^+e^- .
- $T \simeq 0.1 \text{ MeV}$: la nucléosynthèse débute avec la formation du deutérium ($np \rightarrow D\gamma$), le deutérium n'étant plus photodissocié. Les éléments plus lourds sont ensuite rapidement synthétisés.

La mesure des abondances reliques de ces éléments légers permet non seulement d'obtenir des renseignements sur le rapport proton-neutron, mais aussi sur l'abondance baryonique η qui mesure le rapport baryons/ γ de l'Univers.

⁴He L'abondance d'⁴He dépend du nombre de familles de neutrinos légers N_ν , de la durée de vie du neutron τ_n (qui est liée au rapport n/p) et de l'abondance baryonique $\eta = \frac{n_B}{n_\gamma}$. Connaissant bien N_ν d'après LEP [26] ($N_\nu = 3$) et τ_n , la mesure de l'abondance d'⁴He permet de donner une limite supérieure à η .

³He et D L'abondance de ses deux éléments est fortement corrélée à la valeur de η via le flux de baryons. Etant toujours transformés l'un en l'autre, c'est la somme de leur abondance qui est pertinente, elle permet de donner une limite supérieure à η [27].

La densité de baryons Ω_B est liée à η par la relation :

$$\Omega_B h^2 = 3.9 \cdot 10^7 \times \eta$$

4. Ce nouvel état de la matière, où quarks et gluons sont déconfinés vient d'être mis en évidence au CERN en février 2000 par la collaboration NA50 par l'étude de la chute du taux de production du méson J/Ψ dans des collisions de noyaux de Plomb à très haute énergie[24].

La figure 1.4 résume les informations apportées par ces mesures d'abondance d'éléments légers.

Les différentes mesures d'abondances permettent d'obtenir les limites suivantes pour Ω_B [28] :

$$0.0048 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.019$$

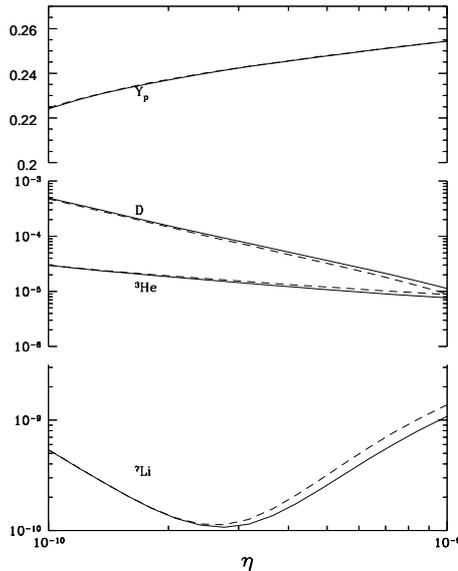


FIG. 1.4: Abondance des éléments légers en fonction de l'abondance baryonique η [29].

Nous voyons dès à présent que la limite supérieure de Ω_B , très inférieure à la valeur globale de Ω implique l'existence de matière non baryonique dans l'Univers.

1.1.4 La rotation chamboulée des galaxies

A l'échelle des galaxies, la masse est aisément atteignable par la mesure de leur vitesse de rotation. De nombreuses mesures de courbes de rotation ont été faites sur de nombreux types de galaxies. La figure 1.5 montre les profils obtenus pour diverses classes de galaxies.

La vitesse à un rayon r du centre galactique est obtenue par la mesure du décalage Doppler de différentes raies (CO, H α , HI) jusqu'à des distances du centre galactique bien au-delà de la limite optique. Toutes ces courbes montrent une évolution plate de la vitesse en fonction du rayon r , là où l'application de la relation classique, sous l'hypothèse que la masse de la galaxie est essentiellement la masse lumineuse observée, prédit une évolution de $v(r)$ proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{r}}$.

L'ajout d'un halo sphéroïdal massif à la composante lumineuse du disque galactique permet d'ajuster les courbes de rotations observées (voir la figure 1.6). Les galaxies semblent donc baignées dans un halo de matière qui ne rayonne pas ou très peu.

La densité des objets visibles (c'est-à-dire qui sont détectés par leur rayonnement) peut être estimée à : [32]

$$\Omega_{lum} h^2 \simeq 0.003$$

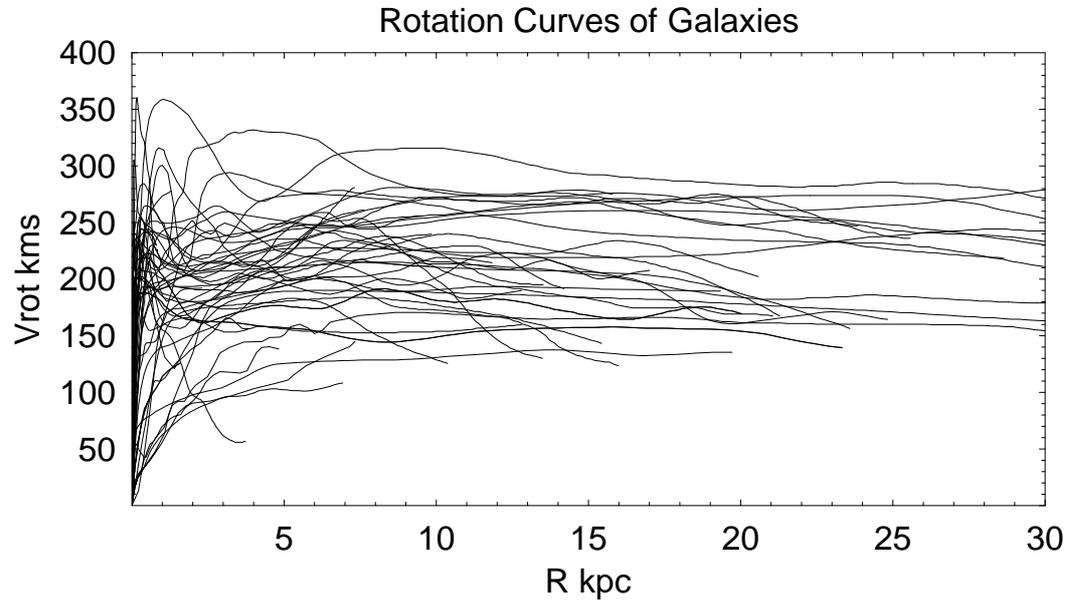


FIG. 1.5: Courbes de rotation pour des galaxies de type *Sb*, *Sc*, *SBb* et *SBc* obtenues par des données des raies *CO*, *H α* et *HI* [30].

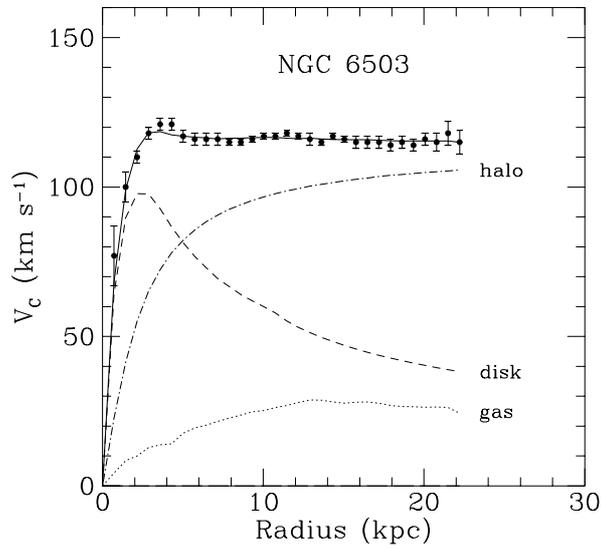


FIG. 1.6: Courbe de rotation pour la galaxie *NGC6503*. En tirets et points : contributions à la vitesse de rotation dues au disque lumineux et au gaz. L'ajout de la contribution d'un halo permet de rendre compte des points expérimentaux [31].

Conclusion

En regard des valeurs de Ω calculées et mesurées (illustrées dans la figure 1.7)

$\Omega_0 = 1$ (Inflation),

$0.005 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.019$ (nucléosynthèse primordiale),

$\Omega_{lum} h^2 \simeq 0.003$,

$\Omega_0 h^2 > 0.2$ (rapport M/L),

$\Omega_0 h^2 \simeq 0.3$ (méthodes dynamiques),

il vient les conclusions suivantes :

- il existe dans l'Univers de la matière **non baryonique** en grande quantité,
- il existe de la matière **baryonique** non lumineuse,
- il existe autour des galaxies de la matière sombre, répartie en un halo de forme probablement sphéroïdale.

Des questions restent en suspens :

- quelle est la nature de la matière noire baryonique?
- de quoi est composée la matière noire non baryonique, et sous quelle forme apparaît-elle aux différentes échelles?

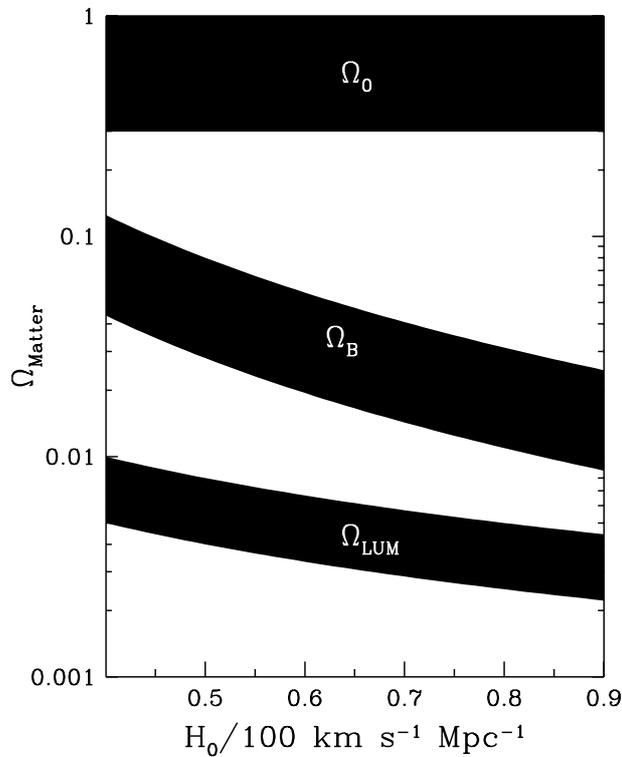


FIG. 1.7: Valeurs de la densité totale, baryonique et d'objets visibles, en fonction de H_0 . [32].

Nous allons maintenant explorer la nature de cette matière noire, en insistant sur la matière noire non baryonique.

1.2 Nature de la Matière Noire

1.2.1 Matière noire baryonique

Qui postule ?

La limite inférieure de la densité baryonique Ω_B implique la présence de baryons qui ne sont pas détectables par un rayonnement. Par baryons, on entend protons et neutrons, c'est à dire la matière ordinaire. Les candidats recherchés font donc partie des objets astrophysiques "classiques" (étoiles, gaz, planètes), plus précisément :

- **les naines blanches** ($M < 1.44 M_\odot$ où M_\odot est la masse du soleil), résidus d'étoiles de masse initiale inférieure à $\sim 10 M_\odot$.
- **les trous noirs**, états finals d'étoiles de masse initiale supérieure à $\sim 30 M_\odot$ [33].
- **les naines brunes**, étoiles de masse inférieure à $\sim 0.08 M_\odot$, pour lesquelles le cycle thermonucléaire ne s'est pas amorcé, et dont la luminosité et la température de surface sont très faibles.
- **les planètes**, quelques systèmes planétaires sont connus actuellement, mais la détection d'objets de la taille de Jupiter reste extrêmement délicate.

Des mesures d'abondance d'éléments lourds au sein des galaxies impliquent le rejet des naines blanches et des petits trous noirs comme candidats prépondérants. Les naines brunes apparaissent par contre comme le candidat idéal pour former un halo de matière baryonique autour des galaxies [34].

Ces objets sont regroupés sous le terme générique de MACHOs (MASSive Compact Halo Objects)⁵.

Détecter les MACHOs

La méthode de détection des naines brunes utilisée par les différentes collaborations est basée sur le principe de lentille gravitationnelle, phénomène prédit par la Relativité Générale [35]⁶.

En passant sur la ligne de visée d'une étoile lointaine, l'objet compact dévie la lumière de l'étoile et la focalise, produisant une brève amplification de luminosité dont l'échelle de temps est proportionnelle à la masse de la naine brune m :

$$\langle t \rangle \simeq 130 \sqrt{m/M_\odot} \text{ jours}$$

L'observation de plusieurs millions d'étoiles situées dans les nuages de Magellan (LMC et SMC) (expériences EROS et MACHO) [36] ou bien dans la galaxie M31 (expérience POINT-AGAPE [37]) permet ainsi de comptabiliser les variations significatives de luminosité signant la présence de naines brunes dans le halo de notre galaxie, ou dans le halo de la galaxie observée.

Quelques résultats

A titre d'illustration, nous citerons les résultats combinés de l'expérience française EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres) et de l'expérience américaine MACHO (Massive

5. Certains acronymes sont plus délicats que d'autres à imaginer, celui-ci est le fruit d'une collaboration américaine qui en a fait son nom.

6. C'est par l'observation de ce phénomène lors de l'éclipse totale de soleil de 1919 en Afrique de l'Ouest que Sir Arthur Eddington apporta la première preuve éclatante de la théorie d'Einstein.

Astrophysical Compact Objects) qui observent les Nuages de Magellan.

Les limites obtenues sur l'ensemble des observations et pour tous les modèles considérés donnent les contraintes suivantes [36]:

- les objets sombres de masse $10^{-7} M_{\odot} \leq m \leq 10^{-3} M_{\odot}$ représentent au maximum 25% du halo de matière noire.
- Moins de 10% du halo standard est composé de naines brunes de masse $3.5 \times 10^{-7} M_{\odot} < m < 4.5 \times 10^{-5} M_{\odot}$

Ces résultats montrent que les MACHOs de notre halo ne contribuent pas de façon suffisante à la matière noire de notre Galaxie : il doit donc exister de la matière noire non baryonique dans le halo.

1.2.2 Matière noire non baryonique

La matière noire non baryonique se divise en deux composantes, d'une part celle dite chaude (ou HDM pour Hot Dark Matter) qui regroupe des particules légères produites en équilibre thermique avec la matière baryonique, et d'autre part celle dite froide (ou CDM pour Cold Dark Matter) regroupant les particules non relativistes au moment du découplage photon-matière.

Matière noire chaude

Les candidats présentés pour former la matière noire chaude sont les trois neutrinos légers (ν_e , ν_{μ} et ν_{τ}). Leur production est intense dans l'Univers primordial et leur contribution à la densité de l'Univers s'exprime en fonction de leur masse, directement liée à leur densité relique [38] :

$$\Omega_{\nu} h^2 \simeq \frac{\Sigma m_{\nu}}{100 eV}$$

On voit qu'un neutrino ayant une masse de 100 eV suffirait pour donner à Ω_{tot} une valeur proche de l'unité [39].

Ce sont les accélérateurs qui fournissent actuellement les limites supérieures sur la masse des trois neutrinos par des mesures basées sur les cinématiques de désintégrations de π^{\pm} , τ^{\pm} , ... Ces limites sont les suivantes :

$$m_{\nu_e} \leq 4.5 eV$$

$$m_{\nu_{\mu}} \leq 160 keV$$

$$m_{\nu_{\tau}} \leq 24 MeV$$

Les limites inférieures sont quant à elles données par les expériences hors accélérateurs. Ces dernières ne donnent pas encore de résultats convergeant vers un modèle plutôt qu'un autre.

D'un point de vue astrophysique, il est difficile de considérer que les neutrinos constituent la totalité de la matière noire. Les modèles "neutrino+matière baryonique" appliqués dans

les amas prédisent des propriétés en contradiction nette avec les observations, et imposent la formation des galaxies à des temps trop récents. En revanche, les modèles impliquant les neutrinos à 20% et la matière noire froide à 80%, apparaissent cohérents avec un grand nombre d'observations de structures à grande échelle [38].

Matière noire froide

Les axions L'idée des axions est issue du problème de la violation de CP dans les interactions fortes. Des contraintes sur les paramètres du Lagrangien de QCD sont apportées par des mesures de non violation de CP dans les interactions fortes, impliquant notamment une valeur très faible de θ . C'est pour trouver une explication théorique à cette valeur que fut introduit une symétrie globale U(1), à la brisure de laquelle est associé l'axion, pseudo-boson de Goldstone [40].

Des limites sur la masse des axions ont pu être déterminées expérimentalement par des mesures sur la supernova SN 1987A et sur des étoiles d'amas globulaires, elles sont les suivantes [41] :

$$10^{-6} eV \lesssim m_a \lesssim 10^{-2} eV.$$

Si les axions existent, leur contribution à la densité de l'Univers est très importante [31]. Au sein d'un halo de galaxie, ils peuvent être détectés dans le champ magnétique par des conversions résonantes en photons. Citons l'expérience SOLAX [42].

Les WIMPs Sous le terme de WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles)⁷ sont regroupées des particules massives interagissant faiblement avec la matière ordinaire. De surcroît, elles sont caractérisées par leur stabilité. Ces propriétés induisent pour ces particules une abondance relique non négligeable. Cette particule sera par la suite notée χ .

Lorsque l'Univers a une température supérieure à m_χ , la particule est en équilibre thermique, sa densité est proportionnelle au cube de la température, $n_\chi \propto T^3$, l'équilibre est conservé par des réactions d'annihilations en quarks ou leptons et vice-versa.

Quand la température devient inférieure à m_χ , leur abondance chute exponentiellement tant que le taux d'annihilation $\langle\sigma_{Av}\rangle n_\chi$ reste supérieur au taux d'expansion de l'Univers H[31].

Quand $\langle\sigma_{Av}\rangle n_\chi$ devient inférieur à H, l'annihilation cesse, la densité des particules se fige, on parle de densité relique.

$\langle\sigma_{Av}\rangle$ est la moyenne du produit de la section efficace totale d'annihilation de $\chi\bar{\chi}$ en $l\bar{l}$ ou $q\bar{q}$ par leur vitesse relative.

L'évolution dans le temps de la densité de WIMPs est décrite par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle\sigma_{Av}\rangle[(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2]$$

Cette équation est vérifiée aussi bien pour les particules de Dirac que pour celles de Majorana (cas où $\chi = \bar{\chi}$). Lorsqu'aucune asymétrie particule-antiparticule n'existe, le nombre total de particules plus antiparticules est $2n_\chi$; dans le cas d'une asymétrie, c'est elle qui donne la valeur de la densité relique.

7. La richesse de l'argot américain donne une traduction de *wimp* en *poule mouillée* ou *mauviette*, ce qui traduit assez fidèlement le comportement de cette particule.

L'équation de Boltzmann donne une solution approchée de la densité actuelle d'une WIMP :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}}{\langle \sigma_A v \rangle}$$

En première approximation, l'abondance d'une WIMP est indépendante de sa masse et inversement proportionnelle à sa section efficace d'annihilation. L'évolution de l'abondance de WIMPs au cours du refroidissement de l'Univers est représenté sur la figure 1.8.

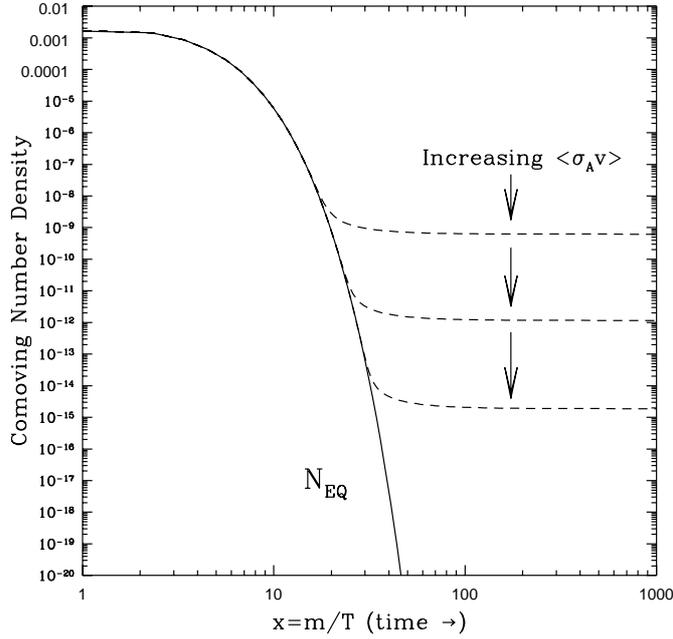


FIG. 1.8: Codensité d'une WIMP dans l'Univers primordial, à l'équilibre thermique (courbe en trait plein), puis après le gel, lorsque $\langle \sigma_A v \rangle n_\chi$ devient inférieur à H , selon plusieurs sections efficaces d'annihilation (courbes pointillées) [40]

Sachant calculer la densité des WIMPs, nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement à une famille de WIMPs que sont les WIMPs supersymétriques, leur densité relicue attendue, leur mode d'interaction et la manière de les détecter.

1.3 Les WIMPs supersymétriques

1.3.1 Introduction à la supersymétrie

Le Modèle Standard de la physique des particules donne une description de trois des quatre interactions fondamentales de la nature : interaction forte, interaction faible et interaction électromagnétique, les deux dernières étant unifiées en une interaction électrofaible. Il est basé sur l'application de symétries de jauge, le groupe de jauge du modèle étant $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Les prédictions du Modèle Standard sont très bien vérifiées expérimentalement depuis de longues années, mais des points importants restent sans réponse : d'où vient la masse des particules et peut-on unifier toutes les interactions en une seule théorie unifiée ? C'est pour

essayer de répondre à ces questions que fut introduite l'idée de la supersymétrie (également appelée SUSY). Le principal but de la supersymétrie est de permettre un pas vers la grande unification. Elle introduit de fait une unification entre bosons et fermions, soit entre matière et interaction [43]. Ceci est permis par l'ajout aux générateurs du groupe de Poincaré (translations et rotations d'espace-temps) de N nouveaux générateurs notés Q_α (N pouvant aller jusqu'à 8). Contrairement aux symétries de jauge, ces générateurs changent le spin des particules de valeurs demi-entières, créant ainsi un supermultiplet regroupant bosons et fermions.

$$Q_\alpha |B\rangle = |F\rangle$$

$$Q_\alpha |F\rangle = |B\rangle$$

Sous une transformation de SUSY, la norme du quadrivecteur énergie-impulsion reste invariante, ce qui implique que toutes les particules d'un supermultiplet donné ont la même masse. Puisqu'on ne connaît aucun boson ayant la même masse qu'un fermion, la supersymétrie doit connaître une brisure qui provoque une levée de dégénérescence en masse dans les supermultiplets.

Jusque dans le milieu des années 70, on cherchait à lier en supermultiplet les particules connues dans le modèle standard, comme par exemple :

$$\begin{pmatrix} e^\pm \\ \nu_e \end{pmatrix} \longleftrightarrow \begin{pmatrix} W^\pm \\ \gamma \end{pmatrix}$$

Cette vision est impossible sans violer la conservation du nombre leptonique dans chaque doublet de $SU(2)_L$, de plus, au sein d'un supermultiplet, le nombre de degrés de liberté leptonique doit être égal au nombre de degrés de liberté bosonique, ce qui conduit à envisager l'existence de nouvelles particules, particules supersymétriques (ou sparticules).

Le partenaire supersymétrique d'un boson sera un fermion supersymétrique ayant un nom se terminant en -ino, alors que le partenaire d'un fermion sera un boson supersymétrique ayant un nom commençant par s-. La supersymétrie double donc au minimum le nombre total de particules.

Un argument fort en faveur de la supersymétrie est la convergence des constantes de couplage α_1 (interaction électromagnétique), α_2 (interaction faible) et α_3 (interaction forte) qui a lieu dans le cadre de la théorie grand-unifiée (GUT) **avec supersymétrie**, à une échelle de grande unification $M_{GUT} \simeq 2 \times 10^{16}$ GeV [44], au delà de laquelle les trois interactions sont supposées unifiées en une constante de couplage unique α_{GUT} .

La figure 1.9 montre la situation pour une extension à très haute énergie du Modèle Standard, où la convergence n'est pas observée et la situation obtenue par l'apport de la supersymétrie.

Les modèles de SUSY-GUT donnent également des prédictions sur le temps de vie du proton qui ne sont pas en désaccord avec les limites expérimentales alors que GUT sans SUSY donne une valeur inférieure de plusieurs ordres de grandeur aux limites expérimentales [44].

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Le MSSM est l'extension supersymétrique la plus simple du modèle standard, il possède le même groupe de jauge :

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$$

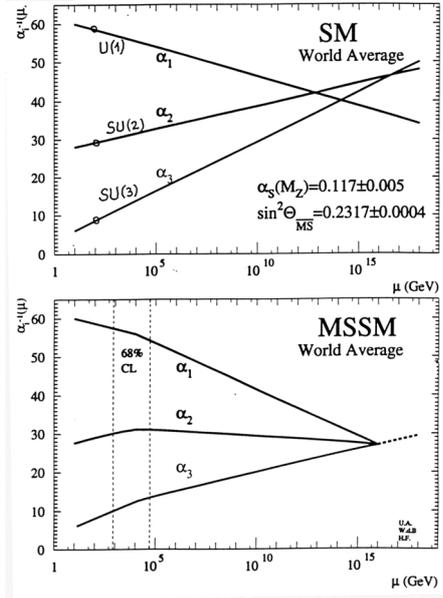


FIG. 1.9: Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard (en haut) et dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (en bas).

Dans ce modèle n'existe qu'un seul générateur Q_α à quatre composantes réelles. Ses états propres de masse sont ceux du modèle standard avec deux doublets de Higgs, et il ajoute :

- 6 squarks \tilde{q} ($S=0$)
- 6 sleptons \tilde{l} ($S=0$)
- 4 neutralinos χ_l^0 $1 \leq l \leq 4$ ($S=\frac{1}{2}$)
- 2 charginos χ_j^\pm $j = 1, 2$ ($S=\frac{1}{2}$)
- 8 gluinos \tilde{g} ($S=\frac{1}{2}$)

Le modèle obtenu contient une centaine de paramètres libres. L'hypothèse de Grande Unification donne un caractère prédictif au modèle en réduisant ses paramètres et il ne reste que :

$$m_0, M_2, \mu, \tan \beta, A \text{ et } B$$

après avoir supposé l'unification des masses des jauginos et celle des scalaires à l'échelle GUT.

m_0 étant la masse universelle des champs scalaires, M_2 la masse des jauginos de $SU(2)_L$, $\tan \beta$ est le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs ($\frac{v_2}{v_1}$), A et B sont les couplages respectivement trilinéaire et bilinéaire des champs scalaires.

Un nouveau nombre quantique : la R-parité

Un nouveau nombre quantique est introduit dans tous les modèles supersymétriques : la R-Parité. Ce nombre est défini par :

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

Les particules standard ont ainsi $R=+1$, tandis que les particules supersymétriques ont $R=-1$.

Le MSSM accepte les deux hypothèses de conservation ou non de la R-Parité. Une forte motivation pour la conservation de la R-Parité est qu'elle interdit une désintégration rapide du proton [45].

Cette conservation impose alors que la production de toute particule supersymétrique se fasse par paires, et que toute désintégration de particule supersymétrique donnera un nombre impair de particules supersymétriques dans l'état final. Enfin, la conservation de la R-Parité impose que la plus légère des sparticules ne peut pas se désintégrer, elle est donc stable. Nous verrons que c'est cette LSP (Lightest Supersymmetric Particle) qui sera le meilleur candidat non-baryonique pour la matière noire.

Le neutralino

La sparticule la plus légère dans le cadre du MSSM est le plus léger des quatre neutralinos, bien que pour certaines valeurs des paramètres, le sneutrino $\tilde{\nu}$ (super-partenaire du neutrino) puisse être la plus légère des sparticules, mais ce cas est peu favorisé.

Le neutralino est une combinaison linéaire de plusieurs sparticules : zino, photino et higgsinos, partenaires supersymétriques respectivement du Z^0 , du photon, et des bosons de Higgs neutres :

$$\tilde{\chi}_1^0 = a_1 \tilde{Z}^0 + a_2 \tilde{\gamma} + a_3 \tilde{H}_1^0 + a_4 \tilde{H}_2^0$$

Les paramètres a_j ($1 \leq j \leq 4$) sont issus de la diagonalisation de la matrice de masse du neutralino.

C'est une particule neutre, sa section efficace d'interaction avec la matière baryonique est de l'ordre de celle de l'interaction faible ($\sim 10^{-38} \text{cm}^2$), mais peut varier de plusieurs ordres de grandeur pour une masse du Higgs donnée [31].

Le MSSM ne prédit pas la masse du neutralino, elle dépend des paramètres M_2 , μ , et $\tan \beta$. Des arguments théoriques donnent une limite supérieure à sa masse de l'ordre du TeV [46]. Les expériences sur accélérateurs fournissent des limites inférieures, toutes dépendantes des modèles et supposant l'unification de masse des jauginos.

Une des dernières limites issue de l'ensemble des expériences LEP [47] donne pour $\tan \beta \geq 1.9$:

$$m_{\tilde{\chi}_1^0} > 46 \text{ GeV}.$$

1.3.2 Densité relique des neutralinos

Nous avons vu que, étant stable, l'interaction principale affectant le neutralino est l'annihilation, de section efficace σ_A . Le paramètre de densité s'écrit alors :

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_A v \rangle}$$

La section efficace d'annihilation, de nature faible ($\alpha \simeq 10^{-2}$) a la valeur suivante :

$$\langle \sigma_A v \rangle \simeq \frac{\alpha^2 h^2}{m^2 c}$$

Pour une masse typique $m=300 \text{ GeV}$, cette dernière vaut : $\langle \sigma_A v \rangle = 1.3 \times 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ce qui induit pour la densité :

$$\Omega_\chi h^2 \simeq 0.2$$

Cet ordre de grandeur est tout à fait compatible avec les valeurs attendues pour la matière noire non baryonique, et en fait un argument supplémentaire pour la candidature du neutralino.

Le candidat le plus probable pour former le halo de matière noire non baryonique apparaît donc être le neutralino, particule supersymétrique la plus légère. Bien que son interaction avec la matière “ordinaire” soit extrêmement faible, nous allons voir qu’il existe différentes manières de le mettre en évidence.

1.4 Détecter les WIMPs

On a vu que l’interaction prépondérante du neutralino était son annihilation. C’est donc cette annihilation qui va permettre un moyen de détection, on parle alors de détection indirecte. Une deuxième méthode de détection sur laquelle nous nous attarderons, est une détection directe de la WIMP par l’observation de sa très faible interaction avec les noyaux formant la masse d’un détecteur.

1.4.1 Détection indirecte

Annihilation des WIMPs

L’annihilation a principalement lieu lorsque l’on est en présence d’une forte densité de neutralinos, cette condition est vérifiée au centre des étoiles⁸ où les particules massives sont piégées par le champ gravitationnel [48].

Les états finals les plus probables sont des états à deux corps $f\bar{f}$, par exemple : W^+W^- , Z^0Z^0 , W^+H^- , W^-H^+ , Z^0A^0 , Z^0H^0 , Z^0h^0 , H^+H^- , $\gamma\gamma$...

Les sous-produits observables de ces annihilations sont des neutrinos énergétiques ayant une énergie de l’ordre du cinquième de la masse des WIMPs, c’est à dire supérieure à 10 GeV⁹.

Détecter des muons

Ces neutrinos d’annihilation arrivent sur Terre puis, lors de leur traversée de la croûte, les ν_μ se convertissent en muons et les ν_e en électrons par interaction à courant chargé. Les électrons sont rapidement arrêtés, mais les muons ont un libre parcours moyen beaucoup plus important et peuvent parcourir plusieurs kilomètres. Ce sont ensuite ces muons qui sont détectés par la lumière Čerenkov qu’ils produisent en pénétrant dans un volume d’eau. Ces expériences de détection requièrent ainsi de grandes étendues d’eau et un grand nombre de photomultiplicateurs. Citons par exemple les expériences Baïkal [49] et AMANDA [50], qui ont lieu dans les glaces respectivement du lac russe Baïkal et de l’Antarctique, ou, plus près de nous, l’expérience ANTARES [51] qui est installée en Méditerranée.

8. Cette condition peut également être vérifiée dans une moindre mesure au centre de planètes massives.

9. Pour comparaison, l’énergie typique des neutrinos solaires issus des réactions nucléaires est comprise entre 0.1 et 20 MeV.

D'autres produits d'annihilation ont également la possibilité d'être détectés, notamment le rayonnement gamma provenant de l'annihilation des WIMPs dans le halo galactique; c'est à cette recherche que sera dévolu le satellite GLAST (Gamma Large Area Space Telescope) [52]. On peut également mentionner les rayons cosmiques (principalement positons et antiprotons), mais cette voie de détection est beaucoup plus délicate et s'inscrit plutôt dans une étape à long terme, on peut citer par exemple l'expérience embarquée AMS¹⁰ [53].

1.4.2 Détection directe

Sections efficaces d'interaction des WIMPs avec les noyaux

Les WIMPs interagissent avec la matière ordinaire par diffusion élastique sur les noyaux. La possibilité d'observer cette interaction par la mesure des reculs nucléaires fut énoncée dans le milieu des années 80 par M. W. Goodman et E. Witten [54]. Les calculs de section efficace de cette interaction sont assez complexes : ils nécessitent de partir de l'interaction WIMP-quark puis de remonter au noyau en faisant intervenir les facteurs de forme nucléaires. Dans l'approximation non relativiste et du fait que le neutralino est un fermion de Majorana, les calculs se simplifient et il ne subsiste que deux types d'interaction, l'une dite spin-spin qui couple la WIMP au spin du noyau et l'autre, dite scalaire qui n'est dépendante que de la masse du noyau. La section efficace WIMP-noyau est alors la somme de ces deux termes.

Le couplage spin-spin

Un tel couplage est représenté par les diagrammes suivants (fig 1.10) : il y a échange d'un Z ou d'un squark.

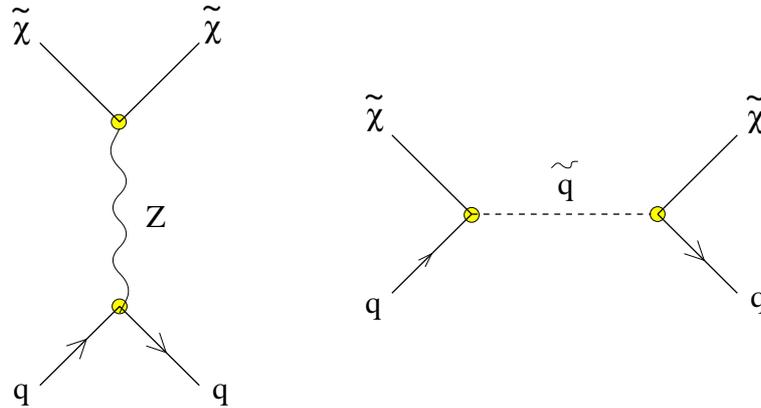


FIG. 1.10: Diagrammes de Feynman du couplage dépendant du spin WIMP-quark.

L'expression de la section efficace différentielle de cette interaction est la suivante :

$$\frac{d\sigma_{spin}}{d|\vec{q}^2|} = \frac{\sigma_0}{4m_r^2 v^2} F^2(|\vec{q}|) \quad (1.13)$$

où m_r est la masse réduite WIMP-noyau :

$$m_r = \frac{m_N m_\chi}{(m_N + m_\chi)} \quad (1.14)$$

¹⁰. L'expérience AMS sera installée sur la station orbitale internationale dont l'assemblage débutera en 2001, le spectromètre magnétique sera lui lancé en mai 2003.

v est la vitesse de la WIMP par rapport au noyau cible, σ_0 peut être assimilée à une section efficace totale sans moment de transfert :

$$\sigma_0 = \frac{32}{\pi} G_F^2 m_r^2 \Lambda^2 J(J+1) \quad (1.15)$$

$F^2(|\vec{q}|)$ est le facteur de forme. Dans le cas du couplage spin-spin, $F^2(|\vec{q}|)$ dépend du modèle choisi pour l'interaction WIMP-nucléon [55], il peut être approximé par l'expression suivante : $F^2(|\vec{q}|) \simeq e^{-\frac{E_R}{E_c}}$, où E_R est l'énergie de recul du noyau cible et E_c l'énergie caractéristique du facteur de forme : $E_c \simeq 36A^{-\frac{5}{3}}$ MeV.

J est le moment angulaire total du noyau, $\Lambda = \frac{J(J+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2J(J+1)}$.

Le couplage scalaire

Le couplage scalaire prend en compte plusieurs contributions. On a tout d'abord les interactions neutralino-quark représentées par les diagrammes 1.11, où il y a échange d'un squark ou d'un Higgs. Puis, à ceci s'ajoutent des processus WIMP-gluons.

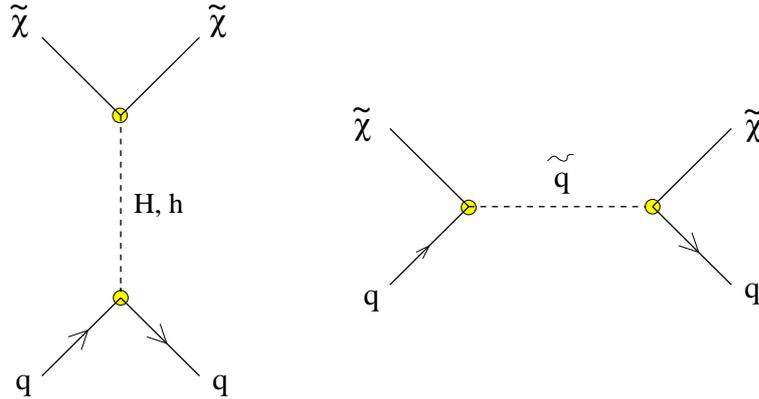


FIG. 1.11: échange de squark ou de Higgs dans le couplage scalaire.

La section efficace différentielle pour cette interaction scalaire s'exprime par :

$$\frac{d\sigma_{scal}}{d|\vec{q}|} = \frac{\sigma_0_{scal}}{4m_r^2 v^2} F^2(Q) \quad (1.16)$$

où σ_0_{scal} , section efficace standard pour un moment de transfert nul, s'écrit :

$$\sigma_0_{scal} = \frac{4m_r^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (1.17)$$

$F(Q)$ est un facteur de forme de Woods-Saxon, fonction de la variable Q liée au moment de transfert q par :

$$q = \sqrt{2m_N Q} \quad (1.18)$$

Il peut s'exprimer de manière simple comme dans le cas du couplage spin-spin : $F^2(|\vec{q}|) \simeq e^{-\frac{E_R}{E_c}}$, avec une énergie caractéristique $E_c \simeq 72A^{-\frac{5}{3}}$ MeV.

f_p et f_n sont les couplages du neutralino avec le proton et le neutron. On peut généralement considérer que $f_p \simeq f_n$, ce qui permet de simplifier l'expression de $\sigma_{0\text{ scal}}$. Une autre simplification intervient pour des masses de WIMPs importantes : $m_\chi \gg m_N$, dans ce cas, la masse réduite m_r est pratiquement égale à m_N , et on obtient :

$$\sigma_{0\text{ scal}} \propto m_N^4$$

Le matériau composant le détecteur pourra ainsi être choisi en fonction du couplage que l'on désire observer : noyaux à haut spin pour le couplage spin-spin ou noyaux de grande masse pour le couplage scalaire. Très souvent, des matériaux ayant les deux propriétés sont recherchés, même si deux détecteurs spécialisés chacun pour un couplage donné peuvent permettre une signature par la mesure de la différence d'amplitude de ces deux couplages.

Taux d'interaction et spectre en énergie de recul

Lorsqu'une WIMP de masse m_χ ayant une vitesse v diffuse sur un noyau de masse m_N , elle lui communique une énergie de recul égale à :

$$E_R = \beta^2 \frac{m_\chi^2 m_N}{(m_\chi + m_N)^2} (1 - \cos \theta^*) \quad (1.19)$$

où θ^* est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, et $\beta = \frac{v}{c}$.

Par exemple, une WIMP incidente ayant une vitesse $v \simeq 250 \text{ km.s}^{-1} \simeq 10^{-3} c$ et une masse $m_\chi = 100 \text{ GeV}$ arrivant sur un noyau de masse $A=70$ induira une énergie de recul maximale : $E_{R\text{ max}} \simeq 50 \text{ keV}$.

Expérimentalement, l'énergie incidente des WIMPs et leur angle de diffusion ne sont pas connus, seule l'énergie de recul des noyaux est accessible.

Pour des particules monocinétiques, le nombre d'événements pour un noyau cible et par unité de temps s'écrit : $\frac{dN}{dt} = nv\sigma$. Si on l'exprime par unité d'énergie, il devient :

$$\frac{dN}{dt dE_R} = nv \frac{d\sigma}{dE_R}$$

Les WIMPs n'étant pas monocinétiques mais ayant une distribution de vitesses $\frac{dn(v)}{dv}$, l'expression devient :

$$\frac{dN}{dt dE_R} = \int dn(v) v \frac{d\sigma}{dE_R} = \int_{v_{\min}(E_R)}^{v_{\max}(E_R)} \frac{dn(v)}{dv} v \frac{d\sigma}{dE_R} dv$$

Pour des énergies de recul petites, la section efficace différentielle peut être considérée indépendante de la vitesse v et de E_R , donc constante sur l'intervalle $[0, E_R^{\max}]$, on a alors sur cet intervalle :

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \frac{\sigma}{E_R^{\max}} = \frac{\sigma}{r E_1} = \frac{2\sigma}{r m_\chi v^2}$$

$$\text{avec } r = \frac{m_N m_\chi}{(m_N + m_\chi)^2} \text{ et } E_1 = \frac{1}{2} m_\chi v^2$$

la borne supérieure d'intégration tend vers l'infini, tandis que la borne inférieure est donnée par la valeur de E_R minimale : puisqu'on a $E_R = E_1 r \frac{1 - \cos \theta}{2}$, $E_1^{\min} = \frac{E_R}{r}$ et $v^{\min} = \sqrt{\frac{2E_R}{r m_\chi}}$

En supposant une distribution maxwellienne des vitesses des WIMPs dans le halo galactique : $\frac{dn}{dv} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0}{v_0} \frac{v^2}{v_0^2} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}$, on arrive à une expression du taux d'événements :

$$\frac{d^2 N}{dt dE_R} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 \sigma}{r m_\chi v_0} \int_{\sqrt{\frac{2E_R}{r m_\chi}}}^{+\infty} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}} \frac{2v dv}{v_0^2} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{n_0 v_0 \sigma}{2r E_0} e^{-\frac{E_R}{r E_0}}$$

Si on note R le nombre d'événements par unité de temps et par unité de masse du détecteur : $R = \frac{d^2 N}{dt dm}$, la masse du noyau m pouvant être approximée par $m_{noyau} \simeq A m_p$ où m_p est la masse du proton, on obtient alors l'expression du taux d'événements :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{r E_0} e^{-\frac{E_R}{r E_0}}$$

où $R_0 \simeq \frac{2n_0 v_0 \sigma}{\sqrt{\pi} A m_p}$.

Avec une densité locale de WIMPs de l'ordre¹¹ de 0.4 GeV.cm^{-3} , une section efficace $\sigma \simeq 10^{-38} \text{ cm}^2$ et une masse m_χ de 100 GeV, on obtient un R_0 de l'ordre de 1 evt/jour/kg.

Plus la masse de la WIMP est faible, plus le spectre du taux d'événements est cro^aux basses énergies.

Ce spectre décroît exponentiellement par unité de masse, ce qui impose de disposer de la plus grande masse de détecteur possible. D'autre part, pour une masse de WIMP égale, il décroît lorsque l'énergie de recul augmente, ce qui impose d'avoir un seuil de détection le plus bas possible. Le taux très faible d'événements attendus montre par ailleurs l'importance cruciale de réduire au maximum le bruit de fond.

Les spectres en énergie de recul et spectres de taux d'événement dépendent de manière directe du comportement du recul de noyau au sein du détecteur. Les noyaux de recul ayant un comportement différent de celui des électrons dans le réseau cristallin, un étalonnage en énergie de recul est requis pour tout type de détecteur reposant sur cette approche.

Une modulation annuelle pour signature

Une signature forte de l'existence de particules au sein du halo de la Galaxie impose de détecter un paramètre lié à leur nature galactique.

Une modulation annuelle du taux d'événements apparaît lorsque l'on prend en compte la vitesse de rotation de la Terre autour du Soleil, lui-même en rotation au sein du halo galactique [56]. C'est cette modulation qui doit permettre de signer les événements détectés comme des interactions de WIMPs.

En posant $x = \sqrt{\frac{E_R}{r E_0}}$,

$a = \frac{w}{v_0}$, où w est la vitesse du détecteur par rapport au référentiel galactique,
 $b = \frac{v}{v_0}$,

le taux d'événements s'écrit alors :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{1}{2a} \frac{R_0}{r E_0} \left[\int_{x-a}^{x+a} e^{-p^2} dp - \int_{b-a}^{b+a} e^{-p^2} dp \right]$$

11. Valeur raisonnable en considérant un halo sphérique isotherme de densité $\rho(r) = \rho_0 \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r^2}$ a étant le rayon de cœur du halo [31]

L'allure du spectre en énergie reste la même, mais sa pente, ainsi que celle du taux d'événements connaissent une modulation annuelle d'une amplitude de 7%, avec un extremum le 2 juin, où la vitesse par rapport au centre galactique est maximale.

Des diagrammes d'exclusion

La mesure du taux d'événements permet, pour une masse m_χ donnée, de remonter à la section efficace d'interaction. On peut alors tracer le diagramme de la section efficace en fonction de la masse des WIMPs m_χ .

Tous les événements étant considérés comme des événements du fond, la section efficace mesurée correspond donc à une section efficace maximale pour la masse m_χ considérée. Les sections efficaces supérieures sont ainsi exclues.

Ces diagrammes d'exclusion sont calculés pour les deux types de couplage WIMP–noyau, ils permettent de situer l'expérience par rapport aux modèles théoriques.

De nombreux détecteurs

De nombreuses approches expérimentales ont vu le jour depuis une dizaine d'années, impliquant tous les types de détecteurs, des plus classiques détecteurs semi-conducteurs au plus novateurs, en voici un bref balayage :

Des détecteurs semi-conducteurs Les semi-conducteurs ont été les premiers détecteurs à être mis en œuvre pour la détection d'événements rares. Le recul nucléaire au sein de ces détecteurs crée des paires e^- -trou [57] dont la migration vers les électrodes induit le signal. Ces cristaux peuvent atteindre plusieurs kilogrammes et ont l'avantage de pouvoir bénéficier d'une très grande pureté, réduisant le bruit de fond radioactif intrinsèque du détecteur. De tels cristaux de germanium sont utilisés par la collaboration Heidelberg–Moscou [58] et ont donné la meilleure limite à ce jour en terme de diagramme d'exclusion. L'inconvénient de cette méthode est le faible choix disponible de matériaux (essentiellement Silicium ou Germanium).

Des scintillateurs Le signal du recul nucléaire est donné ici par l'émission de lumière après excitation du réseau cristallin. De nombreux matériaux ont des propriétés luminescentes, ce qui permet un grand choix de noyaux, notamment riches en spin, ils permettent également d'utiliser de grandes masses, mais ils ont l'inconvénient de ne pas pouvoir s'affranchir facilement d'isotopes radioactifs, notamment en ce qui concerne les scintillateurs contenant de l'iode, tel que le NaI(Tl). La collaboration britannique UKDMC (UK Dark Matter Collaboration) emploie des NaI d'une masse totale de 5 kg, alors que le groupe italien DAMA (DARK MATter) [3] en utilise une masse totale d'une centaine de kilogrammes, on peut également citer l'expérience NaI IGEX du Canfranc [59] utilisant une trentaine de kilogrammes, ainsi que l'expérience japonaise ELEGANTS (ELEctron GAMMA-ray NeuTrino Spectrometer) développant une quarantaine de kilogrammes.

Des bolomètres Le signal mesuré dans un bolomètre est une élévation de température, nous verrons en détail la physique des bolomètres dans le chapitre suivant. La technique bolométrique possède le grand avantage d'être adaptable à un grand nombre de matériaux. De plus, toute forme d'énergie se dégradant à terme en chaleur, le bolomètre doit permettre de mesurer un signal maximal, indépendant de la particule incidente et avec un très bas seuil. Les principales collaborations qui développent ce type de détecteurs sont les allemands de

l'expérience CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Techniques), les français de l'expérience ROSEBUD (Rare Object Search Employing Bolometers UnDerground), ainsi que la collaboration italienne de Milan [2]. En outre, trois collaborations développent des bolomètres à double composante, ajoutant une composante ionisation ou lumière à la composante chaleur. Il s'agit de la collaboration américaine CDMS (Cold Dark Matter Search) [60], ainsi que de la collaboration française EDELWEISS (Expérience pour DEtecter Les Wimps En Site Souterrain) qui met en œuvre des bolomètres germanium [61] [62]. La collaboration CRESST [63] a quant à elle opté pour une double détection chaleur-lumière. La mesure simultanée de la chaleur et d'une deuxième composante (lumière ou ionisation) a l'avantage considérable de rejeter activement le fond gamma radioactif, et de ne garder ainsi que les événements de recul nucléaires.

D'autres détecteurs Des technologies novatrices apparaissent dans la détection directe de matière noire, citons l'expérience britannique CASPAR qui utilise des scintillateurs à matrice organique et qui parvient à discriminer des reculs de noyaux et d'électrons [64]. Citons également les expériences PICASSO (Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects) [65] et SIMPLE (Superheated Instrument for Massive Particle Experiments) [66] qui utilisent des détecteurs à fréon métastable, qui ont le grand avantage de ne pas être sensibles aux bruits de fond gamma et bêta, mais qui ne permettent pas la mesure de spectres en énergie.

Le prochain chapitre sera entièrement dédié à la physique des bolomètres tels que ceux développés par EDELWEISS au Laboratoire Souterrain de Modane.

Chapitre 2

Interactions particules-matière et Bolomètres

Le ciel est mort. Vers toi, j'accours! donne, ô matière, l'oubli de l'Idéal cruel et du péché!
Stéphane Mallarmé

2.1 Interactions particules-matière

Les détecteurs cryogéniques (bolomètres) ont l'avantage considérable de pouvoir détecter des particules, et mesurer leur dépôt d'énergie. Si de plus, ces bolomètres sont des semi-conducteurs incorporant la mesure de l'ionisation ou des scintillateurs permettant une mesure de la luminescence, ils peuvent également permettre de discriminer la nature des particules incidentes.

Les processus mis en jeu sont divers. Le bolomètre simple est constitué de deux éléments : un cristal absorbant, dans lequel ont lieu les interactions des particules incidentes, et un thermomètre, le senseur, qui lui est couplé et qui mesure son élévation de température.

Une caractéristique fondamentale d'un semi-conducteur est la valeur de son énergie de gap E_g , énergie séparant la bande de valence de la bande de conduction; pour Ge, $E_g=0.7$ eV. Une autre caractéristique fondamentale est l'énergie minimale E_i que doit avoir la particule incidente pour créer une paire $e^- - \text{trou}$, son expression est fonction de E_g et dépend de la nature de la particule ionisante, on a :

pour des photons : $E_i \simeq E_g$

pour des électrons : $E_i \simeq \frac{3}{2}E_g$

pour des particules de masse $M \gg m_e$: $E_i \simeq \frac{M}{2m_e}E_g$

Nous allons passer en revue le comportement des différents types de particules incidentes.

2.1.1 Des photons

Les photons interagissent en cédant leur énergie aux électrons du milieu. Trois interactions coexistent, dépendant de l'énergie du photon ainsi que du numéro atomique de l'élément du cristal.

La figure 2.1 montre le type de spectre obtenu.

- Si $E_g \leq h\nu \leq 100$ keV : Les photons sont majoritairement absorbés par effet photoélectrique ($\sigma \propto Z^5$). Le photon arrache un électron d'une couche interne de l'atome

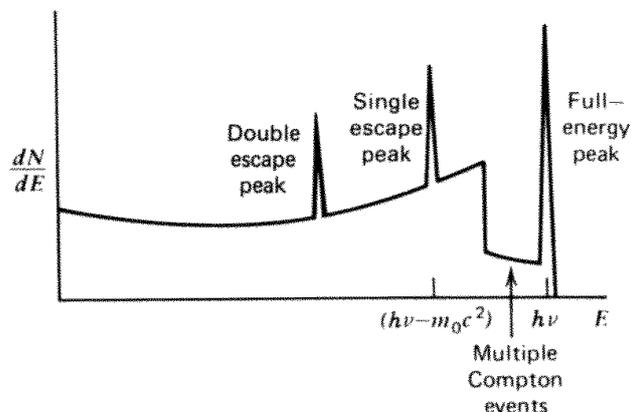


FIG. 2.1: *Forme de spectre typique obtenu avec des photons incidents de haute énergie [67].*

qui possède alors une énergie égale à $h\nu - E_{liaison}$. L'électron secondaire dépose ensuite toute son énergie dans le cristal (voir la section suivante). La mesure donne alors un pic à l'énergie du photon incident.

- Si $100 \text{ keV} \leq h\nu \leq 3 \text{ MeV}$: l'interaction dominante est l'effet Compton ($\sigma \propto Z$). Le photon est diffusé élastiquement sur un électron, l'électron emportant une fraction de l'énergie avec une énergie maximale $E_{max} = \frac{2h^2\nu^2}{m_e + 2h\nu}$. L'électron diffusé aura alors un spectre continu marquant un front (front Compton), le photon diffusé pouvant quant à lui s'échapper du cristal ou diffuser à nouveau.
- Si $h\nu > 3 \text{ MeV}$: La création de paires $e^+ - e^-$ domine ($\sigma \propto Z^2$). Le positon créé s'annihile avec un électron du milieu en produisant deux nouveaux photons de 511 keV. Si ces photons sortent du cristal, ils donnent lieu à des pics d'échappement situés à 511 keV du pic photoélectrique ou à 1.022 MeV du pic (si les deux se sont échappés).

Les γ que nous utiliserons seront principalement issus de sources d'étalonnage et ne dépasseront pas 2 MeV. Les sources utilisées seront par exemple ^{57}Co ayant des raies à 122 keV et 136 keV ainsi que ^{241}Am émettant un gamma à 59 keV.

2.1.2 Des électrons

Les électrons peuvent être des particules incidentes arrivant sur le bolomètre, mais la plupart des électrons qui interagissent proviennent d'interactions primaires comme celles des photons mais aussi de toute particule chargée.

- Tant que l'énergie de l'électron considéré est supérieure à l'énergie minimale pour qu'il crée une paire ($E_e > E_i$), il cède son énergie de deux manières :

Par création de paires $e^- - \text{trou}$ (figure 2.2), qui est le processus dominant.

Par création de phonons optiques ($\nu \simeq 10^4 \text{ GHz}$) par diffusion $e^- - \text{phonons}$.

- Quand E_e devient inférieure à E_i , l'électron crée des phonons acoustiques ($\nu < 10^4 \text{ GHz}$).

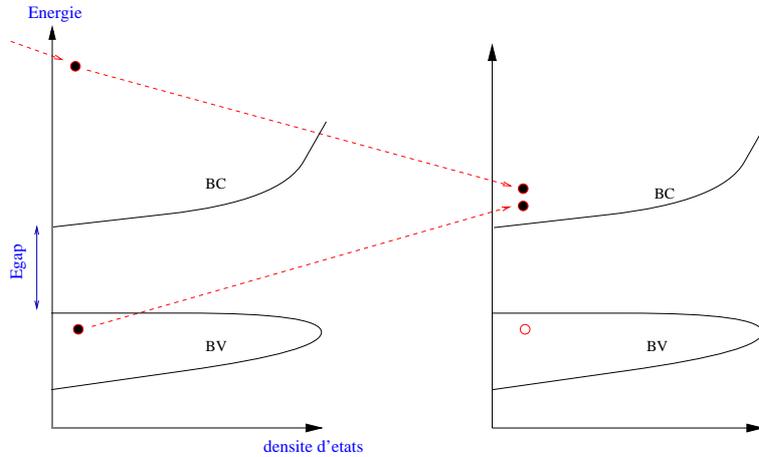


FIG. 2.2: Schéma de la création de paires électron-trou par un électron d'énergie $E_e > E_i$.

- Enfin, les électrons de basse énergie disparaissent en se recombinant avec les trous restants, produisant une émission de photons ou de phonons de basse énergie¹.
Il est à noter que les impuretés et les défauts cristallins peuvent agir non pas comme centres de recombinaison mais comme un piège à électrons et trous, provoquant une perte de collection des charges.

2.1.3 Des alphas et des ions

- A haute énergie, les α ont une interaction principale avec les électrons par diffusion inélastique, le pouvoir d'arrêt de ces interactions coulombiennes s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} N Z \left[\ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right]$$

L'énergie maximale qui est transférée à l'électron est $E_{max} = \frac{4m_e M}{(m_e + M)^2} E_i$ où E_i est l'énergie incidente de l'ion, cette énergie transférée est très petite devant E_i , la particule α n'est alors pratiquement pas déviée.

- A faible énergie, le processus dominant est la collision élastique avec les atomes du milieu, l' α est fortement dévié, la capture d'électrons modifie sa charge, la perte d'énergie devient proportionnelle à la vitesse lors de collisions avec les électrons du cortège électronique. Il diffuse également sur les noyaux, provoquant la création de nombreux modes de vibration du réseau cristallin (phonons acoustiques et optiques). Une fois arrêté, il est devenu un atome neutre.

Comparé à des électrons de même énergie, le parcours de particules chargées est très petit (de l'ordre du μm).

2.1.4 Des neutrons et des WIMPs

L'interaction produite par une particule incidente massive et neutre comme un neutron ou une WIMP prend la forme d'une collision élastique ou inélastique avec les noyaux du cristal

1. Ces recombinaisons ont principalement lieu là où des sous-niveaux à l'intérieur du gap existent, c'est à dire à la surface du cristal où ils sont créés par les liaisons covalentes brisées, ainsi qu'au niveau des impuretés du cristal.

dans tout le volume du détecteur. L'ion de recul interagit ensuite à partir de cette collision de la manière vue précédemment. L'énergie de recul communiquée au noyau ne dépend que de l'énergie incidente du neutron et de son angle de diffusion² :

$$E_R = \frac{2E_n m_n M_N}{(m_n + M_N)^2} (1 - \cos\theta^*)$$

Il existe donc une énergie de recul maximale qui vaut : $E_{R \max} = \frac{4E_n m_n M_N}{(m_n + M_N)^2}$ (où E_n est l'énergie du neutron incident, m_n sa masse et M_N la masse du noyau cible). L'énergie de recul maximale obtenue avec un neutron de 2 MeV sur un noyau de ^{72}Ge sera ainsi de l'ordre de 108 keV.

2.2 L'effet de Quenching

Que ce soit dans la voie ionisation, lumière ou dans la voie chaleur, les détecteurs sont généralement étalonnés avec des électrons, c'est-à-dire avec des photons γ (ou X) incidents. Leur réponse à des particules plus lentes comme des noyaux de recul peut être bien différente. Le facteur de Quenching est le paramètre de conversion qui permet de décrire la différence de réponse d'un détecteur à un recul de noyau par rapport à un recul d'électron.

La connaissance du facteur de Quenching d'un recul nucléaire dans la voie chaleur est un paramètre crucial pour l'ensemble de la mesure bolométrique.

Elle est indispensable à la construction des spectres en énergie des bolomètres, puis des spectres de taux d'interactions en fonction de l'énergie de recul, d'où sont extraites les sections efficaces χ -noyau, qui permettent ensuite la construction des diagrammes d'exclusion en fonction de différentes masses de WIMPs.

Il est défini comme le rapport de l'amplitude d'un signal d'un recul nucléaire d'énergie E sur l'amplitude du signal d'un électron de même énergie E .

$$Q = \frac{S_{\text{recul}}(E)}{S_{e^-}(E)}$$

S peut représenter le signal de scintillation, d'ionisation ou de chaleur d'un détecteur.

La résolution en énergie, le seuil et les taux d'événement des détecteurs sont toujours évalués à partir d'un étalonnage en énergie équivalent-électron, via un étalonnage par des sources γ .

Or, pour une détection basée sur les reculs de noyaux, l'ensemble de ces paramètres doivent être convertis à leur valeur pour un recul nucléaire, d'où la nécessité de l'étalonnage en énergie de recul de ce type de détecteurs et la détermination du facteur de Quenching.

2.2.1 Quenching en scintillation

Le facteur de Quenching en scintillation est donné par les modèles théoriques qui décrivent la luminescence produite par les reculs d'ions, comme les modèles développés par Birks [68].

² L'angle θ^* est l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, pour des noyaux de grande masse comme les noyaux de germanium, il se confond avec l'angle dans le référentiel du laboratoire.

L'effet de quenching en luminescence est causé par le phénomène de saturation des centres luminescents dans les scintillateurs inorganiques : le taux de lumière produite diminue lorsque le pouvoir d'arrêt augmente. La lumière est produite par les électrons secondaires produits le long de la trace de l'ion incident. La densité des porteurs est limitée à une valeur maximum constante, qui définit une zone cylindrique de saturation autour de la trace de l'ion [69]. La production de lumière peut en outre être limitée par des recombinaisons e^- -trous lors de la migration des porteurs [70].

Différents cristaux ont été étudiés expérimentalement, comme NaI(Tl), CsI(Tl) ou CaF_2 .

Des valeurs proches de 0.3 ont été obtenues pour des reculs de Sodium dans NaI(Tl) [8] [9] [7], S. Pécourt à obtenu une valeur du facteur de Quenching proche de 0.1[10] pour les reculs de Cs et I dans CsI(Tl), montrant une remontée à basse énergie. Par contre, les reculs de Ca et F offrent un facteur de Quenching bien plus faible, de l'ordre de 0.07 [11].

2.2.2 Quenching en ionisation

Des estimations théoriques du facteur de Quenching en ionisation sont données par la théorie de Lindhard [71], qui modélise l'ionisation produite par des reculs d'ions dans la matrice cristalline.

L'adaptation du potentiel de Thomas-Fermi permet de calculer les sections efficaces différentielles de diffusion d'un noyau sur un électron ou bien sur un autre noyau. La section efficace s'écrit alors :

$$d\sigma = \pi a^2 \frac{dt}{2t^{\frac{3}{2}}} f(t^{\frac{1}{2}})$$

où $f(t^{\frac{1}{2}})$ est une fonction universelle ne dépendant que de la variable t.

$$t = \epsilon^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} = \epsilon^2 \frac{T}{T_m} \quad \text{et} \quad \epsilon = E \frac{0.88553 a_0 Z^{-\frac{1}{3}}}{2e^2 Z^2}$$

ϵ est l'énergie réduite ($\epsilon=0.005E_R$ pour le germanium), Θ est l'angle de diffusion, a_0 est le rayon de Bohr, T est l'énergie transférée et T_m est l'énergie de recul maximum.

Lorsque la vitesse de l'ion incident est inférieure à la vitesse orbitale moyenne des électrons, l'énergie cédée aux électrons s'écrit : $\frac{d\epsilon}{d\rho} = k\epsilon^{\frac{1}{2}}$

où $\rho = \pi a^2 RN$ est la distance réduite (N est le nombre d'atomes par unité de volume et R la distance). $k = 0.133 Z^{\frac{2}{3}} A^{-\frac{1}{2}}$ est le paramètre de Lindhard. Dans le cas du germanium, nous avons $k=0.158$.

La quantité d'énergie transmise aux électrons est calculée dans ce modèle en négligeant les reculs d'ions produits par des électrons et en séparant les deux types d'interaction : électronique et nucléaire. La figure 2.3 montre la distribution de l'énergie réduite obtenue pour différentes valeurs du paramètre k .

La fraction d'énergie transférée aux atomes est donnée par l'expression suivante, elle est inversement proportionnelle au pouvoir d'arrêt électronique pour les grandes valeurs de ϵ et pratiquement égale à ϵ pour des valeurs de $\epsilon < 1$: $\bar{\nu}(\epsilon) = \frac{\epsilon}{1+kg(\epsilon)}$

g est une fonction empirique qui satisfait les conditions aux limites suivantes : $g(\epsilon) \rightarrow 0$ quand $\epsilon \rightarrow 0$

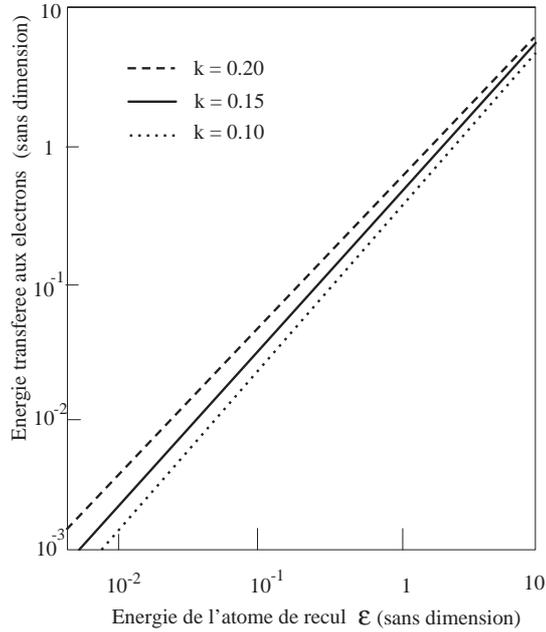


FIG. 2.3: *Energie de recul réduite transférée aux électrons en fonction de l'énergie réduite de l'atome de recul, pour différentes valeurs du paramètre k .*

$g(\epsilon) \rightarrow \epsilon$ quand $\epsilon > 10$

La fraction de l'énergie qui est convertie en ionisation peut alors s'écrire :

$$f(\epsilon) = \frac{\bar{\eta}}{\epsilon} = \frac{k g(\epsilon)}{1 + k g(\epsilon)}$$

où $\bar{\eta}$ est la fraction de l'énergie cédée aux électrons, on a $\bar{\nu} + \bar{\eta} = \epsilon$.

La courbe $f(\epsilon)$ peut être comparée aux résultats expérimentaux, qui sont peu nombreux et qui existent principalement pour des semiconducteurs comme le germanium et le silicium.

Des mesures sur des diodes Ge(Li) et Si(Li) ont été effectuées par diffusion de neutrons. Les valeurs obtenues pour des énergies de recul comprises entre 20 et 80 keV varient en fonction de l'énergie et sont de l'ordre de 0.30 pour ces deux cristaux semiconducteurs [11] [5].

Des valeurs peuvent également être obtenues grâce à des détecteurs à double composante en faisant une hypothèse sur la valeur du facteur de quenching de la deuxième voie de mesure. C'est ce qui a été effectué notamment sur un bolomètre germanium chaleur ionisation en faisant l'hypothèse d'un facteur de quenching dans la voie chaleur égal à 1 [60].

2.2.3 Quenching en chaleur

Le facteur de Quenching des bolomètres représente le rapport de l'amplitude du signal phonon d'un recul sur l'amplitude du signal phonon induit par un gamma de même énergie; il peut être paramétré de la façon suivante :

Une fraction α de l'énergie perdue par la particule dans l'absorbant est transférée au réseau cristallin en déplaçant les ions de leur site, et seulement une fraction ϵ de αE est finalement convertie en chaleur (phonons). La fraction $(1 - \alpha)$ de l'énergie déposée est transférée au système électronique, et seule une fraction δ en est convertie en phonons.

α dépend à la fois de la particule incidente et du cristal, par contre, ϵ et δ dépendent uniquement de l'absorbant.

Dans le cas d'un électron, on aura l'énergie entièrement transférée au système électronique ($\alpha = 0$), tandis qu'un ion de basse énergie (noyau de recul) interagira avec les électrons mais aussi avec les noyaux (voir la section 2.1.3).

Le facteur de Quenching peut alors s'écrire [72] :

$$Q' = \frac{1}{\delta}[\delta(1 - \alpha) + \epsilon\alpha]$$

Dans le cas limite où toute l'énergie est transférée aux noyaux du réseau, on obtient :

$$Q'_N = \frac{\epsilon}{\delta}$$

qui ne dépend alors plus que de la nature du cristal absorbant, il peut notamment prendre des valeurs inférieures ou supérieures à 1.

Des arguments théoriques confirmés par des mesures expérimentales [73] donnent une estimation de α pour tout système particule-cible. Sa valeur augmente quand E décroît, tendant cependant vers une limite commune α_{seuil} , pour $E < E_{seuil}$. L'énergie de seuil E_{seuil} dépend à la fois du noyau de recul et de la nature du cristal.

Pour un noyau de germanium reculant dans un cristal de germanium, cette énergie de seuil vaut 1.2 MeV [74].

Pour des énergies inférieures à l'énergie de seuil, le facteur de Quenching est donc constant et vaut³ :

$$Q'_{seuil} = \frac{1}{\delta}[\delta(1 - \alpha_{seuil}) + \epsilon\alpha_{seuil}]$$

Une mesure dans ces conditions a été effectuée avec des noyaux de recul de ^{206}Pb sur un cristal de TeO_2 par la collaboration italienne de Milan [2], donnant une valeur $Q' = 0.93$.

Pour des noyaux de recul d'énergie supérieure à E_{seuil} , Q' peut prendre des valeurs bien supérieures et varie selon la nature du projectile.

2.3 Mesure de l'ionisation

Utiliser un bolomètre semi-conducteur permet d'ajouter à la mesure de la chaleur, l'ionisation produite par une particule incidente. Le cristal utilisé est un cristal de germanium pur, dont deux de ses surfaces sont implantées avec des atomes de niobium pour atteindre un caractère métallique. De telles couches métalliques sont les électrodes de la chambre à ionisation qu'est alors le cristal. La particule incidente crée des paires $e^- - trou$ qu'une tension

3. Dans le cas où $\epsilon < \delta$, Q'_{seuil} est alors la plus petite valeur possible du facteur de Quenching et est indépendante de la nature du noyau de recul, pour une énergie $E < E_{seuil}$.

adéquate appliquée entre les électrodes fait dériver. Le temps de montée du signal d'ionisation est beaucoup plus petit que celui du signal chaleur (quelques centaines de nanosecondes contre quelques centaines de microsecondes).

L'énergie dissipée par ionisation est directement proportionnelle au nombre de paires créées :

$$E = N\epsilon_i$$

où N est le nombre de paires et ϵ_i l'énergie nécessaire pour créer une paire (liée à E_g dans les semi-conducteurs par : $\epsilon_i = 2.8 E_g + 0.75$ pour les γ . Dans le germanium, elle vaut : $\epsilon_\gamma \simeq 3 eV$ et $\epsilon_n \simeq 12 eV$ pour respectivement des γ et des reculs de noyaux.).

La différence de potentiel V_D appliquée entre les électrodes crée un champ électrique dans tout le volume. Les porteurs migrent sous l'effet de ce champ et leur déplacement induit une modification du potentiel entre les électrodes qui peut être mesuré et amplifié. Si le temps d'évacuation des charges est important devant celui nécessaire aux porteurs pour traverser le volume, la variation de la tension entre les électrodes peut s'écrire [67] :

$$\Delta V = \frac{eN}{C_D D} (d_t + d_e)$$

où d_t et d_e sont respectivement les distances moyennes de migration des trous et des électrons, C_D est la capacité du détecteur et D est son épaisseur⁴.

Le refroidissement à très basse température limite les contributions du bruit Johnson et du bruit thermodynamique dans la résolution et c'est le terme statistique qui domine [75] [76]. Elle vaut :

$$\Delta E_{stat} = 2.35 \sqrt{F \cdot E_i E} \quad (2.1)$$

où F est le facteur de Fano (qui traduit le fait que les paires créées ne sont pas entièrement indépendantes sur leurs fluctuations en énergie).

Les détecteurs semi-conducteurs classiques garantissent ainsi en théorie de très bonnes performances. On aura par exemple pour un cristal de Ge, $F = 0.1$, ce qui donne une résolution statistique de l'ordre de 300 eV de largeur totale à mi-hauteur (LTMH) pour un γ de 60 keV.

2.4 Mesure de la chaleur

La création de phonons optiques ou acoustiques induit un nouvel état d'équilibre du bolomètre, sa température augmente. La détection de ces phonons se fait par la mesure de l'élevation de température ΔT . La figure 2.4 montre un schéma de principe d'un bolomètre dans la mesure de la chaleur.

Les phonons sont créés dans l'absorbant, une variation ΔT est induite dans le senseur dont la résistance varie en fonction de T , la chaleur est ensuite évacuée par la fuite thermique G située entre le senseur et la chambre de mélange du cryostat.

ΔT est proportionnelle à l'énergie déposée :

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C}$$

4. Lorsque l'étage de préamplification est un amplificateur de charge, la capacité C_D est alors celle de la boucle de contre-réaction.

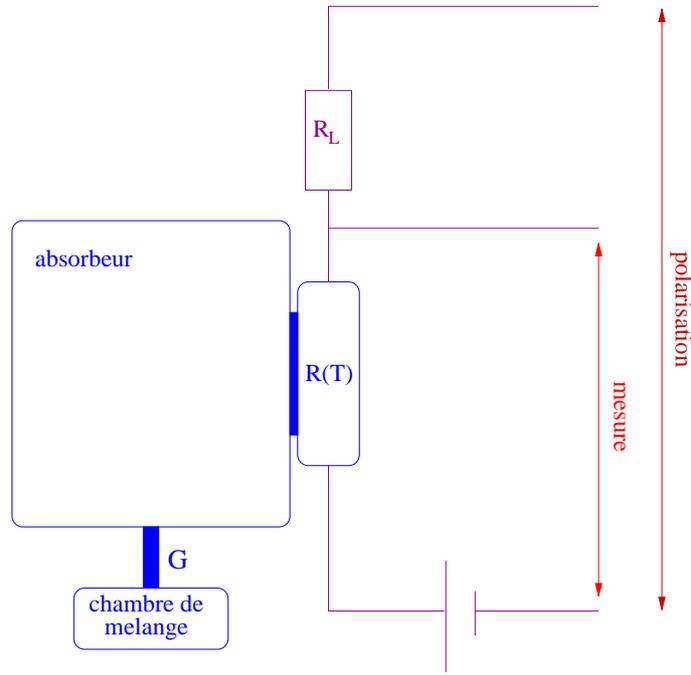


FIG. 2.4: Schéma de principe d'un bolomètre.

où C est la capacité calorifique de l'absorbant ($C = C_v = C_p$ à basse température).

Rendre ΔT significative impose donc une valeur faible de C . Or, dans l'approximation de Debye pour un isolant, on a :

$$C \simeq \frac{12\pi^4}{5} N k_B \left(\frac{T^3}{\Theta_D^3} \right) \quad (2.2)$$

où Θ_D est la température de Debye du cristal. Pour le germanium, $\Theta_D = 374$ K. Abaisser la chaleur spécifique revient donc à abaisser la température.

Les quanta d'énergie d'excitation sont de l'ordre de $k_B T$, à faible température, cette valeur est plus faible que l'énergie minimale d'excitation des processus d'ionisation ou scintillation, ce qui confère au bolomètre une bien meilleure résolution théorique. La résolution ultime issue de la thermodynamique vaut [67] :

$$\Delta E_{limite} = 2.35 \sqrt{k_B C T^2}$$

ce qui renforce l'intérêt d'une très basse température.

2.4.1 Le senseur

Il existe plusieurs types de senseurs pour mesurer ΔT , tous sont basés sur la mesure de la variation de la résistance avec la température. Un courant constant est appliqué et la tension aux bornes du senseur est mesurée.

Nous n'aborderons ici que deux types de senseurs : les senseurs NTD et les films minces isolants d'Anderson. Ces deux types de thermomètre ont une résistance qui varie de la même manière avec la température :

$$R(T) = R_0 e^{\sqrt{\frac{\Theta}{T}}}$$

où Θ est la température caractéristique du senseur. Dans le cas d'un film de NbSi isolant représentant un thermomètre typique, optimisé pour fonctionner aux alentours de 100 mK avec une résistance de l'ordre de $1 M\Omega$, les valeurs des paramètres ont les ordres de grandeur suivants : $R_0 = 180\Omega$ et $Theta = 7.4K$ [77].

La variation de la tension mesurée aux bornes de la thermistance est donc proportionnelle à l'amplitude thermique de l'événement, donc à son énergie.

Pour une température du bain T_0 de l'ordre de 20 mK, une valeur de la résistance de base $R_0 e^{\sqrt{\frac{\Theta}{T_0}}}$ de l'ordre de $1 M\Omega$ doit être facilement obtenue.

NTD Les senseurs NTD (Neutron Transmutation Doped) sont les senseurs utilisés jusqu'à présent par EDELWEISS à Modane. Ce sont des cristaux de germanium dopés par irradiation de neutrons induisant des accepteurs et des donneurs

(${}^{70}_{32}Ge + n \rightarrow {}^{71}_{32}Ge^* \rightarrow {}^{71}_{31}Ga$; ${}^{74}_{32}Ge + n \rightarrow {}^{75}_{32}Ge^* \rightarrow {}^{75}_{33}As$ par exemple).

Ces senseurs ont l'inconvénient de provoquer une légère pollution radioactive, notamment en tritium. Le senseur NTD est fixé directement sur le cristal par collage.

Films Minces Les films minces utilisés comme senseurs exploitent soit la transition métal-supraconducteur ou bien la transition métal-isolant. Ce sont des dépôts sur la surface de l'absorbeur, obtenus par coévaporation de plusieurs corps, permettant le contrôle des proportions relatives de ces derniers. Les films minces que nous utiliseront seront des films Nb_xSi_{1-x} à la transition métal-isolant ($x = 0.0905$) conçus par l'équipe de L. Dumoulin [78]. On a :

- $x < 0.09$: isolant d'Anderson
- $0.09 < x < 0.12$: métal
- $x > 0.12$: supraconducteur.

Cette méthode de fabrication permet également de contrôler la géométrie du dépôt par l'intermédiaire de masques. Ils peuvent atteindre des épaisseurs de l'ordre de quelques dizaines d'angströms. A capacité calorifique constante, cette faible épaisseur permet d'obtenir une plus large surface de contact avec l'absorbeur, ce qui rend ce thermomètre beaucoup plus rapide que les NTD, le rendant de ce fait sensible aux phonons non thermiques, dits phonons balistiques, qui n'ont pas le temps de se thermaliser dans le volume de l'absorbant⁵. En outre, leur plus faible volume réduit d'autant leur éventuelle pollution radioactive. L'ensemble des atouts et des caractéristiques de ces senseurs sont détaillés dans la section 4.2.2.

5. Cette sensibilité aux phonons balistiques des senseurs à film mince semble être une voie prometteuse pour un rejet efficace des événements de surface ou à collection incomplète de charge dans les bolomètre chaleur-ionisation. Le développement de ces films minces comme senseurs thermiques est mis en oeuvre depuis le début des années 90.

2.4.2 Mesurer la chaleur

Pour un apport d'énergie ΔE au temps t_0 , nous pouvons écrire le bilan énergétique du bolomètre [79] :

$$C \frac{dT}{dt} + G(T - T_0) = R(T).I^2 + \Delta E.\delta(t) \quad (2.3)$$

où G est la conductivité de la fuite thermique, T_0 la température du bain et $\delta(t)$ est la fonction de Dirac.

En régime stationnaire (en l'absence de particule incidente), le bilan est le suivant (avec T_1 la température initiale du bolomètre) :

$$G(T_1 - T_0) = R(T_1).I^2 = P \quad (2.4)$$

Ici, c'est la puissance P dissipée par le courant de polarisation qui élève la température à T_1 .

En régime dynamique, le bilan s'écrit :

$$C \frac{d}{dt} \Delta T + G \Delta T = \Delta R I^2 + \Delta E \delta(t) \quad (2.5)$$

où $\Delta R = R(T_1) - R(T_0)$.

Or, la réponse du senseur est linéaire autour du point de fonctionnement :

$$\Delta R = \Delta T \times \left. \frac{dR}{dT} \right|_{T_1=cte} = \alpha'.R(T_1).\Delta T \quad (2.6)$$

où α' est la réponse logarithmique du senseur à T_1 pour T_0 constante (en K^{-1}).

Ainsi, on obtient finalement :

$$C \frac{d}{dt} \Delta T + (G - \alpha'P) \Delta T = \Delta E \delta(t) \quad (2.7)$$

On définit une constante de temps effective du bolomètre τ_e :

$$\tau_e = \frac{C}{G - \alpha'P} < \tau_{th} \quad (2.8)$$

où τ_{th} est la constante de temps thermique du bolomètre : $\tau_{th} = \frac{C}{G}$.

La constante de temps effective est donc diminuée par l'effet de la contre-réaction électrothermique (chauffage par le courant de polarisation).

Les expressions du signal et de la tension aux bornes du senseur sont alors les suivantes (elles sont représentées sur la figure 2.5) :

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C} e^{-t/\tau_e} \quad t \geq 0$$

$$\Delta V(t) = V_0 e^{-t/\tau_e} \quad t \geq 0$$

avec $V_0 = \frac{E}{C} \alpha' R(T_1) I$.

La réponse (ou gain) du bolomètre est alors définie par :

$$S = \frac{V_0}{\Delta E} = \frac{\alpha' R(T_1) \cdot I}{C} \quad (2.9)$$

en $V \text{ keV}^{-1}$.

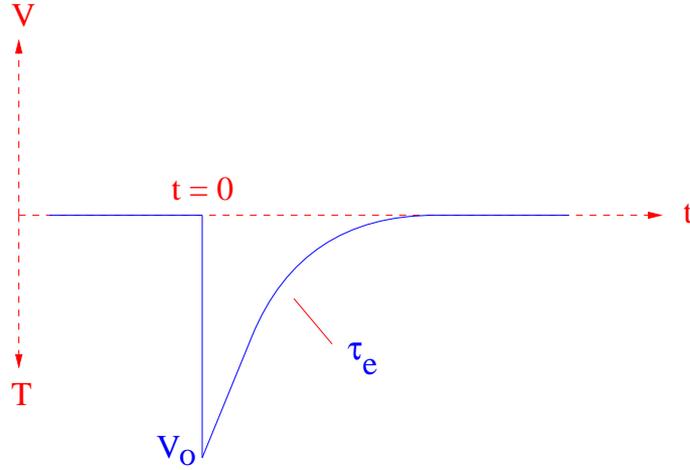


FIG. 2.5: Allure du signal bolométrique au passage d'une particule.

La valeur de α' qui intervient dans toutes ces relations est liée au choix du point de polarisation. Ce point de polarisation est déterminé à partir des courbes $V(I)$ du bolomètre.

Courbes $V(I)$: détermination du point de polarisation

Le point de polarisation est le couple I (courant de polarisation), R qui rend optimales les conditions de mesure.

V est la tension mesurée aux bornes du senseur.

Le choix du point de polarisation doit être un compromis dans le but d'optimiser (maximiser) la sensibilité :

$$\frac{\partial V}{\partial E} = \frac{\alpha'}{C} \cdot R(T_1) \cdot I$$

A une température T_0 donnée, une telle courbe $V(I)$ a l'allure représentée sur la figure 2.6.

Pour des courants de polarisation très faibles (inférieurs au nA), on a $T_1 = T_0$, la puissance dissipée étant très faible. Les $V(I)$ sont utilisés pour déterminer l'impédance du senseur.

Lorsque I augmente, la puissance dissipée chauffe le senseur et la résistance R diminue pour tendre vers 0 dans la partie finale de la courbe.

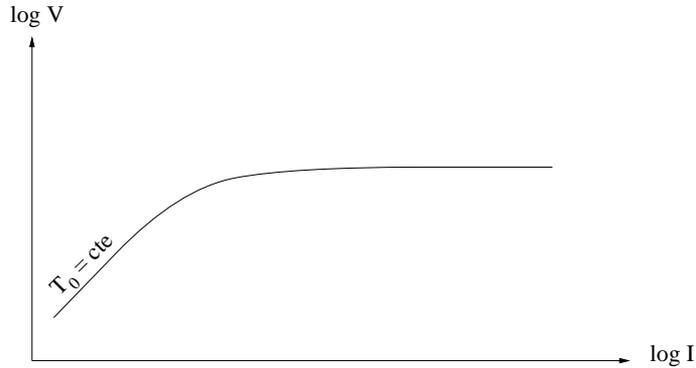


FIG. 2.6: courbe $V(I)$ pour une température T_0 du bain donnée.

Le point de fonctionnement est choisi au voisinage du point d'inflexion situé entre les deux régimes.

En définissant Z l'impédance dynamique du détecteur : $Z = \frac{dV}{dI}$, qui n'est autre que la pente de la courbe au point de fonctionnement, on peut alors calculer les valeurs de α' et de S du bolomètre :

$$\alpha' = \frac{Z - R}{Z + R} \times \frac{1}{T_1 - T_0}$$

$$S = \frac{V}{C(T_1 - T_0)} \times \frac{Z - R}{Z + R}$$

Or, $\tau_e = \tau_{th} \cdot \frac{Z+R}{2R}$, ce qui permet d'écrire la réponse du bolomètre :

$$S = \frac{1}{\tau_e} \frac{1}{I} \frac{Z - R}{2R} \text{ en } V \text{ keV}^{-1}$$

L'ordre de grandeur de la sensibilité de bolomètres germanium de quelques dizaines de grammes est de quelques dizaines de nV/keV.

Une variante des détecteurs bolométriques est constituée par les détecteurs possédant une deuxième composante de détection en plus du signal de chaleur, comme la scintillation ou l'ionisation.

Les détecteurs à double composante chaleur-ionisation ou chaleur-lumière permettent d'obtenir une discrimination de la particule incidente, offrant la possibilité de rejeter facilement le fond γ . La figure 2.7 illustre les diagrammes de discrimination obtenus par de tels bolomètres (chaleur-ionisation dans notre cas).

La tension appliquée aux bornes du détecteur V_D est relativement faible, de l'ordre de quelques Volts. Le faible champ induit que les impuretés du cristal ont la capacité de piéger des charges, créant un contre-champ dans le volume. L'effet des impuretés peut être réduit en les neutralisant (on parle de régénération) par diverses méthodes empiriques : irradiation infrarouge, inversion de polarisation, irradiation gamma,...) [80] [62].

Cette contribution à l'élargissement de la résolution est éliminée avec une tension de polarisation plus grande, mais une forte tension de polarisation va entraîner un effet sur la voie chaleur : l'effet Luke.

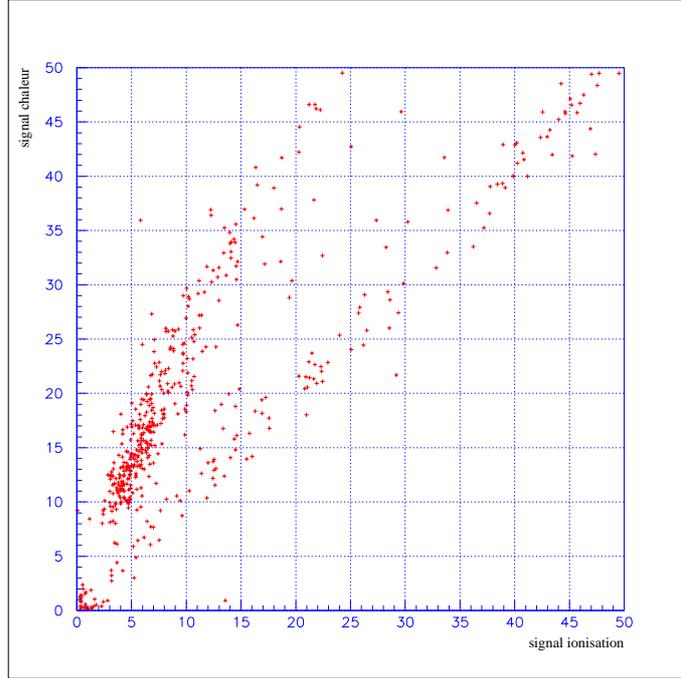


FIG. 2.7: *Discrimination entre reculs nucléaires et événements dus à des photons par la mesure simultanée de la chaleur et de l'ionisation dans un cristal de germanium de 70 g.*

2.5 L'effet Luke

L'effet Luke [76] [75] est l'équivalent pour les semi-conducteurs de l'effet Joule dans les métaux. Les porteurs de charge acquièrent de l'énergie au cours de leur migration et la libèrent sous forme de phonons dans le cristal, induisant un signal chaleur supplémentaire au signal de la particule incidente.

Finalement, l'énergie totale mesurée dans un bolomètre chaleur-ionisation s'écrit [81] :

$$E_t = N' e V_D + E - E_S, \quad (2.10)$$

où N' est le nombre de paires électron-trou effectivement collectées, E_S est l'énergie stockée par les pièges et E est l'énergie effectivement dissipée sous forme de chaleur par l'interaction.

On a vu que l'intérêt du bolomètre chaleur-ionisation était de pouvoir discriminer la nature des particules grâce au diagramme chaleur-ionisation. L'amplification du signal chaleur par l'effet Luke, proportionnelle au nombre de paires créées dégrade la séparation en deux droites sur le diagramme.

En effet, le signal de la voie chaleur s'écrit :

$$S_c \propto Q' E + \frac{E}{\epsilon_j} e V \propto Q' \epsilon_j S_i + V e S_i$$

Où Q' est le facteur de quenching dans la voie chaleur, normalisé à 1 pour un gamma. Le rapport des signaux chaleur et ionisation, qui n'est autre que la pente du diagramme

chaleur/ionisation, s'écrit :

$$P_j = \frac{S_c}{S_i} \propto Q' \epsilon_j + eV$$

Pour des gammas, nous avons donc

$$P_\gamma = \left(\frac{S_c}{S_i}\right)_\gamma \propto \epsilon_\gamma + eV$$

et pour des neutrons :

$$P_n = \left(\frac{S_c}{S_i}\right)_n \propto Q' \epsilon_n + eV$$

Si l'on désigne par R le rapport de ces deux pentes, on a :

$$R = \frac{\epsilon_\gamma + eV}{Q' \epsilon_n + eV}$$

Lorsque la tension de polarisation est forte, ce rapport tend vers l'unité et la discrimination n'est plus possible. Cet effet est illustré sur la figure 2.8.

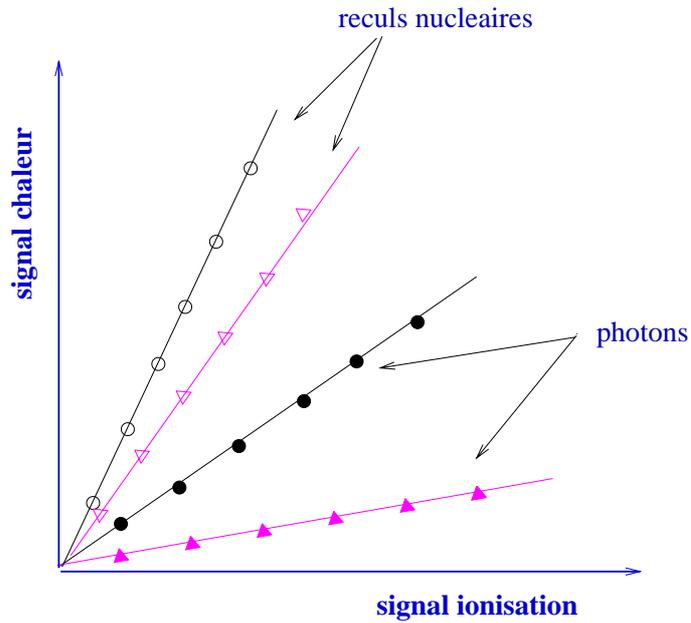


FIG. 2.8: Courbe biparamétrique ionisation-chaleur pour V_D (triangles) et $2 \times V_D$ (cercles).

Le choix de la tension de polarisation doit ainsi être le fruit d'un compromis entre une collecte incomplète de charges et un temps de montée relativement grand si elle est trop faible et une réduction du pouvoir de discrimination mais un temps de montée rapide si elle est trop forte.

2.6 Mesure des facteurs de Quenching

L'influence de la tension de polarisation peut être plus facilement étudiée en ne considérant plus les amplitudes des signaux chaleur et ionisation mais leurs énergies normalisées en imposant que pour des gammas, ces énergies soient les mêmes (énergie exprimée alors en keV équivalent- électron ou keV e.e.).

Si l'on appelle \bar{S}_i et \bar{S}_c les signaux normalisés respectivement dans la voie ionisation et dans la voie chaleur :

Pour des γ :

$$\bar{S}_i = \bar{S}_c = E_R$$

Et pour des reculs de noyaux :

$$(\bar{S}_i)_n = \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_n} E_R = Q E_R$$

$$(\bar{S}_c)_n = \frac{\epsilon_\gamma}{\epsilon_n} \frac{Q' \epsilon_n + eV}{\epsilon_\gamma + eV} E_R = \frac{Q' \epsilon_\gamma + Q eV}{\epsilon_\gamma + eV} E_R$$

Le rapport des deux signaux s'exprime par :

$$\left(\frac{\bar{S}_c}{\bar{S}_i}\right)_n = \frac{\frac{Q'}{Q} \epsilon_\gamma + eV}{\epsilon_\gamma + eV}$$

Q et Q' sont respectivement les facteurs de Quenching en ionisation et en chaleur.

La pente de la population γ vaut toujours un, tandis que la pente de la population n se rapproche de plus en plus de celle de la population γ quand la tension de polarisation augmente.

A signal ionisation donné, la différence entre le signal chaleur normalisé pour la population n et le même signal pour la population γ dépend de la tension de polarisation appliquée.

La relation entre l'énergie mesurée dans la voie ionisation et l'énergie de recul va donc pouvoir s'exprimer par :

$$(E_{mes})_{ionis} = (\bar{S}_i)_n = Q E_R$$

Tandis que, dans la voie chaleur, cette relation s'écrit :

$$(E_{mes})_{chal} = (\bar{S}_c)_n = \left(\frac{Q' \epsilon_\gamma + Q eV}{\epsilon_\gamma + eV}\right) E_R$$

L'expression des facteurs de Quenching en ionisation et en chaleur est donc la suivante:

$$Q = \frac{(E_{mes})_{ionis}}{E_R} \quad (2.11)$$

et

$$Q' = \left(1 + \frac{eV}{\epsilon_\gamma}\right) \frac{(E_{mes})_{chal}}{E_R} - \frac{Q eV}{\epsilon_\gamma} \quad (2.12)$$

eV est la tension de polarisation appliquée aux électrodes et ϵ_γ est l'énergie nécessaire pour créer une paire e^- -trou par un γ : $\epsilon_\gamma = 2.96$ eV dans le germanium.

C'est dans le but d'étalonner un cristal de germanium et de déterminer les facteurs de quenching en ionisation et en chaleur dans une configuration bolomètre (très basse température, double composante) que la collaboration EDELWEISS a développé le multidétecteur SICANE mettant en œuvre la diffusion de neutrons.

Chapitre 3

Étalonnage en énergie de recul de détecteurs par diffusion de neutrons : validation sur un scintillateur NaI(Tl)

*Entre deux mots, il faut choisir le moindre.
Paul Valéry*

3.1 Principe

La diffusion de neutrons possède l'avantage sur la technique de l'implantation d'émetteurs α d'induire des reculs de noyaux du cristal même. Elle permet en outre de créer des reculs dans tout le volume du cristal étudié.

La technique utilisée est basée sur la mesure de signaux **en coïncidence** entre le bolomètre étalonné et des scintillateurs détectant le neutron diffusé. La figure 3.1 montre un schéma du principe utilisé.

Avant d'étalonner en énergie de recul un détecteur bolométrique, qui requiert des techniques cryogéniques plus délicates à mettre en œuvre sous faisceau, il sera important de procéder à une validation du système par l'étalonnage à température ambiante d'un détecteur aux propriétés bien connues, comme par exemple un scintillateur *NaI(Tl)*.

L'énergie de recul produite par un neutron d'énergie E_n dépend directement de son angle de diffusion¹ Θ :

$$E_R = 2E_n \frac{M_N m_n}{(m_n + M_N)^2} (1 - \cos \Theta)$$

Des neutrons monoénergétiques sont utilisés (voir section 3.2). Leur détection après diffusion à un angle donné donne l'énergie de recul transférée au cristal. Une mesure en coïncidence du signal du détecteur donne l'énergie de recul mesurée E_{mes} . Cette énergie est une énergie équivalent électron puisque le détecteur est préalablement étalonné par des sources γ .

La valeur du facteur de Quenching peut alors être déterminée connaissant E_{mes} et E_R .

1. La masse du noyau cible étant beaucoup plus grande que celle du neutron $\frac{m_n}{M_N} \simeq 0.01$, les angles dans le référentiel du laboratoire et dans le référentiel du centre de masse Θ et Θ^* sont confondus.

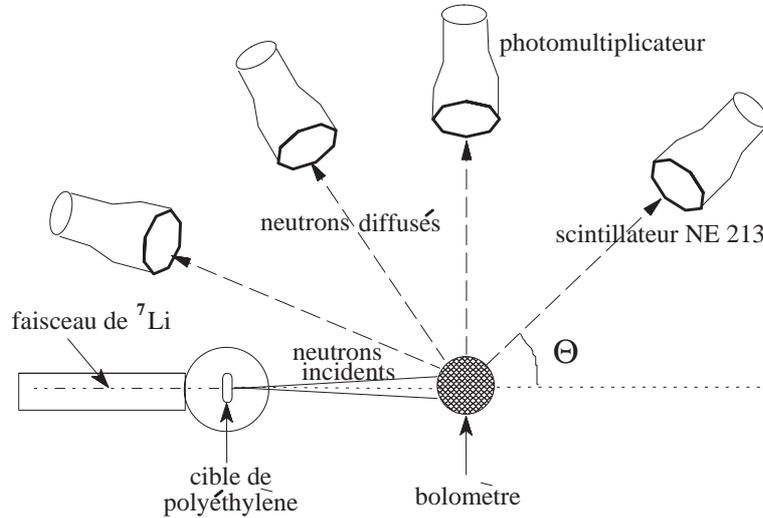


FIG. 3.1: Schéma du principe expérimental.

3.2 Un “faisceau” de neutrons

Les expériences nécessitant l'utilisation de la diffusion de neutrons emploient très souvent des réactions de production de neutrons comme [82] [83] :

$$T(p, n){}^3\text{He} , D(D, n){}^3\text{He} , \text{ ou bien } {}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$$

Ces réactions offrent une émission de neutrons sur un angle solide de 4π . Aussi, d'importants blindages sont alors nécessaires pour atténuer le flux de neutrons directs atteignant les détecteurs de neutrons et ne provenant pas des diffusions sur le cristal étudié.

L'emploi d'un multidétecteur composé de 47 scintillateurs rend très vite prohibitive l'utilisation de telles réactions de production de neutrons. C'est donc vers une autre réaction que nous nous sommes orientés. Nous avons préféré une réaction en cinématique inverse, qui possède l'avantage considérable de produire une émission de neutrons très focalisée vers l'avant, ayant une très faible dispersion en énergie en fonction de l'angle d'émission dans le cône d'émission (voir section suivante). Ce type de réaction permet également d'utiliser aisément plusieurs types de faisceaux à diverses énergies [84] [85] [86] [87].

3.2.1 Test avec un faisceau de ${}^{11}\text{B}$

Un faisceau de ${}^{11}\text{B}$ a été étudié à des énergies proches de l'énergie de seuil de la réaction ($p({}^{11}\text{B}, n){}^{11}\text{C}$). L'énergie des neutrons produits est mesurée par leur temps de vol. On a :

$$E_n = 939.6 \frac{d^2}{2c^2 t^2} \text{ (en MeV)}.$$

où d est la distance parcourue par le neutron et t son temps de vol.

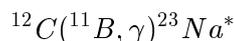
Un détecteur de neutrons est disposé à 0° par rapport à l'axe du faisceau, à une distance de 100 cm de la cible hydrogénée de polyéthylène.

Le détecteur est ensuite placé à différents angles par rapport à l'axe du faisceau, à la même distance de la cible.

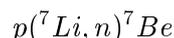
Le signal *start* du convertisseur temps-amplitude est donné par le signal du détecteur de neutrons. Le *stop* est donné par la pulsation du faisceau d'ions (2.5 MHz). Le convertisseur temps-amplitude est étalonné par des signaux à différents retards. C'est l'emplacement du pic gamma provenant de la cible avec un temps de vol connu qui permet la détermination du temps de vol des neutrons et donc de leur énergie.

La figure 3.2 montre les spectres de temps de vol obtenus avec un faisceau de ^{11}B près du seuil ($E_{seuil} = 33.0 \text{ MeV}$) à 0° (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).

On remarque sur ces spectres issus de mesures faites avec un faisceau de ^{11}B qu'il subsiste un fort bruit neutron venant se superposer aux pics attendus des groupes de neutrons mono-énergétiques. La figure 3.3 montre l'évolution des spectres de temps de vol pour une énergie de faisceau de 35 MeV en fonction de l'angle d'émission des neutrons; au-delà de l'angle limite d'émission situé à 17° à 35 MeV, le fond neutron subsiste. Le spectre en énergie de ce fond est caractéristique de neutrons de fusion-évaporation issus de ^{23}Na [88] [89] [90] [91]:



Un faisceau de ^7Li moins énergétique ($E_{Li} = 13.7 \text{ MeV} \simeq 2 \text{ MeV/A}$) permet d'obtenir une émission beaucoup plus propre en bruit de fond neutron. C'est cette réaction de ^7Li sur proton qui a été retenue comme source de neutrons monoénergétiques (voir sections suivantes) :



La chaleur de la réaction est: $Q = -1.644 \text{ MeV}$, elle donne une énergie de seuil qui vaut: $E_{seuil} = 13.1 \text{ MeV}$. Les sections efficaces de production sont données dans la référence [92].

3.2.2 Une émission fortement focalisée

La dispersion angulaire de l'émission neutron ne dépend que de l'énergie incidente du faisceau d'ions lourds. A l'énergie seuil, elle est parfaitement focalisée. Nous nous plaçons donc assez près du seuil de la réaction pour avoir une faible dispersion angulaire [92]. L'ouverture angulaire dans laquelle sont produits les neutrons est donnée par :

$$\Theta = \arcsin\left(\sqrt{\frac{m_p M_{\text{Be}}}{M_{\text{Li}} m_n} \left(1 - \frac{E_s}{E_i}\right)}\right)$$

où E_s est l'énergie de seuil de la réaction et E_i l'énergie cinétique de l'ion incident (Li ici).

Sont représentées sur la figure 3.4 l'énergie des neutrons mesurée pour un faisceau de ^7Li de 14 MeV, en fonction de l'angle d'émission (points), ainsi que la courbe théorique (trait plein) correspondante.

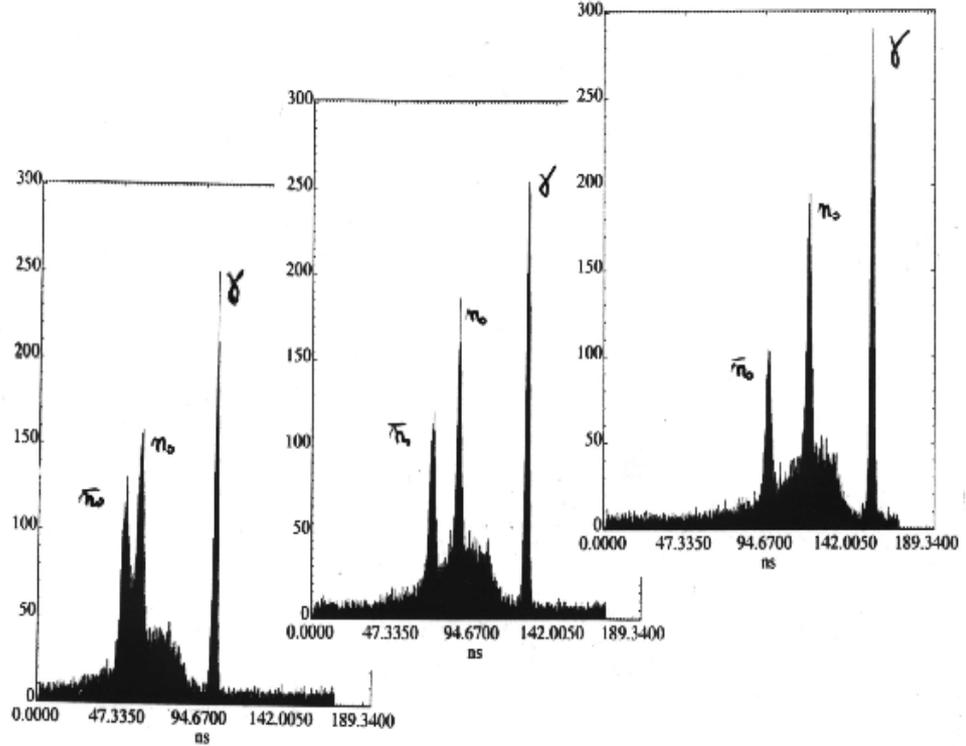


FIG. 3.2: Spectres de temps de vol avec un faisceau de ^{11}B près du seuil et à 0° par rapport à l'axe du faisceau : à gauche : 33.5 MeV, au centre : 34 MeV et à droite : 35 MeV (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).

Le choix de l'énergie du faisceau doit être un compromis entre une faible dispersion angulaire de l'émission des neutrons et une bonne séparation des deux groupes de neutrons. Pour une énergie du faisceau de 13.7 MeV, le cône d'émission a un angle d'ouverture de 11.5° . Cette énergie de faisceau de ^7Li semble un bon compromis pour la suite de l'expérience.

3.2.3 Deux énergies produites

L'énergie des neutrons produits est donnée par la cinématique de la réaction :

$$E_{\bar{n}0} = \frac{Q(1 + \mu) + 2\mu T \cos^2 \Theta - 2\sqrt{[Q(1 + \mu) + \mu T \cos^2 \Theta]\mu T \cos^2 \Theta}}{(1 + \mu)^2} \quad (3.1)$$

$$E_{n0} = \frac{Q(1 + \mu) + 2\mu T \cos^2 \Theta + 2\sqrt{[Q(1 + \mu) + \mu T \cos^2 \Theta]\mu T \cos^2 \Theta}}{(1 + \mu)^2} \quad (3.2)$$

où Q est la chaleur de la réaction, μ est le rapport des masses du proton et de l'ion incident, T est l'énergie cinétique du faisceau et Θ est l'angle d'émission du neutron.

Comme le montre la figure 3.4, pour un angle d'émission donné, il y a coexistence de deux groupes de neutrons d'énergie différente.

Les deux groupes de neutrons se confondent d'une part, pour une énergie donnée, à l'angle limite d'émission, et d'autre part, pour un angle d'émission donné, à l'énergie seuil de la réaction.

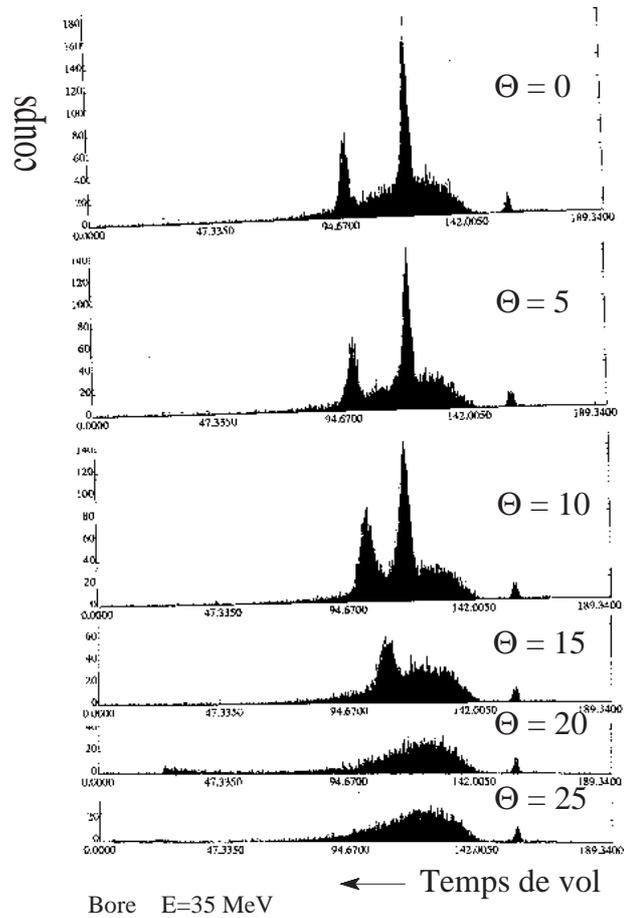


FIG. 3.3: Spectres de temps de vol avec un faisceau de ^{11}B à 35 MeV pour différents angles d'émission (en degrés).

La figure 3.5 représente les spectres de temps de vol obtenus pour différentes énergies de faisceau ^7Li près du seuil avec une cellule NE213 à une distance de 130 cm de la cible et à 0° par rapport à l'axe du faisceau (le temps s'écoule de droite à gauche).

A 13.7 MeV, on obtient des neutrons d'énergie :

$$E_{n_0} = 2.15 \pm 0.06 \text{ MeV} \text{ et } E_{\bar{n}_0} = 0.92 \pm 0.03 \text{ MeV}$$

Les deux groupes de neutrons d'énergie différente se confondent à l'énergie de seuil. Le rapport des sections efficaces pour les deux groupes augmente avec l'énergie, il est de l'ordre de 10 en faveur du neutron de plus haute énergie n_0 à 13.7 MeV.

La figure 3.6 montre le spectre de temps de vol obtenu pour une énergie de faisceau de ^7Li de 13.9 MeV, successivement : en *b* : le spectre brut (au milieu), en *a* : avec la discrimination sur les gammas dans le scintillateur (voir sections suivantes) et en *c* (à droite) : avec la discrimination sur les neutrons.

Le paramètre de discrimination permet d'isoler efficacement les neutrons. La majorité du bruit de fond est constitué de gammas et est également bien éliminé par le paramètre de discrimination du scintillateur NE213.

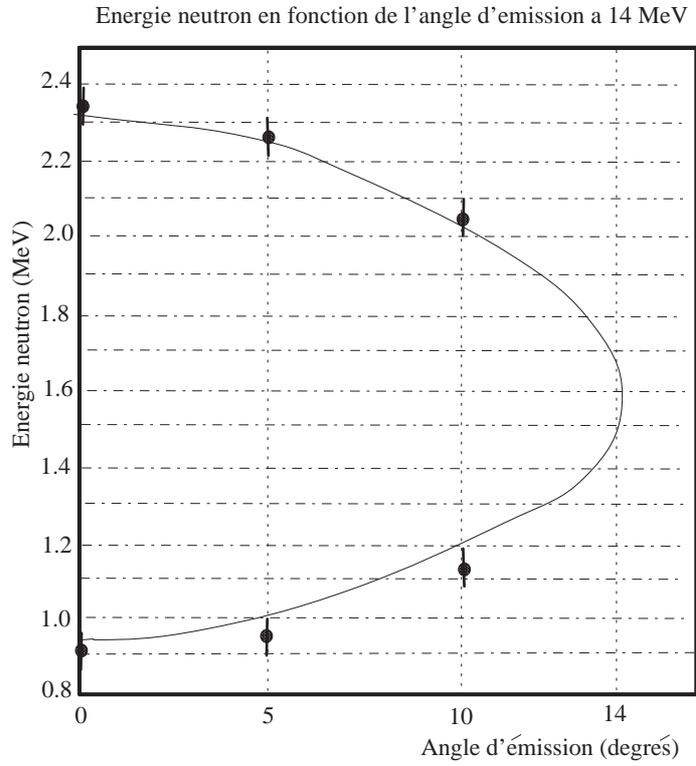


FIG. 3.4: *Energie des neutrons en fonction de l'angle d'émission, points expérimentaux et courbe théorique pour $E_{Li}=14$ MeV.*

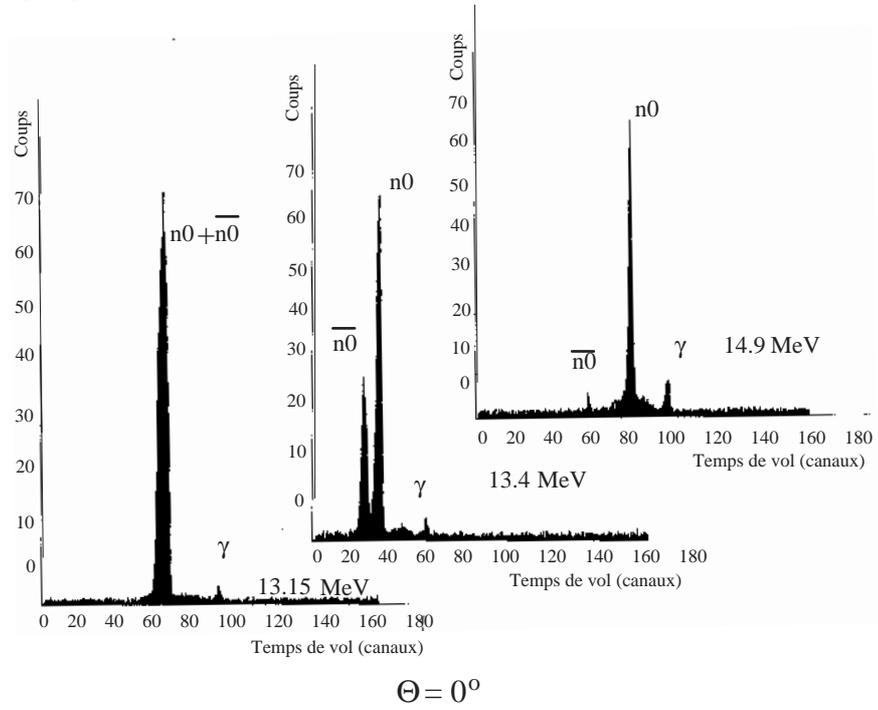
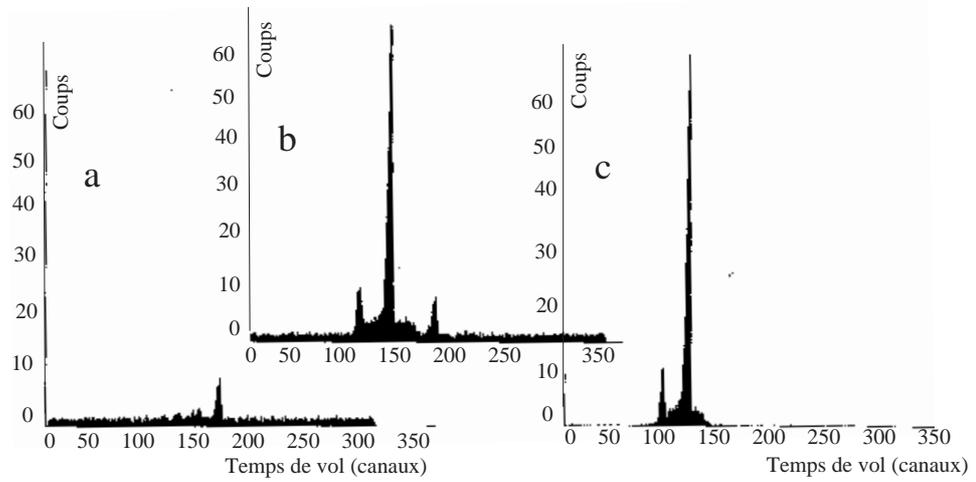


FIG. 3.5: *Spectre de temps de vol avec un faisceau de 7Li près du seuil: 13.15, 13.4 et 14.9 MeV (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).*



$$E_{\text{Li}} = 13.9 \text{ MeV}$$

$$\Theta = 0^\circ$$

FIG. 3.6: Spectres de temps de vol avec ${}^7\text{Li}$ à 13.9 MeV et $\Theta = 0^\circ$: (a) : avec discrimination sur les gammas; (b) : spectre brut; (c) : avec discrimination sur les neutrons (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).

Le fond gamma et le fond neutron peuvent ainsi être quantifiés facilement. La figure 3.7 montre à gauche le spectre de temps de vol obtenu à 13.7 MeV en utilisant la discrimination sur les γ , à droite, le même spectre, mais sans faisceau.

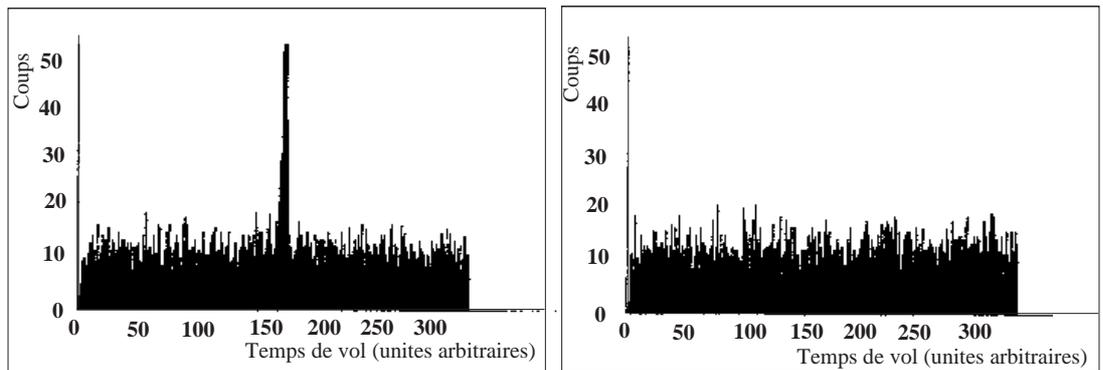


FIG. 3.7: Spectre de temps de vol avec discrimination sur les gammas, avec ${}^7\text{Li}$ à 13.7 MeV à gauche, sans faisceau à droite.

Ce fond gamma est assez important et est pratiquement du même ordre avec et sans faisceau. Cette activité ambiante élevée est due notamment à l'exigüité du site.

Le bruit de fond neutron est quant à lui illustré sur la figure 3.8 où sont représentés pour un faisceau de 14.9 MeV, en *a* : le spectre de temps de vol brut à 0° , en *b*, le spectre de temps de vol à 25° par rapport à l'axe du faisceau, angle supérieur à l'angle limite du cône d'émission à cette énergie, en *c* : le spectre à 0° mais sans la cible hydrogénée, le faisceau est arrêté sur le beamstop en or.

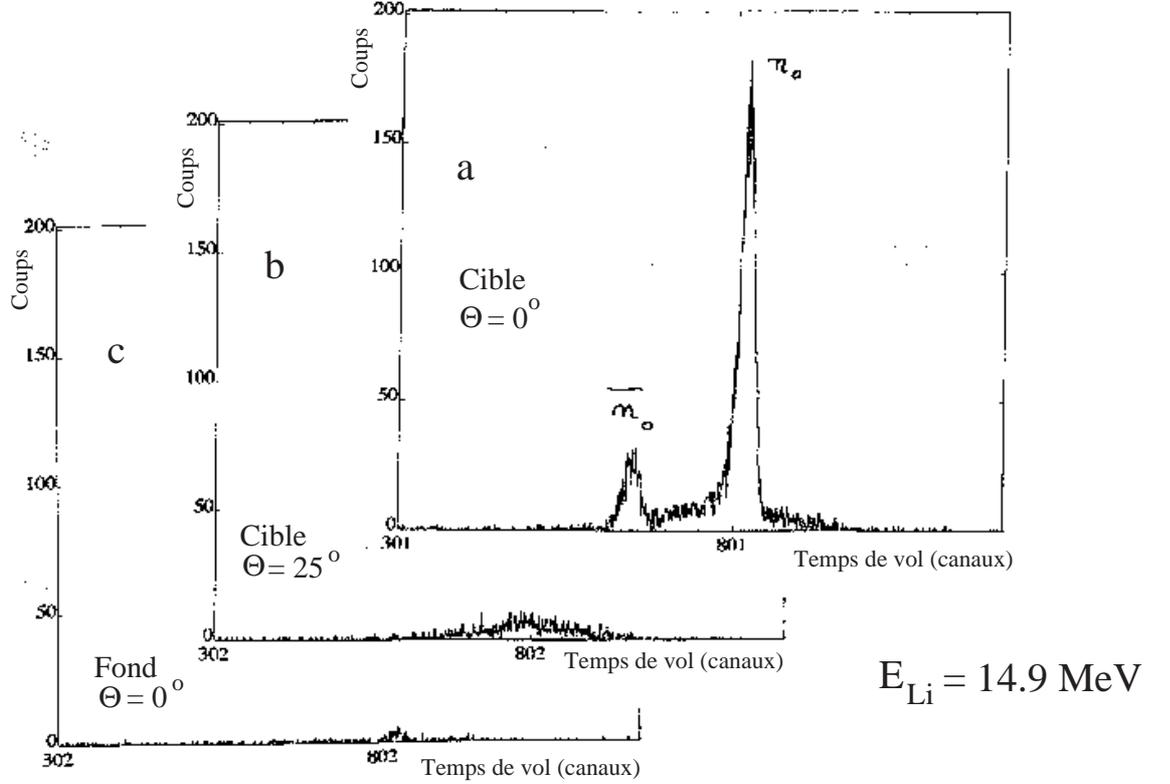


FIG. 3.8: Spectre de temps de vol avec faisceau de ${}^7\text{Li}$ à 14.9 MeV et discrimination sur les neutrons; (a) : spectre de temps de vol brut à 0° ; (b) : au delà du cône d'émission; (c) : à 0° sans la cible hydrogénée.

Sous le pic neutron apparaissent des neutrons qui sont également détectés aux angles supérieurs au cône d'émission, ils peuvent provenir soit de réactions (${}^7\text{Li}, Xn$), ou de diffusions sur les murs de béton (distants de l'ordre de 2 m de la cible hydrogénée).

Après la traversée de la cible, le faisceau de ${}^7\text{Li}$ est arrêté dans un écran en or. Des traces d'hydrogène (humidité) peuvent être à l'origine de l'émission faible de neutrons observée vers l'avant.

Résolution en énergie

La résolution sur E_n se répercutera directement sur la résolution sur l'énergie de recul E_R du détecteur à étalonner, elle s'écrit :

$$\Delta E_n = [(\Delta E_{Li} \frac{\partial E_n}{\partial E_{Li}})^2 + (\Delta \theta \frac{\partial E_n}{\partial \theta})^2]^{1/2}$$

ϕ est l'angle de diffusion du neutron sur le détecteur et θ est l'angle d'émission du neutron à partir de la cible hydrogénée.

ΔE_{Li} est la résolution sur l'énergie du faisceau :

$$\Delta E_{Li} = (\Delta E_{strag}^2 + \frac{\Delta E_{loss}^2}{2} + \Delta E_{faisc}^2)^{1/2}$$

Dans nos conditions à 13.7 MeV, l'incertitude due au straggling vaut : $\Delta E_{strag} = 4.4$ keV et l'incertitude due aux pertes dans la cible mince ($200\mu g\ cm^{-2}$) a pour valeur $\frac{\Delta E_{loss}}{2} = 75$ keV, et l'incertitude propre au faisceau (donnée accélérateur) est $\Delta E_{faisc} = 14$ keV, ce qui donne :

$$\Delta E_{Li} = 76.5\ keV$$

On a en outre :

$$\frac{\partial E_n}{\partial E_{Li}} = \frac{\partial b}{\partial E_{Li}} 2\left(1 + \frac{m_n}{m_{Be}}\right)^2 \left[-1 \pm \frac{2b}{2\sqrt{b^2 - 4Q^2\left(1 + \frac{m_n}{m_{Be}}\right)^2}}\right]$$

et

$$\frac{\partial E_n}{\partial \theta} = \frac{\partial b}{\partial \theta} 2\left(1 + \frac{m_n}{m_{Be}}\right)^2 \left[-1 \pm \frac{2b}{2\sqrt{b^2 - 4Q^2\left(1 + \frac{m_n}{m_{Be}}\right)^2}}\right]$$

$$\text{avec } b = -2\left[Q\left(1 + \frac{m_n}{m_{Be}}\right) + \frac{2m_{Li}m_n}{m_{Be}^2} E_{Li} \cos^2 \Delta\theta\right]$$

et donc

$$\frac{\partial b}{\partial E_{Li}} = -\frac{4m_{Li}m_n}{m_{Be}^2} \cos^2 \Delta\theta$$

et

$$\frac{\partial b}{\partial \theta} = \frac{8m_{Li}m_n}{m_{Be}^2} E_{Li} \cos \Delta\theta \sin \Delta\theta$$

$\Delta\theta$ représente l'ouverture angulaire sous laquelle apparaît le détecteur à étalonner à partir de la cible mince. Ce détecteur est situé à une distance $R=60$ cm. Pour un rayon typique du cristal $r=1$ cm, on a alors $\Delta\theta = \arctan\left(\frac{r}{R}\right) = 1.6 \cdot 10^{-2}$ rad.

Q est la chaleur de la réaction : $Q = -1.644$ MeV. Les contributions du faisceau et de l'angle d'émission à l'élargissement ΔE_n au niveau du cristal à étalonner sont les suivantes :

$$\Delta E_n\ faisc = 59\ keV \quad \text{et} \quad \Delta E_n\ \theta = 5\ keV$$

ce qui donne une valeur de la résolution sur E_n :

$$\Delta E_n = 59.2\ keV$$

3.2.4 Flux de neutrons

Le faisceau de ${}^7Li^{3+}$ est pulsé à la fréquence de 2.5 MHz. Avec une cible mince d'épaisseur $200\mu g\ cm^{-2}$, le flux de neutrons mesuré est :

$$\Phi_{brut} = 1.66 \cdot 10^4\ s^{-1}\ st^{-1}\ nA^{-1}$$

Soit, sur le détecteur à étalonner, un flux :

$$\Phi = 14.5\ s^{-1}\ nA^{-1}$$

Le flux est exprimé en fonction de l'intensité du faisceau de ${}^7Li^2$. Le flux de neutrons prédit par le calcul avec une valeur de la section efficace différentielle de production de neutrons de $0.8\ b\ st^{-1}$ à 13.7 MeV [92] est de l'ordre de $2.5 \cdot 10^4\ s^{-1}\ st^{-1}\ nA^{-1}$.

La différence observée provient de l'incertitude sur la mesure du courant ainsi que de l'épaisseur de la cible hydrogénée.

2. Les faisceaux dont nous disposons offraient régulièrement des intensités de l'ordre de 5 nA, soit une irradiation du détecteur à étalonner de l'ordre de 70 neutrons par seconde.

3.3 Le multidétecteur SICANE

3.3.1 Une structure adaptable

L'idée qui a mené à la conception du multidétecteur SICANE (Site de CALibrage NEutron) était de pouvoir disposer d'un système facilement adaptable à n'importe quel type de faisceau pulsé, donc d'accélérateur. La structure est ainsi le fruit d'une optimisation alliant légèreté et robustesse pour un encombrement spatial réduit. Son développement a été effectué auprès du Tandem d'Orsay. La figure 3.9 montre un schéma du multidétecteur.

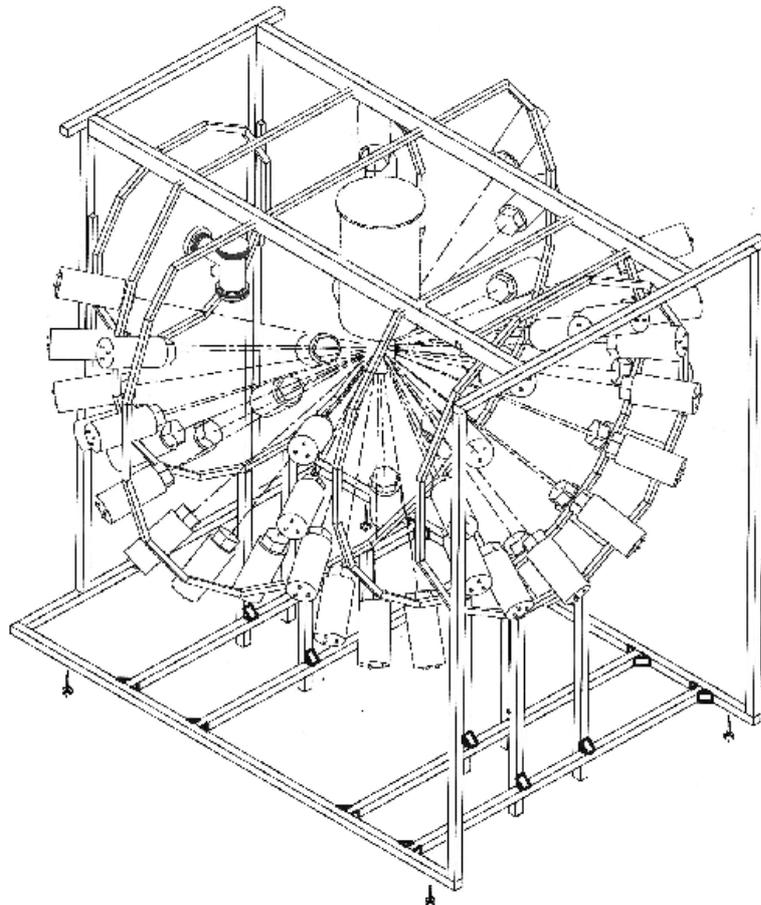


FIG. 3.9: *Schéma du multidétecteur SICANE.*

Trois structures imbriquées

La structure métallique (acier et aluminium) du multidétecteur est composée de quatre couronnes portant chacune 12 détecteurs de neutrons (voir section 3.13).

Une sous structure supporte de façon indépendante une plateforme venant couvrir la surface supérieure au-dessus des quatre couronnes pour accueillir la chaîne cryogénique.

Le cryostat est suspendu, reposant sur une troisième structure en bois indépendante des deux précédentes, isolée des vibrations acoustiques par des amortisseurs pneumatiques. La figure 3.10 est un cliché de l'installation, on y distingue la plateforme de travail surplombant les couronnes de scintillateurs.



FIG. 3.10: *Cliché du multidétecteur SICANE au Tandem d'Orsay.*

La figure 3.11 est un cliché rapproché de la partie basse du système, on peut y distinguer le cryostat orange dans lequel prend place le bolomètre à étalonner, et plusieurs couronnes de scintillateurs.

Une cible oscillante

La chambre de réaction fixée au tube et abritant la cible mince hydrogénée est adaptée pour recevoir un système motorisé composé de deux moteurs micrométriques. Ils permettent un déplacement latéral dans les axes x et y du support de cible minimisant ainsi les risques de détérioration du film mince de polyéthylène. Une feuille d'or stoppe le faisceau. La chambre de réaction constitue en outre une cage de Faraday permettant une bonne mesure du courant de faisceau.

La photo 3.12 montre la chambre de réaction munie de son système motorisé, dans laquelle prend place la cible mince hydrogénée. On y voit également les détecteurs de la couronne située à 165° par rapport à l'axe du faisceau.

Un alignement précis

L'alignement des détecteurs de neutrons diffusés est effectué avec une grande précision grâce à l'emploi d'un système de visée laser à travers une lunette. L'incertitude sur la mesure

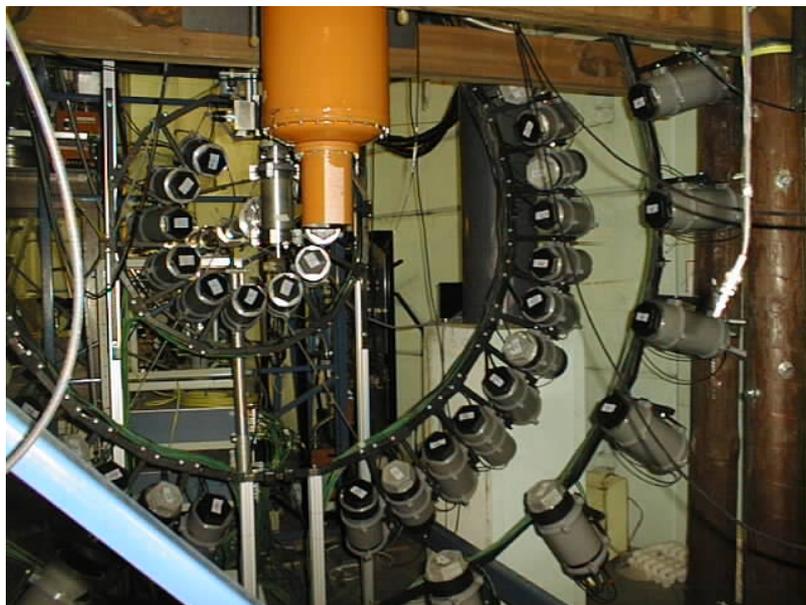


FIG. 3.11: *Cliché rapproché du multidétecteur dans l'étape cryogénique, on distingue le cryostat au centre, la ligne de faisceau et la chambre de réaction derrière, et 3 couronnes de détecteurs de neutrons.*



FIG. 3.12: *Cliché de la chambre de réaction munie de son système motorisé (vue de dessous).*

de la position angulaire est de l'ordre de $\Delta_{pos} = 0.017$ rad.

Résolution angulaire

La résolution angulaire des détecteurs de neutrons possède une composante liée à la géométrie des cellules et une composante liée à la mesure de la position angulaire des détecteurs.

On a les valeurs suivantes :

$$\Delta\phi_{geom} = 0.049 \text{ rad}$$

et

$$\Delta\phi_{pos} = 0.017 \text{ rad}$$

La résolution sur E_R s'écrit :

$$\Delta E_R = [(\Delta E_n \frac{\partial E_R}{\partial E_n})^2 + (\Delta\phi \frac{\partial E_R}{\partial \phi})^2]^{1/2}$$

$$\Delta E_R = [(\frac{2m_n M_N}{(m_n + M_N)^2} (1 - \cos\phi) \Delta E_n)^2 + (\frac{2m_n M_N E_n}{(m_n + M_N)^2} \sin\phi \sqrt{\Delta\phi_{geom}^2 + \Delta\phi_{pos}^2})^2]^{1/2}$$

avec $\Delta E_n = 59.2 \text{ keV}$ (voir section 3.2.2). Aux quatre angles étudiés, on obtient alors les résolutions suivantes sur l'énergie de recul pour un noyau de germanium et des neutrons de 2.3 MeV :

$$- \phi = 45^\circ : E_R = 18.1 \text{ keV} \quad \Delta E_R = 2.3 \text{ keV} \quad \frac{\Delta E_R}{E_R} = 0.128$$

$$- \phi = 90^\circ : E_R = 61.6 \text{ keV} \quad \Delta E_R = 3.6 \text{ keV} \quad \frac{\Delta E_R}{E_R} = 0.059$$

$$- \phi = 120^\circ : E_R = 92.5 \text{ keV} \quad \Delta E_R = 3.8 \text{ keV} \quad \frac{\Delta E_R}{E_R} = 0.041$$

$$- \phi = 165^\circ : E_R = 121.2 \text{ keV} \quad \Delta E_R = 3.5 \text{ keV} \quad \frac{\Delta E_R}{E_R} = 0.029$$

3.3.2 47 scintillateurs/photomultiplicateurs

Le choix d'un scintillateur organique comme le NE213 a été fait pour ses grandes qualités de discrimination entre neutrons et gammas. Le bruit γ a deux origines : il peut provenir d'une part de la cible (réactions $p(^7\text{Li}, n)^7\text{Be}^*$) et d'autre part de diffusions inélastiques de neutrons dans le détecteur à étalonner, sur les parois de la chambre de réaction en inox ainsi que sur les parois du cryostat abritant le bolomètre. Il peut également provenir des murs de l'alvéole de l'aire expérimentale qui sont assez proches des détecteurs. L'analyse de la forme des impulsions dans NE213 permet une excellente discrimination neutron-gamma.

Les cellules contenant le liquide scintillateur sont hexagonales, elles font 91 mm de diamètre interne pour 50 mm de profondeur. L'ensemble cellule-photomultiplicateur ayant une masse de 2.5 kg . La figure 3.13 illustre un schéma d'un détecteur.

NE213

Le scintillateur liquide NE213 est composé d'un soluté primaire, le PPO pterphényl et d'une solution mélange de xylène et naphthalène. La particule incidente excite le solvant qui transfère son énergie d'excitation au soluté. Elle est convertie en énergie radiative avec un spectre continu ayant un maximum d'émission à 380 nm . L'ajout d'un soluté secondaire (POPOP) permet de déplacer le maximum vers 420 nm pour une bonne adaptation du spectre d'émission au photomultiplicateur standard qui récolte la lumière produite.

Le coefficient de dilatation du NE213 étant élevé (de l'ordre de 10^{-3}), un volume mort doit être prévu dans les cellules pour tenir compte de l'expansion du liquide.

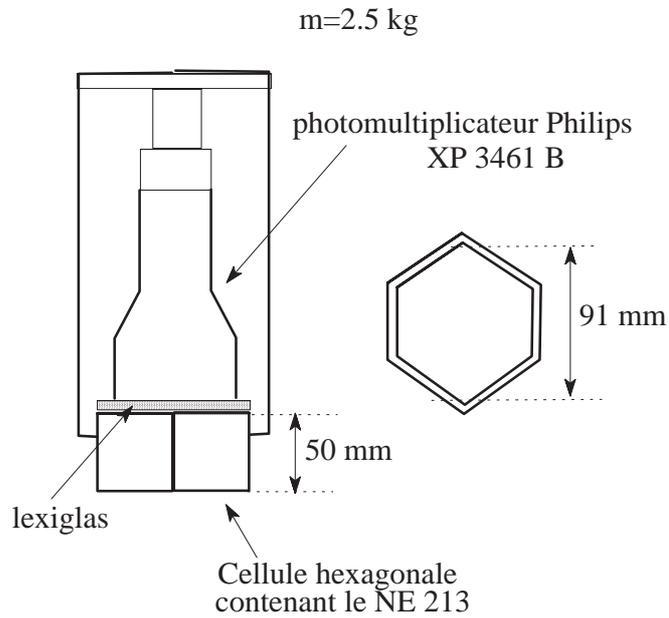


FIG. 3.13: Schéma d'un détecteur de neutrons.

Efficacité des scintillateurs

Au sein du scintillateur liquide, un neutron possède un libre parcours moyen qui dépend de sa section efficace d'interaction avec les noyaux composant le solvant : carbone et hydrogène. Il s'exprime par :

$$\frac{1}{\lambda} = \sigma_H N_H + \sigma_C N_C$$

où N_H et N_C sont respectivement les nombres de noyaux d'hydrogène et de carbone par unité de volume : $N_H = 4.82 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $N_C = 3.98 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Les sections efficaces σ_H et σ_C en fonction de l'énergie du neutron incident sont décrites dans la référence [93].

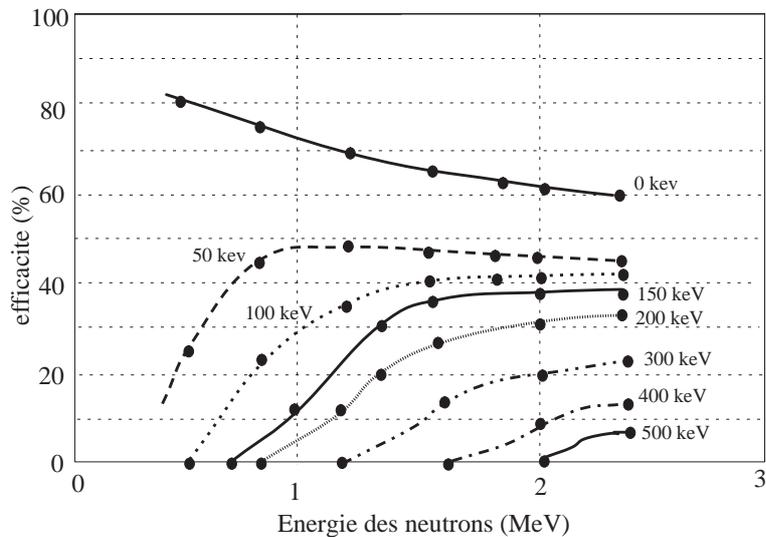


FIG. 3.14: Courbes d'efficacité de détection de neutrons dans NE213 en fonction de l'énergie du neutron incident, pour différents seuils de détection exprimés keV équivalent électron.

A 2.1 MeV, on a : $\sigma_H = 2.9b$ et $\sigma_C = 1.7b$

Le libre parcours moyen est alors égal à : $\lambda = 4.82 \text{ cm}$

Le spectre en énergie des protons de recul issus d'un neutron incident dans NE213 a une distribution continue à partir de zéro.

La figure 3.14 représente les courbes d'efficacité de détection de neutrons dans NE213 pour différents seuils, en fonction de l'énergie du neutron incident. Ces courbes d'efficacité sont issues de calculs de simulation de Cecil et al. [94].

L'existence d'un seuil de détection induit de ce fait un taux de comptage et une efficacité plus faibles. Le seuil en énergie que nous avons mesuré est de l'ordre de 200 keV équivalent électron pour l'ensemble des cellules. L'efficacité d'un détecteur NE213 se réduit ainsi à une valeur proche de 30% pour des neutrons de 2.1 MeV [11]. Un étalonnage de ces détecteurs est alors indispensable.

Étalonnage

Pour un scintillateur organique, la quantité de lumière produite dL pour une énergie déposée dE dépend fortement de la nature de la particule ionisante.

Si la particule ionisante est un électron, l'amplitude de la lumière collectée est proportionnelle à l'énergie déposée, mais pour les protons de recul induits par les neutrons incidents, la relation lumière-énergie est non-linéaire.

L'étalonnage de nos scintillateurs est donc effectué grâce aux électrons Compton produit par une source de ^{60}Co . La relation entre l'énergie d'un électron E_e et l'énergie d'un proton E_p produisant la même quantité de lumière s'écrit [95] : $E_e = 0.215E_p + 0.028E_p^2$.

L'énergie déposée dans les scintillateurs n'est pas un paramètre qui est conservé dans l'acquisition, les paramètres pertinents sont le comptage et la discrimination des particules incidentes. La figure 3.15 montre un spectre d'étalonnage obtenu avec une source de ^{60}Co , on ne distingue que le front Compton des raies à 1.17 et 1.33 MeV situé à 1.04 MeV.

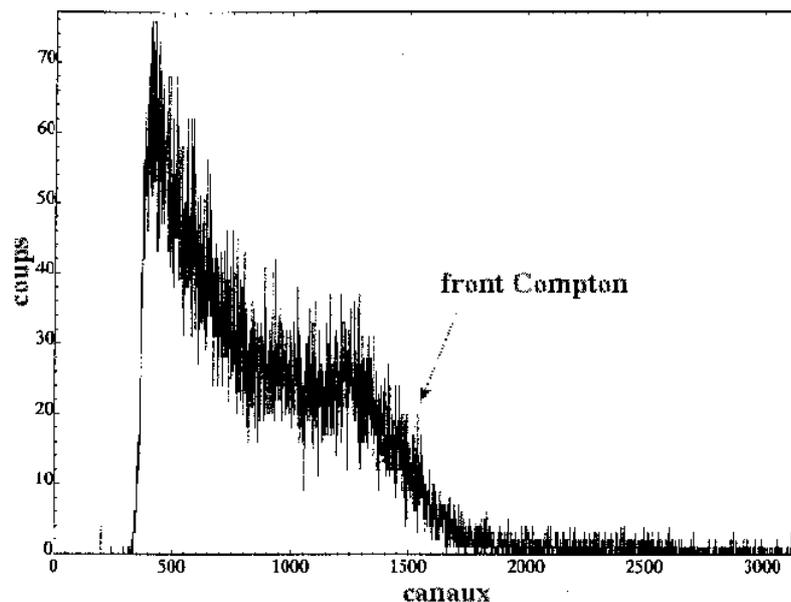


FIG. 3.15: Spectre d'étalonnage d'un détecteur NE213 avec une source de ^{60}Co .

Discrimination neutron- γ

Le temps de montée du signal du NE213 est comparable à celui du photomultiplicateur standard qui lui est raccordé. Par contre, son temps de décroissance possède deux composantes : une composante rapide ($\tau_r \simeq 4 \text{ ns}$) et une composante lente ($\tau_l \simeq 90 \text{ ns}$). Le signal de sortie aura ainsi la forme [96] :

$$L(t) = Ae^{-\frac{t}{\tau_r}} + Be^{-\frac{t}{\tau_l}}$$

L'amplitude de la composante rapide dépend de la nature de la particule ionisante, proton ou électron (issus respectivement d'un neutron ou d'un gamma). A contrario, l'amplitude de la composante lente est indépendante de la particule incidente. Le rapport d'intensité de ces deux composantes, dépendant de l'énergie pour une particule donnée, permet alors la discrimination.

Cette discrimination est effectuée en intégrant le signal sur deux durées, la première ne conservant que la première partie du signal sur 40 ns et la deuxième intégrant la totalité du signal sur 400 ns (voir la figure 3.16).

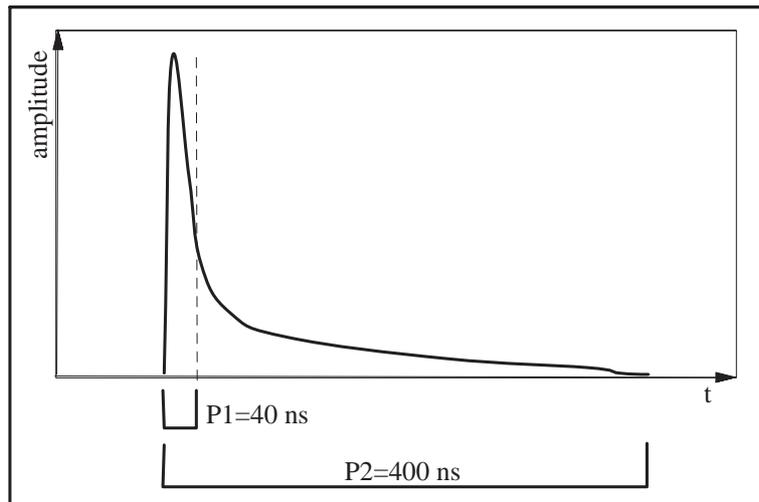


FIG. 3.16: Principe de la discrimination sur la forme du signal.

La construction de la distribution du signal de la porte P1 en fonction de celui de la porte P2 montre alors deux droites de pentes différentes. Ces pentes peuvent être représentées en fonction du signal de la porte P2, donnant un spectre redressé du paramètre de discrimination.

La figure 3.17 montre le spectre ainsi obtenu en étalonnage avec une source de neutrons Am-Be qui comporte également une raie γ à 4.43 MeV. Les neutrons forment la ligne du haut et les γ celle du bas. L'étalonnage est ici effectué avec la source au centre du multidétecteur, la figure montre la distribution obtenue pour un détecteur, éloigné à 100 cm de la source de neutrons.

3.3.3 Chaîne d'acquisition

On l'a vu, l'étalonnage de détecteurs par diffusion de neutrons nécessite l'acquisition de signaux en coïncidence entre le détecteur et un des quarante sept détecteurs de neutrons touchés.

La logique attachée au signal de coïncidence pourra être différente selon le détecteur étalonné.

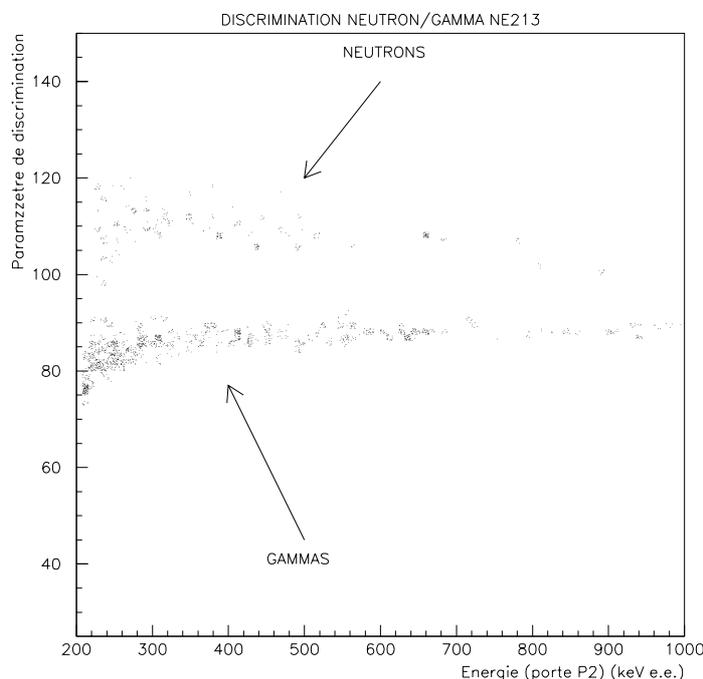


FIG. 3.17: *Paramètre de discrimination neutron – γ en fonction de l'énergie déposée dans le NE213.*

L'électronique associée aux détecteurs de neutrons devra elle permettre une discrimination efficace de la particule incidente par la forme de l'impulsion.

Electronique associée à la discrimination

Les deux signaux en sortie de la dynode et de l'anode des photomultiplicateurs sont utilisés respectivement pour fabriquer le signal logique qui fournira les portes d'intégration par un discriminateur à fraction constante (DFC), et pour le signal proprement dit qui est numérisé par un module de conversion de charge QDC (voir la figure 3.18).

Electronique de coïncidence et de temps de vol

Le signal de coïncidence va déclencher à la fois l'acquisition, l'ouverture des portes des DFC, le départ des temps de vol et le codage du signal du détecteur.

La chaîne d'acquisition sera différente pour l'étalonnage du scintillateur NaI(Tl) et pour celui du bolomètre germanium du fait de la différence en temps des signaux. Cette spécificité impose une approche légèrement différente pour la chaîne d'acquisition. Les deux montages seront détaillés dans les sections consacrées respectivement à l'étalonnage du NaI(Tl) (3.4.1) et à celui du bolomètre germanium (5.6.1).

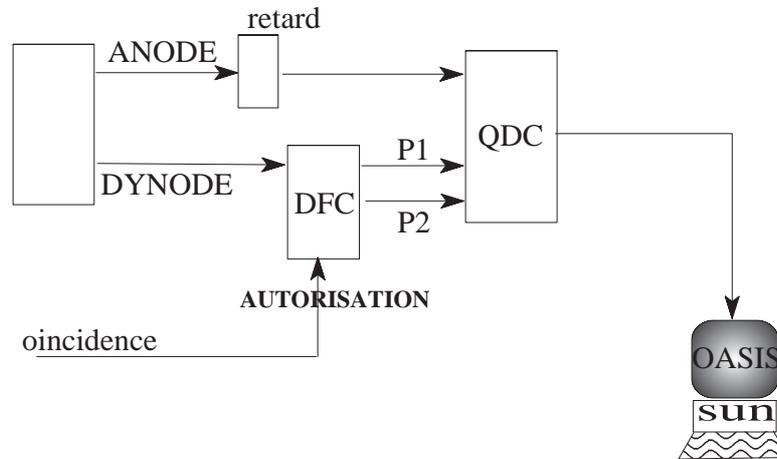


FIG. 3.18: *Electronique associée aux détecteurs de neutrons.*

3.4 Etalonnage en énergie de recul d'un scintillateur NaI(Tl)

Une première étape visant à valider le système multidétecteur a été menée par l'emploi d'un scintillateur connu. Plusieurs expériences d'étalonnage ont déjà été effectuées sur NaI(Tl) [8] [7].

3.4.1 Conditions expérimentales

Le cristal NaI(Tl)

Le cristal de NaI(Tl) utilisé est placé au centre de l'hodoscope, à une distance de 600 mm de la cible hydrogénée, à 0° par rapport à l'axe du faisceau.

Le cristal est à température ambiante sans stabilisation thermique. Il a un diamètre de 25 mm et une hauteur de 24 mm. Son faible volume permet de minimiser le nombre d'interactions multiples de neutrons, sources de faux événements.

Il est calibré en énergie par trois sources gammas : ^{57}Co (122.1 keV, 136.5 keV), ^{241}Am (59.5 keV) et ^{22}Na (511 keV).

Le signal de sortie est amplifié par un amplificateur spectroscopique avant d'être envoyé sur le codeur AD811. La deuxième voie du signal issu du distributeur est envoyée sur le module de décision rapide via une mise en forme et l'application d'un retard.

Le multidétecteur

Dans sa première configuration, SICANE ne comprend que 37 modules de détection de neutrons. Quatre couronnes de détecteurs sont installées à 45° , 90° , 120° et 165° . La couronne arrière (165°) comporte 11 détecteurs et les trois autres portent chacune 9 cellules. L'étage cryogénique étant absent, la plateforme de support n'est pas montée.

Electronique de coïncidence

Dans le cas de l'étalonnage du scintillateur $\text{NaI}(\text{Tl})$, le signal de coïncidence est créé par un module de décision rapide (MDR), qui a en entrée le signal somme des 47 DFC (qui sont regroupés en modules de quatre unités), via un sommateur 12 voies, et d'autre part le signal

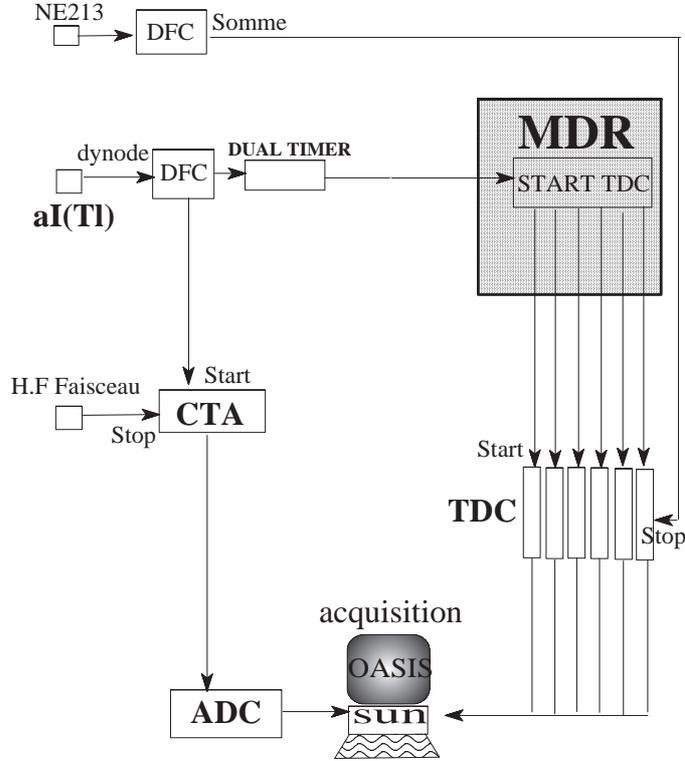


FIG. 3.20: Montage de l'électronique des temps de vol dans l'expérience NaI(Tl).

Taux de comptage

Le faisceau utilisé est un faisceau de ${}^7\text{Li}$ de 13.7 MeV, l'intensité mesurée est de 3 nA. Il satisfait les conditions décrites au chapitre précédent. Les neutrons produits ont une énergie de 2.1 MeV.

Le taux de comptage mesuré dans le cristal de NaI(Tl) est voisin de celui nécessaire pour l'étalonnage d'un détecteur bolométrique, qui a une réponse relativement lente :

$$\tau_{brut} = 35 \text{ Hz}$$

Ce taux de comptage comprend les neutrons ainsi que les gammas incidents.

Le taux de comptage des événements en coïncidence avec les 37 détecteurs NE213 est évidemment beaucoup plus faible, d'un facteur de l'ordre de 200, il vaut :

$$\tau_{coinc} = 0.2 \text{ Hz}$$

Le temps d'acquisition total est relativement faible, $T_{acqui} = 25$ heures.

3.4.2 Temps de vol

La mesure du temps de vol entre la cible et le cristal de NaI(Tl) permet d'évaluer le rapport neutron/gamma de la réaction sur la cible mince. La figure 3.21 montre le spectre

de temps de vol obtenu, il est ici remis dans le sens normal (lecture vers la droite), le pic de gauche est le pic gamma.

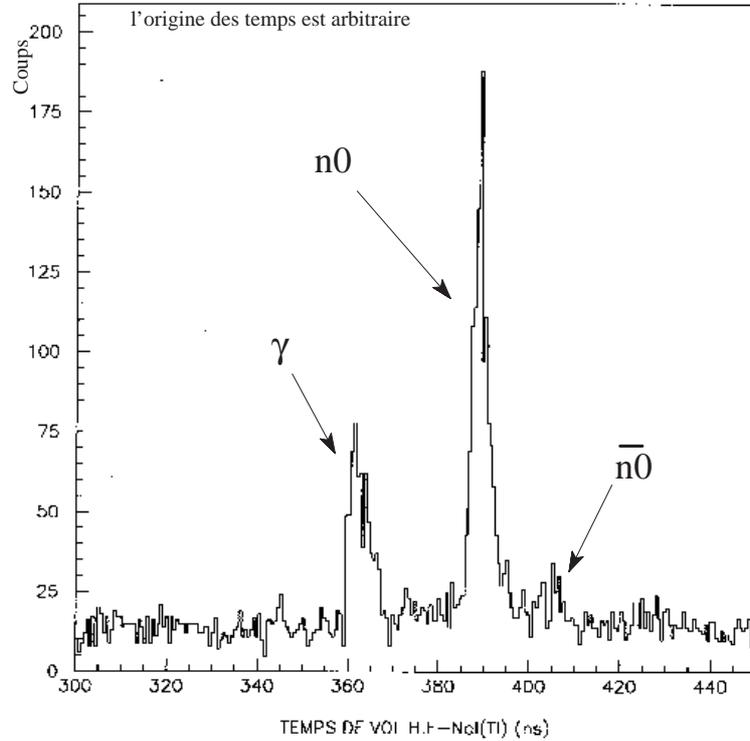


FIG. 3.21: Spectre de temps de vol H.F-détecteur NaI(Tl) (en ns), le temps s'écoule vers la droite (l'origine des temps est arbitraire).

Le pic neutron à 2.1 MeV apparaît éloigné de 28 ns du pic gamma. On distingue le deuxième groupe de neutrons de section efficace beaucoup plus faible à 16 ns du pic principal ($E_{n\bar{0}}=0.9$ MeV). La sélection du pic neutron permettra de ne conserver que les événements produits par un neutron incident.

La mesure des temps de vol entre le NaI(Tl) et les détecteurs de neutrons donne une information sur la nature de la particule qui touche le scintillateur liquide, et également sur la nature de l'interaction au niveau du cristal. La figure 3.22 montre le spectre de temps de vol entre le cristal et les détecteurs de la couronne arrière, situés à 165° par rapport à l'axe du faisceau (à gauche) ainsi que pour la couronne à 90° . L'origine des temps est ici déplacée: le pic gamma apparaît au centre du spectre. Le pic gamma est beaucoup plus important que le pic neutron séparé de 46 ns mais il comprend les événements des réactions (γ,γ) et (n,γ) qui ont le même temps de vol de 3.3 ns. Le rapport neutron/gamma est du même ordre aux autres angles de diffusion.

Une coupure sur le temps de vol H.F-NaI(Tl) pour ne conserver que le pic neutron incident permet de ne garder que les événements (n,γ) et (n,n) . La figure 3.23 montre le spectre obtenu ainsi pour la couronne arrière.

Le temps de vol total (entre la cible et les détecteurs NE213) est reconstruit à partir des deux temps de vol initiaux. Le spectre de temps de vol total permet également de discriminer les événements (n,n) et (n,γ) , la figure 3.24 montre le spectre de temps de vol total pour la couronne arrière dans la configuration brute puis après sélection du pic neutron dans le

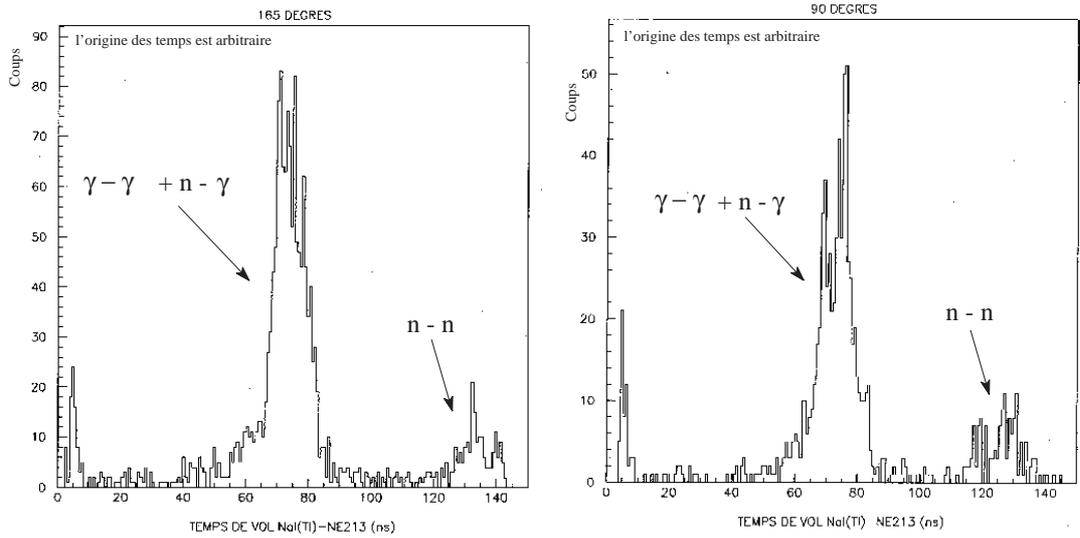


FIG. 3.22: *Spectre de temps de vol NaI(Tl)-NE213 (en ns) pour la couronne à 165° à gauche, et à 90° à droite.*

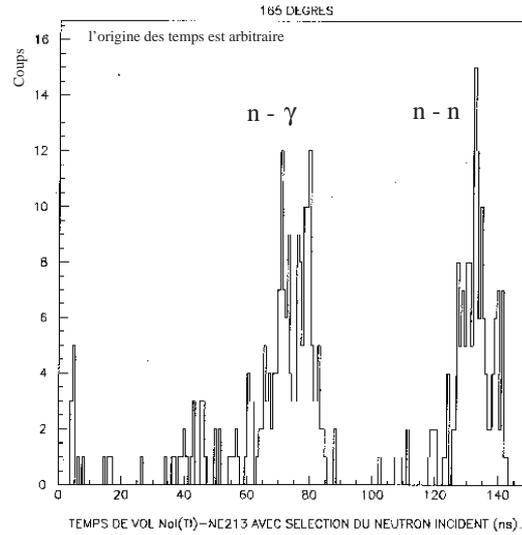


FIG. 3.23: *Spectre de temps de vol NaI(Tl)-NE213 (en ns) de la couronne arrière, après sélection du neutron incident dans le temps de vol H.F-NaI(Tl).*

spectre de temps de vol H.F-NaI(Tl). Seuls subsistent les événements (n,n) et (n, γ) séparés de 46 ns (le pic neutron est à droite). La figure 3.25 représente les mêmes spectres pour la couronne à 90°.

La couronne arrière a un fond γ différent des autres couronnes, le pic (γ, γ) est plus intense d'un facteur quatre que celui mesuré sur les couronnes situées à 45, 90 et 120 degrés (voir la figure 3.25). Il est dû à la plus grande proximité de ces détecteurs de la chambre de réaction.

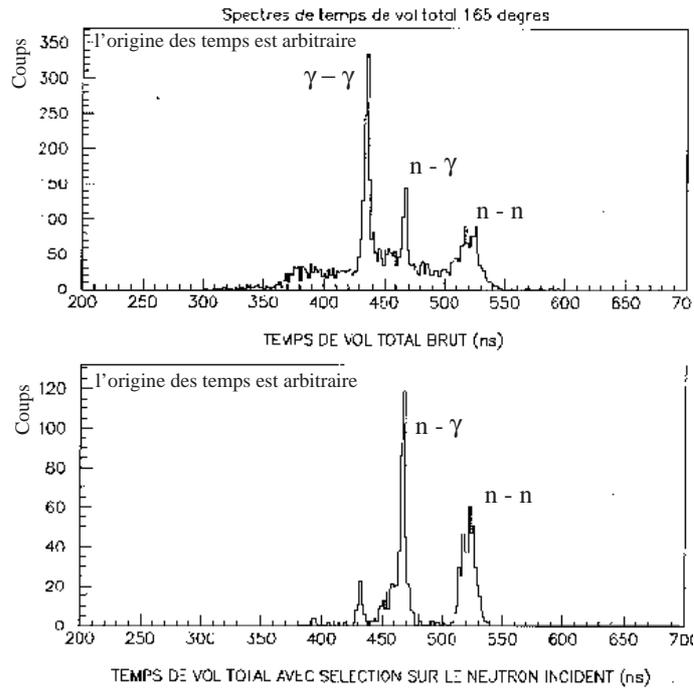


FIG. 3.24: Spectres de temps de vol total (en ns) de la couronne arrière, avant et après sélection du neutron incident dans le temps de vol H.F-NaI(Tl).

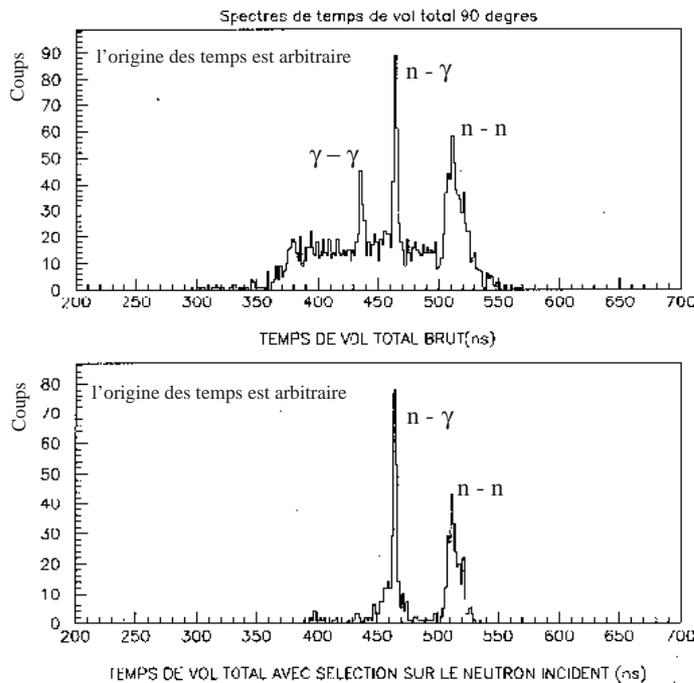


FIG. 3.25: Spectres de temps de vol total (en ns) de la couronne à 90° , avant et après sélection du neutron incident dans le temps de vol H.F-NaI(Tl).

3.4.3 Discriminations neutron-gamma

Chaque détecteur neutron fournit un paramètre de discrimination. Il est différent pour chaque module, dépendant du gain intrinsèque du scintillateur et également du photomultiplicateur. La sélection des événements neutron permet de contraindre davantage le spectre en énergie du cristal en éliminant les gammas fortuits ayant un temps de vol apparent équivalent à un neutron diffusé.

L'ajout des coupures sur les paramètres de discrimination pour chaque scintillateur avant addition des spectres permet d'éliminer les événements gammas fortuits. La figure 3.26 représente la distribution du temps de vol H.F-NaI(Tl) en fonction du temps de vol total (pour la couronne à 165^0 ici), en haut : le spectre brut, en bas : après discrimination des neutrons dans les scintillateurs. Les différentes populations (γ - γ , n- γ et n-n) sont indiquées. Après discrimination des neutrons, il ne subsiste que les événements utiles n-n.

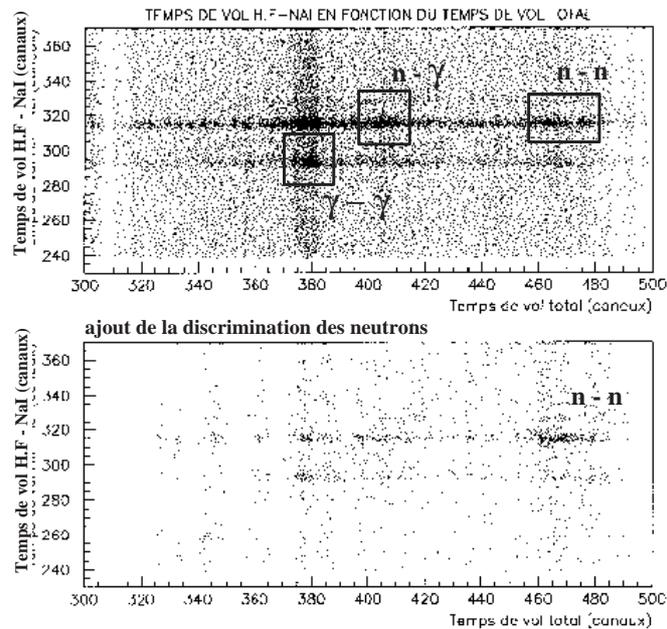


FIG. 3.26: Distributions du temps de vol H.F-NaI en fonction du temps de vol total, spectre brut en haut et après discrimination des neutrons en bas.

3.4.4 Analyse et résultats

Le spectre brut en énergie du cristal de NaI(Tl) est représenté sur la figure 3.27. Les coupures successives sur ce spectre en ne conservant que les événements n-n sélectionnés en temps de vol mènent au spectres de reculs élastiques.

Des coupures sur les numéros des détecteurs touchés dans le spectre en énergie du NaI(Tl) mènent ensuite aux spectres de reculs aux différents angles de diffusion. Ces spectres sont représentés sur les figures 3.28, 3.29, 3.30 et 3.31 pour les angles respectivement 165^0 , 120^0 , 90^0 et 45^0 degrés.

Les pics d'énergie de recul observés pour ces différents angles sont dus à des reculs de sodium, les reculs d'iode étant trop faibles pour sortir du bruit à basse énergie. Le faible pic

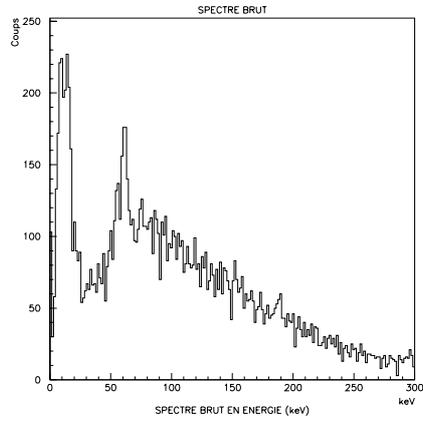


FIG. 3.27: *Spectre brut en énergie du détecteur NaI(Tl).*

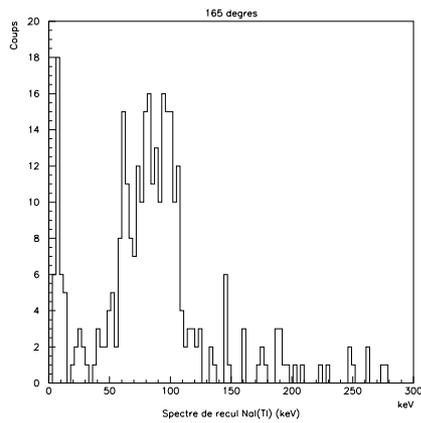


FIG. 3.28: *Spectre de recul à 165°.*

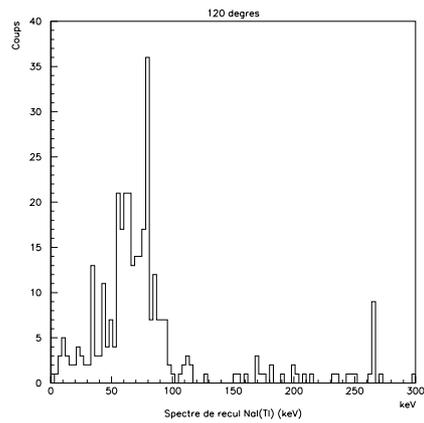


FIG. 3.29: *Spectre de recul à 120°.*

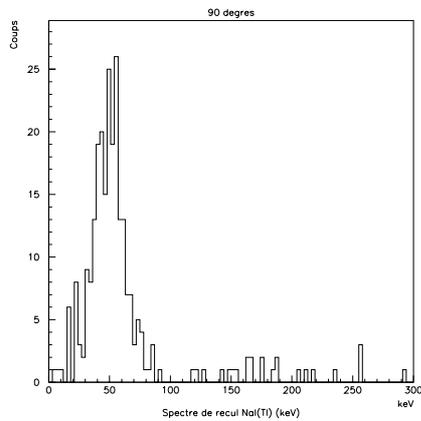


FIG. 3.30: *Spectre de recul à 90°.*

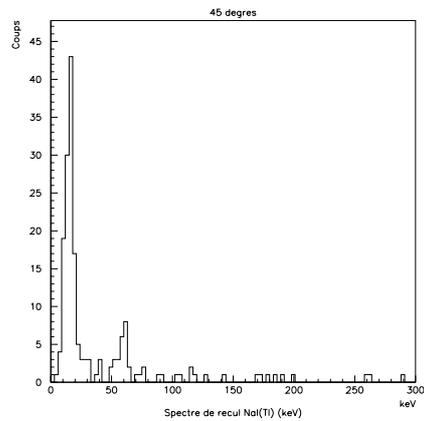


FIG. 3.31: *Spectre de recul à 45°.*

qui apparaît dans le spectre de recul à 45° situé à 60 keV provient de gammas du niveau excité de l'iode (collisions inélastiques).

Les énergies mesurées ainsi pour les différents angles ainsi que la valeur du facteur de Quenching déduit pour le recul de sodium dans NaI(Tl) sont résumées dans le tableau 3.1.

θ	E_R (keV)	E_{mes} (keV)	Q
45°	50.1 ± 6.5	13 ± 2	0.26 ± 0.07
90°	170.9 ± 10.1	51 ± 3	0.30 ± 0.04
120°	256.4 ± 10.5	79 ± 5	0.31 ± 0.04
165°	336.1 ± 9.6	97 ± 3	0.29 ± 0.02

TAB. 3.1: *Tableau récapitulatif des valeurs de l'énergie mesurée et du facteur de quenching en scintillation pour des reculs de Na obtenues aux différents angles.*

On observe des valeurs du facteur de quenching en scintillation pour des reculs de Na qui ne décroissent pas en fonction de l'énergie de recul, contrairement à ce que prédit le modèle de Birks (décroissance jusqu'à un minimum au pic de Bragg puis remontée) et qui est observé dans $CsI(Tl)$.

Les valeurs du facteur de Quenching que nous mesurons en luminescence pour un recul de sodium dans NaI(Tl) peuvent être comparées avec les valeurs obtenues par des expériences précédentes, ainsi que celles prédites par le modèle.

La figure 3.32 montre la valeur du facteur de Quenching en fonction de l'énergie de recul, les carrés sont les données de G. Gerbier [8], les triangles sont nos données, la courbe en trait plein est la prédiction du modèle de Birks.

Nos données complètent à plus haute énergie de recul les données existantes, en accord avec elles et montrent un plateau jusqu'à une énergie de recul de 340 keV.

Elles sont en outre de l'ordre de grandeur des valeurs du modèle de Birks, modèle assez grossier qui prédit le comportement général de la réponse des scintillateurs aux reculs d'ions, le paramètre k utilisé étant du même ordre que celui permettant un bon ajustement avec $CsI(Tl)$.

3.5 Conclusion

SICANE nous a permis d'obtenir des résultats intéressants pour un temps d'acquisition court et de manière aisée en mesurant les temps de vol intermédiaires entre la cible et le détecteur à étalonner et entre ce détecteur et les scintillateurs.

Le facteur de quenching de la voie lumière pour l'ion Na a été déterminé pour quatre énergies de recul simultanément, supérieures à 50 keV. Les valeurs obtenues complètent les données existantes à plus basse énergie et sont de l'ordre de grandeur prédit par le modèle de Birks.

Cette phase de validation permet de passer à l'étape cryogénique en étoffant l'ensemble

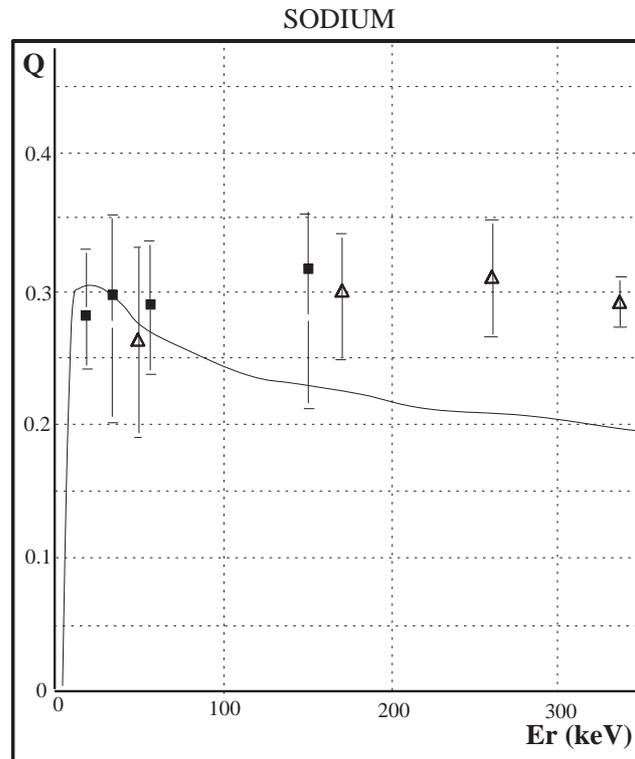


FIG. 3.32: *Facteur de Quenching en scintillation pour un recul de Na dans NaI(Tl) en fonction de l'énergie de recul. Points expérimentaux et courbe théorique.*

multidétecteur : ajout de cellules de détection, mise en place de la plateforme supérieure et installation du cryostat orange.

Cependant, la spécificité du cristal de germanium et du cryostat nécessitent la prise en compte de tous les paramètres limitants qui n'apparaissent pas dans le cas plus simple du scintillateur NaI(Tl). C'est pourquoi une étude préalable du système cryogénique avec plusieurs types de bolomètres a été entreprise avant l'étalonnage en énergie de recul. Elle fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 4

Etude hors faisceau de bolomètres Germanium chaleur à senseur NbSi, ionisation, et double composante chaleur-ionisation

*Il est grand temps de rallumer les étoiles.
Guillaume Apollinaire*

Les bolomètres sont caractérisés par leur nature cryogénique : ils ne fonctionnent qu'à des très basses températures. C'est pourquoi avant d'entrer plus en détail dans l'utilisation de ces détecteurs il convient de s'arrêter un instant sur les techniques cryogéniques accompagnant les bolomètres.

4.1 Eléments de cryogénie

4.1.1 4He et 3He

Obtenir des températures très basses requiert l'emploi de liquides cryogéniques comme l'azote ou l'hélium 4 dont les températures à la pression atmosphérique sont respectivement de 77 K et 4.2 K. Pour atteindre des températures inférieures, il est ensuite indispensable de faire varier la pression de vapeur par pompage. Les limites sont assez rapidement atteintes, une température de 0.9 K est atteinte avec 4He pour une pression de vapeur $P \simeq 5.5 \cdot 10^{-2}$ mbar; avec 3He , on obtient 0.3 K pour une pression $P \simeq 3 \cdot 10^{-3}$ mbar. Obtenir de telles pressions nécessite une grande puissance de pompage et des canalisations de grande taille, la perte de charge apparaissant principalement dans les canalisations.

La solution existante pour obtenir des températures inférieures à 0.3 K est d'utiliser la dilution d' 3He dans 4He ¹.

1. L'hélium gazeux se trouve à l'état naturel dans des minerais d'uranium dont il est extrait par chauffage, ainsi que dans certains gisements de gaz naturel. Le rapport de concentration naturel entre les deux isotopes est de l'ordre de 10^7 , aussi de 3He est fabriqué industriellement à partir de réactions sur 7Li .

${}^4\text{He}$

L'hélium 4 possède une propriété remarquable pour une température $T < 2.17$ K qui vient de la statistique de Bose-Einstein à laquelle il obéit : à 2.17 K, sa densité, son coefficient de dilatation thermique, sa chaleur de vaporisation, sa chaleur spécifique ainsi que sa constante diélectrique présentent une anomalie. Entre 4.2 K et 2.17 K (${}^4\text{He}_I$), la conductivité thermique du liquide est constante et vaut $0.25 \text{ mW.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$, la puissance transmise peut être calculée par la relation de Fourier. Lorsque $T < 2.17$ K (${}^4\text{He}_{II}$), la conductivité thermique est anormale et dépend des conditions de mesure et de la géométrie du système. Mesurée à travers des capillaires, cette conductivité thermique K_T de He_{II} augmente lorsque le flux de chaleur diminue et passe par un maximum à $T=1.9$ K. On peut ainsi obtenir des valeurs de l'ordre de 10^6 fois supérieures à celles de He_I , aussi le flux ne peut plus être décrit par la loi de Fourier. Pour $T < 2.17$ K, une fraction finie de particules se condense dans l'état d'énergie minimum, le liquide est alors dans un état superfluide.

${}^3\text{He}$

Deux propriétés offrent un intérêt pour l' ${}^3\text{He}$ à basse température : d'une part, son absence de superfluidité jusqu'à des températures très basses (1 mK pour $P=0$, 2.7 mK pour $P=34$ b); d'autre part, sa pression de vapeur est plus élevée que celle de l' ${}^4\text{He}$ à température égale. Pour une température inférieure à $T=0.32$ K, le liquide a une entropie inférieure à celle du solide, ce qui induit l'existence d'un minimum de la courbe de solidification et une chaleur latente de fusion négative. Cette propriété est utilisée notamment comme principe de refroidissement par compression adiabatique du liquide en solide. Pour $T < 100$ mK, la viscosité d' ${}^3\text{He}$ varie comme $\frac{1}{T^2}$ et sa conductivité thermique comme $\frac{1}{T}$, suivant la loi applicable aux liquides de Fermi. C'est ce comportement qui va donner la limite ultime de température dans un cryostat à dilution $T_{min} \simeq 2$ mK, à cause des frottements visqueux qui induisent une dissipation de chaleur dans les phases diluée et concentrée du mélange ainsi que la conduction de chaleur à l'intérieur de la colonne de liquide.

4.1.2 Un cryostat à dilution

Un mélange ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$

L'utilisation du mélange ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ va permettre de descendre à des températures de l'ordre de 10 mK. L'idée est d'utiliser la démixion qui apparaît dans le diagramme des phases du mélange (voir la figure 4.1).

A $T > 0.86$ K, tout mélange ${}^3\text{He} - {}^4\text{He}$ ne forme qu'une seule phase liquide pour toute concentration. Dès que la température devient inférieure à 0.86 K, deux phases liquides apparaissent : une phase *concentrée*, riche en ${}^3\text{He}$, et une phase *diluée*, riche en ${}^4\text{He}$. La phase concentrée qui est plus légère flotte sur la phase diluée. Si on appelle x la concentration en ${}^3\text{He}$, on a un mélange superfluide à $T = 1$ K pour $x < 62\%$ et normal pour des concentrations supérieures. Après apparition des deux phases, lorsque T décroît, x augmente dans la phase concentrée pour tendre vers 100% quand T tend vers 0K, alors que x tend vers une limite finie dans la phase diluée : 6.4%. Cette limite est cruciale dans le fonctionnement du cryostat à dilution car elle montre qu'il y a toujours possibilité d'extraire des atomes d' ${}^3\text{He}$ du dilué pour n'importe quelle température.

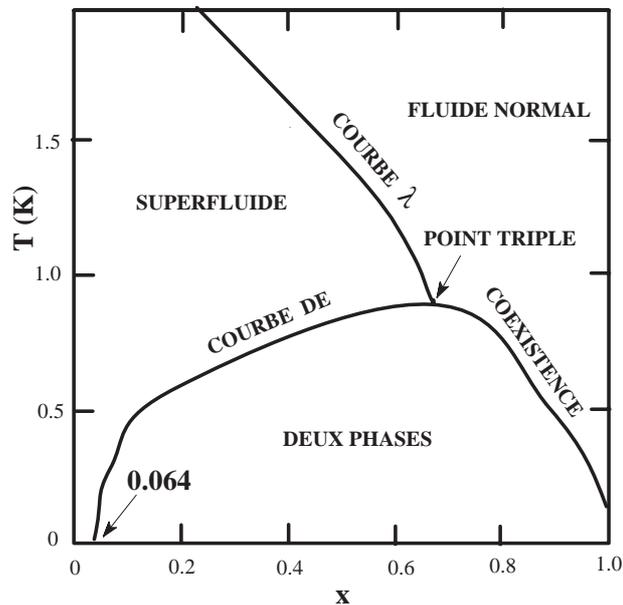


FIG. 4.1: Diagramme des phases du mélange $^3\text{He} - ^4\text{He}$, x est la concentration en ^3He .

Le cryostat à dilution

La figure 4.2 représente le principe du cryostat à dilution :

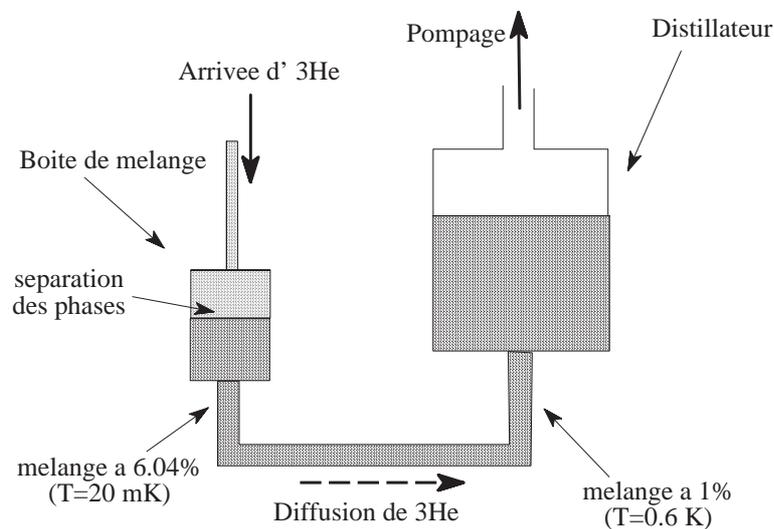


FIG. 4.2: Principe du cryostat à dilution.

En dessous de 0.5 K, l' ^4He a une entropie négligeable, il se comporte dans la phase diluée comme un vide vis à vis de l' ^3He , qui se comporte alors comme un quasi gaz en équilibre avec l' ^3He de la phase concentrée. C'est le passage d'un atome d' ^3He de la phase concentrée vers la phase diluée qui produit un effet frigorifique. Cet effet est à comparer avec l'effet que produit l'évaporation d'un liquide sous pression réduite. Ne reste alors plus qu'à créer le flux d'atomes d' ^3He nécessaire.

Cette extraction est effectuée par distillation sous vide dans un évaporateur ayant une température assez basse ($0.6 \text{ K} < T < 0.9 \text{ K}$) pour ne pomper que de l' ^3He . Un échangeur de chaleur relie le distillateur à la chambre de mélange. Le mélange ainsi pompé est ensuite réinjecté dans le cryostat où il est refroidi à 4.2 K , puis par détentes iso-enthalpiques successives jusque 1.5 K où il se condense. Il circule ensuite dans des échangeurs dans lesquels l'hélium réinjecté est refroidi par l'hélium pompé. Le mélange riche en ^3He est alors introduit dans la boîte à mélange.

Tout échantillon à refroidir peut alors être relié à la boîte à mélange par une fuite thermique. La température limite obtenue avec un cryostat à dilution dépend essentiellement de l'apport de chaleur résiduelle du système, que ce soit par conduction dans les supports, les câbles et les tubes ou par rayonnement thermique, la présence d'un gaz d'échange résiduel ou bien les vibrations (microphonie par exemple). Les cryostats à dilution utilisés par la collaboration EDELWEISS sont munis d'un système de régulation de la température et permettent de travailler couramment à des températures pouvant atteindre 10 mK .

Le cryostat orange

Le cryostat que nous avons utilisé (appelé cryostat orange²) est un cryostat de faible consommation ($\simeq 100 \text{ l h}^{-1}$), qui permet de refroidir des échantillons dans un puits central de gaz d'échange en contact thermique avec un pot alimenté en continu par une vanne froide réglable. La figure 4.3 montre un schéma du cryostat orange.

L'ajustement des débits de vapeurs froides entre les événements de respiration et le puits central jouant le rôle d'échangeur à contre courant permet une minimisation des pertes thermiques. Un écran thermique à 77 K est intercalé entre le réservoir d'hélium et l'échangeur central, ce qui permet de réguler la température d'un échantillon jusque 300 K à condition d'interrompre le débit d' ^4He . La canne à dilution est placée dans le puits central.

4.2 Etude d'un bolomètre à senseur film mince isolant d'Anderson

Avant d'adapter l'ensemble de la chaîne cryogénique au multidétecteur, cette dernière a été éprouvée par la caractérisation d'un bolomètre germanium à senseur NbSi hors faisceau. L'intérêt de ce nouveau type de senseur est apparu par sa sensibilité aux phonons hors d'équilibre (phonons balistiques) qui interagissent avec les parois du cristal absorbant. Cette propriété devrait avoir de nombreuses applications pour la détection bolométrique, et notamment permettre une localisation de l'impact de la particule incidente à partir de la voie chaleur seule. Une étude approfondie des bolomètres à senseur NbSi a été menée par S. Marnieros [78] et A. Juillard [77] pour ce qui concerne le bolomètre Ge33. Cette étude hors faisceau doit nous permettre d'optimiser le système cryostat-acquisition et connaître les limitations dues au niveau de bruit par exemple.

2. Un moyen simple pour nommer un cryostat est de se référer à la couleur de ses parois extérieures.

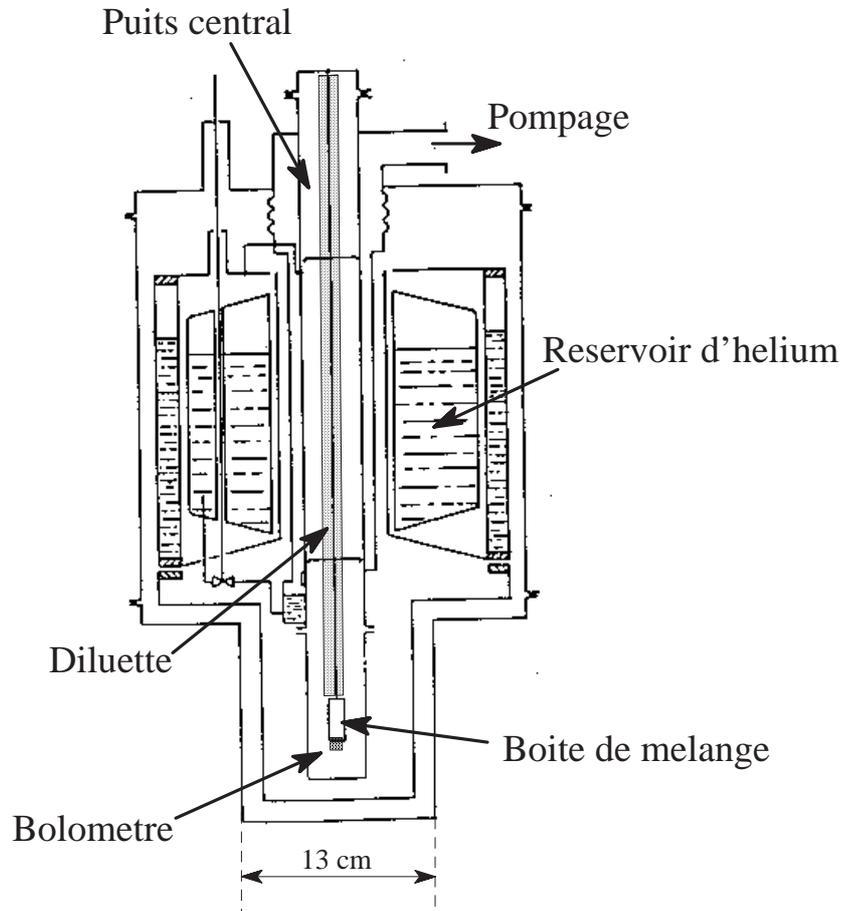


FIG. 4.3: Schéma en coupe du cryostat orange.

4.2.1 Ge33

Le bolomètre utilisé que nous appellerons Ge33 est un cylindre de Germanium de hauteur $h=20$ mm et de diamètre $D=20$ mm. Sa masse est de 33 g.

Il est muni d'un senseur constitué de deux films minces de Nb_xSi_{1-x} isolants proche de la transition métal-isolant (TMI) de Mott-Anderson ($x=0.0905$). La largeur de ces films est de 1 mm pour une longueur égale à la circonférence du cristal (63 mm), ils ont une épaisseur de 500 Å. La fuite thermique est assurée par deux pavés d'or de 2 mm^2 et 1500 Å d'épaisseur évaporés sur l'une des surfaces planes, reliés au bain par des fils d'or de $25\text{ }\mu\text{m}$ soudés par ultrason. Ce dispositif permet d'obtenir une conductance $G=10^{-9}\text{ W K}^{-1}$.

4.2.2 Le film de NbSi

La technologie des couches minces de Nb_xSi_{1-x} utilisées comme senseurs thermiques est développée depuis le milieu des années 90 au CSNSM par l'équipe de Louis Dumoulin. L'utilisation de ces couches minces en bolométrie offre un grand nombre d'avantages :

- Le dépôt par évaporation permet d'obtenir un très bon couplage à n'importe quel absorbant sans utilisation de colle.
- De très faibles épaisseurs de film sont accessibles, donnant une grande surface d'échange

avec l'absorbant sans avoir une capacité calorifique trop importante.

- La résistivité du film est ajustable après évaporation, soit par irradiation d'ions ou bien par recuit à une température supérieure à la température de dépôt.
- La forme des films peut être choisie à volonté par l'emploi de masques durant l'évaporation.
- Contrairement aux senseurs de type NTD, les matériaux utilisés pour les couches minces sont très peu radioactifs, ce qui est toujours un avantage considérable dans les expériences nécessitant des techniques ultra-bas bruit.

Comme on l'a vu dans la section 2.4.1, la résistance du film s'écrit à basse température :

$$R(T) = R_0 e^{\sqrt{\frac{\Theta}{T}}}$$

où Θ est la température caractéristique du senseur.

Elle suit la loi de Efros et Shklovskii [97]. Dans notre étude, les valeurs des paramètres sont les suivantes :

$$R_0 = 173\Omega \quad \text{et} \quad \Theta = 1.93K$$

La caractérisation complète de ce bolomètre n'est pas l'objet de ce travail, je renvoie le lecteur intéressé à la thèse de A. Juillard [77]. Je rappellerai juste ici les spécificités des films minces dans le comportement statique des bolomètres et le modèle thermique sous-jacent.

Les différentes températures sont obtenues par le tracé de la courbe $V(I)$. La température de phonon est régulée à l'aide d'un des deux films faiblement polarisé et la mesure $V(I)$ est effectuée sur le second film. Chaque point I-V donne la puissance injectée dans le film $P_0 = V.I$. La résistance $\frac{V}{I}$ permet de remonter à la température des électrons en inversant la loi $R(T_e)$. La température des phonons T_{ph} est constante et est donnée par le second film, faiblement polarisé. La température du bain est fournie par une résistance étalonnée fixée sur la chambre de mélange.

Le fonctionnement du bolomètre peut être décrit par un modèle thermique à deux bains. Le premier bain comporte les électrons du film à la température T_e , le second est constitué des phonons de l'absorbant et du film à la température T_{ph} . Les films suivent la loi de découplage électron-phonon, on a la relation suivante :

$$P_0 = g_{eph} V_{film} (T_e^5 - T_{ph}^5)$$

La fuite thermique est quant à elle limitée par la résistance de Kapitza (désadaptation acoustique à l'interface Au-Ge). On a la relation :

$$P_0 = g_{Kapitza} (T_{ph}^4 - T_{bain}^4)$$

Le modèle à deux bains est schématisé sur la figure 4.4.

À la suite de l'impact dans l'absorbant, des phonons de très haute énergie sont créés. Ces phonons se scindent spontanément en phonons de moindre énergie en un processus dont le temps de vie est inversement proportionnel à la puissance cinquième du phonon. Après un temps relativement court devant le temps de montée de l'impulsion, le bolomètre est donc peuplé d'un gaz de phonons de grande énergie par rapport aux phonons thermiques du cristal

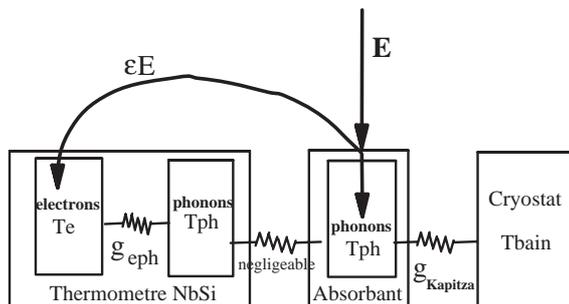


FIG. 4.4: Schéma du modèle à deux bains, la résistance de Kapitza est négligeable de par la grande surface de contact à l'interface thermomètre-absorbant.

(quelques K contre quelques dizaines de mK).

Ces phonons hors d'équilibre peuvent se thermaliser de deux façons : dans l'absorbant par des processus de diffusions inélastiques pour une fraction $(1-\epsilon)$ de l'énergie E incidente ou bien après avoir franchi l'interface absorbant-thermomètre par interaction électron-phonon dans le thermomètre pour une fraction ϵ de l'énergie E incidente.

Cette sensibilité aux phonons balistiques (hors d'équilibre) est une spécificité des bolomètres à senseur film mince. Elle se manifeste dans la forme de l'impulsion par deux composantes observables dans la décroissance de l'impulsion : une composante dite rapide provenant du régime balistique et une composante dite lente qui est le signal du régime purement thermique.

Les impulsions peuvent alors être ajustées par trois exponentielles dont les temps caractéristiques sont :

τ_{he} , temps de vie des phonons hors d'équilibre,

τ_{eph} , temps de relaxation des électrons vers les phonons,

et τ_{ft} , temps de relaxation de l'ensemble thermomètre plus absorbant vers le cryostat à travers la fuite thermique.

Les contributions respectives des deux composantes de décroissance dépendent de la température à laquelle on travaille. La composante rapide sera d'autant moins distinguable de la composante lente que la température est basse.

La figure 4.5 montre l'allure typique des impulsions obtenues. Les temps caractéristiques sont les suivants : $\tau_{he}=50 \mu s$, $\tau_{eph}=2.5 ms$, et $\tau_{ft}=30 ms$. Le paramètre ϵ a une valeur de l'ordre de 15%.

C_e est la chaleur spécifique électronique du thermomètre, pour lequel la contribution du réseau est négligeable, C_{abs} est la chaleur spécifique de l'absorbant dont la température T_{ph} est la même que celle des phonons du thermomètre.

La forme de ces impulsions laisse un grand choix pour l'analyse, elle permet de pouvoir se focaliser préférentiellement sur la partie athermique du signal si l'on souhaite faire l'étude exclusive de la physique des phonons hors d'équilibre, intéressants notamment pour l'étude de la localisation des dépôts dans les bolomètres, ou bien sur la partie purement thermique

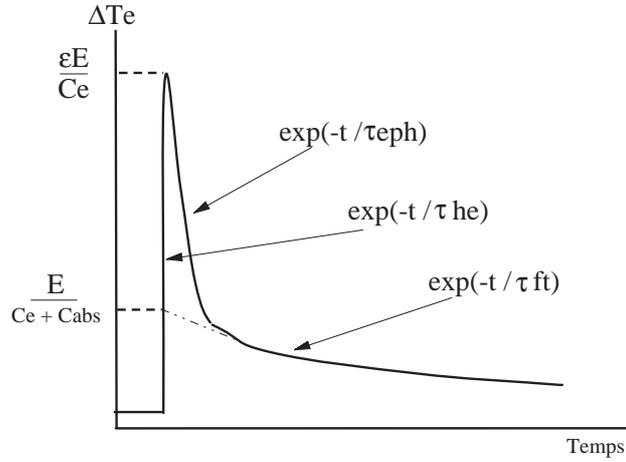


FIG. 4.5: *Allure typique d'une impulsion chaleur dans un bolomètre à senseur film mince.*

comme ce sera notre cas, afin d'être le moins sensible possible à d'éventuelles fluctuations d'amplitude de la composante rapide.

L'analyse de la forme du signal thermique peut alors être effectuée en analysant la queue de l'impulsion par intégration ou bien par exemple en développant une reconnaissance de l'impulsion par l'utilisation d'un événement moyen. La première de ces deux méthodes a été employée ici avec ce premier bolomètre, la seconde a été préférée dans l'étude du bolomètre double composante chaleur-ionisation (voir le chapitre suivant).

4.2.3 Chaîne d'acquisition

Un courant constant est appliqué aux bornes du senseur : on monte en série avec le senseur une résistance de $10\text{ M}\Omega$ et une tension de polarisation est appliquée aux bornes de l'ensemble ($V \simeq 30\text{ mV}$). La figure 4.6 montre un schéma de la chaîne d'acquisition.

La sensibilité du bolomètre peut s'écrire :

$$\frac{\Delta V}{\Delta T} = -\frac{1}{2} \sqrt{\Theta G \frac{R(T)(T - T_0)}{T^3}}$$

où T est la température électronique du film. Lorsque $T_0 = 23\text{ mK}$ (température du bain) et $G = 10^{-9}\text{ W K}^{-1}$ (nos conditions), cette expression est maximale pour $T_{opt} = 28\text{ mK}$. Le courant I_{opt} nécessaire pour chauffer le senseur à cette température définit le point de fonctionnement. Il est atteint pour une tension $V_{opt} = 30\text{ mV}$.

La sortie du bolomètre attaque un préamplificateur bas bruit composé d'un transistor JFET (Junction Field Effect Transistor) ayant une très grande impédance d'entrée ($Z \gg 1\text{ G}\Omega$). Les éléments annexes au préamplificateur maintiennent un niveau de bruit minimal. Le montage utilisé ne comprend aucun système d'asservissement du niveau de référence du signal, ce dernier fluctue ainsi en fonction de la température du cryostat et devra être pris en compte dans l'analyse. Le signal attaque ensuite un amplificateur à gain variable Stanford, muni d'un filtre, puis est lu sur un oscilloscope numérique qui produit le signal de déclenchement de l'acquisition.

Les impulsions sont numérisées par un numériseur Lecroy 8828 à la fréquence de 125 kHz . Une plage de 65 ms est codée sur 8192 canaux en mots de 8 bits . L'enregistrement d'une

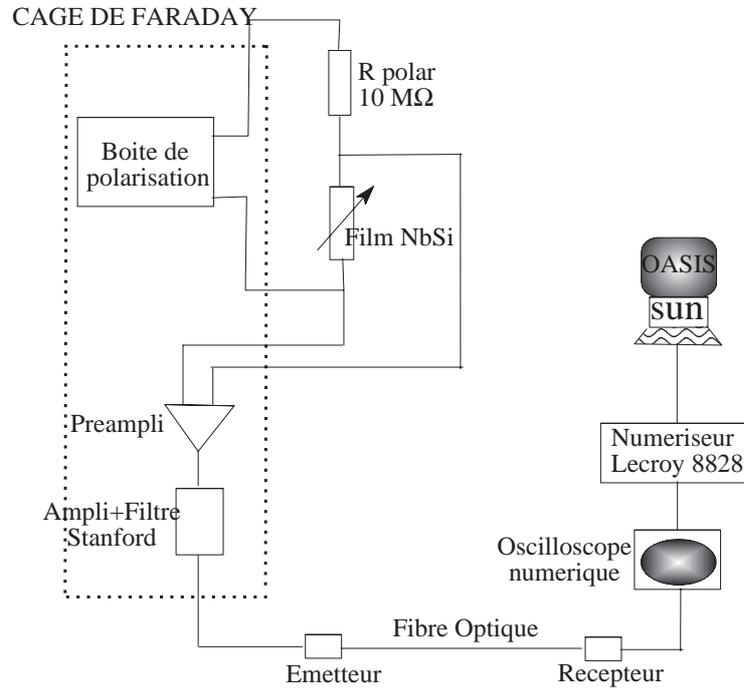


FIG. 4.6: Schéma de la chaîne d'acquisition.

période antérieure à l'impulsion proprement dite permet en outre de suivre l'évolution de la ligne de base du signal et caractériser le niveau de bruit. L'informatique d'acquisition est la même que celle qui sera utilisée en multidétection.

4.2.4 Performances de la chaîne cryogénique et électronique

Ge 33 a été soumis à différentes sources. La nature des enregistrements effectués est résumée dans le tableau ci-dessous :

n° d'enregistrement	T (mK)	V (mV)	Gain	Source	Nombre d'événements
1	23	20	2	^{60}Co	885
2	26	10	2	^{22}Na	3333
3	23	10	2	^{22}Na	2682
4	25.5	30	20	^{241}Am	13003

Caractérisation du bruit

Différentes sources de bruit

Les perturbations peuvent être engendrées par le détecteur lui-même et par son environnement. Les sources de bruit intrinsèques sont tout d'abord les fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne dans le cristal absorbant, qui donnent la résolution ultime d'un bolomètre, on a :

$$\Delta U = \sqrt{k_B T^2 C}$$

Pour des températures inférieures à 30 mK, ces fluctuations sont de l'ordre de l'électron-volt [79].

Vient ensuite le bruit Johnson, bruit blanc issu des éléments résistifs et provenant de l'agitation thermique des électrons induisant une fluctuation de tension aux bornes du dipôle. Dans le circuit utilisé, les seules résistances sont la résistance de polarisation et le film, qui sont tous les deux situés à l'intérieur du cryostat à 30 mK, leur bruit Johnson est donc très faible.

La plus importante source intrinsèque de bruit est bien sûr due à l'électronique du JFET. Le transistor produit des bruits en tension ainsi qu'en courant. Le bruit en tension peut être considéré constant pour la gamme de fréquence sur laquelle nous travaillons, mais le bruit en courant l'est seulement à partir d'un seuil en fréquence au dessous duquel il varie en $\frac{1}{f}$ [79]. Enfin, les fils proches sont autant de sources de capacités parasites non négligeables.

Les sources de bruit provenant de l'environnement du bolomètre sont de deux ordres :

Tout d'abord, il existe un rayonnement électromagnétique qui peut provenir de nombreuses sources comme la chaîne d'acquisition, l'éclairage ou toute source de bruit électromagnétique. Ces perturbations atteignent le montage par conduction (instruments de mesure) ou par rayonnement, par effet d'antenne des instruments. Afin de minimiser cette contribution, les éléments proches ont été disposés dans une cage de Faraday, alors que le système informatique a été éloigné au maximum, relié à l'amplificateur par fibre optique, l'émetteur et le récepteur fonctionnant sur batteries. L'ensemble des câbles est par ailleurs blindé avec des tresses de masse.

La seconde source importante de bruit extrinsèque provient des vibrations et notamment de la microphonie, qui induit une variation de la capacité parasite des fils. Ces vibrations proviennent des pompes par l'intermédiaire des tuyaux, et de l'intérieur du cryostat par l'ébullition de l'azote et de l'hélium. Elles couvrent une gamme en fréquence allant du continu à la centaine de kHz, et peuvent être amplifiées par effet de résonance. Pour lutter contre ces effets, les tuyaux sont découplés des pompes par le passage dans des bacs de sable, le cryostat est placé sur des amortisseurs pneumatiques et les fils sont fixés le long de la diluette pour minimiser l'amplitude des vibrations.

Analyse en fréquence

Connaître les composantes fréquentielles du bruit peut permettre de déterminer son origine, il a donc été analysé pour chaque enregistrement en calculant sa densité de puissance spectrale moyenne.

La densité de puissance spectrale $\Phi(f)$ d'un signal $x(t)$ est la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation $\phi(t)$:

$$\Phi(f) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} |X(f)|^2$$

où $X(f)$ est la transformée de Fourier du signal $x(t)$. Pour un signal de tension, $\Phi(f)$ s'exprime en V/\sqrt{Hz} .

L'étude de la ligne de base est effectuée sur les 2000 premiers canaux numérisés, soit 16 ms. Cet intervalle court ne permet pas de calculer les composantes de basse fréquence au dessous

de 100 Hz. Avec l'hypothèse raisonnable que le bruit est généré avant l'étage d'amplification, le gain doit être pris en compte dans l'amplitude des perturbations, on préférera alors exprimer la densité spectrale de puissance en $\text{keV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Les figures 4.7 et 4.8 montrent la racine carrée des densités de puissance obtenues pour les quatre enregistrements respectivement pour le bruit seul puis pour l'ensemble du signal bruité.

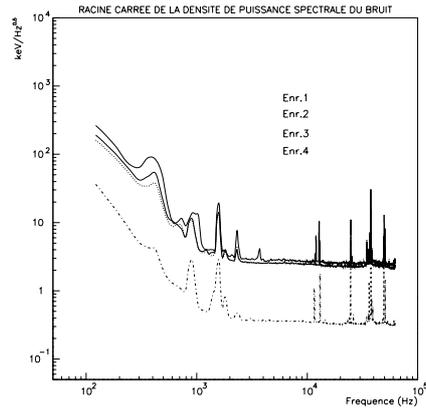


FIG. 4.7: *Racine carrée des densités de puissance spectrale du bruit pour les 4 enregistrements.*

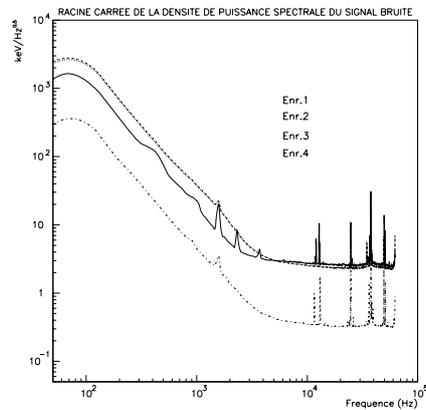


FIG. 4.8: *Racine carrée des densités de puissance spectrale du signal bruité pour les 4 enregistrements.*

Notre signal utile est composé de composantes à basses fréquences, aussi le bruit à hautes fréquences n'est pas gênant, il peut être très facilement éliminé par un filtre passe-bas sans engendrer une trop forte déformation du signal. Le bruit autour de 400 Hz est plus gênant, les améliorations successives apportées au montage (tresses de masses systématiques, cage de Faraday, fibre optique) ont permis de réduire l'amplitude de ce bruit entre 300 Hz et 500 Hz d'un facteur 5 entre les enregistrements 1 et 3.

Par ailleurs, l'enregistrement 4 a été effectué avec une coupure sur l'amplificateur Stanford à 100 Hz au lieu de 300 Hz pour les autres runs. Le niveau de bruit est fortement abaissé mais cela entraîne une déformation importante du signal.

Il apparaît que les conditions optimales de fonctionnement de l'ensemble cryostat-acquisition correspondent à celles des runs 3 et 4 (effectués respectivement avec des sources de ^{22}Na et ^{241}Am). La mesure de la résolution de Ge33 dans ces runs peut alors donner une référence de ses performances.

4.2.5 Résolution

Le bolomètre Ge33 a été étudié avec différentes sources gamma disposées à l'extérieur du cryostat, ce qui ne permet pas une grande efficacité de détection de la raie photoélectrique.

La résolution en énergie de Ge33 a été étudiée par deux méthodes simples d'analyse du signal, une méthode basée sur l'intégration du signal et l'autre utilisant sa différentielle. Des méthodes plus élaborées comme l'analyse en ondelettes et le filtrage optimal ont été effectués sur des signaux bolométriques [10] [98], notre but n'était pas ici d'atteindre ce type d'analyse, mais juste de pouvoir quantifier l'importance des signaux d'empilement dans la dégradation de la résolution observée.

La figure 4.9 montre un événement caractéristique observé dans Ge33. Les paramètres *Temps*, temps entre le début de la numérisation et le début de l'impulsion, *Montée*, temps de montée de l'impulsion, *Descente1*, temps de décroissance de la composante rapide, et *Descente2*, temps de décroissance de la composante lente, sont ici exprimés en *ms*.

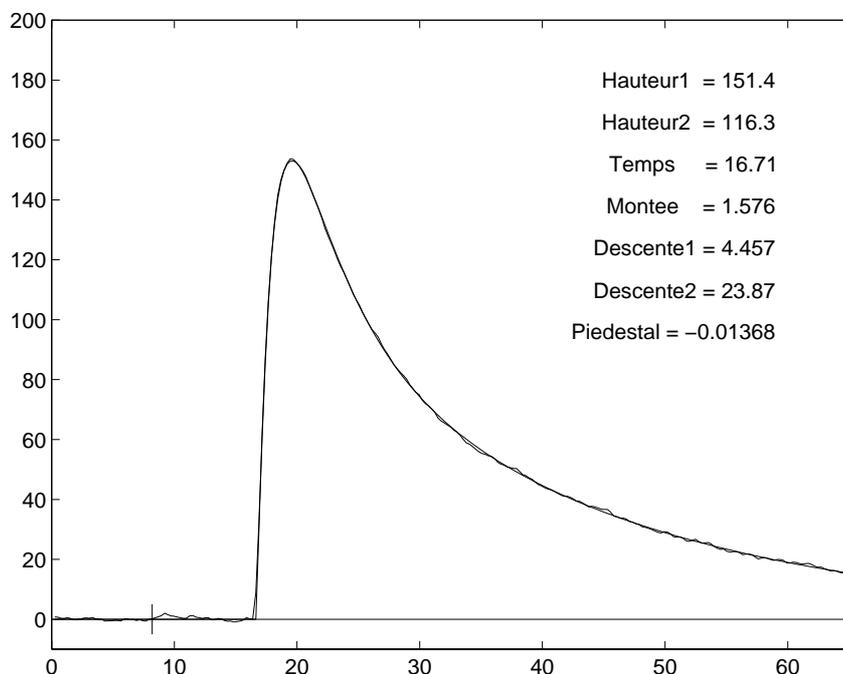


FIG. 4.9: Impulsion caractéristique (run 3: ^{22}Na).

Les spectres bruts (en tenant compte de la fluctuation de la ligne de base) obtenus pour les sources de ^{241}Am et ^{22}Na sont représentés sur les figures 4.10 et 4.11.

Sans traitement sur le signal, on obtient des résolutions très moyennes :

- $\Delta E = 37.5 \pm 4.5$ keV LTMH à 511 keV

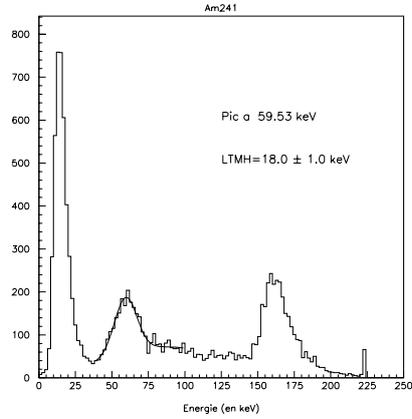


FIG. 4.10: *Spectre brut en énergie (^{241}Am).*

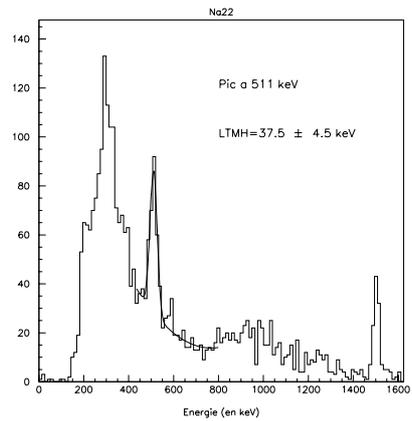


FIG. 4.11: *Spectre brut en énergie (^{22}Na).*

- $\Delta E = 18.0 \pm 1.0$ keV LTMH à 59.5 keV.

Outre les événements bruyants ou déclenchés sur le bruit, le nombre d'événements d'empilement semble participer fortement à la dégradation de la résolution.

La figure 4.12 montre un événement d'empilement caractéristique.

Sélection

Une sélection des données est effectuée afin de rejeter les événements saturés, nuls ou déclenchés sur le bruit. Une coupure est effectuée sur l'abscisse en temps de l'amplitude maximale de l'impulsion, ainsi que celle de la dérivée de l'impulsion. Une autre coupure est appliquée sur le maximum de l'impulsion.

Les conditions adoptées sont les suivantes :

- Événements saturés : $\text{max} = 255$
- Événements nuls : $\text{max} = 0$
- Événements bruités : $t_{\text{der max}} < 4$ ms ou $t_{\text{der max}} > 38$ ms

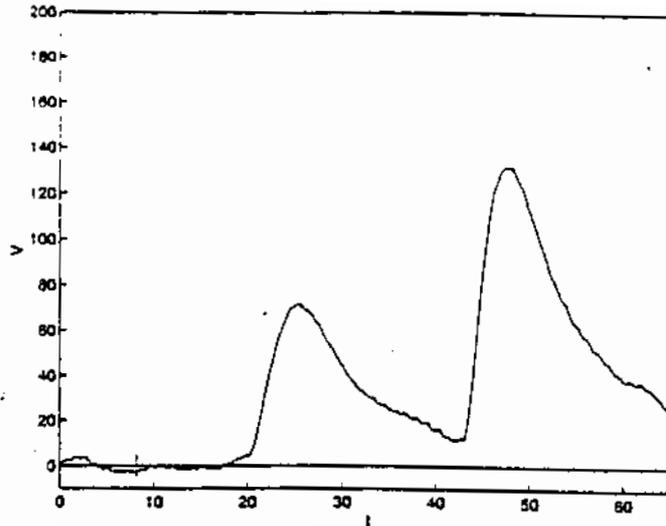


FIG. 4.12: *Événement dû à un empilement.*

– Événements bruités : $t_{max} < 20$ ms ou $t_{max} > 60$ ms

Ce filtrage a mené à un rejet de 27% des événements de l'enregistrement 3 (^{22}Na) et de 58% de ceux de l'enregistrement 4 (^{241}Am).

4.2.6 Traitement

Traitement intégral

La séquence du traitement des signaux est la suivante : La ligne de base est d'abord ajustée, de manière à définir le niveau de référence. Cela est fait avec un ajustement linéaire, calculé sur une fenêtre de 12.6 ms. L'intégration est ensuite effectuée sur le signal à partir de cette ligne de base.

Elle est effectuée sur un intervalle d'intégration donné, le signal ne requérant pas d'être intégré sur toute sa durée, les impulsions ayant toutes la même forme, dépendant des caractéristiques physiques du bolomètre.

Plusieurs fenêtres comprises entre 10 ms et 32 ms ont été appliquées. Les figures 4.13 et 4.14 montrent l'évolution de la résolution en fonction de la longueur de la fenêtre d'intégration appliquée, respectivement à 511 keV et à 59.6 keV. La courbe en trait plein figure les valeurs obtenues, les courbes en tirets courts et longs représentent respectivement la résolution du signal brut et cette même résolution après sélection (rejet des événements pathologiques).

On observe à 511 keV un optimum de la résolution pour une fenêtre de 25 ms. Les petites fenêtres d'intégration ne permettent pas de moyenniser suffisamment les fluctuations du bruit. Les fenêtres plus grandes semblent nous rendre sensibles aux fluctuations non périodiques qui apparaissent comme des perturbations ponctuelles.

La fenêtre optimale offre ainsi une résolution :

$$\Delta E(LTMH) = 25.3 \pm 4.5 keV$$

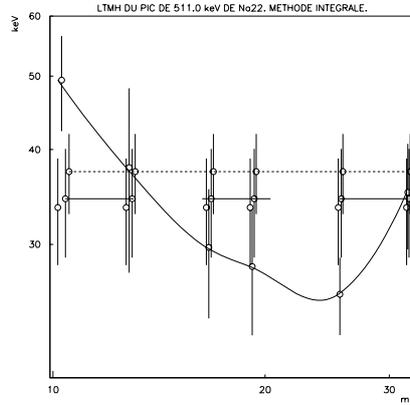


FIG. 4.13: *Résolution à 511 keV en fonction de la période d'intégration.*

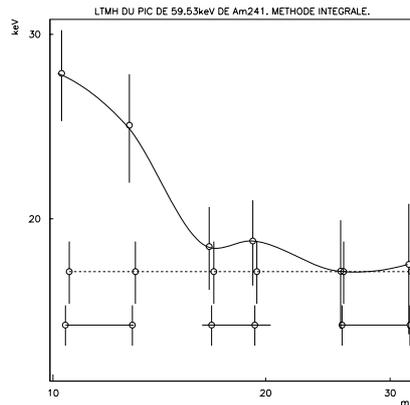


FIG. 4.14: *Résolution à 59.6 keV en fonction de la période d'intégration.*

Ce qui représente une amélioration de 30% par rapport aux données brutes.

A 59.6 keV, cette méthode intégrale n'apporte pas d'amélioration significative (voir la figure 4.14).

Traitement différentiel

L'enregistrement 4 avec ^{241}Am est celui où les événements d'empilement sont les plus fréquents, la méthode intégrale ne permet pas un rejet de ces événements, on s'attend donc à une nette amélioration pour ce run avec le traitement différentiel.

La figure 4.15 montre un événement d'empilement ainsi que la dérivée en temps de ce signal.

En ajustant la ligne de base du signal de dérivée linéairement puis en appliquant la méthode intégrale précédente à ce signal de dérivée, on obtient la valeur exacte du maximum en s'affranchissant du biais qu'introduit l'empilement.

Les figures 4.16 et 4.17 montrent les valeurs des résolutions ainsi obtenues en fonction de la largeur de la fenêtre appliquée, respectivement à 511 keV et à 59.6 keV.

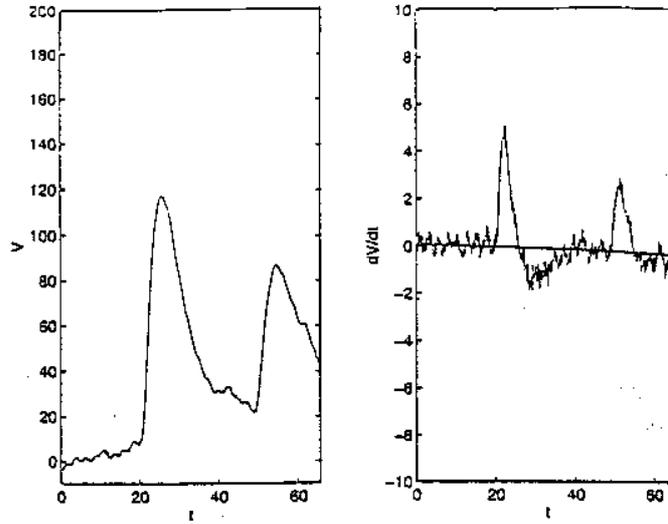


FIG. 4.15: *Événement dû à un empilement et sa dérivée en temps.*

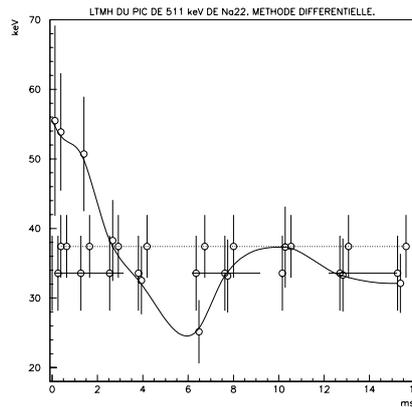


FIG. 4.16: *Résolution à 511 keV en fonction de la période d'intégration (traitement différentiel).*

Cette méthode donne des résultats équivalents à 511 keV et à 59.6 keV. Avec des fenêtres inférieures à 4 ms, on parvient à une résolution à 59.6 keV de :

$$\Delta E(LTMH) = 13.0 \pm 0.6 \text{ keV}$$

Ce qui donne une amélioration par rapport à la résolution brute de l'ordre de 30%.

A 511 keV, le gain en résolution est équivalent à celui obtenu par la méthode différentielle.

Cette méthode simple permet ainsi de réduire de manière significative la dégradation de la résolution due à des événements à fort empilement.

Ligne de base

Le même traitement peut être appliqué à la ligne de base pour permettre d'évaluer sa contribution à la résolution totale du détecteur. La figure 4.18 montre la résolution de la ligne de base obtenue pour les expériences menées avec les sources ^{22}Na et ^{241}Am .

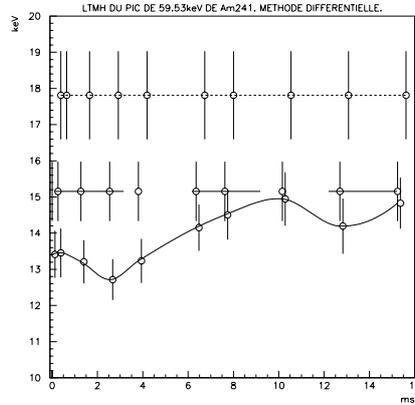


FIG. 4.17: Résolution à 59.6 keV en fonction de la période d'intégration (traitement différentiel).

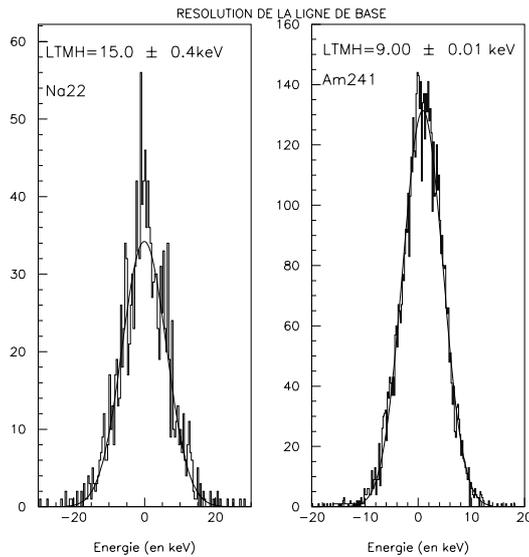


FIG. 4.18: Résolution de la ligne de base, 511 keV et 59.6 keV.

La valeur obtenue lors du run ^{241}Am est :

$$\Delta E_{ldb} = 9.00 \pm 0.01 \text{ keV}$$

et lors du run ^{22}Na :

$$\Delta E_{ldb} = 15.0 \pm 0.4 \text{ keV}$$

Les spectres après traitement sont représentés sur les figures 4.19 et 4.20, respectivement pour le ^{22}Na avec traitement intégral, et ^{241}Am avec traitement différentiel.

Dans les deux cas, la résolution de la ligne de base donne une contribution de l'ordre de 60% à la résolution totale.

Le tableau 4.1 récapitule les résolutions obtenues.

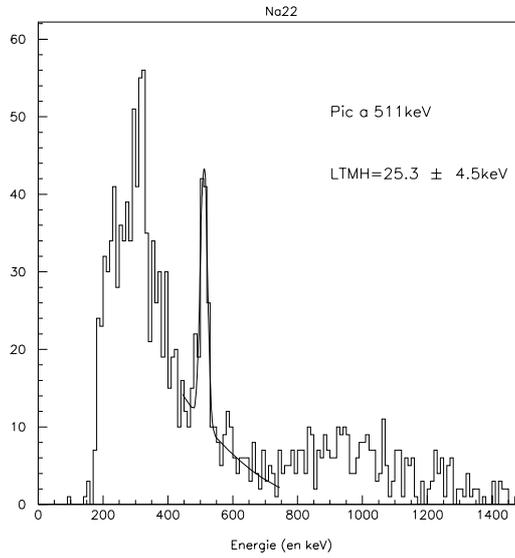


FIG. 4.19: *Spectre en énergie après traitement intégral (^{22}Na).*

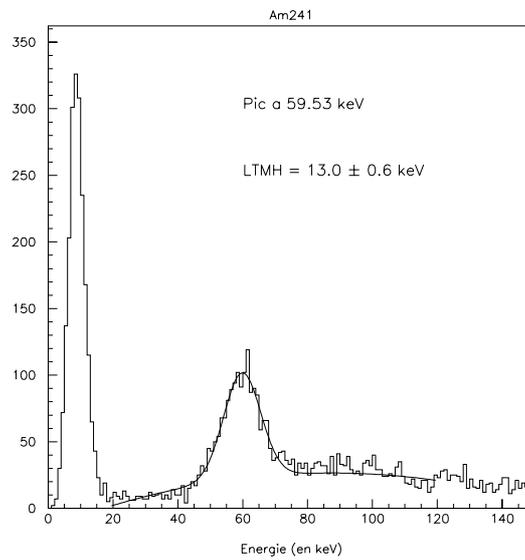


FIG. 4.20: *Spectre en énergie après traitement différentiel (^{241}Am).*

raie γ (keV)	brut (keV)	Après traite- ment (keV)	Ligne de base (keV)
511	37.5 ± 4.5	25.3 ± 4.5	15.0 ± 0.4
59.6	18.0 ± 1.0	13.0 ± 0.6	9.00 ± 0.01

TAB. 4.1: *Tableau récapitulatif des valeurs de résolutions obtenues.*

Ces résultats très moyens indiquent que le bolomètre doit subir une microphonie importante. L'autre contribution à la dégradation de la résolution peut avoir pour origine un manque

de stabilité en température du cryostat faisant varier la sensibilité au cours de l'acquisition, ou bien une dépendance au point d'impact (dans le cas où le cristal est inhomogène).

L'absence de l'étage de préamplification (JFET) à l'intérieur du cryostat est également une source de dégradation. L. Dumoulin a en effet obtenu au CSNSM des résolutions de l'ordre de 10 keV à une énergie de 60 keV avec l'emploi d'un FET refroidi sur ce même bolomètre Ge33.

4.3 Etude d'un bolomètre Germanium ionisation

L'étape suivante nous mène à l'installation du cryostat sur l'aire de l'accélérateur pour y effectuer de nouvelles acquisitions dans les conditions qui seront celles de l'étalonnage sous faisceau.

4.3.1 Caractéristiques

L'étude d'un nouveau bolomètre dans les conditions exactes de l'étalonnage vont nous permettre d'optimiser plusieurs facteurs comme le bruit électronique spécifique à la ligne de faisceau, ainsi que de caractériser le comportement d'une voie ionisation qui est la même que celle du bolomètre à double détection IC1 qui sera étalonné par diffusion de neutrons.

Caractéristiques du bolomètre

La première étude réalisée dans ces conditions implique une chambre à ionisation Germanium de 16 g pur à électrodes implantées de Niobium.

Sa géométrie est cylindrique, il fait 10 mm de hauteur et 20 mm de diamètre, deux électrodes de Niobium sont implantées sur ses faces, ce qui en fait une chambre à ionisation.

Caractéristiques de la chaîne cryogénique

Le support du cristal de germanium est muni d'une source de cobalt 57 de faible activité (300 Bq). Aucune résistance de chauffage n'est montée sur la chambre de mélange, ce qui exclut une régulation de la température.

La température de fonctionnement est restée d'une très grande stabilité pendant la durée des prises de données, soit environ une semaine, de l'ordre de 31.7 mK. Le cryostat est installé sur l'aire expérimentale, au centre du multidétecteur, suspendu et isolé mécaniquement de toutes les structures du système. Des isolants pneumatiques permettent de plus d'isoler le cryostat des vibrations.

4.3.2 Résolution

Plusieurs tensions de polarisation nous sont accessibles, une polarisation de 20 V a été retenue pour permettre une mesure confortable sans perte trop importante de collecte de charges.

La résolution du détecteur Ge16 a été mesurée grâce à la source de ^{57}Co interne à 122 keV et 136 keV, ainsi qu'à 511 keV en utilisant une source de ^{22}Na externe au cryostat. Le spectre obtenu avec ces deux sources est représenté sur la figure 4.21 (en haut), le bas de cette figure représente l'énergie mesurée en fonction du temps. On observe une bonne stabilité sur une période courte (de l'ordre d'une heure).

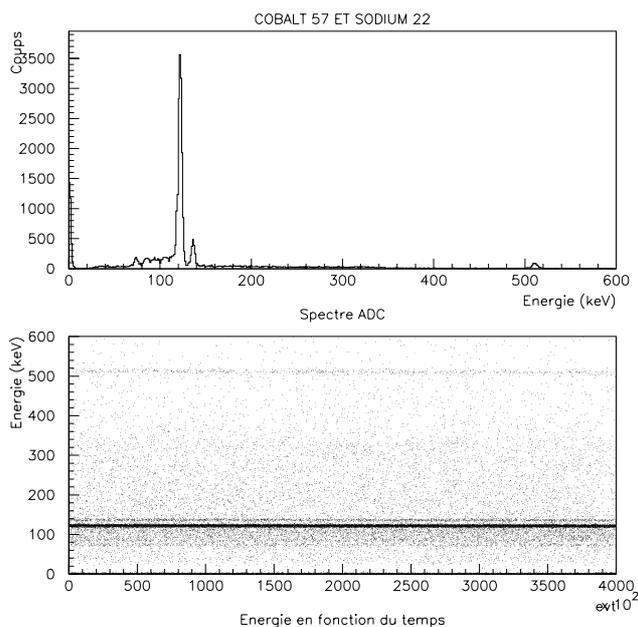


FIG. 4.21: *En haut*: Spectre obtenu avec la source de cobalt interne et une source de Sodium 22 externe au cryostat; *en bas*: énergie en fonction du temps.

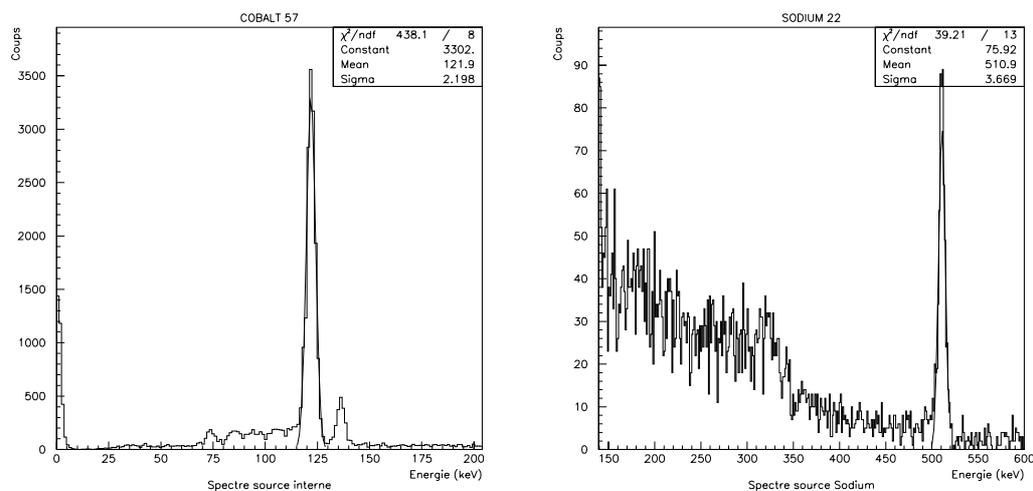


FIG. 4.22: *Spectres obtenus avec la source de cobalt 57 (à gauche) et la source de Sodium 22 (à droite).*

Les optimisations de la chaîne d'acquisition effectuées à Lyon précédemment ont été transposées à Orsay : isolement du secteur, disposition systématique de tresses de masse, liaison par fibre optique. Les résolutions obtenues ainsi à 122 keV et 511 keV sont très satisfaisantes, elles sont illustrées sur la figure 4.22, on obtient :

- $\Delta E=5.05$ keV LTMH à 122 keV
- $\Delta E=4.69$ keV LTMH à 136 keV
- $\Delta E=8.44$ keV LTMH à 511 keV

Les enregistrements courts ne posent pas de problèmes de stabilité dans ces conditions. En revanche, pour des enregistrements plus longs, nous avons pu observer une dégradation sensible du signal d'ionisation.

4.3.3 Régénération

L'amplitude des signaux décroît assez rapidement après trois heures de fonctionnement. La figure 4.24 montre l'allure du spectre en énergie en fonction du temps (numéro de l'événement). On y reconnaît la ligne à 122 keV du ^{57}Co . Les flèches indiquent les instants où a été effectuée une régénération du cristal.

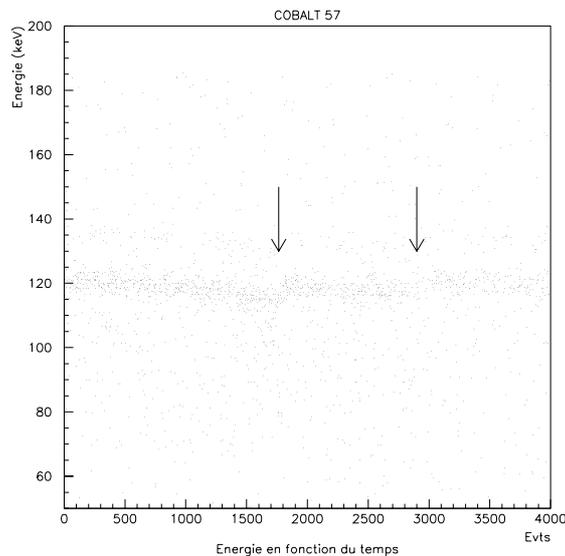


FIG. 4.23: Spectre en énergie en fonction du temps avec la source de ^{57}Co . Les flèches indiquent les instants où ont lieu les régénérations.

Cette dégradation de l'amplitude du signal, dégradation de la collecte des charges, peut être causée par une trop grande charge d'espace existant à l'intérieur du cristal. Le piègeage

des charges est à l'origine de l'existence de cette charge d'espace qui vient modifier le champ interne de la chambre à ionisation.

Rétablir l'équilibre des charges dans le cristal doit permettre un retour aux conditions optimales de mesure. Cette **régénération** doit induire la recombinaison des charges piégées. Il existe de nombreuses méthodes ad hoc de régénération : irradiation γ , dépolarisation, irradiation Infra Rouge, inversions de polarisation, ...

Le cryostat n'étant pas muni d'une diode luminescente infra-rouge, la méthode que nous avons ici adoptée est une simple inversion de la polarisation du cristal, passant successivement de -20 V à 0 V, puis +20 V, par plages de quelques minutes. Ce protocole permet de retrouver l'amplitude initiale des signaux, mais doit être renouvelé toutes les trois heures environ.

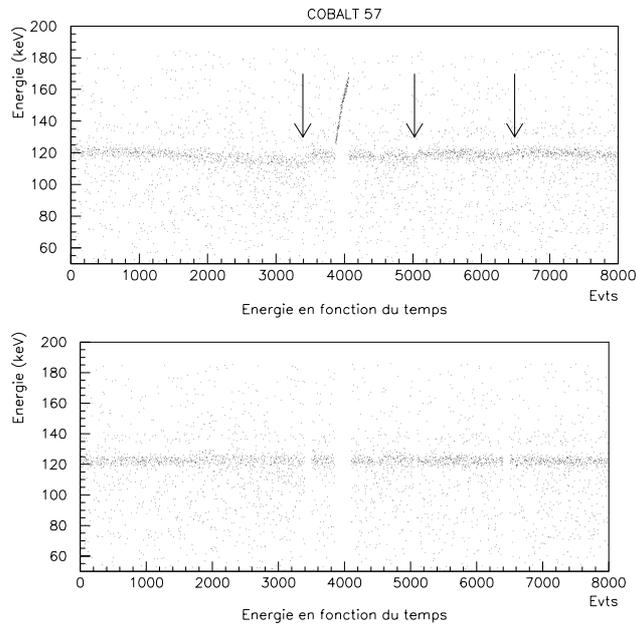


FIG. 4.24: *Spectre en énergie en fonction du temps, brut en haut et après correction en bas.*

Comme le montre la figure 4.24, une méthode d'analyse très simple permet de corriger la dégradation observée. Elle consiste à décomposer l'ensemble des événements en fragments courts et de faire un ajustement systématique avec un niveau de référence que nous fixons comme le niveau de l'amplitude du signal juste après une régénération.

On voit également sur cette figure un comportement anormal entre les événements 3800 et 4200, qui est dû à la présence d'un signal parasite sur le secteur, les événements de ce type sont de cette même manière aisément éliminés.

La figure 4.25 montre l'efficacité de la correction sur la résolution du pic à 122 keV. Le spectre brut est à gauche et le spectre corrigé à droite.

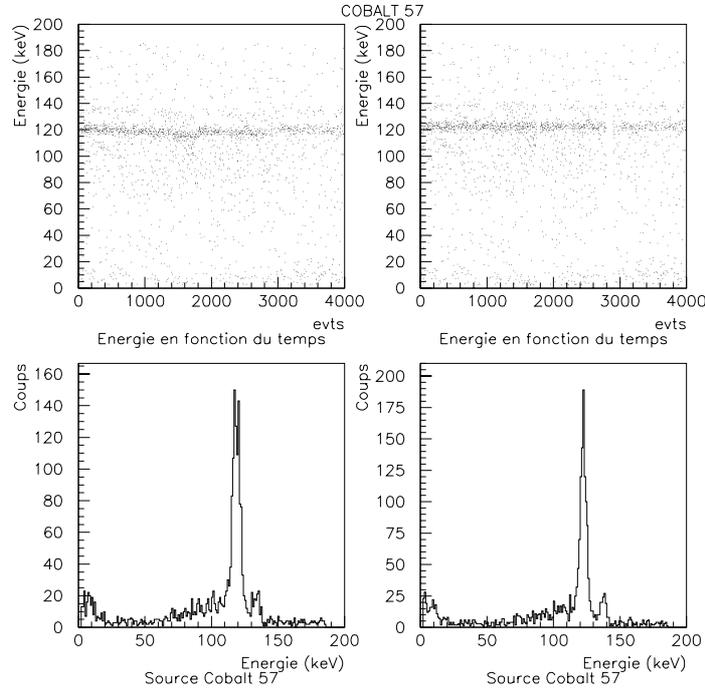


FIG. 4.25: Spectres énergie-temps et énergie avant correction à gauche, après correction à droite.

4.3.4 Prise de temps

On l'a vu, le déclenchement de l'acquisition pour des mesures de coïncidence nécessite d'être effectué par un signal ayant un temps de montée rapide. Dans le cas d'un bolomètre à double détection chaleur-ionisation, c'est le signal le plus rapide des deux qui sera utilisé, c'est à dire le signal d'ionisation. Il était donc crucial d'étudier une voie ionisation identique à celle du bolomètre double détection qui sera étalonné par diffusion de neutrons.

La prise de temps de Ge16 a été étudiée dans la configuration électronique qui était celle utilisée pour nos expériences d'étalonnage en énergie de recul de NaI(Tl).

Cette étude est effectuée par la mesure en coïncidence de γ de 511 keV émis dos à dos par ^{22}Na entre un détecteur NE213 de même type que ceux des couronnes du multidétecteur, et la chambre à ionisation Ge16.

La plage de coïncidence (400 ns) est ouverte par le détecteur neutron, la porte logique provenant du signal de la chambre d'ionisation est générée par un discriminateur à fraction constante. La résolution en temps est mesurée par un convertisseur Temps-Amplitude, le détecteur neutron produisant le start et le germanium le stop.

La figure 4.26 montre à gauche le spectre en temps obtenu. On observe une très forte dispersion en temps, qui met à jour la lenteur assez importante du signal ionisation. Cette dispersion en temps est une fonction de l'énergie comme le montre la figure de droite représentant le temps

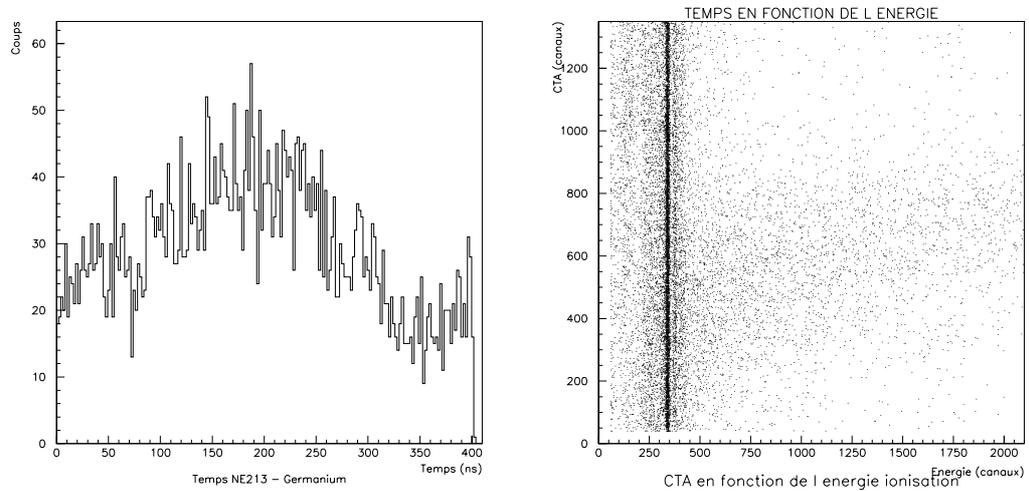


FIG. 4.26: *A gauche : Spectre en temps, à droite : Spectre biparamétrique du temps en fonction de l'énergie ionisation.*

de vol mesuré en fonction de l'énergie ionisation. Le temps de montée du signal ionisation varie dans de grandes proportions: de 100 ns à $1\mu\text{s}$, ce qui conduit à une résolution en temps supérieure à 400ns. Cette grande dispersion du temps de déclenchement conduira nécessairement à la modification de l'électronique logique produisant le déclenchement de l'acquisition par le signal de coïncidence.

Elle exclura notamment la possibilité d'utiliser des mesures de temps de vol ayant le signal du bolomètre en *start* ou en *stop*, ce qui impose d'abandonner la méthode utilisée lors de l'étalonnage du scintillateur NaI(Tl) et qui était basée sur la mesure des temps de vol intermédiaires à partir desquels le temps de vol total était reconstruit.

Les limitations observées grâce à l'étude de la chambre à ionisation Ge16, que ce soit concernant la stabilité du signal que sa résolution en temps permettent de poursuivre l'optimisation du système, afin d'accorder les spécificités de ce type de bolomètre avec le multidétecteur, dans sa partie électronique ou bien cryogénique.

Elle nous a ainsi mené à modifier le montage électronique pour s'affranchir des restrictions temporelles et à établir un protocole de régénération efficace basé sur l'emploi d'une diode infra-rouge.

Ces deux points seront développés dans le prochain chapitre consacré à l'étalonnage en énergie de recul du bolomètre à double détection chaleur-ionisation IC1.

4.4 Etude hors faisceau du bolomètre Germanium IC1 à double composante chaleur-ionisation à senseur film mince NbSi

4.4.1 Caractéristiques

Caractéristiques du bolomètre IC1

Le bolomètre IC1 conçu par L. Dumoulin est un prototype de bolomètres à **double détection** à senseur film mince isolant d'Anderson. La masse de l'absorbant germanium est

de 16 g. Il a une forme cylindrique, de hauteur 10mm et de diamètre 20mm. Les électrodes composées de couches de Niobium (500 Å) et Iridium (500 Å) sont maintenues en contact avec l'absorbant par pression.

Le film mince Nb_xSi_{1-x} est évaporé sur la surface du cylindre de germanium, il a une largeur de 1.2 mm pour une épaisseur de 600 Å, sur toute la circonférence de l'absorbant. Les contacts sont effectués par des fils d'or. L'impédance du film à la température ambiante est de $75\text{ k}\Omega$. Une source de ^{57}Co de faible activité (100 Bq) est fixée à proximité de la face inférieure du cristal, elle est entourée par un collimateur de 2mm de diamètre en plomb.

La figure 4.27 montre un schéma du bolomètre IC1.

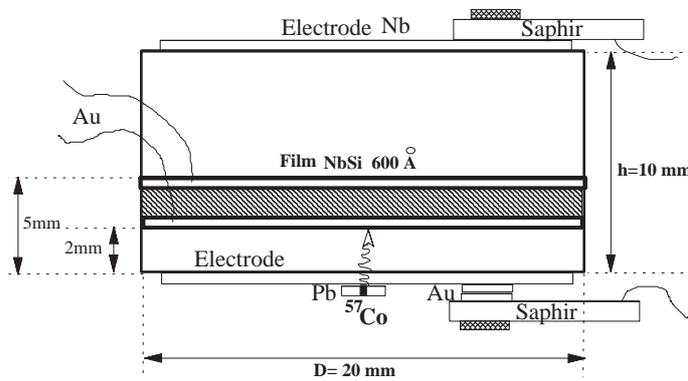


FIG. 4.27: Schéma du bolomètre IC1.

Caractéristiques de la chaîne cryogénique

Le cryostat est ici installé dans les conditions de l'étalonnage sous faisceau sur le site de l'accélérateur. Il prend place au centre du multidétecteur SICANE (voir la section 3.3). Il est suspendu depuis la plateforme supérieure du dispositif de manière à ce que l'extrémité de la diluette accueillant le bolomètre soit centrée sur l'axe du faisceau à 180 cm du sol. Il est optimisé pour réduire au maximum le bruit microphonique dû aux vibrations ainsi que le bruit électronique inhérent à la proximité de l'accélérateur et des lignes de faisceau. Les structures indépendantes de SICANE (cf section 3.3.1) permettent de découpler mécaniquement la plateforme et le cryostat, qui repose sur des poutrelles munies d'amortisseurs pneumatiques. Des tresses de masse sont disposées de manière à minimiser le bruit de la ligne de base observée sur le bolomètre. Une température de l'ordre de 25 mK a été obtenue facilement.

Une résistance au niveau de la boîte à mélange permet une régulation de température contrôlée. La température de fonctionnement adoptée est de 35 mK. Cette température assez élevée permet de minimiser l'influence des phonons balistiques dans le signal chaleur, plus importante lorsque le film est fort résistif (à basse température).

4.4.2 Performances

Le bolomètre IC1 est un prototype. Sa caractérisation complète n'a pas pu être effectuée du fait qu'il n'est composé que d'un seul thermomètre. Ces caractéristiques générales sont les mêmes que celles de Ge33 (Cf. section précédente).

L'étude approfondie de ce bolomètre chaleur-ionisation dépasse le cadre de ce travail. Nous l'avons étudié pour caractériser ses performances en terme de résolution et de seuil à l'aide de sources, dans les voies ionisation et chaleur dans le but d'effectuer par la suite son étalonnage en énergie de recul sous faisceau.

Voie ionisation

Résolution L'étude a été menée directement dans la configuration utilisée pour la mise sous faisceau, dans le cryostat suspendu. La figure 4.28 montre le spectre obtenu avec la source de ^{57}Co interne au cryostat pour 20 minutes d'acquisition. La tension de polarisation est de -6.23 V , la température stabilisée à 35 mK .

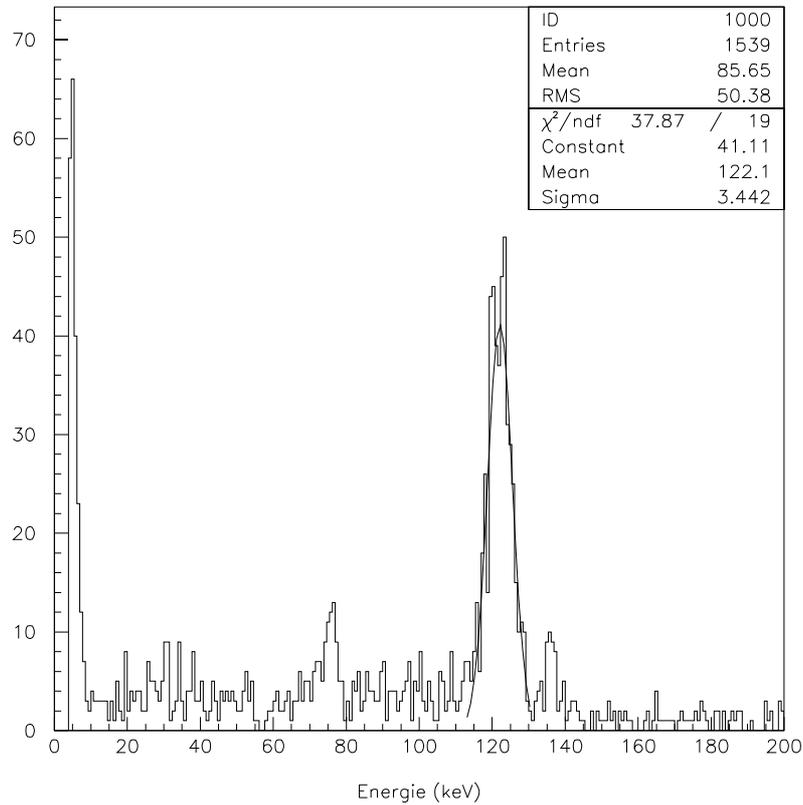


FIG. 4.28: Spectre de la source Cobalt 57.

La résolution obtenue dans ces conditions est de 7.9 keV LTMH à 122 keV .

Le pic apparaissant à 75 keV provient des X de désexcitation du Plomb du collimateur qui entoure la source de ^{57}Co (diamètre de 2 mm).

La voie ionisation a également été étalonnée avec une source de ^{22}Na (raie à 511 keV). Le spectre obtenu est représenté sur la figure 4.29.

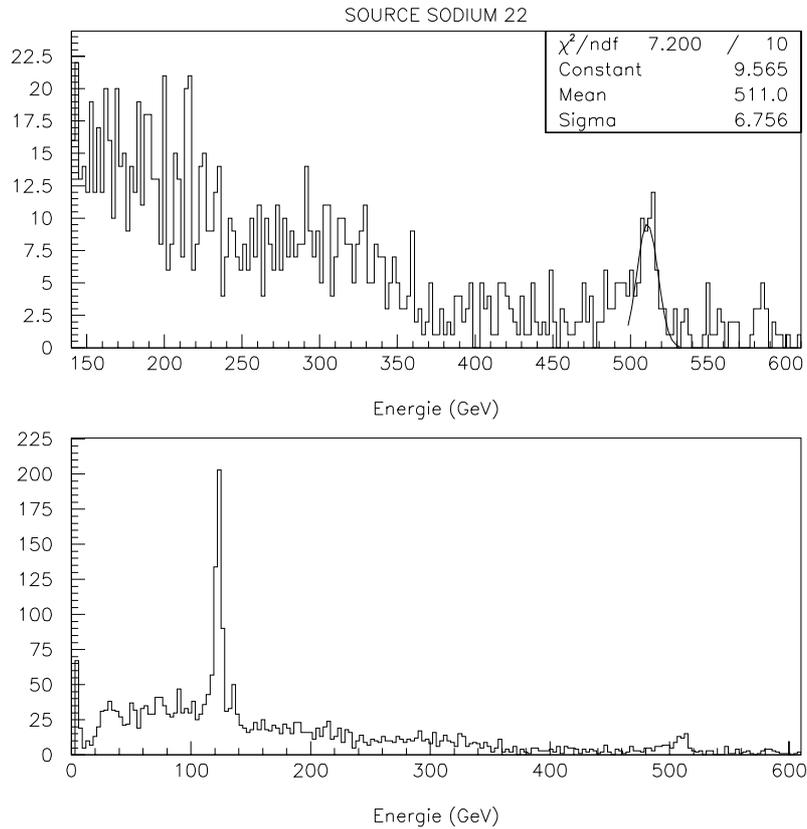


FIG. 4.29: *Spectre sources Sodium 22 et Cobalt 57 interne.*

La résolution obtenue, pour les mêmes conditions expérimentales que dans le cas de la source de cobalt 57 seule, vaut à 511 keV : 15.5 keV LTMH.

Seuil Le spectre du bas de la figure 4.29 représente le spectre de la voie ionisation obtenu en exposant le bolomètre à la source de ^{57}Co interne ainsi qu'à la source de ^{22}Na .

Le seuil obtenu dans la voie ionisation est de l'ordre de 10 keV.

Voie Chaleur

L'étude de la voie chaleur est intimement liée à la voie ionisation. La corrélation entre les deux voies permet d'étudier la résolution pour des événements mieux définis dans la voie

ionisation.

La figure 4.30 montre l'allure caractéristique d'une impulsion obtenue dans la voie chaleur avec la source de ^{57}Co .

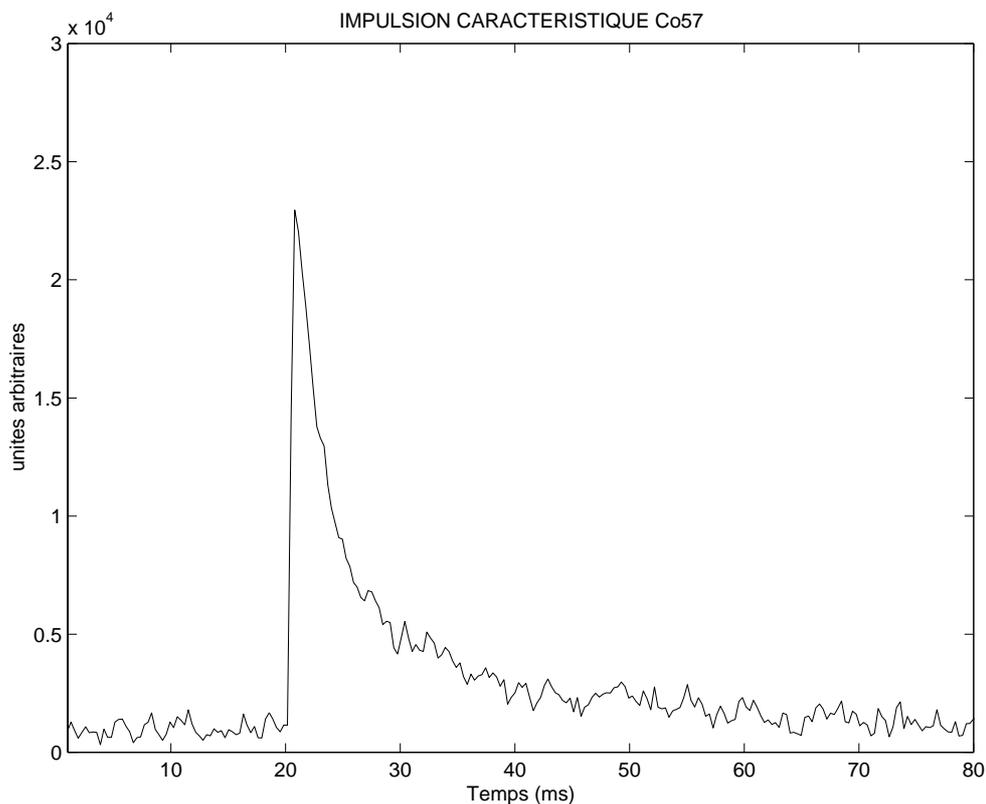


FIG. 4.30: *Impulsion caractéristique obtenue dans la voie chaleur avec la source de ^{57}Co interne.*

2 composantes L'analyse est effectuée par un ajustement prenant en compte un événement moyen comportant plusieurs exponentielles. Elle indique la présence de deux constantes de temps dans la décroissance du signal :

$$S = (1 - e^{-\frac{t}{\tau_m}})Ae^{-\frac{t}{\tau_l}} + Be^{-\frac{t}{\tau_r}}$$

$$\text{avec } \tau_m = 0.284 \text{ ms, } \tau_l = 40.2 - 2.4\frac{B}{A} \text{ (ms) et } \tau_r = 3.3875 \text{ ms}$$

Les amplitudes de ces deux composantes (que nous appellerons composantes lente et rapide) pourront nous donner des indications sur la nature du phénomène à leur origine.

Le rapport entre les amplitudes de ces deux composantes vaut pour la valeur la plus probable $\frac{B}{A} = 2.5$.

Dans le cas de Ge33, d'une masse deux fois plus grande et fonctionnant à une température plus faible (25 mK), le rapport des deux composantes était moins marqué et avait une valeur de l'ordre de 1.3. La sensibilité aux signaux balistiques dépend non seulement de la tempéra-

ture de fonctionnement mais aussi de la géométrie du senseur.

On observe une forte dispersion de l'amplitude de la composante rapide, alors que celle de la composante lente fournit une réponse proportionnelle à l'énergie.

La figure 4.31 représente respectivement l'amplitude de la composante lente en fonction de l'énergie dans la voie ionisation (intégration de tout le signal) (en haut) et l'amplitude de la composante rapide en fonction de l'énergie dans la voie ionisation (en bas).

Le rapport $\frac{B}{A}$ pour l'événement moyen vaut 3. Cet événement est ajusté avec la fonction suivante:

$$f(t) = A(1 - e^{-\frac{t}{.284}})(e^{-\frac{t}{33.}} + 3e^{-\frac{t}{3.3875}})$$

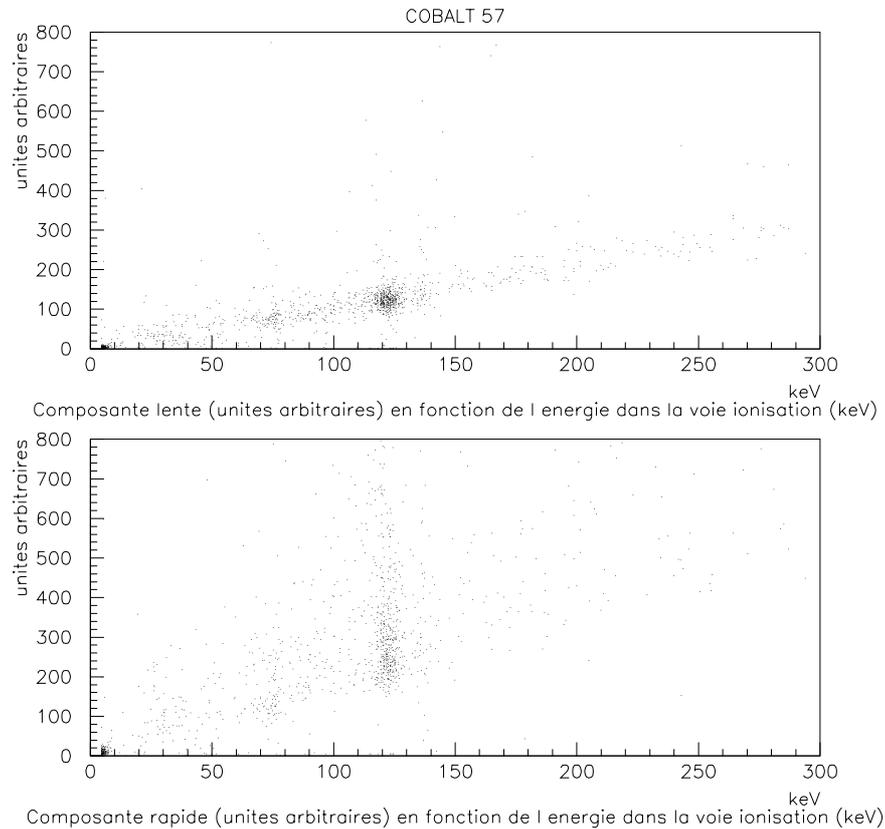


FIG. 4.31: *Spectres biparamétriques des deux composantes en fonction de l'énergie dans la voie ionisation: composante lente en haut et rapide en bas.*

Une coupure sur l'énergie dans la voie ionisation permet d'isoler les événements du pic à 122 keV de la source de ^{57}Co pour la voie chaleur, et pour les deux composantes distinctes. La figure 4.32 montre les distributions obtenues avec une telle coupure, pour l'amplitude de la composante lente proportionnelle à l'énergie (en haut) et pour celle de la composante rapide (en bas). Le spectre biparamétrique de l'amplitude de la composante rapide en fonction de celle de la composante lente est représenté sur la figure 4.33. Une telle dispersion de la composante rapide n'était pas observée avec Ge33 ni pour d'autres bolomètres précédents employant

le même procédé.

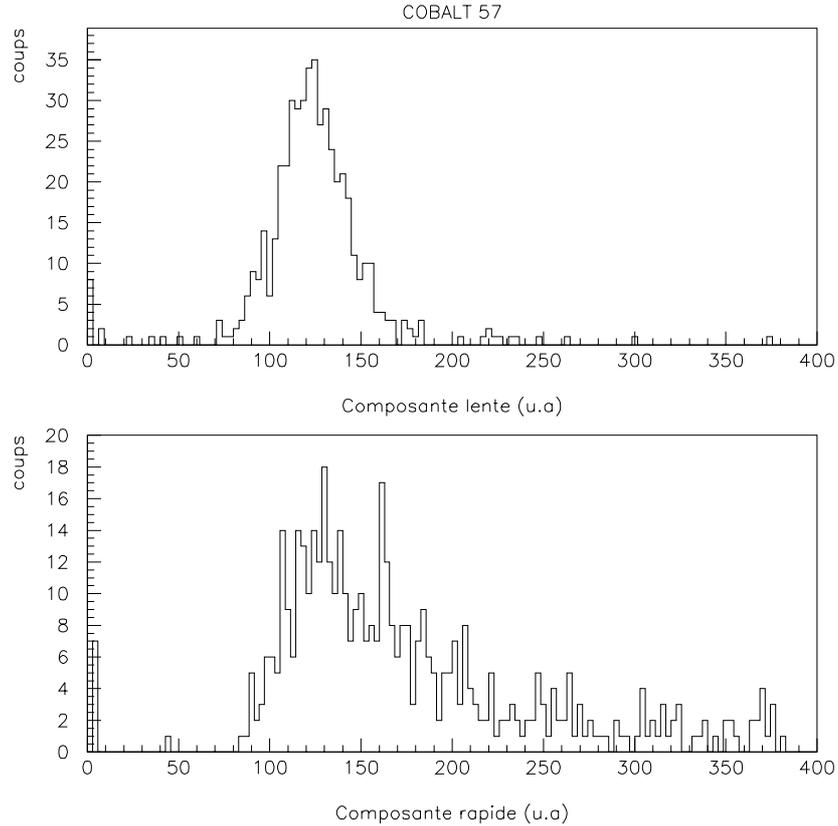


FIG. 4.32: *Composantes lente (en haut) et rapide (en bas) pour les événements entre 110 et 130 keV dans la voie ionisation.*

La composante rapide des impulsions est due principalement aux événements balistiques qui ont lieu au sein du cristal et qui se thermalisent dans le film. La composante lente est elle le signal de phonons thermalisés dans l'absorbant. La dispersion observée n'existe que vers des valeurs plus grandes de l'amplitude balistique.

Une explication qui semble plausible étant donné la primeur de cette observation est d'attribuer cette anomalie à la géométrie du film sur le bolomètre. De par le design du bolomètre, les lignes de champ interne du cristal ne sont pas symétriques par rapport aux lignes de courant circulant dans le film, ce qui peut être à l'origine de la dispersion observée pour des événements ayant lieu au sein du cristal à une distance plus ou moins grande du film.

Ce comportement anormal pourrait également être causé par une évolution transitoire interne du film : un échauffement local pourrait modifier la résistivité en un point très étroit du film et provoquer un microcourt-circuit. Cette dernière hypothèse devrait néanmoins être indépendante de la géométrie du film sur l'absorbant et s'appliquer à tous les bolomètres de ce type.

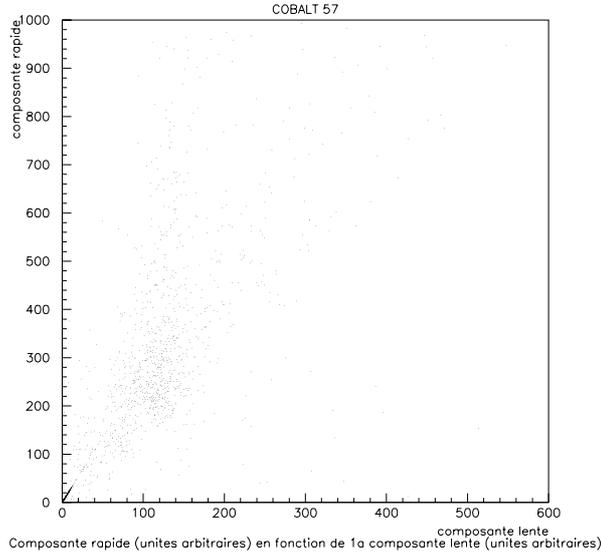


FIG. 4.33: *Spectre biparamétrique de la composante rapide en fonction de la composante lente.*

Résolution La résolution obtenue dans la voie chaleur est loin des résolutions habituellement observées avec les bolomètres à senseur NTD.

La résolution que nous obtenons est issue de l'analyse effectuée en se basant sur la composante lente des impulsions, seul signal réellement thermique.

Elle permet de donner une résolution de 41 keV FTMH à 122 keV sur le pic de la source de ^{57}Co .

4.4.3 Etude de l'effet Luke

Afin de mesurer l'effet Luke induit dans le cristal étudié, différentes tensions de polarisation sont appliquées. La voie chaleur est étalonnée pour une polarisation V_1 de 6.24 V, pour laquelle la pente du diagramme est fixée à 1. La pente du diagramme chaleur/ionisation est mesurée pour les différentes polarisations.

Avec le même étalonnage sur la voie chaleur mais avec une tension de polarisation $V_2 = +4.68$ V, la pente obtenue est égale à : $P_2 = 0.86778$. Avec une tension $V_3 = +3.12$ V, on obtient $P_3 = 0.685354$. La figure 4.34 montre les spectres biparamétriques ionisation-chaleur obtenus avec la source de ^{57}Co interne ainsi qu'une source de ^{22}Na supplémentaire, pour trois valeurs de la tension de polarisation appliquée entre les électrodes, respectivement +6.24 V, +4.68 V, et +3.12 V.

La pente s'écrit de la façon suivante :

$$P = \alpha(\beta\epsilon_\gamma + eV)$$

où α est le facteur de normalisation, il vaut $\alpha = 0.10869$ pour avoir une pente égale à l'unité

avec une tension de polarisation $V=6.24$ V et pour $\beta=1$ qui est un éventuel facteur de correction de l'effet Luke, dont la détermination est l'objet de cet étalonnage.

La figure 4.35 montre le tracé obtenu pour les trois valeurs de polarisations étudiées. Le tracé des valeurs de pentes en fonction de la tension de polarisation donne tout de suite la valeur de 2.96β à l'ordonnée à l'origine ($V=0$), donc du facteur correctif β .

La dispersion assez importante des valeurs des pentes pour les différentes polarisations donne une barre d'erreur de l'ordre de 11% sur la valeur à $V=0$. La valeur de β obtenue est la suivante :

$$\beta = 1.11 \pm 0.12$$

La valeur de ϵ_γ est retrouvée dans cette bande d'incertitude.

$$\epsilon_\gamma = 3.30 \pm 0.36$$

Nous pourrions ainsi négliger une quelconque correction de l'effet Luke dans la suite de notre étude et utiliser $\epsilon_\gamma = 2.96$.

4.5 Conclusion

L'étude dans différents environnements de différents détecteurs impliquant la mesure de la chaleur, puis de l'ionisation, et enfin des deux voies simultanément sur un bolomètre à double détection nous a permis d'abord de faire fonctionner en continu le cryostat orange sur une longue durée avec Ge33 à Lyon. Elle nous a permis en outre d'identifier les causes principales de bruit dont il est nécessaire de s'affranchir dans l'optique de l'installation du cryostat orange sur le multidétecteur SICANE.

Une méthode simple a par ailleurs été éprouvée permettant de réduire efficacement la dégradation de la résolution due aux événements à fort empilement, comme ceux attendus sous faisceau.

L'étude de la chambre à ionisation Germanium Ge16 nous a permis d'optimiser le bruit électronique spécifique à l'aire expérimentale devant accueillir l'étalonnage par diffusion de neutrons. La résolution obtenue dans la voie ionisation est de 5.05 keV à 122 keV et 8.44 keV à 511 keV. Elle nous a permis également d'étudier les limitations existantes dans la mesure sur la voie ionisation, que ce soit en terme de résolution en temps ainsi qu'en terme de stabilité de la mesure. Elle nous amène ainsi à modifier la chaîne électronique pour l'adapter à un signal plus lent et à établir un protocole pour la régénération systématique du cristal.

L'étude avec des sources fournissant des raies à 511 keV et 122 keV nous a permis de mesurer les performances du bolomètre IC1 avant d'envisager son étalonnage en énergie de recul. Nous obtenons une résolution de 7.9 keV FTMH à 122 keV dans la voie ionisation et 41 keV FTMH sur la composante thermique de la voie chaleur à 122 keV.

L'analyse du signal de la voie chaleur a révélé la présence d'un comportement anormal de la composante athermique du signal, qui n'apparaît pas dans d'autres détecteurs pourvu de ce type de senseur. Cette anomalie est attribuée à la géométrie du film vis à vis des lignes de

champ interne du cristal. La circulation des charges peut être la source d'interactions induites dans le film.

L'analyse du signal phonon a été menée sur la composante thermique des impulsions. L'effet Luke a été étudié afin de vérifier sa linéarité. La présence d'un facteur correctif à l'effet Luke aurait été important pour la détermination du facteur de Quenching de la voie chaleur. Aucun écart significatif n'a pu être mis en évidence dans ces conditions expérimentales qui sont les mêmes que celles mettant en œuvre l'étalonnage en énergie de recul.

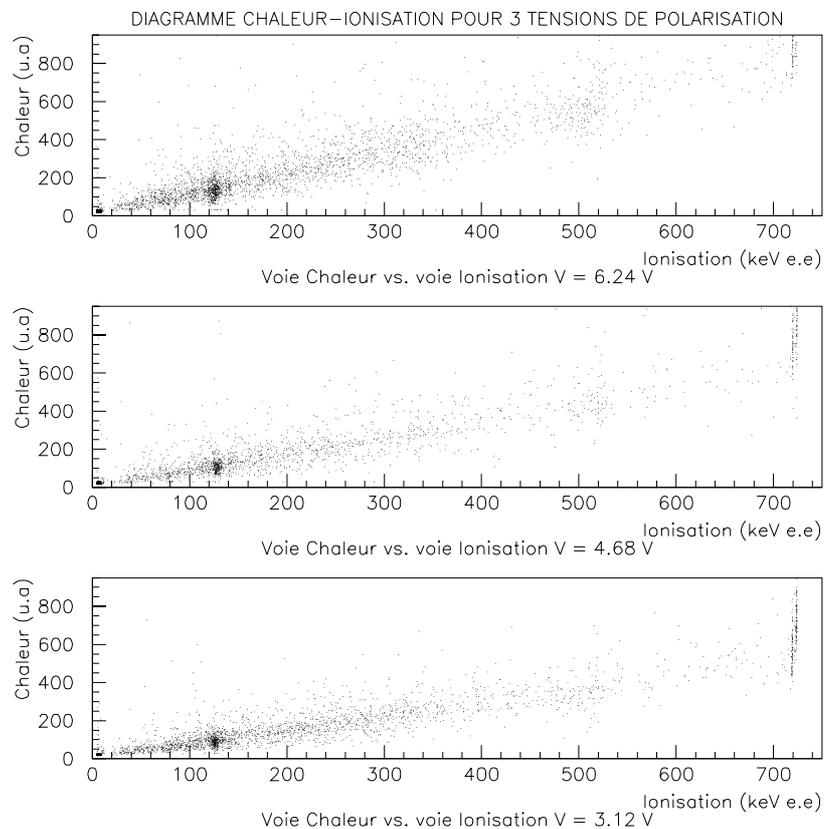


FIG. 4.34: Diagrammes ionisation-chaueur pour trois tensions de polarisation.

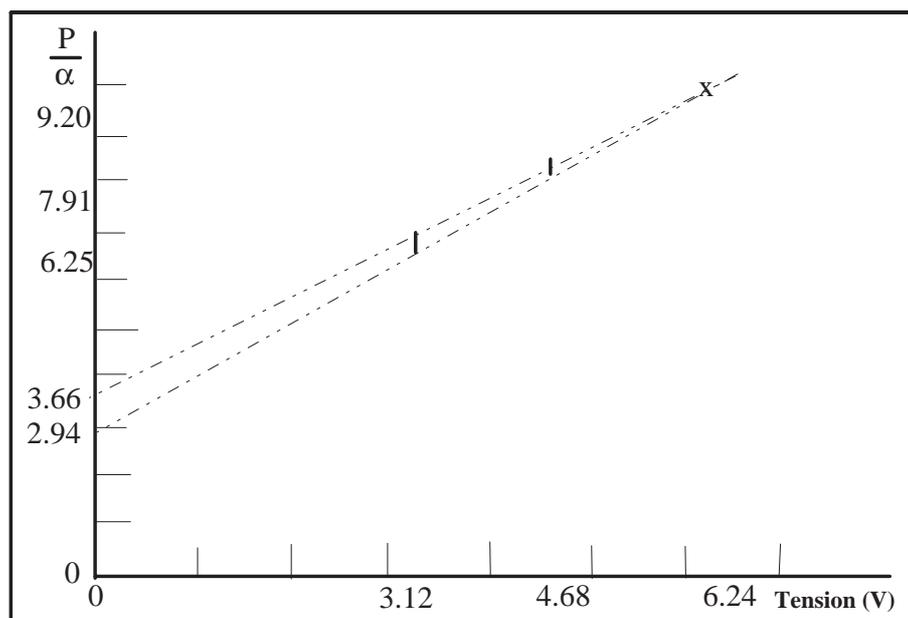


FIG. 4.35: Valeur de la pente du biparamétrique chaleur/ionisation en fonction de la tension appliquée.

Chapitre 5

Etalonnage en énergie de recul du bolomètre Germanium double composante Chaleur-Ionisation

Autant en emporte le vent du moindre fait qui se produit, s'il est vraiment imprévu.
André Breton

Disposer un cryostat à dilution sous un faisceau de neutrons de basse énergie pour étudier la diffusion élastique sur un détecteur placé en son sein nécessite de bien connaître les interactions possibles des neutrons avant et après leur diffusion sur ce détecteur. Ces interactions qui peuvent avoir lieu notamment sur les parois du cryostat et de la chambre de réaction sont autant de sources d'événements parasites, détectés à un angle caractéristique d'une énergie de recul qu'ils n'ont pas réellement induite dans le détecteur à étalonner.

D'autre part, il est tout aussi important de connaître une autre source d'événements parasites que sont les interactions multiples d'un neutron incident dans le cristal de germanium.

C'est afin de quantifier ces événements à défaut de pouvoir les éliminer qu'ont été réalisées une grande série de simulations numériques du multidétecteur SICANE dans les conditions de l'expérience. Ces simulations ont été menées avec le code GEANT 3.21 adapté pour des neutrons de basse énergie.

5.1 Simulations Geant3.21

Le code Geant 3.21 développé au CERN pour la physique des particules est un code efficace pour la simulation des interactions. Il permet de simuler la réponse de détecteurs au passage de particules, de suivre l'ensemble de leurs paramètres tout au long de la trace de la particule produite, ainsi que de créer une représentation graphique de la géométrie du système et des trajectoires.

Le système expérimental est décrit par une structure de volumes géométriques possédant

chacun un nombre caractéristique de leur nature physique (matériau), les événements sont simulés par un générateur Monte-Carlo. L'évolution dynamique des particules au sein du système est suivie en prenant en compte les effets des différents volumes et les caractéristiques physiques des particules (nature, énergie, ...), ainsi que leurs interactions avec la matière.

Tous les paramètres utiles des détecteurs et des trajectoires ainsi que les graphes des traces sont enregistrés pour l'analyse ultérieure.

Le parcours d'une particule (événement) est décomposé en pas de longueur définie dépendant des caractéristiques de la particule. A chaque pas, le calcul de l'interaction est effectué par une routine qui calcule, à partir du vecteur impulsion-énergie de la particule et du numéro du milieu considéré, la longueur d'interaction de la particule ainsi que la nature de cette interaction, par l'appel des sections efficaces correspondantes. Une routine vient ensuite calculer la cinématique de la particule.

Ces routines de simulation de l'interaction et de la cinématique pour des neutrons de basse énergie (de l'ordre du MeV) ont été développées spécifiquement à partir de Geant 3.15 par Bernard Lefèvre, les routines précédentes (FLUKA ou GEISHA) n'offrant pas une bonne efficacité pour les interactions de neutrons.

La figure 5.1 montre la géométrie utilisée dans nos simulations. Les murs et les sous-structures du multidétecteur ne sont pas pris en compte.

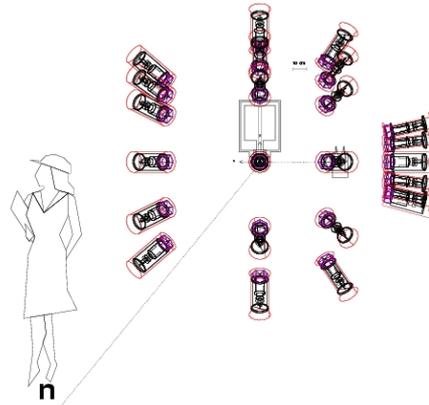


FIG. 5.1: Schéma de la géométrie de la simulation GEANT, vue de côté, le neutron incident est ici diffusé sur la paroi du cryostat.

5.2 Des diffusions élastiques et inélastiques

5.2.1 Des collisions élastiques

Les interactions qui nous intéressent en premier lieu sont les interactions de diffusion élastique des neutrons sur les noyaux de germanium.

La section efficace différentielle de cette interaction est piquée vers les petits angles de diffusion. La figure 5.2 montre la distribution angulaire de la section efficace différentielle de collision élastique pour des neutrons incidents de 2 MeV sur Germanium [99].

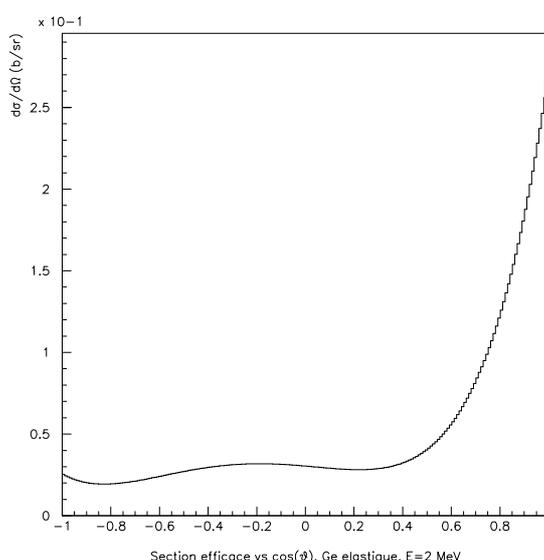


FIG. 5.2: *Section efficace différentielle de collision élastique n-Ge pour $E_n = 2$ MeV.*

A 2.3 MeV, qui sera l'énergie des neutrons que nous utiliserons dans l'expérience, le rapport des sections efficaces différentielles à 165° et 120° est de l'ordre de 1.5 en faveur de l'angle de diffusion à 120° .

Pour connaître le rapport des intensités attendues entre les différentes couronnes, les efficacités de détection des détecteurs de neutrons et l'efficacité géométrique de chaque couronne doivent être prises en compte. Ces paramètres seront précisés à la fin de cette section (voir 5.5).

5.2.2 Des collisions inélastiques

Les niveaux excités du germanium

Les différents isotopes du germanium possèdent différents niveaux excités susceptibles d'être peuplés par des interactions inélastiques de neutrons (la proportion de l'isotope dans le germanium naturel est indiquée entre parenthèses) [100] [101]:

- ^{74}Ge (36.5%): 596 keV, 1.205 MeV
- ^{72}Ge (27.4%): 835 keV, 690 keV (électron de conversion)

- ^{70}Ge (20.5%) : 1.038 MeV, 1.205 MeV
- ^{76}Ge (7.8%) : 563 keV, 1.123 MeV
- ^{73}Ge (7.8%) : 1.11 MeV.

Des neutrons de 2.3 MeV qui exciteront des niveaux supérieurs à 800 keV seront diffusés avec une énergie inférieure à 1.4 MeV. A cette énergie, ces neutrons ont une très faible efficacité de détection dans les scintillateurs NE213 du multidétecteur. Ils ne seront de ce fait pas détectés.

Le niveau à 690 keV du ^{72}Ge décroît sous la forme d'un électron de conversion, il a donc une efficacité de 100% dans le cristal de germanium avec un temps de décroissance long. L'énergie de ce recul inélastique est donc ajoutée à chaque fois à l'énergie de l'électron de conversion et apparaît ainsi aux environs de 700 keV dans la voie ionisation d'un bolomètre. Ils ne nous gênent donc pas dans la plage en énergie que nous étudions et qui se situe en deça de 60 keV dans la voie ionisation.

Les seuls niveaux qui nous sont accessibles dans l'expérience sont donc le γ de 563 keV du ^{76}Ge et celui de 596 keV du ^{74}Ge . Compte tenu des proportions de chaque isotope et des rapports de branchements correspondants, le rapport d'intensité de ces deux niveaux est de l'ordre de 5 en faveur du niveau à 596 keV.

Les reculs inélastiques correspondants produits par des neutrons incidents de 2.3 MeV ont des énergies qui ne diffèrent que de quelques centaines d'eV et les neutrons diffusés ont une différence d'énergie de 30 keV. Ces deux reculs inélastiques seront ainsi confondus dans le spectre en énergie et ne pourront pas être séparés par le temps de vol du neutron ainsi diffusé.

Des reculs inélastiques

Si les γ de désexcitation déposent toute leur énergie dans le cristal, l'énergie que l'on mesure est celle du recul de noyau ajoutée à celle du γ de désexcitation, c'est à dire vers 600 keV. En revanche, si les gammas s'échappent du cristal sans déposer d'énergie, seul le recul inélastique sera mesuré.

L'énergie de recul inélastique est légèrement inférieure à celle du recul élastique. En outre, le temps de vol des neutrons ayant interagi élastiquement doit être très différent de celui des neutrons diffusés élastiquement. Aussi, les reculs élastiques et inélastiques doivent pouvoir être discriminés.

Afin de quantifier la proportion de reculs inélastiques qui vont se trouver dans la région de recul élastique, nous avons fait une simulation du bolomètre soumis à des gammas de 596 keV et 563 keV tirés uniformément au sein du cristal. Le figure 5.3 montre le spectre obtenu pour un tirage de 100000 événements pour des gammas de 596 keV.

Dans les deux configurations (596 keV et 563 keV), 82% des événements quittent le cristal sans interagir. Le taux de reculs inélastiques qui apparaîtront dans la région des reculs élas-

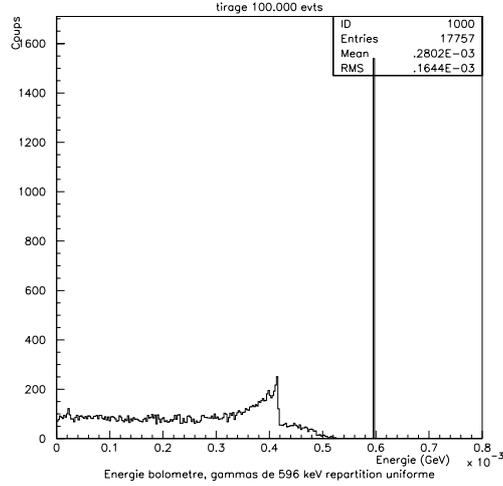


FIG. 5.3: Spectre obtenu pour un tirage de 100000 événements pour des gammas de 596 keV, répartis uniformément dans le volume du cristal de germanium.

tiques doit ainsi être pondéré à 82% de la section efficace totale de ces collisions inélastiques.

Les simulations suivantes seront effectuées avec cette pondération sur la section efficace des reculs inélastiques.

Les résolutions utilisées dans ces simulations sont de 4 keV sur l'énergie ionisation et de 4 ns sur les spectres de temps de vol.

Les énergies en ionisation simulées tiennent compte d'un facteur de quenching compatible avec les données existantes dans la littérature.

5.2.3 Energie et temps de vol

Afin de quantifier l'importance des reculs inélastiques dans le spectre en énergie, des premières simulations ont été effectuées avec un bolomètre seul.

La figure 5.4 montre les spectres en énergie ionisation pour les 4 angles étudiés et des neutrons incidents de 2.3 MeV. On reconnaît les neutrons élastiques et les neutrons inélastiques (ils sont indiqués sur le spectre à 120°). La résolution accessible ne permet pas de distinguer les reculs des différents isotopes de germanium.

La figure 5.5 montre les spectres de temps de vol obtenus dans ces mêmes conditions.

Les neutrons ayant diffusés inélastiquement ont un temps de vol de l'ordre de 81 ns. Ils sont séparés des neutrons élastiques de 7 ns. Cette différence de temps de vol est la même quelle que soit l'angle de diffusion, la perte d'énergie due au recul étant trop faible pour produire une différence mesurable sur le temps de vol total.

Par contre, la différence d'énergie entre les reculs élastiques et inélastiques est plus prononcée aux grands angles. Les reculs élastiques et inélastiques sont confondus à 45° et ne sont pas séparés à 90°. Ils sont séparés de 4 keV à 120° et de 7 keV à 165°.

L'importance relative des deux populations est toujours en faveur du recul élastique, mais différente selon l'angle. Le rapport élastique/inélastique est plus grand à 120° qu'à 165°, où

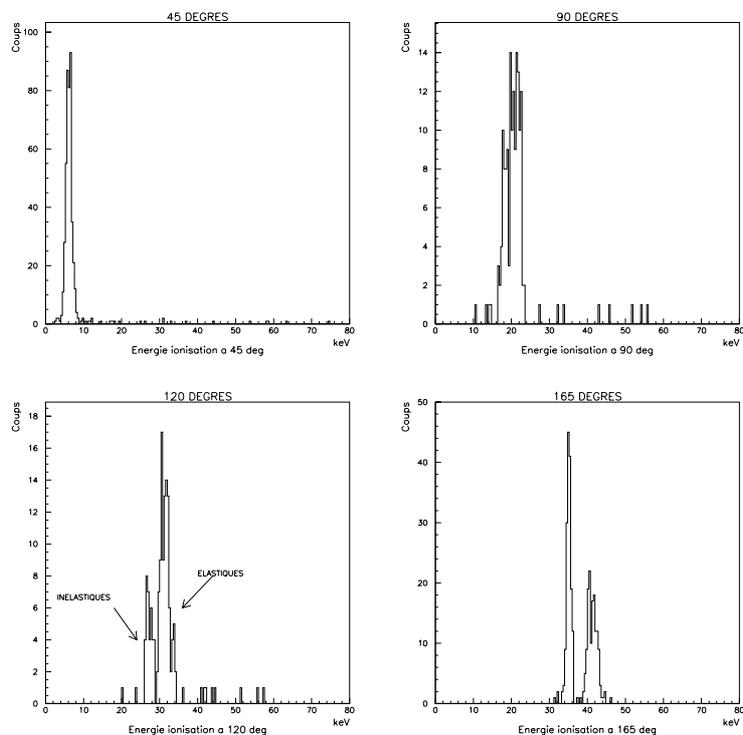


FIG. 5.4: Spectres de reculs en énergie (ionisation) obtenus pour un tirage de 500000 événements, respectivement pour $\Theta = 45^\circ$, 90° , 120° et 165° .

les deux sont équivalents.

Ces données nous serviront pour discriminer la nature des événements que nous observerons lors de l'expérience.

5.3 Simulation des événements multidiffusés parasites

Les événements multidiffusés parasites sont les événements qui ont diffusé élastiquement ou inélastiquement dans le cristal de germanium, mais qui ont ensuite subi une voire plusieurs diffusions sur des éléments du système avant d'être détectés dans les scintillateurs des différentes couronnes.

Nous allons nous pencher sur les sources de diffusions parasites propres au système multi-détecteur dans la configuration qui est celle de l'étalonnage d'un détecteur cryogénique. Ces principales sources de diffusions de neutrons sont d'une part les interactions sur la paroi de la chambre de réaction, d'autre part les interactions qui peuvent avoir lieu dans les différentes coques du cryostat, et enfin les interactions multiples qui ont lieu au sein du cristal de germanium.

Tous ces événements multidiffusés seront détectés à un angle de diffusion qui n'est pas celui correspondant à l'énergie qu'ils ont transférée dans le cas d'un recul élastique ou inélas-

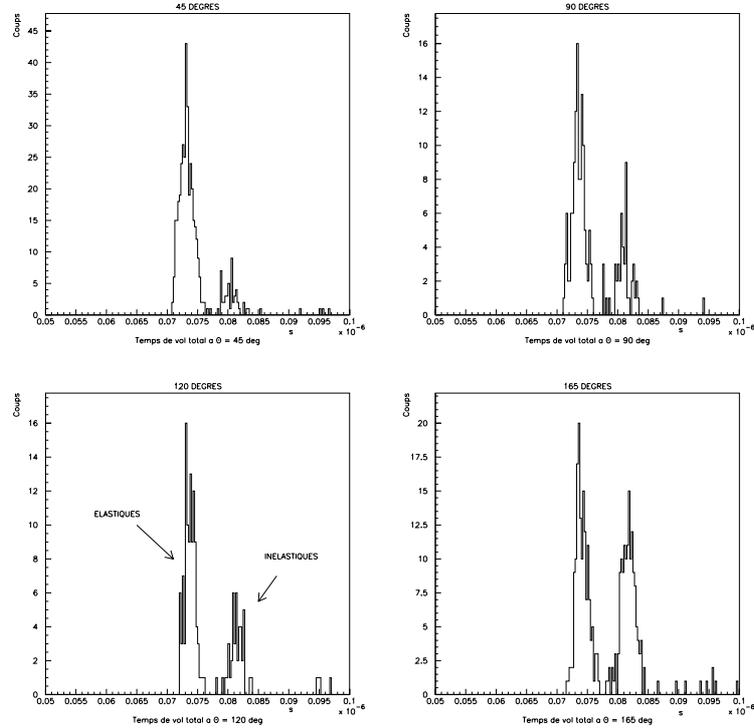


FIG. 5.5: Spectres de temps de vol des neutrons, obtenus pour un tirage de 500000 événements, respectivement pour $\Theta = 45^\circ$, 90° , 120° et 165° .

tique. Ils sont ainsi une source de bruit de fond dans le spectre en énergie du bolomètre.

5.3.1 Diffusions multiples dans le bolomètre

Le bolomètre simulé est une réplique du bolomètre à étalonner, il n'est cependant pas entouré du support en cuivre, que nous considérons peu perturbant de par sa proximité du cristal de germanium et sa faible épaisseur (0.4 mm). Sa forme est cylindrique, de hauteur $h=10$ mm et de diamètre $D=20$ mm. L'axe du faisceau le traverse par le milieu de la tranche.

L'évaluation du taux de diffusions multiples dans l'absorbant est importante à connaître, d'une part pour quantifier ces événements "faux", diffusés à un angle qui n'est plus lié à l'énergie de recul transférée au cristal, et d'autre part, pour mesurer leur influence dans le spectre en énergie du bolomètre.

La figure 5.6 montre le nombre d'interactions neutron-noyau de germanium qui ont lieu au sein du cristal pour un événement donné. Sur un tirage de 10^5 neutrons, 12513 interactions élastiques ou inélastiques ont lieu dans le cristal. A droite de cette figure est représentée la répartition spatiale de ces interactions multiples dans le cristal pour les différents cas : d'abord l'ensemble des événements, puis les événements ayant une seule interaction neutron, deux interactions, et trois interactions neutron.

La répartition spatiale des interactions au sein du cristal est très homogène. L'ouverture

angulaire du cône d'émission des neutrons est assez large pour atteindre tout le volume de l'absorbant. Les interactions secondaires sont elles aussi réparties uniformément dans tout le volume du cristal.

Le taux d'interactions multiples s'élève à 21.3% du nombre total d'événements. La grande majorité des interactions multiples sont des double interactions (17.2% des événements), les événements à trois interactions ne représentent que 3.3% de l'ensemble des événements.

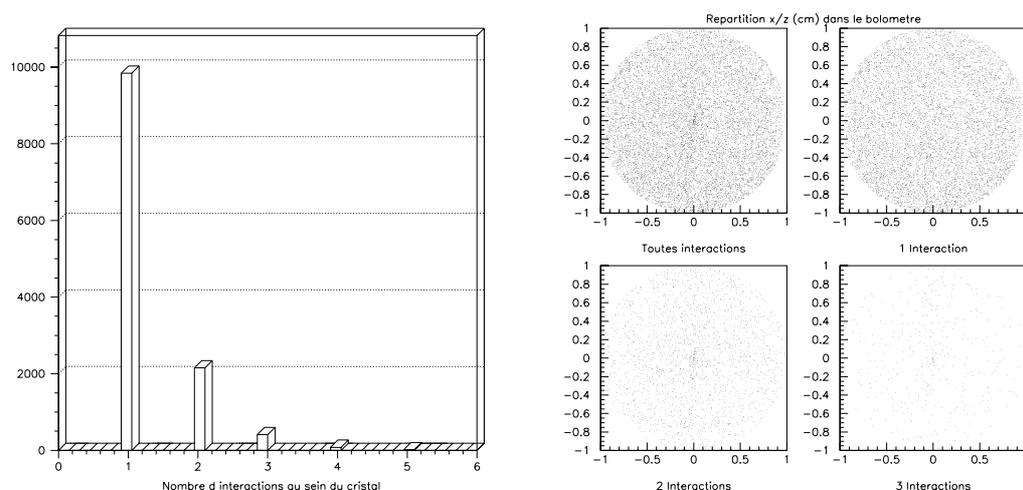


FIG. 5.6: *A gauche : Nombre d'interactions neutron par événement au sein du cristal. A droite : Répartition spatiale des interactions neutron dans le bolomètre pour différents cas : tous les événements, puis les événements à une interaction, ceux à deux interactions, enfin ceux donnant lieu à trois interactions.*

L'effet des ces interactions multiples dans le spectre en énergie ionisation du bolomètre est montré sur la figure 5.7, il s'agit ici des diffusions à 120° .

La principale contribution de ces événements "faux" au bruit de fond dans le spectre se situe entre 0 et 75 keV. Une grande partie de ceux-ci est aisément éliminée par coupure sur l'énergie, les événements "vrais" ayant une énergie maximale en ionisation de l'ordre de 45 keV.

5.3.2 Interactions avec le cryostat et la chambre de réaction

Les écrans s'intercalant entre le vertex de production des neutrons et le bolomètre sont d'abord la face avant de la chambre de réaction puis la face arrière du cryostat, qui est composé de plusieurs coques, ayant une épaisseur totale non négligeable pour des neutrons de 2.3 MeV.

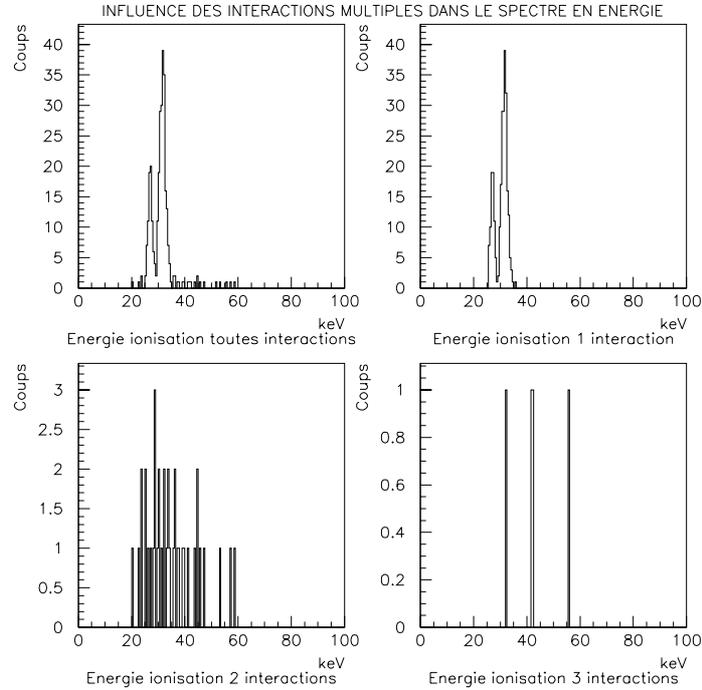


FIG. 5.7: Spectres en énergie (ionisation) dans le cristal pour les neutrons diffusés à 120° et pour plusieurs cas d'interactions multiples au sein du cristal : totalité, pour 1 interaction, 2 interactions et 3 interactions.

La chambre de réaction

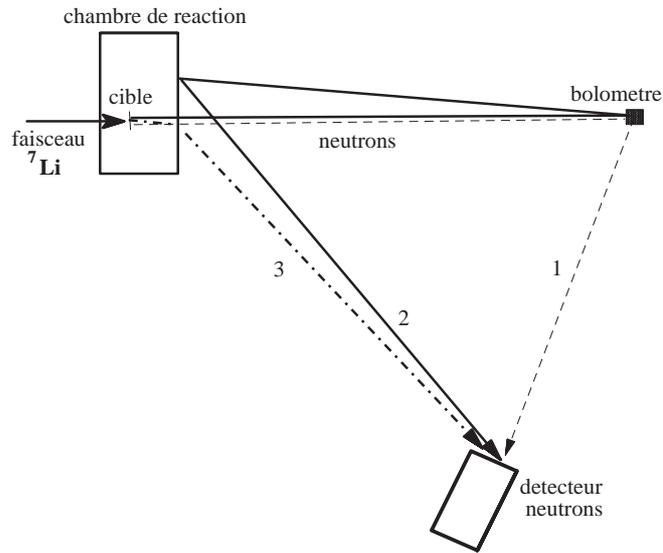
La chambre de réaction simulée possède une forme cylindrique, elle est composée d'acier inox. Sa face avant est usinée pour avoir une épaisseur plus faible que celle du reste de sa surface. Elle a une épaisseur de 1 mm.

La figure 5.8 montre les différents types d'événements pouvant être induits par les parois de la chambre de réaction. Les événements parasites multidiffusés sont ici les événements de type 2. Les événements de type 3 sont ceux susceptibles de produire des événements en coïncidence fortuits, ils seront détaillés dans la section suivante.

L'étude de l'influence des parois de la chambre de réaction est effectuée en soumettant différentes coupures sur les paramètres des interactions simulées du faisceau, à la fois sur la nature du matériau où le neutron interagit, les coordonnées spatiales de l'interaction, ainsi que le temps écoulé depuis le vertex de production.

La figure 5.9 montre la distribution du temps des interactions de neutrons depuis le vertex de production, avec un tirage de 10^6 neutrons de 2.3 MeV, en fonction de la coordonnée z du système. Seuls les événements ayant interagi dans le bolomètre sont ici visualisés. L'axe z est l'axe du faisceau et l'axe de symétrie du système, le faisceau est vers les z croissants.

Les événements qui apparaissent dans cette distribution à des temps compris entre 70 ns et 100 ns sont les interactions de neutrons au sein des scintillateurs. On distingue nettement les



- 1 le neutron diffuse sans interaction parasite.
- 2 événement multidiffuse : le neutron diffuse sur germanium puis sur la chambre de réaction.
- 3 événement parasite susceptible de produire un événement en coïncidence fortuit : le neutron est diffusé sur la chambre de réaction sans interagir dans le cristal.

FIG. 5.8: Schéma des différents types d'événements qui peuvent avoir lieu dans les parois de la chambre de réaction.

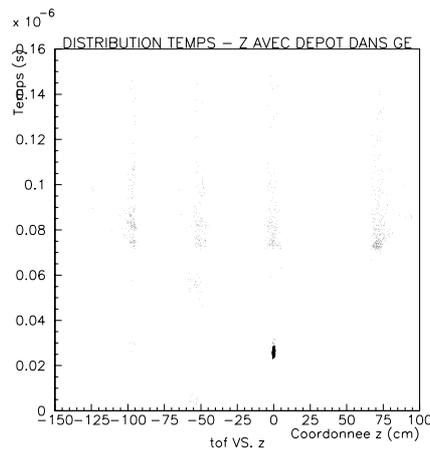


FIG. 5.9: Distribution du temps de l'interaction en fonction de sa coordonnée z (axe du faisceau), événements ayant déposé de l'énergie dans le cristal de germanium.

quatre groupes correspondant aux quatre couronnes de détecteurs. La dispersion en temps de ces événements est due à des diffusions multiples sur les composants internes des photomultiplicateurs (toutes les interactions sont ici prises en compte, sur tous les composants des différents systèmes).

Un résultat important de cette projection est que l'on observe que les interactions qui ont lieu sur les parois de la chambre de réaction (à $z=-53$ cm) ont lieu non pas seulement avant l'arrivée dans le bolomètre ($t=26$ ns), mais surtout après, entre 55 et 60 ns. Ces interactions ayant lieu dans les parois de la chambre de réaction après diffusion sur le bolomètre correspondent à l'interaction de neutrons rétrodiffusés sur le bolomètre, qui font un aller-retour du bolomètre vers la chambre et sont ensuite diffusés vers les couronnes de scintillateurs. Le temps de ces interactions correspond à deux fois le temps de parcours cible-bolomètre avec ajout d'un retard de 2 ns dû à la perte d'énergie par la diffusion à 180° .

Le spectre en énergie (ionisation) du bolomètre pour ces événements est représenté sur la figure 5.10.

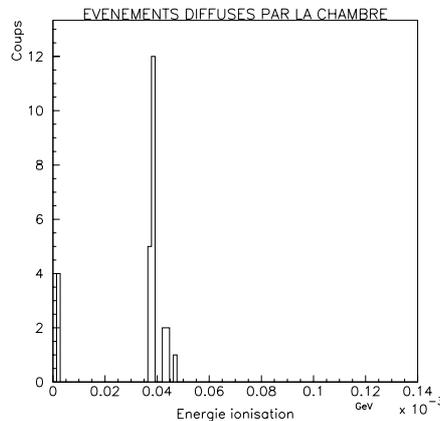


FIG. 5.10: *Spectre en énergie ionisation dans Ge pour les événements diffusés sur la chambre.*

Le pic obtenu est caractéristique de neutrons très proches de l'énergie de recul maximale ($\theta = 180^\circ$). Ces neutrons apparaissent dans les scintillateurs avec un retard variable selon la couronne.

Pour ces neutrons rétrodiffusés, l'angle de diffusion sur la chambre θ' , la distance d à parcourir jusqu'aux scintillateurs et donc leur temps de vol, diffèrent pour chaque couronne de détection. Les différentes valeurs sont les suivantes¹ :

- Couronne 165° : $d=0.49$ m $\theta'=32^\circ$ $t=81$ ns
- Couronne 120° : $d=0.87$ m $\theta'=93^\circ$ $t=102$ ns
- Couronne 90° : $d=1.14$ m $\theta'=119^\circ$ $t=117$ ns
- Couronne 45° : $d=1.44$ m $\theta'=151^\circ$ $t=134$ ns

Ainsi, la couronne la plus exposée est la couronne arrière (165°), qui détecte des neutrons ayant un temps de vol comparable aux bons événements (type 1), mais provenant de diffusions plus à l'arrière.

1. L'énergie de recul transférée d'une part dans le cristal de germanium et d'autre part dans la paroi de la chambre de réaction sont ici prises en compte.

Pour quantifier ces événements, la simulation des événements en coïncidence est effectuée, c'est à dire les événements interagissant dans le cristal de germanium puis dans un des scintillateurs. Pour une statistique cinq fois plus importante que précédemment (tirage de 5 millions d'événements), on compte 732 événements en coïncidence.

Un paramètre intéressant pour mettre en évidence ces événements est le temps qui s'est écoulé depuis le vertex de production jusqu'à une interaction du neutron sur la chambre de réaction ou tout autre élément du système.

La distribution du temps d'interaction en fonction du temps de vol total (temps d'interaction dans les scintillateurs) est représentée sur la figure 5.11.

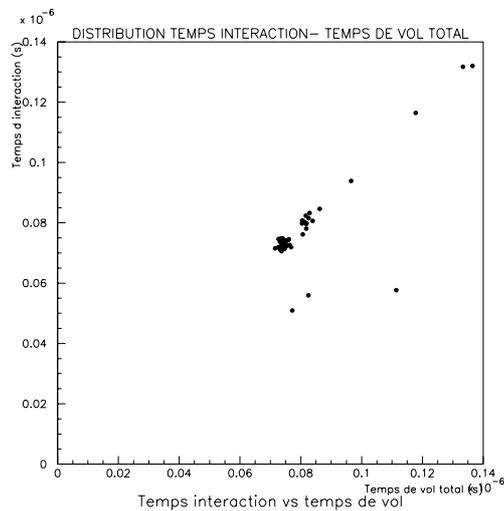


FIG. 5.11: *Distribution biparamétrique du temps d'une interaction de neutron (chambre de réaction ou scintillateur) en fonction du temps de vol total (scintillateur), événements en coïncidence.*

Les événements formant une droite dans la partie supérieure de la distribution sont les bons événements n-n et n-n' γ ; les événements qui interagissent sur la chambre de réaction apparaissent dans la partie inférieure, ils interagissent vers 56 ns sur la chambre, et ont un temps de vol total principalement entre 72 ns et 120 ns. Sur un nombre total de coïncidences de 732, ces événements parasites sont au nombre de 11 soit 9 dans la couronne arrière (3.6% des 248 événements) et 2 dans la couronne à 120° (1.5% des 135 événements).

Le cryostat orange

La géométrie du cryostat utilisée doit être la plus fidèle possible à la géométrie du cryostat orange. Dans un but de simplification, toute la partie supérieure du cryostat comprenant les vannes et les départs de canalisations n'a pas été reproduite dans la simulation. En effet, de par sa forte focalisation, l'émission de neutrons parvient au niveau de la coque extérieure du cryostat avec une dispersion spatiale de l'ordre de 120 mm. Il nous a paru justifié d'omettre

dans la géométrie simulée la partie haute située à plus de 500 mm de l'axe du faisceau.

La figure 5.12 montre la géométrie du cryostat utilisée dans la simulation.

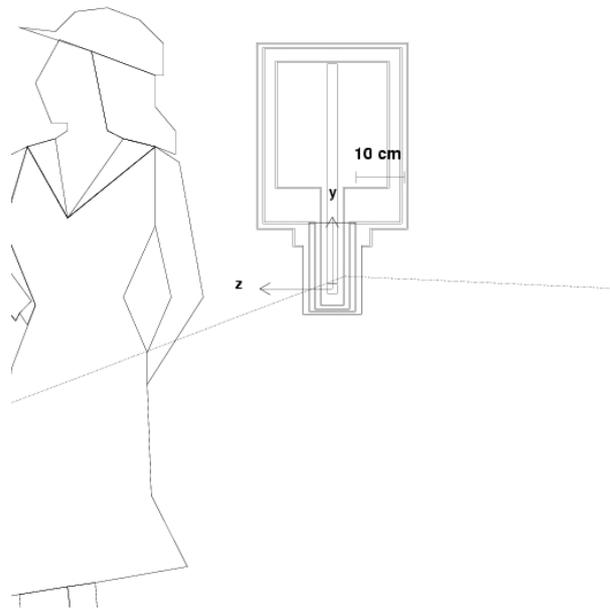
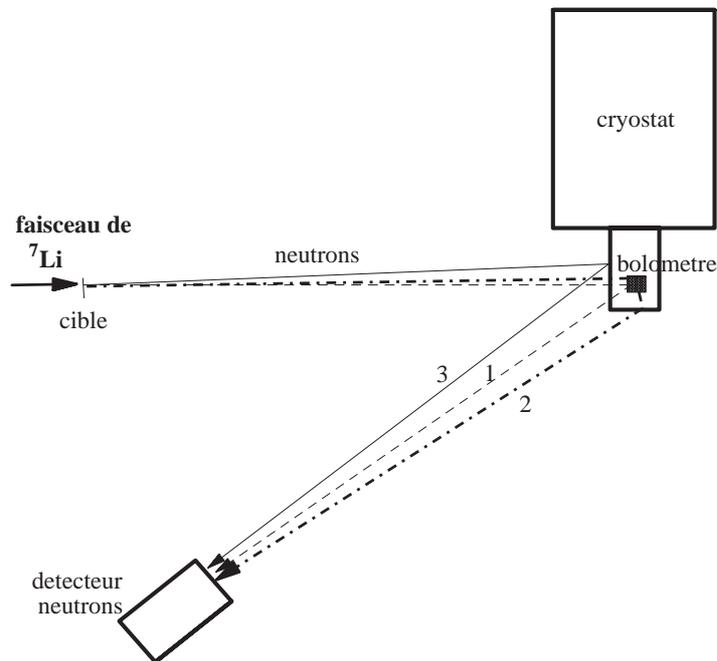


FIG. 5.12: Schéma du cryostat simulé (le neutron diffuse ici dans les parois du cryostat avant d'interagir dans le bolomètre).

L'épaisseur cumulée des différentes parois internes du cryostat au niveau du bolomètre et dans l'axe du faisceau est de 4 mm . Plusieurs types d'interactions peuvent avoir lieu : interactions sur la face arrière avant interaction dans le cristal de germanium, source d'erreur sur l'énergie incidente du neutron et son angle de diffusion sur le germanium, interaction sur la face avant après diffusion sur le cristal, source d'erreur sur l'angle de diffusion, interactions à la fois sur les deux faces avec dépôt dans le cristal, ou bien interactions sur les parois sans coïncidence avec le germanium.

La figure 5.13 montre les différents types d'événements parasites qui peuvent être causés par le cryostat.

Les événements parasites multidiffusés par le cryostat sont les événements de type 2. Ils peuvent être diffusés par le cryostat avant ou après l'interaction dans le cristal de germanium. Les événements de type 3, qui n'interagissent pas avec le cristal sont les événements susceptibles de produire des événements en coïncidence fortuits, ils seront étudiés dans la section suivante.



- 1 le neutron diffuse sans interaction parasite.
- 2 événement multidiffuse : le neutron diffuse sur germanium puis sur le cryostat.
- 3 événement parasite susceptible de produire un événement en coïncidence fortuit : le neutron est diffusé sur le cryostat sans interagir dans le cristal.

FIG. 5.13: *Schéma des différentes interactions potentielles des neutrons sur les parois du cryostat.*

Ces différents cas de figures sont étudiés par la simulation d'événements en coïncidence entre le germanium et les scintillateurs. L'évolution dans le temps et l'espace des dépôts d'énergie est l'outil utilisé. Les gammas ne seront pas pris en compte ici, nous limitant aux événements neutron.

Une simulation de grande taille (5 millions d'événements générés) est effectuée afin de disposer d'une statistique correcte. Les neutrons sont émis dans un cône d'ouverture réduite (5.8°), englobant l'ouverture angulaire du cryostat, au lieu de l'ouverture de 11.5° du faisceau réel. Ceci permet de réduire le temps de calcul sans affecter le résultat de la simulation.

L'ensemble des points d'impact est représenté sur la figure 5.14, on observe une grande homogénéité des interactions, toutes les parois internes sont touchées.

Les interactions qui sont en coïncidence entre le cristal de germanium et les scintillateurs NE213 et qui donnent lieu à une interaction dans une (ou plusieurs) parois du cryostat sont représentées sur la figure 5.15.

Ces interactions sont au nombre de 158 sur les 737 qui ont lieu dans le cristal de germanium.

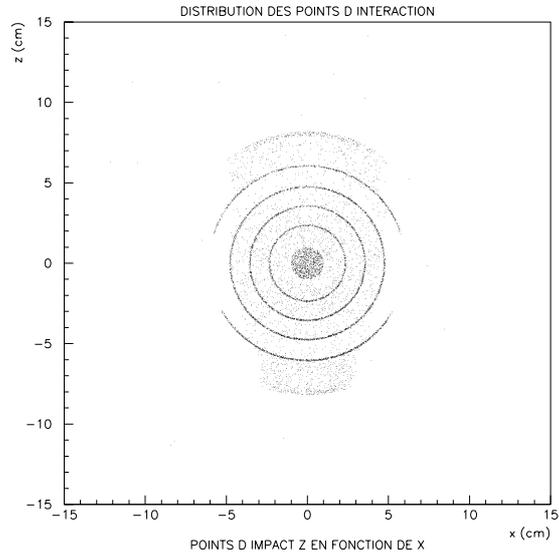


FIG. 5.14: *Distribution spatiale en projection sur le plan (x,z) des interactions dans les parois du cryostat.*

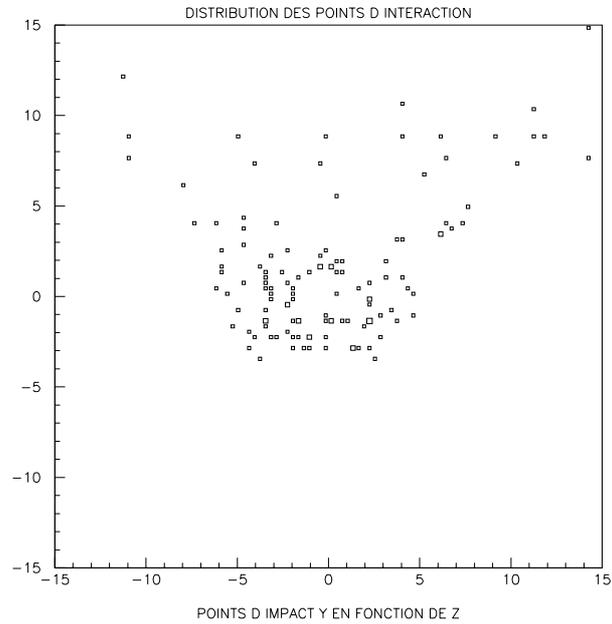


FIG. 5.15: *Distribution spatiale en projection sur le plan (y,z) des interactions dans les parois du cryostat, événements en coïncidence.*

21.4% des événements en coïncidence ont ainsi été diffusés avant leur détection dans les scintillateurs.

La répartition spatiale de ces interactions peut être observée :

28.5% d'entre elles ont lieu avant l'interaction dans le bolomètre et parmi ces interactions antérieures, 73.4% ont diffusé sur les parois arrière du cryostat.

71.5% des interactions ont lieu après l'interaction dans le bolomètre et parmi elles, seules 47.8% diffusent sur les parois avant du cryostat.

Afin de déterminer la possibilité d'une discrimination des ces événements, les spectres en énergie sont comparés aux spectres obtenus sans diffusion parasite. On visualise également les spectres de temps de vol total obtenus. Les figures 5.17, 5.18, 5.19 et 5.20 représentent les graphes obtenus pour les quatre couronnes. Les spectres de temps de vol peuvent être comparés avec le spectre de temps de vol total (toutes couronnes confondues) pour des événements n'ayant pas subi de diffusion parasite (figure 5.16).

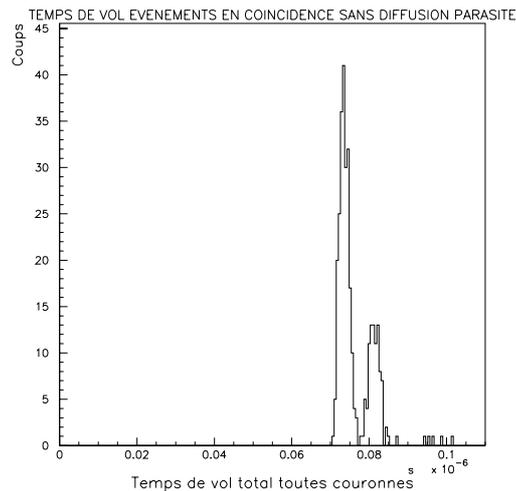


FIG. 5.16: *Spectre de temps de vol total pour des événements n'ayant pas subi de diffusions parasites.*

La plupart de ces événements acquièrent un léger retard en temps de vol, arrivant au-delà de 90 ns. Ils induisent dans le spectre en énergie un fond continu s'étalant de 0 à l'énergie maximale de recul.

Le dénombrement selon les couronnes des événements multidiffusés sur le cryostat et ayant un temps de vol compris entre 70 ns et 85 ns est résumé dans le tableau suivant.

Couronne	Coïncidences	Multidiffusés	Taux
165°	103	49	32.2%
120°	39	46	56.1%
90°	42	43	50.6%
45°	135	75	35.7%

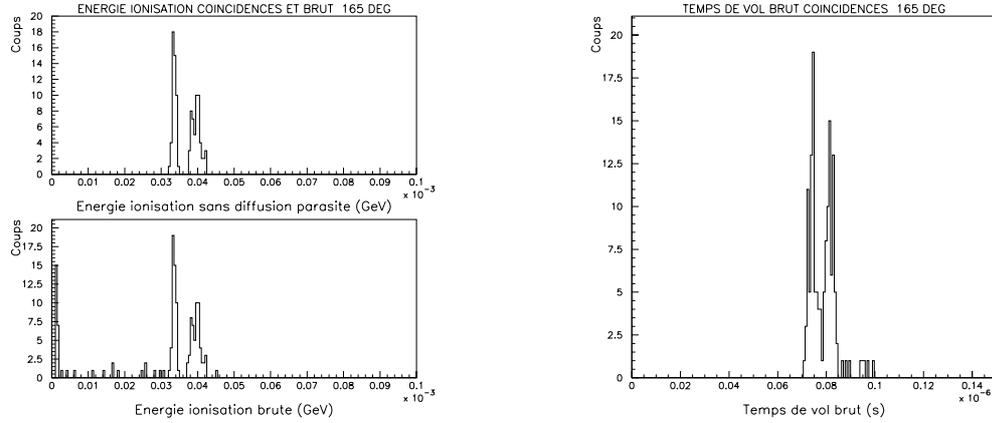


FIG. 5.17: *Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 165°.*

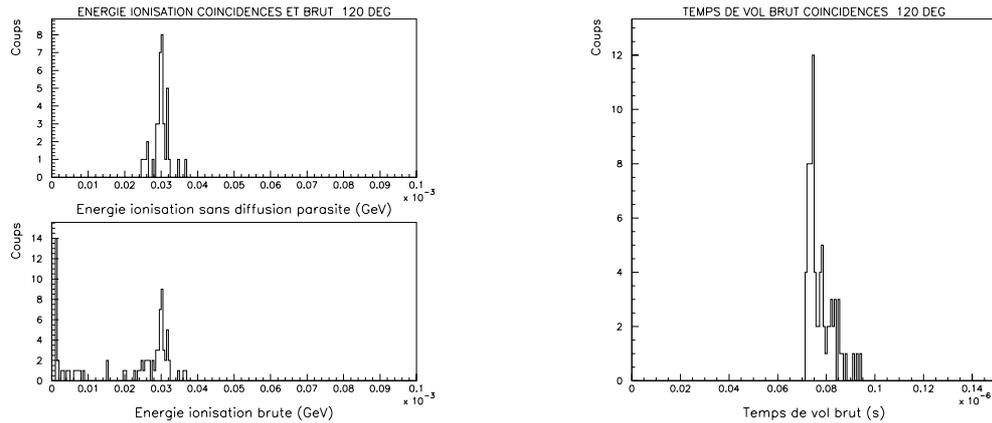


FIG. 5.18: *Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 120°.*

L'ensemble des couronnes subit un taux d'événements multidiffusés différent, entre 32% et 56%, la couronne la plus affectée étant celle située à 120° qui apparaît détecter un nombre d'événements multidiffusés par les parois du cryostat de l'ordre de 56%.

Ces événements apparaissent dans le spectre en énergie essentiellement à basse énergie, correspondant à des diffusions sur le cristal aux petits angles. Les événements qui formeront notre bruit de fond sous les pics attendus représentent entre 7% et 11% des événements du pic selon les couronnes.

5.3.3 Conclusion

Les événements en coïncidence multidiffusés, que ce soit sur le cryostat, sur la chambre de réaction ou bien dans le cristal absorbant ont une proportion différente, ils sont plus souvent causés par le cryostat et leur importance a alors une dépendance angulaire, contrairement aux

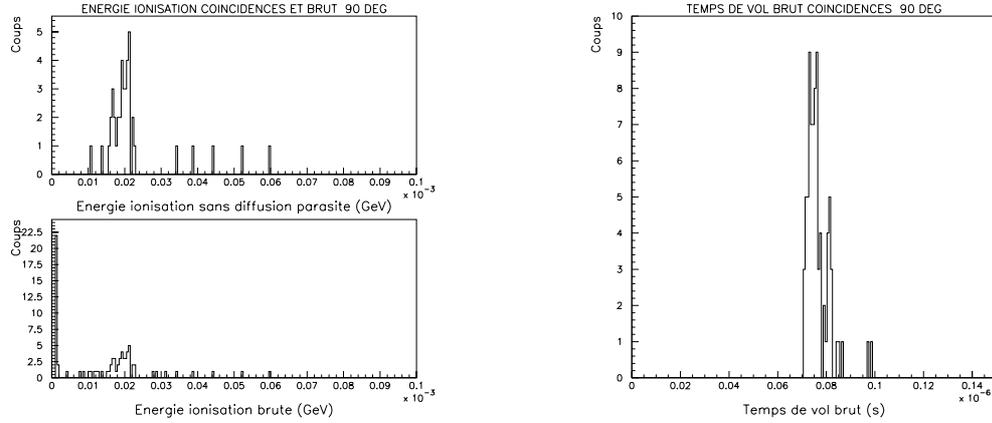


FIG. 5.19: Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 90° .

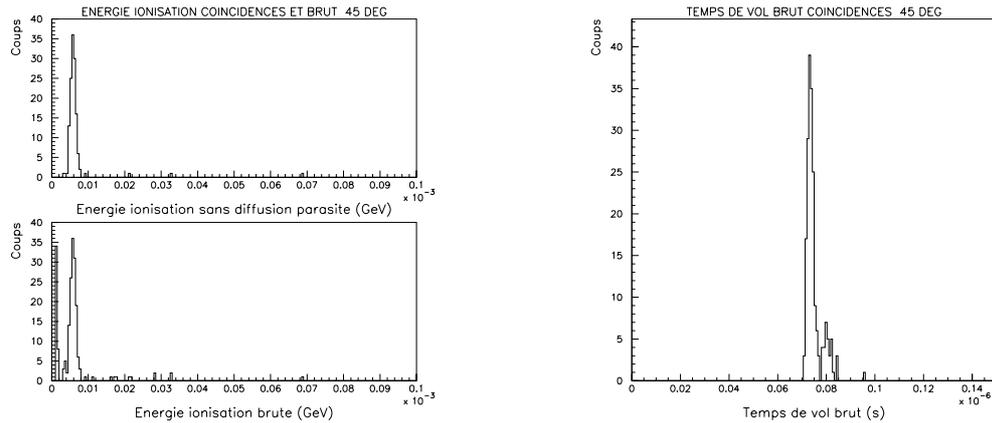


FIG. 5.20: Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 45° .

événements multidiffusés dans le cristal qui ont une répartition isotrope.

La chambre de réaction affecte quant à elle plus spécifiquement la couronne arrière en induisant 3.6% d'événements faux.

L'ensemble de ces événements représentent 32% de la totalité des événements. Ces événements multidiffusés forment un fond dans le spectre en énergie compris entre 0 et 70 keV.

Le système offre ainsi une efficacité d'*exacte diffusion* de l'ordre de 68%.

5.4 Simulation des événements parasites susceptibles de produire des événements fortuits

Les événements parasites susceptibles de produire des événements en coïncidence fortuits sont tous les événements qui parviennent dans les scintillateurs des couronnes, mais sans avoir

interagi dans le bolomètre. La coïncidence aura alors lieu avec une interaction du bruit de fond dans le bolomètre (γ ou neutron).

Nous allons quantifier ces événements parasites issus d'une part des diffusions sur les parois de la chambre de réaction et d'autre part sur les parois du cryostat.

5.4.1 Neutrons diffusés sur la chambre de réaction

La figure 5.21 montre à titre d'illustration la distribution du temps des impacts depuis le vertex de production des neutrons, obtenue pour un tirage de 10^6 neutrons de 2.3 MeV, en fonction de la coordonnée z du système (axe du faisceau). Seuls sont conservés ici les événements neutron. Toutes les interactions ayant donné lieu à un dépôt d'énergie sur quelque partie du multidétecteur que ce soit sont ici représentées. Un neutron peut être l'origine de plusieurs impacts.

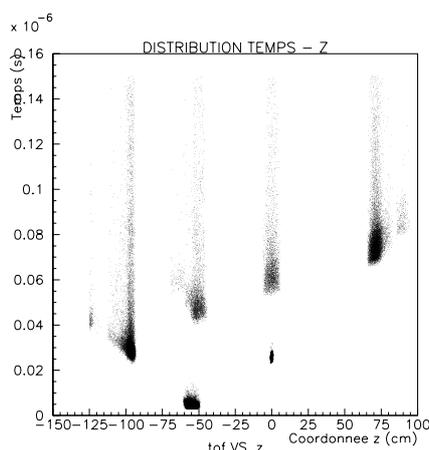


FIG. 5.21: *Distribution du temps de l'interaction en fonction de sa coordonnée z (axe du faisceau), événements bruts.*

On distingue les quatre groupes de détecteurs situés respectivement à $z=-95$ cm (couronne arrière), $z=-50$ cm, $z=0$ et $z=+75$ cm. Le bolomètre est centré à $z=0$ et ses interactions ont lieu autour de $t=27$ ns. La population apparaissant centrée autour de $z=-55$ cm et t compris entre 2 ns et 8 ns sont les interactions sur la chambre de réaction. Les événements laissant apparaître une trainée en temps de vol sont des événements multidiffusés sur les photomultiplicateurs. Les événements dont le temps d'interaction dépend de la coordonnée z sont des neutrons qui ont diffusés sur la chambre de réaction et qui parviennent directement dans les scintillateurs.

Ces diffusions ayant lieu sur la chambre avant 28 ns sont entièrement hors coïncidences. Elles sont caractérisées sur la distribution temps d'interaction - coordonnée z de l'interaction par des temps de détection dans les scintillateurs proportionnels à z et montrant un étalement en temps dû à de multiples diffusions.

L'incidence de ces événements sur l'acquisition est d'induire des événements fortuits, lorsque le bolomètre subit une interaction d'un γ ou d'un neutron coïncidants en temps avec

ce type d'interaction (50 ns avant l'arrivée du neutron dans le scintillateur).

La couronne qui semble la plus affectée est la couronne avant où l'on peut voir que la séparation par temps de vol peut ne pas permettre de rejeter complètement ces événements parasites, le temps d'arrivée des bons événements n-n et n-n γ étant compris entre 70 ns et 85 ns. La figure 5.22 représente le spectre du temps de vol total pour les événements attendus comprenant les événements parasites induits par la chambre et susceptibles de produire des événements fortuits et le spectre de temps de vol des événements n-n et n-n γ où les parasites ont été coupés, les événements de toutes les couronnes sont ici pris en compte.

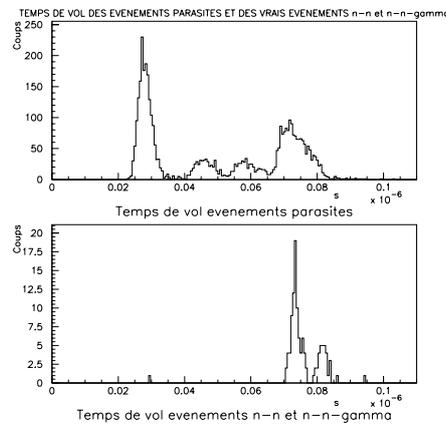


FIG. 5.22: *Spectres de temps de vol total (somme des quatre couronnes), en haut : événements parasites et en bas : événements vrais.*

Ces événements susceptibles de produire des fortuits sont répartis de façon très inhomogène, la couronne à 45° y étant beaucoup plus sensible aux temps de vol caractéristiques des bons événements.

Sur un total de 1473 événements en coïncidence, les événements parasites susceptibles de produire des fortuits se répartissent ainsi selon les couronnes, pour des temps de vol sur la totalité de la plage en temps et pour des temps de vol compris entre 70 et 85 ns :

Couronne	Coïncidences	Parasites total	Parasites 70-85 ns
165°	542	1991	1
120°	291	632	2
90°	186	314	9
45°	454	1022	141

Le nombre de neutrons parasites diffusés sur la chambre de réaction est important par rapport aux bons événements en coïncidence. Les couronnes les plus affectées sur la totalité de la plage en temps sont celles situées à 165° et celle à 45° .

Cependant, la plupart de ces événements ont des temps de vol très différents de ceux attendus pour les bons événements diffusés sur le cristal de germanium. Ainsi, sur cet intervalle en temps de vol entre 70 ns et 85 ns, la contribution de ces événements parasites est négligeable.

La plupart des parasites ont un temps de vol de l'ordre de 30 ns dans la couronne à 165° et de 50 ns dans la couronne à 120° par exemple.

Les diffusions parasites sur les parois du cryostat vont en revanche être plus importantes dans cette plage en temps de vol.

5.4.2 Neutrons diffusés sur les parois du cryostat

Les interactions qui ont lieu dans une (ou plusieurs) parois du cryostat sans être suivies ou précédées par un dépôt d'énergie dans le germanium sont représentées sur la figure 5.23 (projection sur le plan (y,z)).

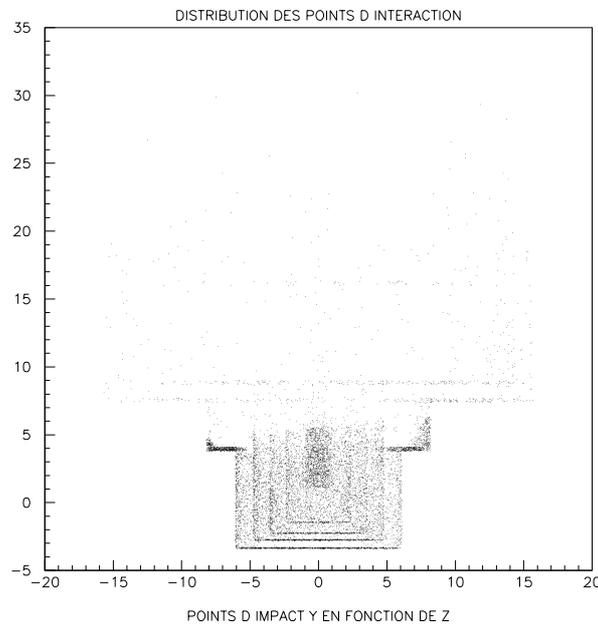


FIG. 5.23: *Distribution spatiale des interactions dans les parois du cryostat non suivies par un dépôt d'énergie dans le cristal de germanium (projection sur le plan (y,z)).*

Ces interactions vont donner des événements fortuits au niveau des scintillateurs, arrivant avec un temps de vol comparable aux bons événements en coïncidence. La figure 5.24 montre pour les quatre couronnes le temps de vol des événements en coïncidence (subissant ou non des diffusions parasites) en haut et le temps de vol des événements fortuits correspondant au dessous.

On observe là encore une forte disparité selon les couronnes. Le nombre d'événements se répartit ainsi selon les couronnes pour des temps de vol dans la totalité de l'intervalle en temps de vol et pour des temps de vol compris entre 70 ns et 85 ns :

Nous observons que l'essentiel des événements parasites apparaissent dans la plage en

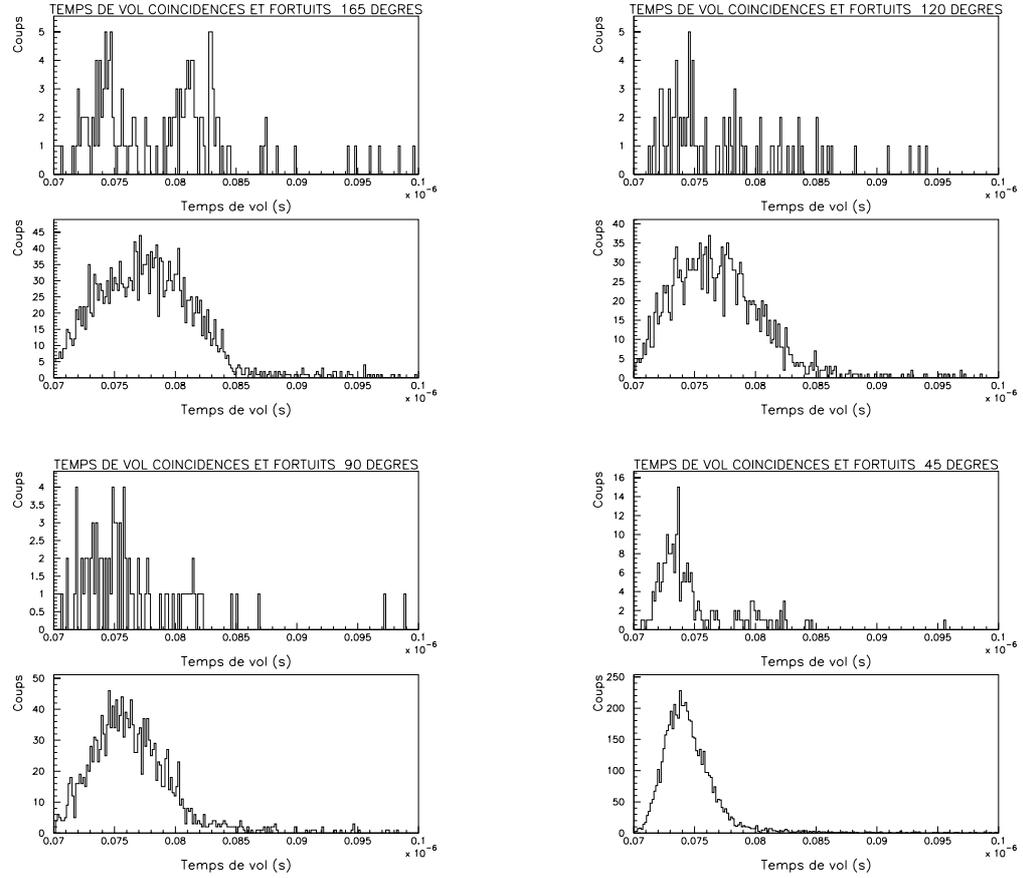


FIG. 5.24: Spectres de temps de vol pour les événements en coïncidence et fortuits respectivement à 165° , 120° , 90° et 45° .

Couronne	Coïncidences	Parasites total	Parasites 70-85 ns
165°	140	2828	2660
120°	75	3696	3536
90°	81	3969	3827
45°	209	7220	7144

temps de vol comprise entre 70 et 85 ns qui est l'intervalle où sont attendus les bons événements. Leur quantité est beaucoup plus importante que dans le cas de la chambre de réaction.

La couronne avant (45°) est plus affectée par ces événements parasites issus de diffusions sur le cryostat que les autres couronnes.

Le rapport coïncidences/parasites est le plus grand pour la couronne arrière (0.05), est du même ordre pour les couronnes intermédiaires (0.02) et légèrement plus grand pour la couronne avant (0.03).

5.4.3 Conclusion

Les diffusions parasites de neutrons qui apparaissent ont lieu soit sur les parois de la chambre de réaction, soit sur les parois du cryostat et se révèlent d'une importance différente

selon les angles de diffusion. La couronne la plus affectée par ces événements susceptibles de produire des événements fortuits en coïncidence est la couronne située à l'avant à 45° .

Ces événements fortuits sont à l'origine des événements du bruit de fond (γ ou neutron) dans le bolomètre à toutes les énergies.

5.5 Taux de comptage attendus

Connaissant le nombre d'événements pour chaque processus, nous pouvons ainsi en estimer le taux de comptage attendu lors de l'expérience. Pour cela, il nous faut déterminer les différentes efficacités mises en jeu.

Le flux de neutrons incidents sur le cristal est quant à lui connu, il est de l'ordre de 70 neutrons incidents par seconde (flux attendu avec un courant de faisceau de l'ordre de 5 nA).

Compte tenu de la valeur trop faible du recul dans germanium par rapport au bruit du bolomètre, le multidétecteur sera optimisé en conservant trois angles de diffusion : 90° , 120° et 165° .

Les efficacités de détection ainsi que les efficacités géométriques seront différentes d'une couronne à l'autre, le taux de comptage attendu doit être normalisé en fonction de ces efficacités.

5.5.1 Efficacités de détection et géométriques

Dans sa version optimisée, SICANE comporte 11 détecteurs dans la couronne arrière (165°), 24 dans la couronne à 120° , et 12 dans sa couronne à 90° . L'efficacité de détection a été mesurée expérimentalement.

Efficacité de détection des scintillateurs

L'efficacité de détection des 47 scintillateurs du multidétecteur a été mesurée grâce à une source de neutrons Am-Be fournissant en plus du spectre de neutrons, une raie γ à 4430 keV.

L'étalonnage des scintillateurs est effectué avec le front Compton situé à 4188 keV.

Le seuil de détection est différent pour chaque cellule. L'efficacité de détection est une fonction du seuil mesuré. La figure 5.25 montre les courbes d'efficacité obtenues en fonction du seuil, d'après [11].

Dans notre configuration, l'efficacité est moyennée pour l'ensemble des détecteurs à un angle de diffusion considéré. Nous obtenons les valeurs suivantes pour respectivement les neutrons ayant diffusé élastiquement (2.2 MeV) et de manière inélastique (1.6 MeV) (tableau 5.1) :

Les détecteurs qui ont la meilleure efficacité de détection sont situés sur la couronne à 165° . Les reculs inélastiques seront notamment beaucoup mieux détectés à 165° qu'aux autres

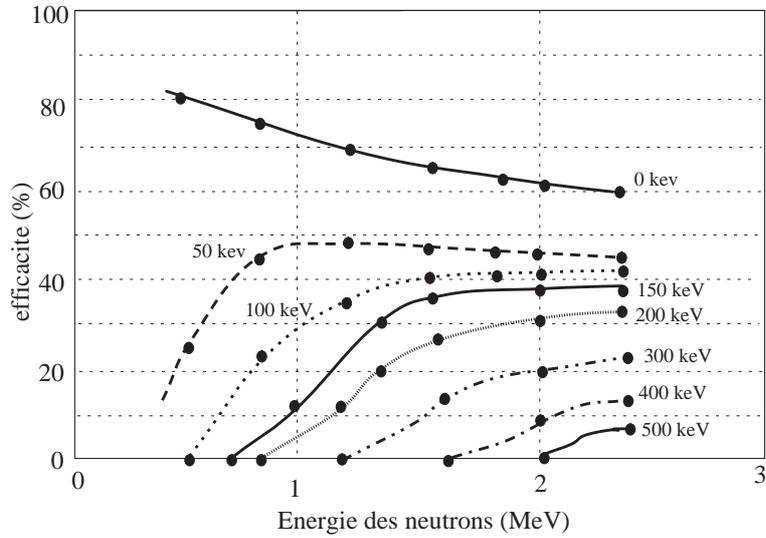


FIG. 5.25: Courbes d'efficacité du scintillateur NE213 en fonction de l'énergie du neutron incident et pour différentes valeurs du seuil de détection exprimées en keV équivalent électron.

θ	Efficacité neutron 2.2 MeV	Efficacité neutron 1.6 MeV
165°	37%	34%
120°	9%	6%
90°	8%	5%

TAB. 5.1: Tableau récapitulatif des valeurs d'efficacité de détection obtenues pour des neutrons issus de diffusions élastiques (2.2 MeV) et inélastiques (1.6 MeV) pour chaque couronne.

angles.

Efficacité géométrique des couronnes

L'efficacité géométrique est directement liée à l'angle solide de chaque angle de diffusion et au nombre de scintillateurs couvrant chaque couronne. Elle est très différente selon les couronnes.

Les efficacités géométriques pour les trois angles de diffusion sont résumées dans le tableau 5.2.

θ	Nombre de détecteurs	Efficacité géométrique
165°	11	0.68
120°	24	0.44
90°	12	0.19

TAB. 5.2: Tableau récapitulatif des valeurs d'efficacité géométrique obtenues.

L'optimisation du multidétecteur par l'ajout sur la couronne à 120° des 12 détecteurs de la couronne avant permet de bénéficier d'une efficacité appréciable.

La couronne située à 90° est quant à elle la moins efficace, aussi bien du point de vue de l'efficacité de détection que de l'efficacité géométrique.

5.5.2 Taux de comptage

Taux de comptage brut dans le bolomètre

Le taux de comptage dans le bolomètre pour les événements élastiques et inélastiques sans coïncidence avec les scintillateurs est le suivant :

$$\text{taux brut : } \mathbf{9.9 \text{ neutrons.s}^{-1}}$$

Ce taux de comptage brut est à comparer avec le taux de comptage de fond attendu dans le bolomètre dû à la source de ^{57}Co interne de 100 Bq et au bruit ambiant et qui est de l'ordre de 20 coups.s $^{-1}$.

Taux de comptage en coïncidence

Le taux de comptage en coïncidence avec les détecteurs de neutrons est obtenu en tenant compte des efficacités ainsi que de la section efficace pour chaque angle de diffusion, les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 5.3.

θ	Elastiques (neutrons.h^{-1})	Inélastiques (neutrons.h^{-1})
165°	2.02	1.65
120°	1.56	0.62
90°	0.17	0.09

TAB. 5.3: *Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage attendu pour les bons événements en coïncidence, élastiques et inélastiques, pour chaque angle de diffusion.*

Le taux de comptage attendu à 90° est très faible, que ce soit pour les neutrons élastiques ou inélastiques. Aux autres angles, ce taux est du même ordre pour les élastiques, et plus favorable aux inélastiques à 165° .

Ces valeurs indiquent en outre la nécessité de bénéficier d'un important temps d'acquisition dans l'expérience.

Taux de comptage des événements parasites multidiffusés

Les taux de comptage attendus pour les événements ayant subi plusieurs diffusions avant ou après avoir interagi dans le cristal, que ce soit sur la chambre de réaction, sur le cryostat ou bien au sein même du cristal, sont résumés dans le tableau suivant.

L'angle de diffusion le plus exposé à ces diffusions multiples en coïncidence avec le bolomètre est l'angle intermédiaire à 120° . Un taux de comptage du même ordre que celui des bons événements est attendu, mais produisant un fond continu dans le spectre en énergie.

On observe en outre que le processus prépondérant est la diffusion sur les parois du cryostat, la chambre de réaction ne gênant que très peu. Les diffusions multiples au sein du cristal

θ	Diffusions multiples dans le cristal ($neutrons.h^{-1}$)	Diffusions sur la chambre de réaction ($neutrons.h^{-1}$)	Diffusions sur les parois du cryostat ($neutrons.h^{-1}$)
165°	0.97	0.14	1.74
120°	0.58	0.03	2.77
90°	0.07	$< 10^{-3}$	0.27

TAB. 5.4: *Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage des événements parasites multidiffusés sur la chambre de réaction et sur le cryostat attendu pour chaque angle de diffusion.*

sont elles détectées principalement à 165° avec un taux de comptage de l'ordre de 50% des bons événements, répartis sur une gamme en énergie pouvant s'étendre jusque 300 keV (dans un cas à trois interactions).

Taux de comptage des événements parasites en coïncidence fortuits

Le nombre d'événements en coïncidence fortuits peut être évalué d'une part pour l'ensemble des événements sur toute la plage en temps de vol, et d'autre part pour les événements qui ont un temps de vol similaire aux bons événements diffusés sur le cristal à étalonner, entre 70 ns et 85 ns. Ce sont ces événements qui formeront notre bruit de fond.

Sur l'ensemble de la plage en temps de vol, les valeurs obtenues pour les différentes courbes sont les suivantes (tableau 5.5) :

θ	Diffusions sur la chambre de réaction ($neutrons.h^{-1}$)	Diffusions sur les parois du cryostat ($neutrons.h^{-1}$)
165°	13.5	74.1
120°	4.7	107.4
90°	0.4	12.7

TAB. 5.5: *Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage des événements parasites en coïncidence fortuits attendu pour chaque angle de diffusion, sur toute la plage de temps de vol.*

Les coïncidences fortuites sur l'ensemble de la plage en temps de vol sont elles aussi prépondérantes à 120° , et issues d'avantage de diffusions sur les parois du cryostat. Les diffusions sur les parois de la chambre de réaction sont quant à elles principalement détectées à 165° pour ces événements couvrant toute la plage en temps de vol.

Sur l'intervalle en temps correspondant aux événements "vrais", entre 70 ns et 85 ns, les taux de comptage attendus de ces événements en coïncidence fortuits sont différents que ce soit pour ceux diffusés par la chambre de réaction et pour ceux diffusés par le cryostat, ils sont résumés dans le tableau 5.6.

Ces événements qui forment notre bruit de fond sont négligeables pour ceux issus de la chambre de réaction. En revanche, le taux de comptage des neutrons diffusés sur les parois du cryostat et produisant des événements en coïncidence dans le bolomètre est important vis à vis des

θ	Diffusions sur la chambre de réaction ($neutrons.h^{-1}$)	Diffusions sur les parois du cryostat ($neutrons.h^{-1}$)
165°	$<10^{-3}$	69.7
120°	0.01	102.8
90°	0.01	12.3

TAB. 5.6: *Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage des événements parasites en coïncidence fortuits attendues pour chaque angle de diffusion, dans l'intervalle de temps de vol entre 70 ns et 85 ns.*

bons événements et du même ordre que lorsqu'on les évalue sur la plage totale en temps de vol.

Toutes ces coïncidences fortuites auront lieu avec des interactions du bruit de fond γ ou neutron dans le bolomètre, ayant donc une signature à toutes les énergies dans le spectre.

5.5.3 Conclusion

Les taux de comptage attendus pour les différents processus (2 neutrons élastiques par heure à 165°) nous indiquent qu'il sera crucial de disposer d'un temps d'acquisition très important, pour pouvoir obtenir une bonne statistique pour les événements qui nous intéressent.

Le bruit de fond causé par les diffusions parasites avant ou après l'interaction dans le cristal, ou en son sein sera plus important pour la couronne située à 120° . Le taux de comptage de ces événements est du même ordre que celui de nos événements utiles, mais ont une répartition continue dans le spectre en énergie.

Le bruit de fond issu des coïncidences fortuites sera principalement dû aux diffusions parasites sur les parois du cryostat, avec un taux de comptage de l'ordre de vingt fois plus important que le signal utile, mais sur la totalité du spectre en énergie. Les diffusions parasites sur la chambre de réaction apparaîtront à des temps de vol compris entre 30 ns et 50 ns, donc aisément éliminés pour l'analyse de nos événements intéressants.

5.6 Etalonnage en énergie de recul du bolomètre Germanium double composante Chaleur-Ionisation

5.6.1 Conditions expérimentales et optimisation du multidétecteur

Afin de tenir compte des résultats des simulations et des expériences précédentes, le multidétecteur a été optimisé pour l'étalonnage de bolomètres germanium.

Optimisation du multidétecteur

Les angles de diffusion vers l'arrière ont été privilégiés, tout en conservant un nombre équivalent de cellules de détection. Les 47 cellules sont réparties sur 3 angles de diffusions qui sont respectivement 90° , 120° et 165° .

La figure 5.26 est un cliché rapproché du dispositif, on y distingue la partie basse du cryostat, la chambre de réaction située à 55 cm du centre du cryostat, ainsi que la couronne arrière située à un angle de 165° par rapport à l'axe du faisceau et à 100 cm du bolomètre.

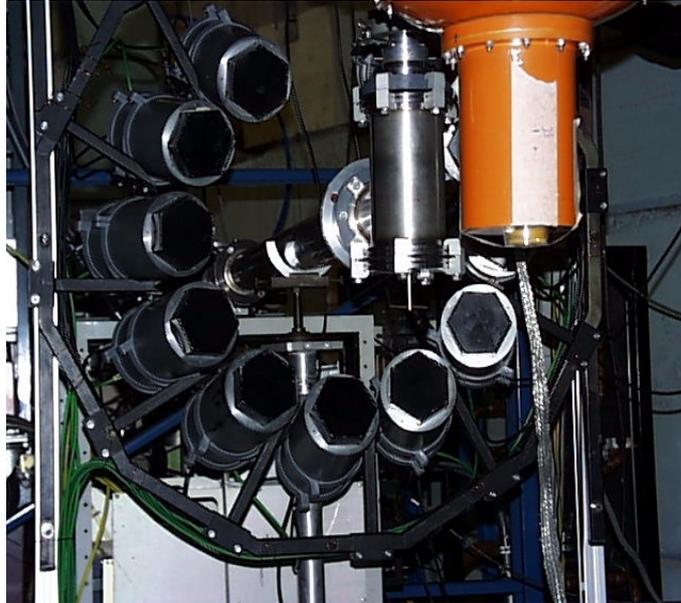


FIG. 5.26: Photographie de l'arrière du dispositif: la couronne arrière, la ligne de faisceau, la chambre de réaction, et la partie basse du cryostat orange.

Optimisation de la chaîne d'acquisition

Electronique de coïncidence

La limitation apparaissant dans le cas des signaux d'ionisation du bolomètre germanium vient du fait qu'avec la même configuration que l'électronique de l'expérience impliquant le $NaI(Tl)$, le temps de montée étant plus lent d'un facteur 10 (de l'ordre de $1 \mu s$), le signal d'autorisation des DFC arrive après la génération de la porte P1 du DFC, ce qui rend impossible la sortie du QDC.

D'autre part, la voie ionisation du bolomètre peut induire de plus grandes fluctuations sur la prise de temps du signal. En outre, une différence essentielle qui apparaît dans le cas du bolomètre est la nécessité de numériser les signaux de la voie chaleur et de la voie ionisation.

Une solution envisageable était d'appliquer un retard systématique de $1 \mu s$ sur l'ensemble des anodes et dynodes de tous les détecteurs de neutrons. A cette solution difficile à mettre en œuvre, il a été préféré une modification de la chaîne d'acquisition.

C'est désormais le signal issu du détecteur de neutrons qui ouvre une porte de coïncidence d'une durée de $1 \mu s$. Le signal logique fabriqué à partir du signal analogique du bolomètre peut alors être retardé de manière à être placé au milieu de la plage de coïncidence. Le signal de coïncidence entre le signal logique du bolomètre et la porte ouverte par le détecteur neutron fournit le signal de déclenchement de toute l'acquisition après application d'un

retard de 250 ms pour permettre l'exécution complète des numérisations. Le signal de coïncidence fournit également les ordres d'arrêt des numérisations. La figure 5.27 montre le schéma de l'électronique logique de coïncidence dans le cas de l'expérience impliquant le bolomètre.

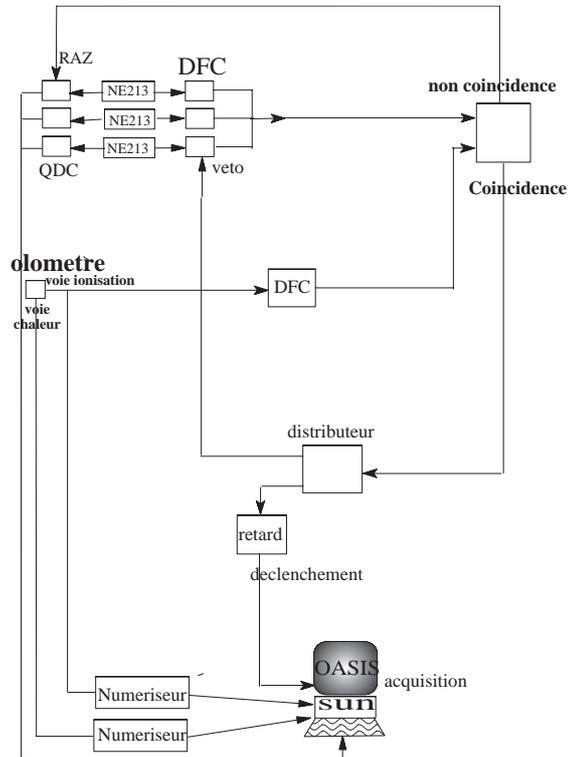


FIG. 5.27: Montage de l'électronique de coïncidence dans l'expérience Ge.

Lorsqu'une coïncidence a lieu, un veto est appliqué sur l'ensemble des DFC. Ils sont ainsi bloqués entre le signal de coïncidence et le signal de déclenchement de l'acquisition. Lorsqu'un signal neutron existe sans signal du bolomètre en coïncidence, la totalité des QDC et des TDC est remise à zéro. Cette remise à zéro est indispensable pour ne pas prendre en compte une valeur antérieure du QDC lors d'un déclenchement.

Mesures de temps de vol

Pour s'affranchir de la mauvaise résolution en temps dans le cas du bolomètre germanium, le seul temps de vol mesuré sera le temps de vol total entre la cible hydrogénée (référéncée par la Haute Fréquence du faisceau) et les détecteurs de neutrons.

Une voie TDC sera donc dédiée à cette mesure. Les 47 autres voies TDC serviront à l'identification du détecteur touché, en mettant dans l'entrée *start* le signal de sortie du détecteur de neutrons, et en *stop* le même signal, retardé d'une durée fixe de 270 ns .

La mesure du temps de vol total pourra également être doublée avec un convertisseur Temps-Amplitude, comme dans le cas précédent. La figure 5.28 montre le schéma correspondant de la logique utilisée.

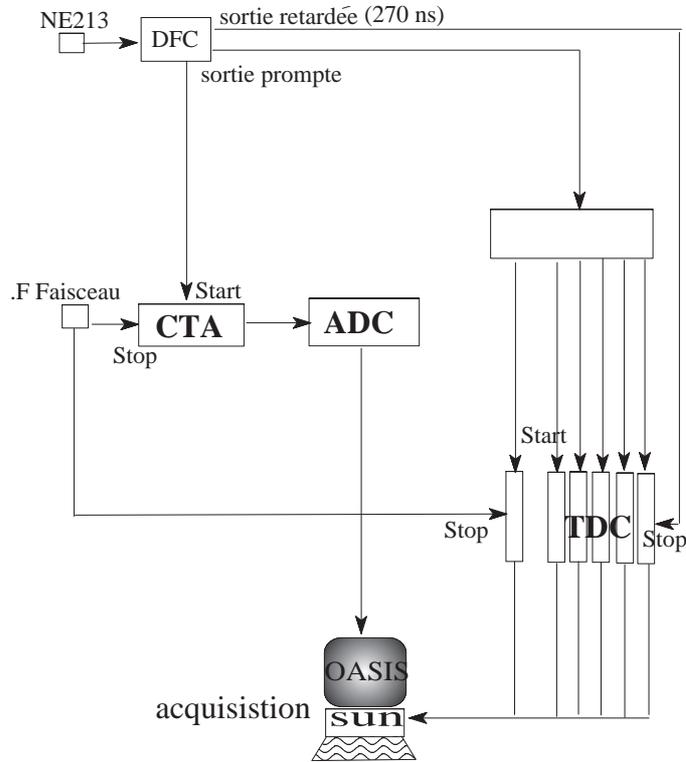


FIG. 5.28: Montage de l'électronique des temps de vol dans l'expérience Ge.

5.6.2 Caractéristiques du faisceau

Contrairement à la campagne d'étalonnage du scintillateur NaI(Tl), le faisceau utilisé est un faisceau de ${}^7\text{Li}$ de 14 MeV et non de 13.7 MeV, afin de pouvoir bénéficier d'énergies de reculs légèrement plus élevées sans s'éloigner trop loin de l'énergie de seuil et conserver une bonne focalisation de l'émission de neutrons. Le faisceau de ${}^7\text{Li}$ est pulsé à 2.5 MHz. L'énergie des deux groupes de neutrons obtenus est mesurée par temps de vol grâce à une cellule de détection disposée à 0° par rapport à la ligne du faisceau, et à une distance de 230 cm de la cible hydrogénée. Le signal *start* est ici le signal du photomultiplicateur et le *stop* le signal Haute Fréquence du faisceau.

Le spectre de temps de vol obtenu montre trois pics (figure 5.29), le temps s'écoulant de la droite vers la gauche, le premier pic à droite est le pic γ , il est séparé de 101 ns du pic neutron principal. Le pic neutron secondaire apparaît quant à lui 70 ns après le pic principal. La relation liant temps de vol, distance et énergie $t = \frac{72d}{\sqrt{E_n}}$ permet de déterminer l'énergie des neutrons produits. On obtient :

$$E_n = 2.32\text{MeV} \quad \text{et} \quad E_{\bar{n}} = 0.86\text{MeV}$$

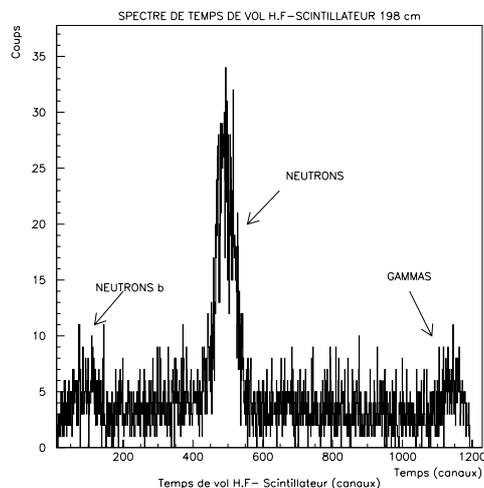


FIG. 5.29: Spectre du temps de vol total H.F-scintillateur axial (canaux), le temps s'écoule de la droite vers la gauche.

La cinématique de la réaction avec un faisceau de Li de 14 MeV fournit les énergies de neutrons suivantes :

$$E_{ncin} = 2.38 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad E_{\bar{n}cin} = 0.87 \text{ MeV}$$

Le faible écart observé provient de la perte d'énergie du faisceau dans la cible mince de polyéthylène.

La cible utilisée a une épaisseur de $180 \mu\text{g cm}^{-2}$, la perte d'énergie du faisceau de ${}^7\text{Li}$ de 14 MeV vaut 80 keV. Les neutrons produits ont ainsi une énergie moyenne inférieure de 60 keV à l'énergie attendue théoriquement si il n'y avait pas de perte.

5.6.3 Temps de vol et discrimination

Les temps de vol utilisables pour cette analyse sont avant tout les temps de vol totaux entre la cible et les cellules de détection de neutrons diffusés. De par la lenteur de la montée du signal d'ionisation et son influence sur le temps de déclenchement ($t_{montee} \simeq 1\mu\text{s}$), le signal du bolomètre ne peut pas être utilisé comme référence en temps, rendant les temps de vol intermédiaires non-pertinents dans l'analyse.

C'est le signal de pulsation Haute Fréquence du faisceau qui est utilisé, et il permet d'obtenir le temps de vol total des événements observés dans les scintillateurs de l'hodoscope. La discrimination de chaque cellule permet ensuite d'éliminer une grande quantité de γ fortuits.

La figure 5.31 montre le spectre de temps de vol total obtenu pour la somme de tous les scintillateurs ainsi que ce temps de vol total en fonction de l'énergie mesurée dans la voie ionisation du bolomètre.

La représentation du temps de vol en fonction du paramètre de discrimination accessible par les scintillateurs permet une reconnaissance sans équivoque de la nature de la particule observée. La figure 5.30 montre un exemple de discrimination neutron-gamma (PM 10 situé

sur la couronne à 165°) permettant une sélection pertinente. La figure du bas est le diagramme obtenu en mesurant les pentes des deux populations du spectre biparamétrique. Les événements neutrons se répartissent sur la partie droite du diagramme alors que les γ forment un pic bien défini.

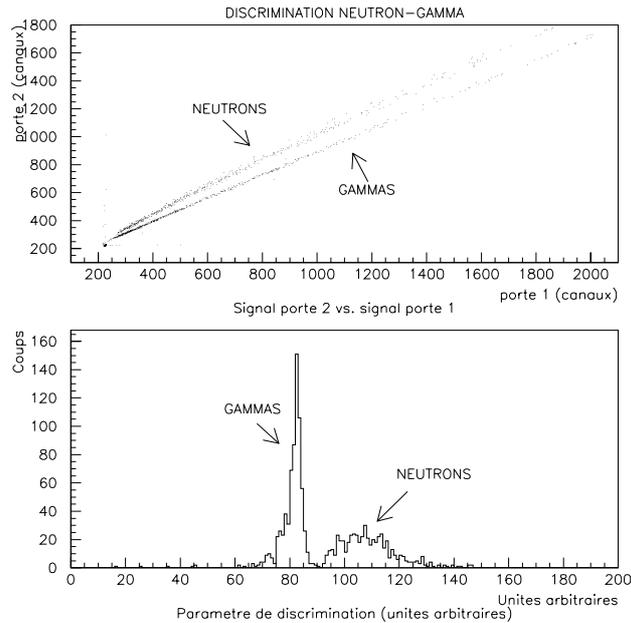


FIG. 5.30: Spectre biparamétrique signal porte 2 en fonction du signal porte 1 (les neutrons apparaissent au dessus) et paramètre de discrimination (pente des droites du biparamétrique).

Le premier pic apparaissant à gauche dans le spectre de temps de vol total (figure 5.31) est le pic des γ provenant de la cible hydrogénée. Les neutrons élastiques utilisables forment une population éloignée de 75 ns du pic γ .

Sur le spectre biparamétrique de l'énergie (ionisation) en fonction du temps de vol total, cette population apparaît à une énergie inférieure à 40 keV, qui est compatible avec l'énergie attendue en tenant compte du facteur de quenching en ionisation connu dans la littérature [60] [102] [11] [71].

Entre le pic γ et la population neutron apparaît une autre population en temps de vol. La projection du paramètre de discrimination en fonction du temps de vol (figure 5.32) révèle que le plateau d'événements fortuits est principalement constitué de gammas. Ils apparaissent à des temps de vol compris sur toute la plage de coïncidence.

La représentation du paramètre de discrimination en fonction du temps de vol permet également de voir que la population d'événements située en temps entre le pic gamma et la distribution neutron utile est composée à la fois de neutrons et de γ .

Ces neutrons et ces gammas ont une origine différente mais parviennent dans les scin-

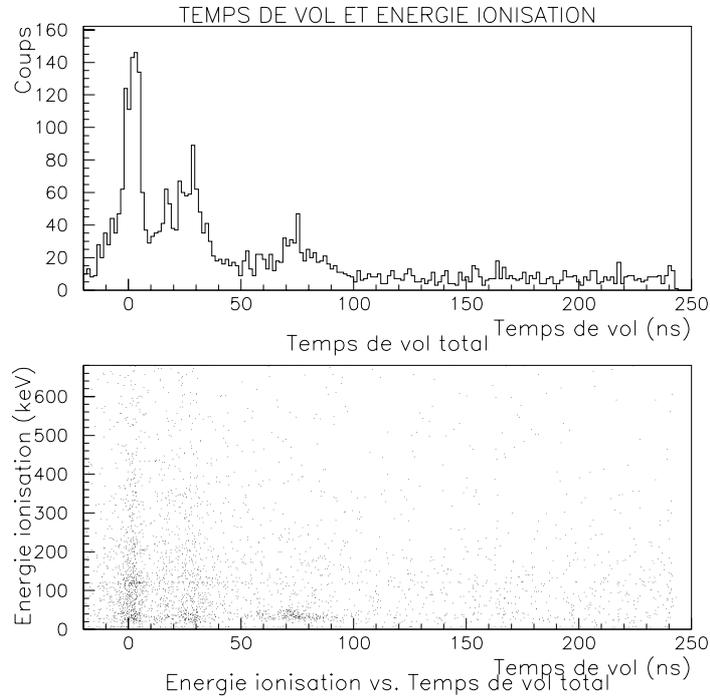


FIG. 5.31: Spectres du temps de vol total (en haut) et de l'énergie dans la voie ionisation en fonction du temps de vol total (en bas)

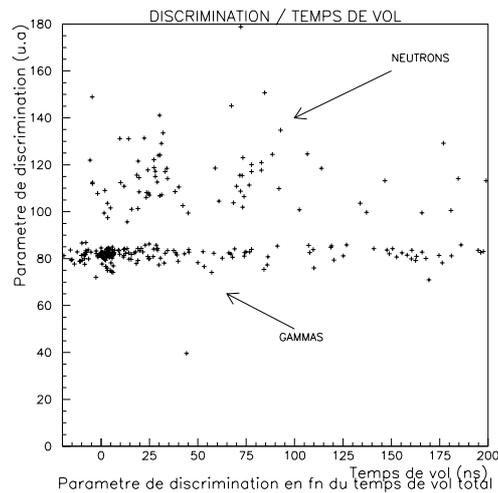


FIG. 5.32: Paramètre de discrimination (*PM 10*) en fonction du temps de vol total. Les gammas apparaissent avec un paramètre de discrimination de 80, les neutrons ont un paramètre de discrimination supérieur à 90.

tillateurs en coïncidence avec des événements gammas dans le bolomètre issus de réactions secondaires ou provenant de la source de ^{57}Co . Le temps de vol de ces neutrons est compris entre 25 et 50 ns. Ce temps de vol est compatible avec des neutrons interagissant sur la paroi

de la chambre de réaction et diffusés vers les deux couronnes à 165° et 120° comme l'ont montré les simulations correspondantes.

La figure 5.33 représente le temps de vol total simulé avec GEANT, on distingue nettement les neutrons utiles ayant un temps de vol compris entre 70 et 85 ns, ainsi que des neutrons diffusés sur la paroi avant de la chambre de réaction avec des temps de vol différents selon les couronnes de détection : 28 ns pour ceux détectés par la couronne à 165° et 45 ns pour les événements ayant lieu dans les scintillateurs de la couronne à 120° .

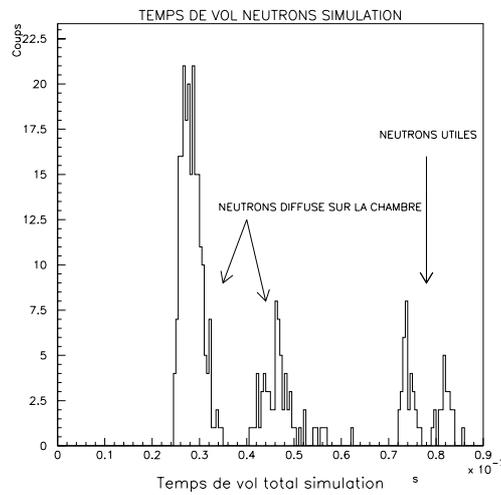


FIG. 5.33: *Temps de vol total (ns) issu de la simulation, les neutrons qui sont diffusés sur la chambre de réaction apparaissent avec des temps de vol inférieurs à 70 ns.*

La figure 5.34 montre le temps de vol pour les différentes couronnes (165° , 120° et 90°) en mode coïncidences et avec sélection des neutrons.

Dans cette configuration, la coïncidence entre le bolomètre et un des 47 scintillateurs réduit drastiquement la contribution des γ du fond. Par contre, la population de neutrons parasites est assez importante, mais peut facilement être éliminée par une coupure sur le temps de vol. Elle est aussi importante pour la couronne à 165° que pour celle à 120° . On observe en outre que la couronne située à 90° ne donne qu'un très faible taux d'événements neutrons intéressants, ce qui était attendu et qui est dû à trois causes distinctes : d'une part l'efficacité de détection est minimale à 90° , d'autre part le seuil de détection des photomultiplicateurs placés sur cette couronne est plus élevé que celui des autres photomultiplicateurs, leur donnant une efficacité de détection plus faible, et enfin le seuil de déclenchement du bolomètre, situé dans cette expérience à 17 keV e.e. et l'énergie mesurée à 90° est attendue aux environs de 18 keV e.e.

L'analyse sera ainsi poursuivie sur deux angles de diffusion qui correspondent à deux énergies de recul qui sont respectivement pour des collisions élastiques à 165° et 120° : 121.2 keV et 92.5 keV.

La figure 5.35 montre le spectre de temps de vol total contraint par le paramètre de discrimination des détecteurs scintillateurs, en haut en ne conservant que les γ et en bas en

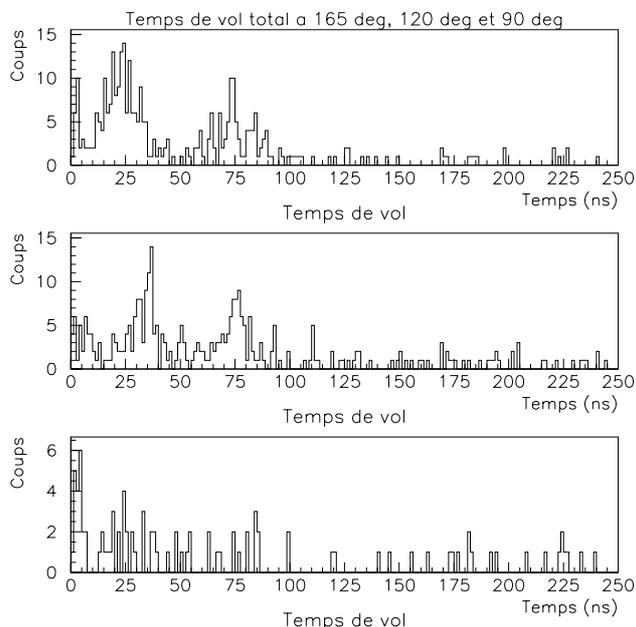


FIG. 5.34: *Temps de vol total en coïncidence avec sélection neutron, pour les trois couronnes : 165° , 120° et 90° .*

ne gardant que les événements neutrons, pour les deux angles de diffusion, 120° à gauche et 165° à droite.

Des gammas Nous observons trois pics γ : un premier très important qui se situe à des temps de vol courts (3 ns à 165° et 5 ns à 120°). Un deuxième pic apparaît nettement aux deux angles, il est situé à un temps de vol identique pour les deux couronnes : 30 ns. Enfin, un pic γ avec un temps de vol de 17 ns apparaît dans la couronne à 165° avec la même intensité que le pic à 30 ns.

Le premier pic de grande intensité signe son origine par son décalage en temps de vol entre les deux couronnes. Il provient des réactions qui ont lieu dans la cible hydrogénée ainsi que sur la paroi de la chambre de réaction. La distance différente (de l'ordre de 60 cm) entre la chambre de réaction et les deux couronnes est la source du retard de 2 ns observé entre ces deux pics dans les différentes couronnes.

Le pic γ situé pour les deux couronnes à 30 ns est quant à lui indépendant de l'angle de diffusion auquel on le mesure. Son origine est donc au centre de l'hodoscope, dans le cristal de germanium. Ces γ peuvent être facilement identifiés comme les gammas de réactions inélastiques ($n, n'\gamma$) sur le germanium. Leur temps de vol est la somme du temps de vol des neutrons depuis la cible jusqu'au bolomètre (26.7 ns) et du temps de vol de gammas du bolomètre jusqu'aux scintillateurs situés à 100 cm (3.3 ns).

Il n'est pas étonnant d'observer ces gammas issus de diffusions inélastiques sur le germanium, la simulation nous a montré l'existence de ces événements qui produisent des γ qui s'échappent du cristal.

Plus inattendu est le pic γ qui apparaît à 165° avec un temps de vol de 17 ns. Il peut être issu de réactions du faisceau de ${}^7\text{Li}$ en amont du tube sur le dernier collimateur de faisceau. Ces gammas participent au bruit de fond mais n'ont pas d'incidence majeure sur la mesure.

Des neutrons Comme nous l'avons observé dans le spectre de temps de vol pour l'ensemble des couronnes, deux populations distinctes de neutrons apparaissent avec des temps de vols bien séparés.

Le premier pic neutron suit le comportement prédit par la simulation : il est déplacé d'une couronne à l'autre, ce qui signe son origine. Il apparaît autour de 25 ns à 165° et vers 40 ns à 120° .

Ces neutrons sont diffusés sur les parois de la chambre de réaction et parviennent directement dans les scintillateurs, en coïncidence avec des événements fortuits dans le bolomètre, neutrons du burst, γ du fond ou γ de la source interne de ${}^{57}\text{Co}$.

Le deuxième pic neutron est composé des neutrons utiles pour notre expérience. Situé à un temps de vol compris entre 70 ns et 85 ns, il est peuplé à la fois de neutrons ayant diffusés élastiquement et de neutrons ayant subi une diffusion inélastique sur le germanium.

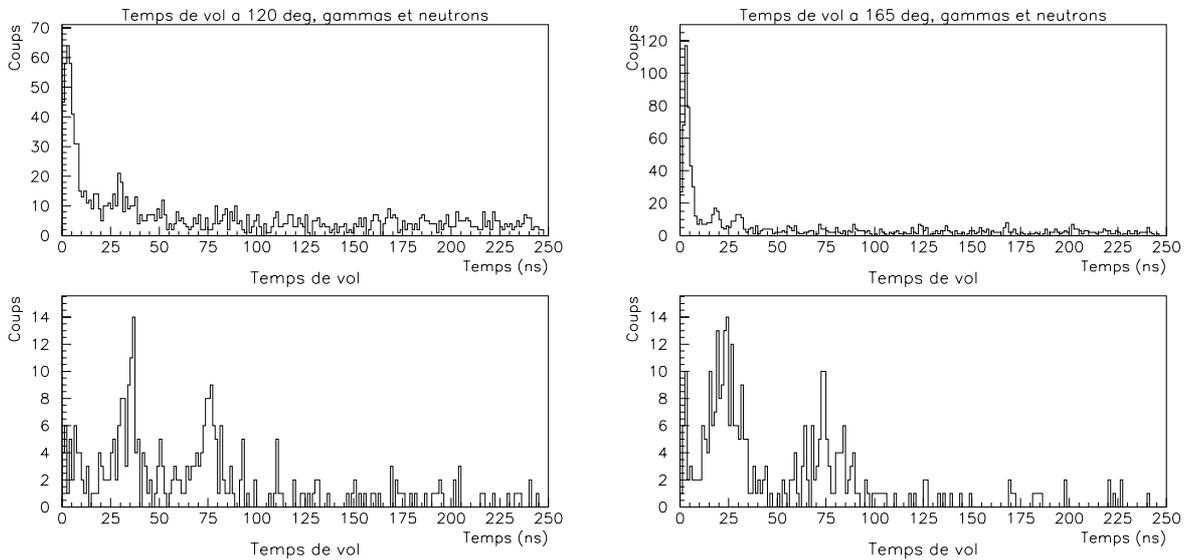


FIG. 5.35: *Temps de vol total avec sélection gammas (en haut) et avec sélection neutron (en bas). A gauche : à 120° , à droite : à 165° .*

La représentation pour ces événements neutrons de l'énergie dans la voie ionisation en fonction de leur temps de vol et la comparaison avec la simulation correspondante peut permettre d'identifier les reculs élastiques et inélastiques. La figure 5.36 montre ces distributions pour les deux angles de diffusion.

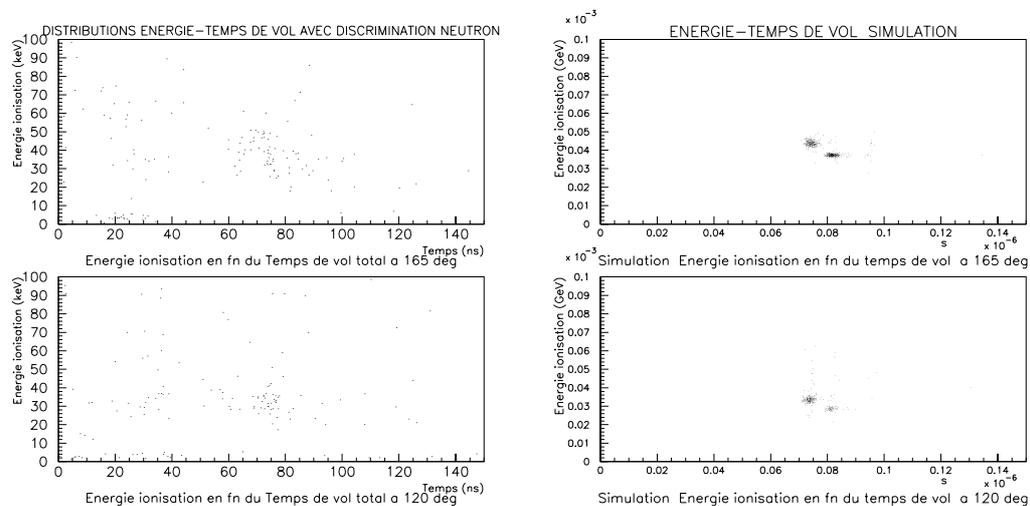


FIG. 5.36: *Distributions energie ionisation - temps de vol total pour les événements neutrons, à gauche : spectre expérimental, à droite : simulation. Dans les deux cas sont représentés les deux angles de diffusion : en haut à 165° , en bas à 120° .*

On observe nettement deux populations dans la distribution à 165° , avec lesquelles la simulation donne un très bon accord. A 120° , la proportion de reculs inélastiques est beaucoup plus faible par rapport aux reculs élastiques comme le montre la simulation, et la distribution observée expérimentalement ne permet pas de séparer une population inélastique.

L'utilisation de coupures en temps de vol adéquates nous permettront ainsi de séparer efficacement reculs élastiques et reculs inélastiques (voir la section suivante).

Spectre en énergie ionisation La figure 5.37 montre le spectre dans la voie ionisation obtenu en coïncidence, sur la totalité de la plage en énergie (à gauche) puis pour une énergie inférieure à 230 keV (à droite).

Malgré la coïncidence imposée avec un événement ayant lieu dans une des 47 cellules de détection de neutrons diffusés, les pics γ de 122 et 136 keV de la source de ^{57}Co interne apparaissent nettement, ils sont dus à des événements fortuits dans les scintillateurs, γ du fond ou bien neutrons diffusés sur la chambre de réaction ou le cryostat comme on le voit sur la distribution de l'énergie en fonction du temps de vol (figure 5.31) et comme l'a également montré la simulation.

Les événements dus à des neutrons diffusés élastiquement et inélastiquement apparaissent quant à eux très nettement entre 20 et 50 keV.

La mesure des temps de vol totaux après discrimination par les scintillateurs permet de sélectionner les événements intéressants.

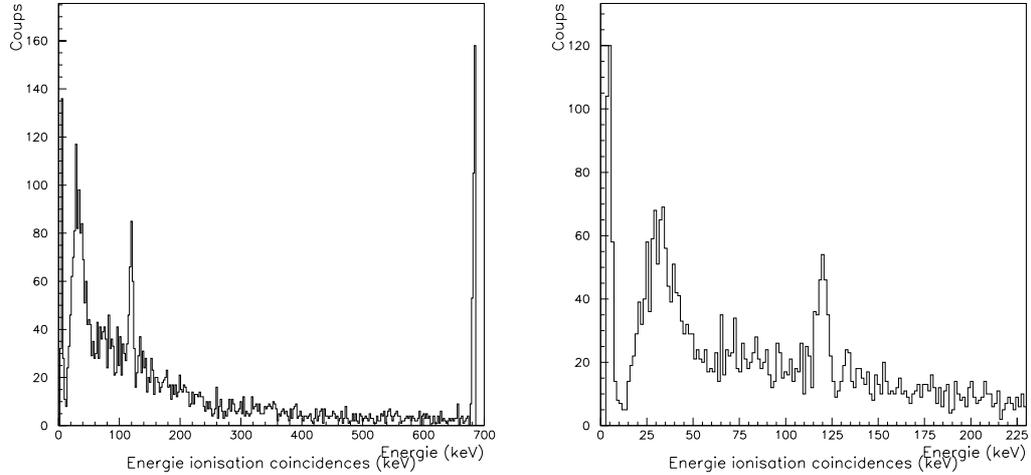


FIG. 5.37: Spectre en énergie de la voie ionisation, toute la plage et pour $E < 230$ keV.

5.7 Etalonnage de la voie Ionisation en énergie de recul

Les deux angles de diffusion étudiés sont 120° et 165° , ils correspondent à des énergies de reculs respectivement de : 92.5 keV et 121.2 keV.

Les scintillateurs d'une couronne donnée fournissent uniquement la position angulaire du neutron diffusé, l'énergie de recul est déterminée en connaissant cet angle et l'énergie incidente du neutron (2.3 MeV).

Les scintillateurs permettent d'éliminer une grande quantité de γ fortuits. La figure 5.38 représente les spectres obtenus en coïncidences entre le bolomètre et les scintillateurs de la couronne à 165° (série de gauche) et pour celle située à 120° (série de droite).

Pour chaque série sont représentés les spectres suivants :

- o en haut (a) : le spectre sans prendre en compte la discrimination n/ γ des scintillateurs ni la coupure en temps de vol, on y distingue nettement les raies de la source gamma interne, ainsi qu'un fond important.

- o au milieu (b) : en ne conservant que les événements de la droite neutron pour chaque scintillateur pris individuellement (discrimination), le fond gamma est réduit d'un ordre de grandeur, des gammas de 122 keV apparaissent encore, ils sont en coïncidence avec des neutrons parasites.

- o en bas (c) : la coupure sur le temps de vol des neutrons (somme des élastiques et inélastiques) entre 70 et 85 ns est ajoutée, permettant l'obtention du spectre de recul (élastiques et inélastiques) pour l'angle de diffusion considéré.

L'existence de reculs inélastiques dans la région des reculs élastiques impose de ne pas utiliser ce spectre de recul pour l'étalonnage en énergie de recul. Nous allons ainsi ajouter une coupure supplémentaire en temps de vol afin de séparer les reculs élastiques et les reculs inélastiques de noyaux de germanium.

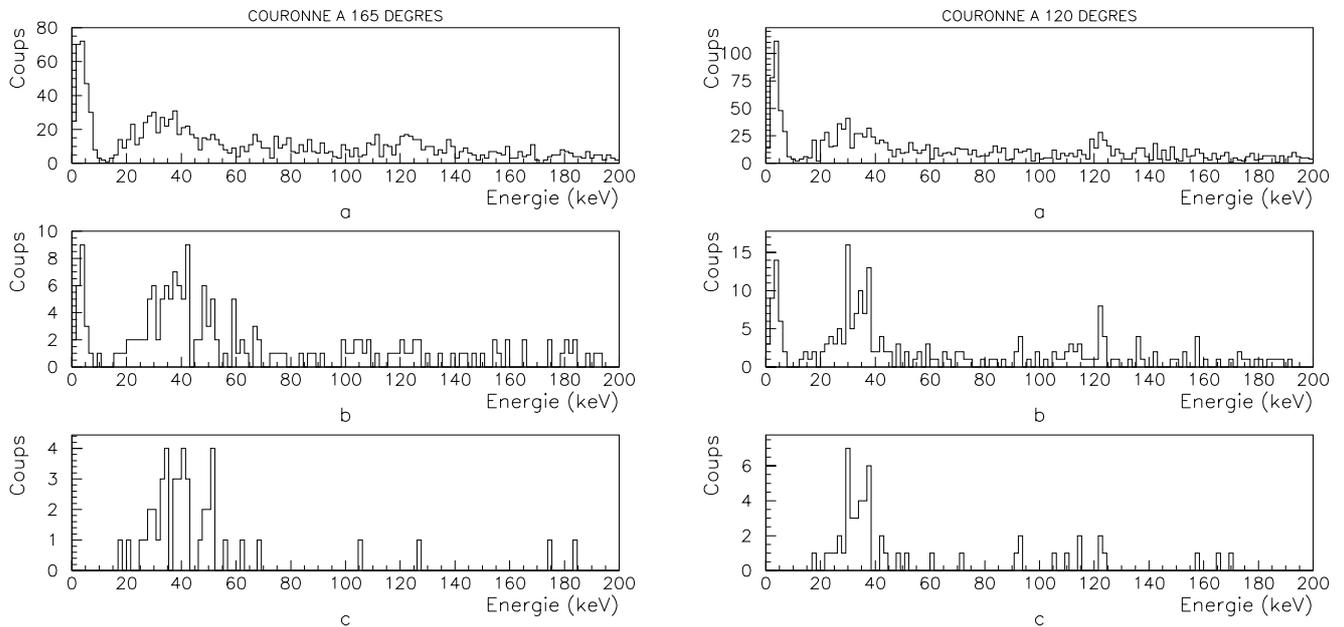


FIG. 5.38: *Spectres de l'énergie ionisation en coïncidence pour les couronnes à 165° (à gauche) et à 120° (à droite); (a) : sans sélection en temps de vol et sans discrimination dans les scintillateurs, (b) : ajout de la coupure sur le paramètre de discrimination des neutrons, (c) : ajout de la sélection en temps de vol sur la plage neutron.*

La figure 5.39 montre les spectres en énergie obtenus pour les deux angles de diffusion (165° à gauche et 120° à droite) pour différentes plages de temps de vol, en haut : entre 70 ns et 85 ns englobant les deux types de reculs; au milieu : entre 70 ns et 77 ns isolant les reculs élastiques; enfin en bas : pour des temps de vols compris entre 77 ns et 85 ns conservant les reculs inélastiques.

Le pic de recul à 165° se dédouble nettement selon le temps de vol, il apparaît deux pics, l'un élastique, l'autre inélastique, d'intensité égale. Le rapport d'intensité de ces deux pics est en excellent accord avec ce qui est attendu au vu des calculs et de la simulation (voir section 5.2.3). La figure 5.40 représente les pics élastique et inélastique à 165°. Ils sont séparés de 8 keV.

A 120°, nous observons de même une séparation franche, les événements inélastiques, situés à des temps de vol entre 77 ns et 85 ns peuplent la partie basse du spectre de recul. Comme dans le cas à 165°, l'intensité relative des événements inélastiques par rapport aux événements élastiques, de l'ordre de 0.15 à 120° est légèrement inférieure avec ce qui est attendu par la simulation (0.39). La statistique est ici très faible pour les reculs inélastiques. La figure 5.41 représente le spectre de recul élastique à 120°.

On observe en outre pour les deux angles de diffusion que le pic inélastique est accompagné par des événements de plus haute énergie, jusqu'au delà de 100 keV. Ces événements peuvent être interprétés comme des événements Compton induits par le γ de désexcitation, dont l'énergie s'additionne à celle du noyau de recul.

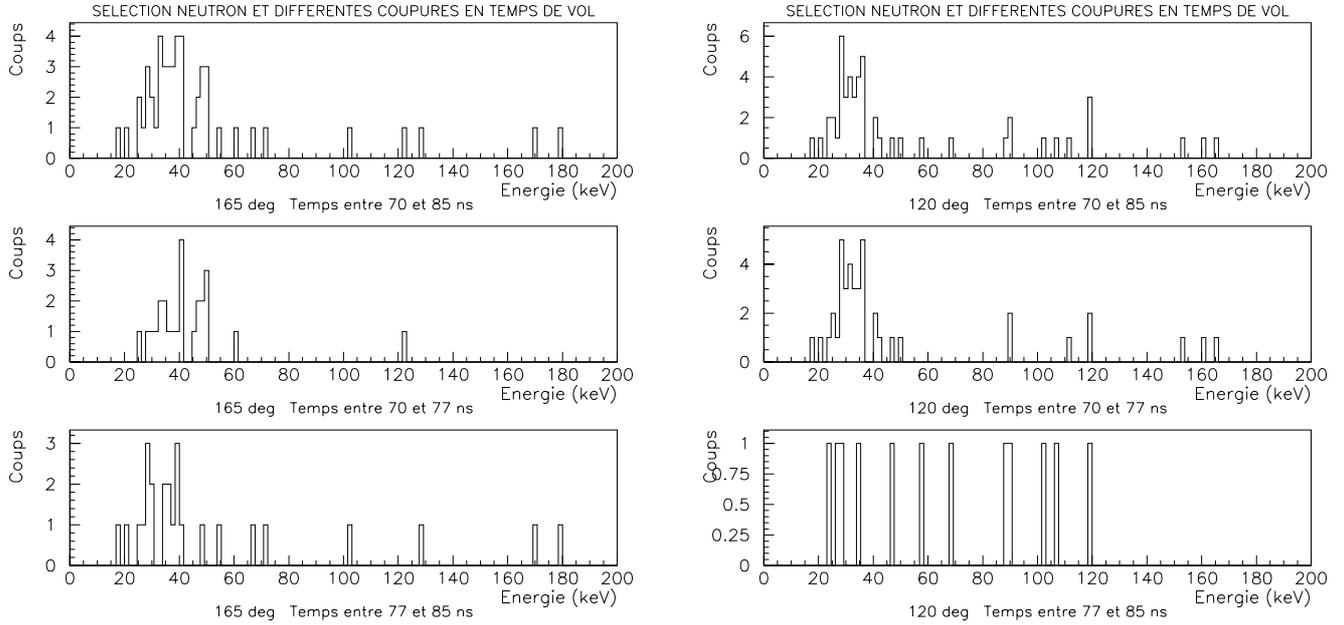


FIG. 5.39: Spectres (énergie ionisation) avec sélection des neutrons pour les couronnes à 165° (à gauche) et à 120° (à droite); différentes coupures en temps de vol sont représentées : $70 \text{ ns} < t < 85 \text{ ns}$, $70 \text{ ns} < t < 77 \text{ ns}$, et enfin $77 \text{ ns} < t < 85 \text{ ns}$.

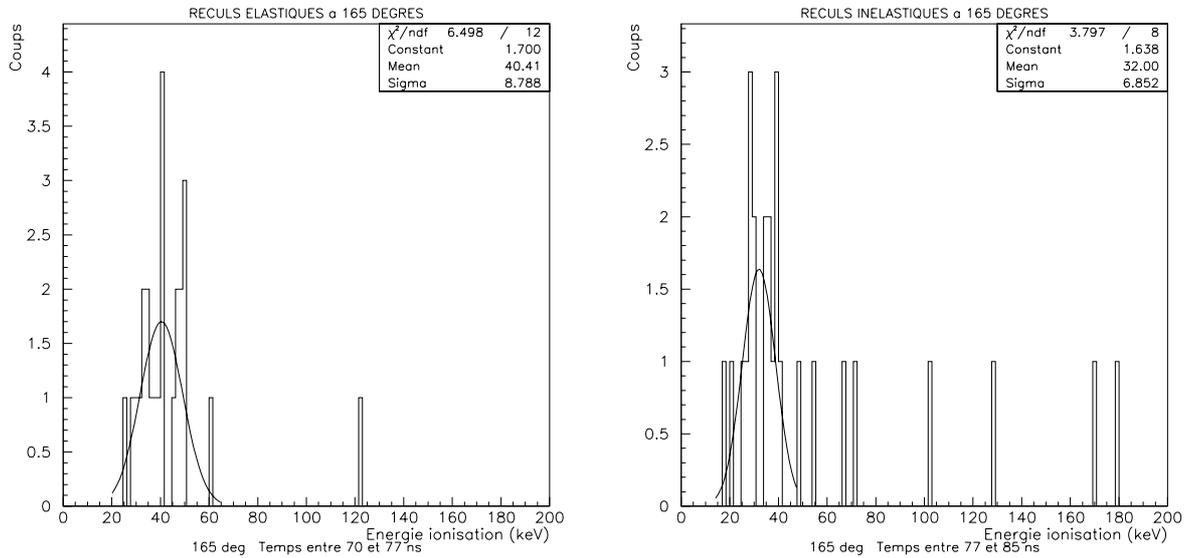


FIG. 5.40: Spectres en énergie pour les événements neutron à 165° . A gauche : reculs élastiques, à droite : reculs inélastiques.

Fluctuations La largeur totale à mi-hauteur des distributions obtenues pour les reculs élastiques est assez importante, elle vaut 15.9 keV pour la distribution centrée à 32.4 keV et 20.2 keV pour celle dont le centroïde apparaît à 40.4 keV.

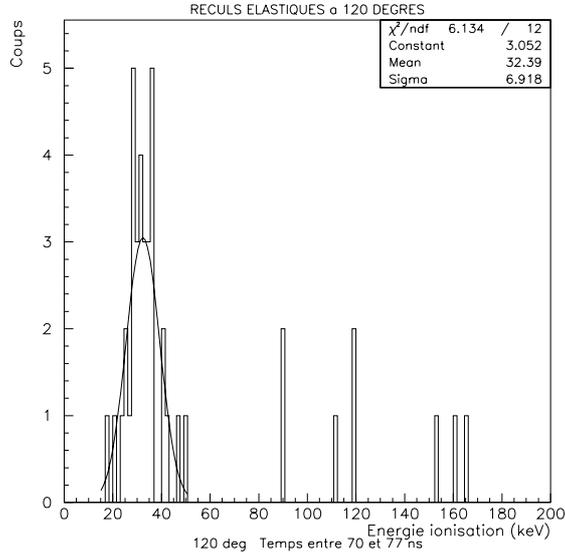


FIG. 5.41: Spectre en énergie pour les événements neutron à 120° , reculs élastiques.

Les contributions à l'élargissement de la distribution provenant d'une part du faisceau de neutrons (perte d'énergie du ${}^7\text{Li}$ dans la cible mince, straggling, ouverture angulaire de l'émission de neutrons) et d'autre part de la géométrie de l'expérience (angles solides du bolomètre et des scintillateurs) sont relativement faibles (voir les sections 4.2.2 et 4.3.1). Elles valent ici pour l'angle de diffusion de 120° : 7.6 keV et pour 165° : 7 keV. Les fluctuations intrinsèques valent ainsi (largeur totale à mi-hauteur) :

$$\text{pour } E_R = 92.5\text{keV} : \Delta E = 13.9\text{keV}$$

$$\text{pour } E_R = 121.2\text{keV} : \Delta E = 18.9\text{keV}$$

La théorie de Lindhard [71] donne des valeurs de l'élargissement de cet ordre de grandeur pour des reculs dans la voie ionisation de l'énergie considérée, mais un peu plus élevées que nos largeurs mesurées. Ces valeurs obtenues par Lindhard ont des dispersions assez importantes, elles valent pour nos énergies avec un paramètre $k = 0.133Z^{\frac{2}{3}}A^{-\frac{1}{2}}$ (voir section 2.2.2) :

$$\text{pour } E_R = 92.5\text{keV} : 20.2\text{keV} < \Delta E < 27.2\text{keV}$$

$$\text{pour } E_R = 121.2\text{keV} : 19.5\text{keV} < \Delta E < 25.3\text{keV}$$

Résultats et facteur de Quenching Le facteur de Quenching dans la voie ionisation est obtenu simplement en déterminant l'énergie mesurée pour un angle de diffusion donné. Nous le déterminons pour les reculs élastiques de noyaux de germanium pour les deux angles étudiés, ainsi que pour les reculs inélastiques à 165° .

La statistique assez faible obtenue permet tout de même de déterminer les paramètres de l'ajustement de la distribution obtenue pour chaque angle de diffusion.

θ	E_R (keV)	E_{mes} (keV)	Q
120°	92.5 ± 1.6	32.4 ± 0.9	0.35 ± 0.02
165°	121.2 ± 1.5	40.4 ± 1.2	0.33 ± 0.02
165°	104.2 ± 1.5	32.0 ± 1.5	0.31 ± 0.02

TAB. 5.7: *Tableau des valeurs obtenues pour Q . La dernière ligne concerne les reculs inélastiques à 165° .*

Les valeurs obtenues sont résumées dans le tableau 5.7.

La figure 5.42 montre les différentes valeurs du facteur de quenching en ionisation dans le germanium obtenues par différents auteurs. Elles sont comparées à nos points expérimentaux ainsi qu'à la courbe théorique de Lindhard [71].

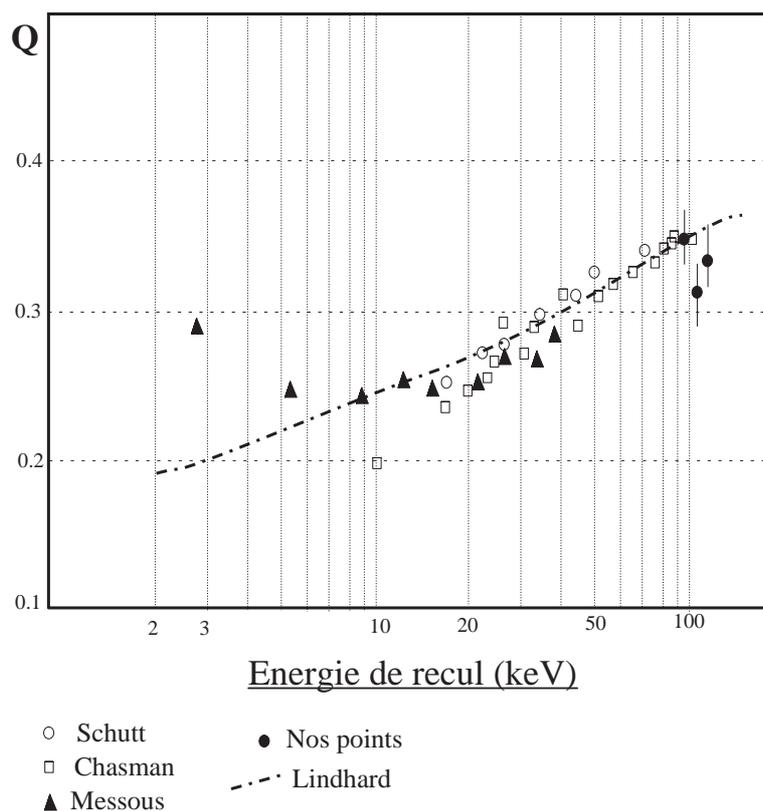


FIG. 5.42: *Valeurs du facteur Q pour différentes énergies dans Germanium, points obtenus par Shutt[60], Chasman[102], Messous[11], nos points et la courbe théorique de Lindhard[71].*

Parmi ces différentes expériences, celle de Shutt et al. n'utilise pas des neutrons d'énergie bien déterminée mais obtient un étalonnage indirect en utilisant une source de neutrons avec un bolomètre chaleur-ionisation. Cette méthode possède l'inconvénient majeur de devoir faire l'hypothèse tacite que le facteur de quenching de la voie chaleur est égal à l'unité, c'est à dire

que les reculs de noyaux ne sont pas sensibles à d'éventuelles sources de piégeage dans le cristal.

Les autres expériences utilisent quant à elles la diffusion de neutrons et permettent un étalonnage direct en ionisation, sans hypothèse supplémentaire, mais travaillant sur des diodes de germanium à des températures bien supérieures à 1 K (77 K), donc dans des conditions assez différentes des nôtres.

L'utilisation de la diffusion de neutrons monoénergétiques sur un bolomètre double composante permet l'étalonnage direct à la fois dans la voie ionisation et dans la voie chaleur sans aucune hypothèse ad hoc.

Nous obtenons un bon accord avec les points obtenus par Shutt, valeurs très proches de la courbe théorique de Lindhard. Nous observons cependant une différence significative pour l'énergie de recul inélastique à 104.2 keV.

5.8 Etalonnage de la voie Chaleur en énergie de recul

L'étalonnage de la voie chaleur est effectué à partir des événements neutron contenus dans le pic observé dans la voie ionisation pour les deux angles considérés.

L'analyse par événement moyen est la même que celle développée dans les tests du dispositif avec des sources gamma (Cf. chapitre 4). Elle est effectuée sur la composante thermique du signal.

Contrairement aux bolomètres à senseur NTD, le diagramme chaleur-ionisation obtenu avec ce bolomètre à senseur film mince montre une dispersion assez grande dans la voie chaleur.

La figure 5.43 montre le diagramme chaleur-ionisation obtenu pour une tension de polarisation de 6.24 V et une excitation du film de 50 mV. Les énergies sont normalisées par rapport aux sources gammas. Les événements neutrons sont indiqués. Ce diagramme ne permet pas une discrimination efficace neutron- γ .

A partir de ces événements, le spectre en énergie dans la voie chaleur peut être construit ainsi que la distribution de la valeur Q' pour chaque événement. La valeur de Q qui entre dans l'expression de Q' est déterminée pour chaque événement pris individuellement. Cela permet de ne pas ajouter une incertitude supplémentaire sur la valeur de Q .

Le facteur de quenching en recul pour la voie chaleur est donné par l'expression suivante (voir section 2.6) :

$$Q' = \left(\frac{eV}{\epsilon_\gamma} + 1 \right) \frac{E_{chal\ mes}}{E_R} - Q \frac{eV}{\epsilon_\gamma}$$

où Q est la valeur du facteur de quenching dans la voie ionisation.

La statistique obtenue est plus faible que celle de la voie ionisation à cause notamment du rejet d'événements empilés. Elle apparaît être trop faible pour pouvoir déterminer une valeur du facteur de quenching pour les reculs inélastiques à 165°.

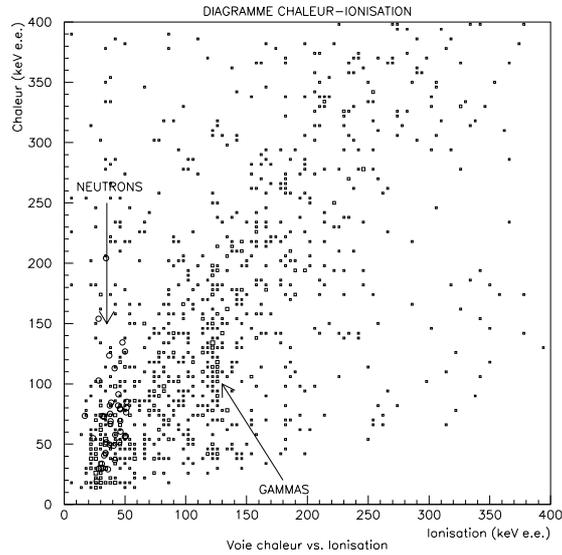


FIG. 5.43: *Diagramme chaleur-ionisation pour une polarisation de 6.24 V et une excitation de 50 mV.*

La figure 5.44 montre les spectres obtenus pour les deux angles étudiés après analyse par événement moyen sur la composante thermique des impulsions chaleur. Des coupures sont effectuées sur le nombre d'empilements observés sur la plage de numérisation. Ces spectres donnent la valeur de $E_{chal\ mes}$ qui entre dans l'expression de Q' .

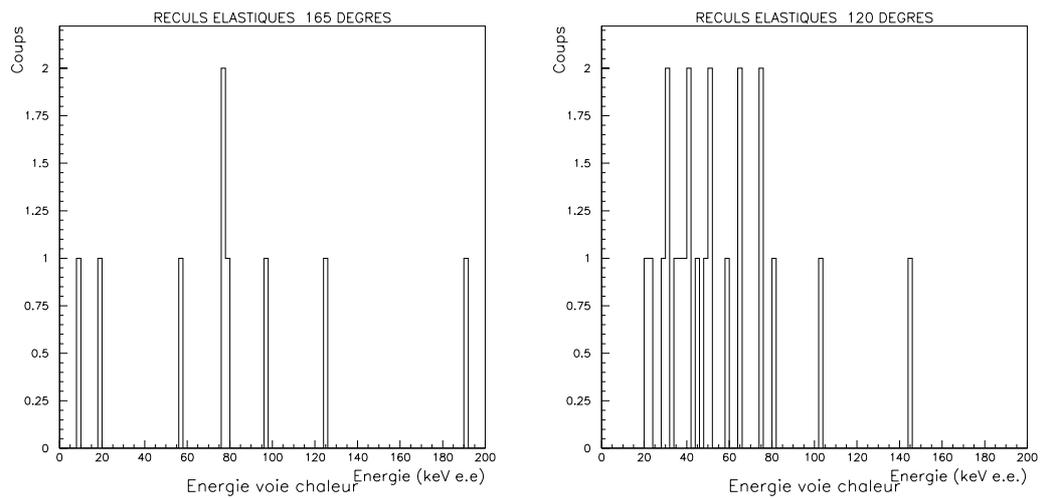


FIG. 5.44: *Spectres de recul obtenus dans la voie chaleur pour les reculs élastiques : à gauche à 165° et à droite à 120°.*

La figure 5.45 montre les distributions des valeurs de Q' obtenues pour ces événements.

Les différentes valeurs obtenues aux différents angles ainsi que les incertitudes correspondantes sont résumées dans le tableau 5.8.

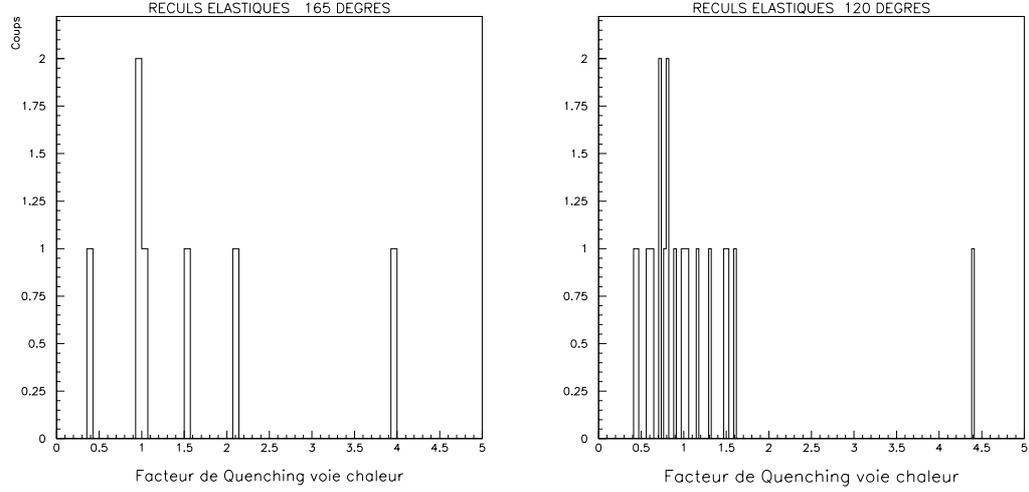


FIG. 5.45: *Distribution des valeurs de Q' obtenues pour les événements à 165° , à gauche et à 120° à droite.*

θ	E_R (keV)	Q'
120°	92.5 ± 1.6	0.80 ± 0.12
165°	121.2 ± 1.5	0.98 ± 0.17

TAB. 5.8: *Tableau récapitulatif des valeurs obtenues du facteur de Quenching dans la voie chaleur.*

Compte tenu des incertitudes assez importantes, il est difficile de conclure sur une éventuelle évolution de Q' en fonction de l'énergie. Nous observons une valeur de Q' moyenne légèrement inférieure à l'unité :

$$\underline{Q' = 0.86 \pm 0.10}$$

5.9 Conclusion

L'étalonnage du bolomètre IC1 en énergie de recul a été effectué en utilisant une technique de mesure des temps de vol totaux qui, associée à la discrimination neutron/gamma donne une efficacité aussi bonne que la méthode des temps de vol intermédiaires.

Sur la voie ionisation, un facteur de quenching Q a été mesuré à 0.35 ± 0.02 à 92.5 keV, 0.31 ± 0.02 à 104.2 keV et 0.33 ± 0.02 à 121.2 keV. Ces résultats permettent de compléter au-delà de 90 keV les données existantes concernant l'ionisation dans germanium. Les valeurs obtenues sont très proches de la courbe du modèle de Lindhard avec un paramètre $k=0.158$.

L'analyse de la composante thermique du signal phonon a mené à la détermination de la valeur du facteur de quenching dans la voie phonon. Nous obtenons une valeur proche de l'unité pour les deux énergies de recoils étudiées : $\underline{Q' = 0.98 \pm 0.17}$ à 121.2 keV et $\underline{Q' = 0.80 \pm 0.12}$

à 92.5 keV.

En outre, il n'apparaît pas envisageable de déterminer une éventuelle évolution de Q' en fonction de l'énergie de recul de par notre statistique trop faible.

Enfin, la légère différence observée par rapport à l'unité permet d'envisager l'existence de sources de piègeage de phonons. Ces pièges peuvent être constitués par des défauts du réseau, qu'ils soient préexistants dans le cristal ou bien créés par les reculs de noyaux induits par les neutrons incidents. Un temps d'acquisition et une statistique beaucoup plus importante devraient permettre de conclure avec une plus grande précision sur l'importance de ce phénomène dans Ge ou d'autres cristaux, et déterminer la nécessité d'un éventuel ajustement de l'hypothèse adoptée jusqu'à présent qui utilise une valeur unité dans les conversions énergie de recul - énergie thermique.

Conclusion

L'étude de la réponse d'un détecteur à un recul de noyau en son sein est une étape cruciale dans l'élaboration de nouveaux systèmes de détection. La collaboration EDELWEISS a fait le choix de l'utilisation de bolomètres en Germanium, alliant la mesure de l'ionisation et celle des phonons. Ce choix impose dans son cahier des charges la connaissance de l'étalonnage en énergie de recul de ces détecteurs dans les deux voies : ionisation et chaleur.

La technologie des bolomètres développés par EDELWEISS repose à la fois sur des détecteurs à senseur classique NTD mais également des senseurs à films minces isolants d'Anderson proches de la transition métal-isolant. Ces derniers devraient permettre par leur sensibilité aux phonons hors d'équilibre, le rejet efficace des événements de surface qui sont la cause de la limitation actuelle de la discrimination reculs/bruit de fond dans les bolomètres chaleur-ionisation.

Le but de ce travail était donc double et ambitieux : mettre en œuvre un multidétecteur efficace pour l'étalonnage en énergie de recul de détecteurs et utiliser ce système sur un détecteur cryogénique à film mince de nouvelle génération.

L'utilisation de la diffusion de neutron pour cet étalonnage sur des détecteurs cryogéniques est une technique délicate à entreprendre et nouvelle dans la forme que nous avons développée.

Le concept de multidétecteur SICANE s'est révélé très prometteur. Le principe de l'utilisation d'une réaction en cinématique inverse permet de n'irradier que le détecteur à étalonner et de s'affranchir totalement de l'emploi de tout blindage. La forte focalisation de l'émission de neutrons obtenue permet un bruit de fond de neutrons négligeable dans les scintillateurs du multidétecteur.

L'étalonnage en énergie de recul d'un détecteur scintillateur NaI(Tl) à température ambiante a été entrepris avec succès. Cette première étape préalable à l'insertion d'un système cryogénique a permis la détermination du facteur de quenching de la voie lumière pour l'ion Na pour quatre énergies de recul simultanément, démontrant ainsi la validité du dispositif.

La pertinence du système permet ainsi d'envisager d'ores et déjà de l'étendre à d'autres types de détecteurs scintillateurs et calorimètres, et de l'adapter en Allemagne pour la collaboration CRESST.

La mesure des facteurs de quenching des voies ionisation et chaleur du bolomètre germanium à senseur NbSi s'est en revanche avérée très délicate à entreprendre.

La mise en œuvre de l'étalonnage de détecteurs cryogéniques a montré sa faisabilité, mais

l'emploi de bolomètres à senseur film mince présente des difficultés. Ce choix était très ambitieux, la mesure de la voie chaleur étant beaucoup plus aisée avec un bolomètre à senseur NTD. Les performances du film mince apparaissent bien en deçà de celles que l'on pourrait attendre avec un senseur NTD.

Cependant, ce choix nous a permis une étude importante des films minces et nous a amené à apprendre beaucoup sur le comportement de ces senseurs, nous avons notamment pu mettre en évidence une forte dispersion de la composante balistique (hors d'équilibre) du signal phonon, dont l'origine est attribuée à la géométrie du senseur de NbSi.

L'étalonnage du bolomètre IC1 en énergie de recul a été effectué à une température de 35 mK en utilisant une technique de mesure des temps de vol totaux, pour deux énergies de recul simultanément.

Des difficultés importantes sont apparues durant l'expérience, se traduisant notamment par une perte de temps pour effectuer la régénération du bolomètre, ce qui ne nous a pas permis de bénéficier d'un important taux de comptage utile (12 heures sur 4 jours). Les résultats des valeurs des facteurs de quenching se trouvent ainsi entachés d'une grande incertitude.

Sur la voie ionisation, un facteur de quenching Q pour un recul de Ge a été mesuré à 0.35 ± 0.02 à 92.5 keV 0.31 ± 0.02 à 104.2 keV et 0.33 ± 0.02 à 121.2 keV. Ces résultats complètent au-delà de 90 keV les données existantes concernant l'ionisation dans germanium, et sont les premières mesures d'étalonnage en énergie de recul à très basse température.

Dans la voie phonon, nous obtenons une valeur proche de l'unité pour les deux énergies de reculs étudiées: $Q' = 0.98 \pm 0.17$ à 121.2 keV et $Q' = 0.80 \pm 0.12$ à 92.5 keV.

Les valeurs de Q et Q' obtenues confirment les hypothèses adoptées depuis plusieurs années et corroborent les mesures indirectes effectuées avec des bolomètres à double composante qui mesuraient Q avec l'hypothèse ad hoc $Q'=1$.

Nous avons montré que l'étalonnage en énergie de recul par diffusion de neutrons avec le système SICANE permet une mesure de qualité tout en offrant une grande souplesse dans ses options ajustables. En revanche, les mesures de coïncidences de ce type nécessitent des temps de faisceau importants et nous n'avons pas eu l'opportunité de prolonger nos mesures suffisamment pour bénéficier d'une bonne statistique. L'installation auprès de l'accélérateur de Munich pourra permettre de reproduire l'expérience dans des conditions plus confortables.

Un temps de comptage plus important permettra aux futures expériences utilisant cette technique performante mais délicate et très exigeante, d'aller plus loin dans l'exploration de la physique des reculs de noyaux pour différents détecteurs, qu'ils soient bolomètres, scintillateurs, semiconducteurs, ou bien à double composante, comme c'est le cas le plus souvent aujourd'hui dans les choix adoptés par les différentes collaborations vouées à la recherche de la Matière Noire non-baryonique comme EDELWEISS en France et CRESST en Allemagne.

Bibliographie

- [1] M. Buhler, L. Zerle et al. Proc. Sixth Int. Workshop on Low Temperature Detectors (LTD-6). *Nucl. Instr. Meth.*, A 370:237, 1996.
- [2] A. Alessandrello et al. The thermal detection efficiency for recoils induced by low energy nuclear reactions, neutrinos or weakly interacting massive particles. *Phys. Lett. B*, 408:465–468, 1997.
- [3] R. Bernabei et al. Search for WIMP annual modulation signature: results from DAMA/NaI-3 and DAMA/NaI-4 and the global combined analysis. *Phys. Lett. B*, 480:23, 2000.
- [4] M. Beck et al. Searching for dark matter with the enriched Ge detectors of the Heidelberg-Moscow $\beta\beta$ experiment. *Phys. Lett. B*, 336:141–146, 1994.
- [5] G. Gerbier et al. Measurement of the ionization of slow silicon nuclei in silicon for the calibration of a silicon dark matter detector. *Phys. Rev. D*, 42:3211, 1990.
- [6] Y. Messous et al. *Astropart. Phys.*, (3):361–366, 1995.
- [7] N.J.C. Spooner et al. The scintillation efficiency of sodium and iodine recoils in a NaI(Tl) detector for dark matter searches. *Phys. Lett. B*, 321:156, 1994.
- [8] G. Gerbier. *XXVth Rencontres de Moriond*, 1990.
- [9] D. R. Tovey et al. Measurement of scintillation efficiencies and pulse-shapes for nuclear recoils in NaI(Tl) and CaF₂(Eu) at low energies for dark matter experiments. *Phys. Lett.*, B 433:150–155, 1998.
- [10] S. Pécourt. *Thèse de Doctorat Université Lyon I, Matière noire non baryonique : détecteurs à scintillation et bolomètres pour la recherche de WIMPs*. 1998.
- [11] Y. Messous. *Thèse de Doctorat Université Lyon 1, Calibration de détecteurs et recherche de matériaux luminescents pour la détection de la matière noire non baryonique*. 1995.
- [12] G.F. Smoot. *Astrophys. J*, 396(L1), 1992.
- [13] W.L Freedman et al. IAU Symposium 183, Cosmological Parameters and the Evolution of the Universe. 1998.
- [14] D. Branch. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Volume 36 : Type Ia Supernovae and the Hubble Constant*.
- [15] B.P. Schmidt et al. *ApJ*, 432:42, 1994.

- [16] E.E. Falco et al. An estimate of H_0 from Keck spectroscopy of the gravitational lens system 0957+561. *ApJ*, 484:70–78, 1997.
- [17] S.T. Myers et al. Measurement of the Sunyaev-Zeldovich Effect in the nearby Clusters A478, A2142, and A2256. *ApJ*, 485:1, 1997.
- [18] A.G. Riess et al. Observational evidence from Supernovae for an accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astron. J.*, 116:1009–1038, 1998.
- [19] S. Perlmutter et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift Supernovae. *ApJ*, 517:565–586, 1998.
- [20] A. R. Liddle. The Early Universe. *SUSSEX-AST 96/12-1*, 1996.
- [21] P. De Bernardis et al. *Nature*, 404:955–959, 2000.
- [22] K. et al. Nakanishi. Search and Redshift Survey for IRAS Galaxies behind the Milky Way and Structure of the Local Void. *ApJS*, 112:245, 1997.
- [23] N. Bahcall et al. Where is Dark Matter? *ApJL*, L81:447, 1995.
- [24] NA50 Collaboration. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the j/psi suppression pattern measured in pb-pb collisions at the cern-sps. *Phys. Lett. B*, 477:28, 2000.
- [25] L. P. Csernai. *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions*. J. Wiley and Sons, 1994.
- [26] J. Timmermans. XVIII International Symposium on Lepton Photon Interactions (Hamburg, Germany) : Precision Tests of the electroweak Interaction from e+e- collisions. July, 28 - August 1, 1987.
- [27] J. Ellis. *Ecole des Houches : Cosmology and large scale structure*. p 719-863, Elsevier Science, 1993.
- [28] G. Steigman et al. Non-nucleosynthetic Constraints on the Baryon Density and Other Cosmological Parameters. *Astrophys.J.*, 510:564–575, 1999.
- [29] E. Vangioni-Flam et al. *astro-ph/0002248*, à paraître dans *Astronomy and Astrophysics*, 2000.
- [30] Y. Sofue. *proc. of XIXth Moriond Astrophysics Meeting “Building Galaxies: from the Primordial Universe to the Present”, Les Arcs, 13-20 mars 1999: Accurate Rotation Curves and Distributoin of Dark Matter in Galaxies*. Editions Frontieres, 1999.
- [31] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric Dark Matter. *Phys. Rep.*, 267(5-6):195–376, 1996.
- [32] M. S. Turner. Cosmology 1996. *Nucl.Phys. A*, 621, 1997.
- [33] V. M. Lipunov. *Astrophysics of neutron stars*. Springer-Verlag, 1987.
- [34] A. Bouquet. *La matière sombre corps et biens*. Ecole de Gif, 1989.

- [35] A. Einstein. Lens-like action of a star by the deviation of light in the gravitational field. *Science*, décembre 1936.
- [36] C. Alcock et al. EROS and MACHO Combined Limits on Planetary Mass Dark Matter in the Galactic Halo. *ApJ*, L12:199, 1998.
- [37] POINT-AGAPE Collaboration. Theory of pixel lensing towards M31 I: the density contribution and mass of MACHOs. *astro-ph/0002256*, soumis à *MNRAS*, 2000.
- [38] D. Spergel. *Some Outstanding Questions in Astrophysics*. J.N. Bahcall & J.P. Ostriker, 1997.
- [39] B. Sadoulet. *Ecole des Houches : Cosmology and large scale structure*. p 679-710, Elsevier Science, 1993.
- [40] M. Kamionkowski. VIIIe rencontres de Blois : Neutrinos, Dark Matter, and the Universe. 8-12 Juin, 1996.
- [41] G. G. Raffelt. Astrophysical axion bounds: An update, proceedings of "Beyond the Desert", Ringberg Castle, Tegernsee, 8-14 juin 1997. *astro-ph/9707268*, 1997.
- [42] A.O. Gattone et al. Experimental search for solar axions. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl)*, 70:59–63, 1999.
- [43] H. P. Nilles. *Phenomenological Aspects of Supersymmetry*. p 1-46, Springer-Verlag, 1992.
- [44] H. Nilles. Phenomenological Aspects of Supersymmetry, Proceedings of workshop: Gauge theories applied supersymmetry and quantum gravity, Leuven, Juillet 1995. *hep-ph/9511313*.
- [45] Becker-Szendy et al. Search for proton decay into $e^{++} \pi^0$ in the IMB-3 detector. *Phys. Rev. D*, 42(2974), 1990.
- [46] R. Barbieri et G. Guidice. *Nucl. Phys. B*, 306, 1988.
- [47] J. Ellis et al. Supersymmetric Dark matter in the light of LEP and the Tevatron Collider. *hep-ph/0004169*, 2000.
- [48] A. Gould. Weakly Interacting massive particle distribution in and evaporation from the Sun. *ApJ*, 321(1):560–570, 1987.
- [49] V.A. Belolaptikov et al. The Baikal Underwater neutrino Telescope: Design, performance, and first results. *Astropart. Phys.*, 7:263–282, 1997.
- [50] M. Kowalski. *Thèse de Humboldt Universität, Berlin*. 2000.
- [51] P. Amram et al. Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope. *Astropart. Phys.*, 13:127–136, 2000.
- [52] L. Bergstroem et al. Observability of γ rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astropart. Phys.*, 9:137–162, 1998.
- [53] AMS Collaboration. Search for antihelium in cosmic rays. *Phys. Lett. B*, 461:387–396, 1999.

- [54] M.W. Goodman et E. Witten. Detectability of certain dark matter candidates. *Phys. Rev. D*, 31(12):3059, 1985.
- [55] J. Ellis and R. A. Flores. *Phys. Letters B*, 263:259, 1991.
- [56] K. Freese et al. Signal modulation in cold dark matter detection. *Phys. Rev. D*, 37:3388, 1988.
- [57] S.P. Ahlen et al. Limits on cold dark matter candidates from an ultralow background germanium spectrometer. *Phys Lett. B*, 195(4):603–608, 1987.
- [58] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al. *Neutrinoless double beta decay and new physics in the neutrino sector*. Plenary talk at COSMO99, Trieste, Italie, 1999.
- [59] A. Morales et al. New constraints on WIMPs from the Canfranc IGEX dark matter search. *hep-ex/0002053*, *soumis à Physics Letters*, 2000.
- [60] T. Shutt et al. *Phys. Rev. Lett. N24*, 69:3425, 1992.
- [61] A. Benoit et al. Event categories in the EDELWEISS WIMP search experiment. *Phys. Lett. B*, (479):8–14, 2000.
- [62] P. Di Stefano et al. Background discrimination capabilities of a heat and ionization germanium cryogenic detector. *astro-ph/0004308*, *soumis à Astropart. Phys.*, 2000.
- [63] M. Bravin et al. The CRESST Dark Matter Search. *Astropart. Phys.*, 12:107–114, 1999.
- [64] N.J.C Spooner et al. Demonstration of nuclear recoil discrimination using recoil range in a mixed CaF_2 + liquid scintillator gel detector for dark matter searches. *Astropart. Phys.*, 8:13–19, 1997.
- [65] L.A Hamel et al. A superheated droplet detector for dark matter search. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 338:91–99, 1997.
- [66] J.I. Collar. Superheated microdrops as cold dark matter detectors. *Phys. Rev. D*, 54:1247, 1996.
- [67] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement - 2nd edition*. John Wiley and Sons, 1989.
- [68] J.B. Birks. *Scintillation Counters*. Pergamon Press, 1959.
- [69] A. Meyer et R. B. Murray. *Phys. Rev.*, 128:98, 1962.
- [70] K. Michaelian et A. Menchaca-Rocha. *Phys. Rev. B*, 49:1550, 1994.
- [71] J. Lindhard. et al. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 33(10):1, 1963.
- [72] A. Alessandrello et al. Preliminary results on the performance of a TeO_2 thermal detector in a search for direct interactions of WIMPs. *Phys. Lett. B*, 384:316–322, 1996.
- [73] H.H. Andersen. Calorimetric Energy-Dispersive detectors for Ion beam Analysis. *Nucl. Instr. and Meth. B*, 15:722, 1986.
- [74] E. L. Haines et al. *Rev. Sci. Instr.*, 37:190, 1966.

- [75] P.N. Luke et al. Calorimetric ionization detector. *Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res.*, A289:406–409, 1990.
- [76] P.N. Luke. Voltage-assisted calorimetric ionization detector. *J. Appl. Phys.*, 64(12):6858, 1988.
- [77] A. Juillard. *Thèse de l'Université Paris XI Orsay, Résolution dans les bolomètres équipés de couches minces d'isolant d'Anderson pour des événements impliquant des reculs de noyaux.* 1999.
- [78] S. Marnieros. *Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI Orsay, Couches minces d'isolants d'Anderson. Application à la bolométrie à très basse température.* 1993.
- [79] P. De Marcillac. *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII, Bolomètres massifs refroidis à très basse température pour la détection de la matière noire non baryonique.* 1993.
- [80] X. F. Navick. *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VII, Etude et optimisation de bolomètres à mesure simultanée de l'ionisation et de la chaleur pour la recherche de matière noire.* 1997.
- [81] T. Shutt. *Thèse de l'Université de Californie, A Dark Matter Detector based on the Simultaneous Measurement of Phonons and Ionization at 20 mK.* 1993.
- [82] M. J. J. Van den Putte et al. Status of a facility for measuring nuclear recoils by neutron scattering from cryogenic particle detectors. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 370:271–272, 1996.
- [83] R. Policroniades et al. An associated particle time-of-flight facility for neutron cross section measurement. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 346:230–236, 1994.
- [84] M. Drog. Novel Monoenergetic Neutron sources for Energies between 2.5 and 25.7 MeV. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 254:466–468, 1987.
- [85] H. Liskien and A. Paulsen. Neutron Cross Sections. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 15:59, 1975.
- [86] S. Chiba et al. The ${}^1\text{H}({}^{11}\text{B}, n){}^{11}\text{C}$ Reaction as a practical low background Monoenergetic Neutron source in the 10 MeV region. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 281:581–588, 1989.
- [87] L. Van der Zwan and K. W. Geiger. The ${}^{11}\text{B}(p, n){}^{11}\text{C}$ Cross section from threshold to 4.9 MeV. *Nucl. Phys. A*, 306:45–52, 1978.
- [88] C. Pastor et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 212:209, 1983.
- [89] Y. Eyal et al. The Compound nucleus reaction ${}^{12}\text{C}({}^{11}\text{B}, 2\alpha){}^{15}\text{N}$. *Nucl. Phys.*, A221:119–124, 1974.
- [90] J. F Mateja et al. ${}^{10}\text{B} + {}^{13}\text{C}$ and ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ reactions from 4 to 9 MeV/nucleon. *Phys. Rev. C*, 31:867, 1985.
- [91] J. F Mateja et al. ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ and ${}^{10}\text{B} + {}^{13}\text{C}$ fusion cross sections. *Phys. Rev. C*, 25:2963, 1982.

- [92] J.H. Dave. et al. The ${}^1\text{H}({}^7\text{Li}, n){}^7\text{Be}$ reaction as an intense MeV neutron source. *Nucl. Instr. and Meth.*, 200:285, 1982.
- [93] Y. Uwamino et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 204:179, 1982.
- [94] R.A. Cecil et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 161:439, 1979.
- [95] K. Nakayama. *Nucl. Instr. and Meth.*, 190:555, 1981.
- [96] C. Pastor et al. *Nucl. Instr. and Meth.*, 227:87, 1984.
- [97] B.I Shkolvskii A.L Efros. *J. Phys. C*, L49:8, 1975.
- [98] P. Di Stefano. *Thèse de doctorat Université Paris XI Orsay, Recherche de matière sombre non-baryonique au moyen d'un bolomètre à ionisation dans le cadre de l'expérience EDELWEISS*. 1998.
- [99] D. Lister and A. B. Smith. Fast-Neutron Scattering from Germanium. *Phys. Rev.*, 183:954, 1969.
- [100] R. L. Bunting et al. Short-lived Radioactivity induced in Ge(Li) Gamma-Ray Detectors by neutrons. *Nucl. Instr. and Meth.*, 118:565–572, 1974.
- [101] K. C. Chung et al. $\text{Ge}(n, n'\gamma)$ Reactions and low-lying States of Ge Isotopes. *Phys. Rev. D*, 54:1247, 1996.
- [102] C. Chasman et al. Measurement of the energy loss of germanium atoms to electrons in germanium at energies below 100 keV. *Phys. Rev.*, 154(2):239, 1967.

Table des figures

1.1	<i>Exemple de potentiel inflationnaire [20].</i>	10
1.2	<i>Une évolution possible de Ω : durant l'inflation, Ω est forcée à 1 et reste à cette valeur jusqu'au présent, elle peut s'en éloigner à nouveau dans un futur lointain [20].</i>	11
1.3	<i>Diagramme d'exclusion des valeurs de Ω_m et Ω_Λ issu des expériences SN1a et BOOMERANG (mesures du fond cosmologique)[21]).</i>	12
1.4	<i>Abondance des éléments légers en fonction de l'abondance baryonique η [29].</i>	14
1.5	<i>Courbes de rotation pour des galaxies de type Sb, Sc, SBb et SBc obtenues par des données des raies CO, Hα et HI [30].</i>	15
1.6	<i>Courbe de rotation pour la galaxie NGC6503. En tirets et points : contributions à la vitesse de rotation dues au disque lumineux et au gaz. L'ajout de la contribution d'un halo permet de rendre compte des points expérimentaux [31].</i>	15
1.7	<i>Valeurs de la densité totale, baryonique et d'objets visibles, en fonction de H_0. [32].</i>	16
1.8	<i>Codensité d'une WIMP dans l'Univers primordial, à l'équilibre thermique (courbe en trait plein), puis après le gel, lorsque $\langle\sigma_{AV}\rangle n_\chi$ devient inférieur à H, selon plusieurs sections efficaces d'annihilation (courbes pointillées) [40]</i>	20
1.9	<i>Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard (en haut) et dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (en bas).</i>	22
1.10	<i>Diagrammes de Feynman du couplage dépendant du spin WIMP-quark.</i>	25
1.11	<i>échange de squark ou de Higgs dans le couplage scalaire.</i>	26
2.1	<i>Forme de spectre typique obtenu avec des photons incidents de haute énergie [67].</i>	32
2.2	<i>Schéma de la création de paires électron-trou par un électron d'énergie $E_{e^-} > E_i$.</i>	33
2.3	<i>Energie de recul réduite transférée aux électrons en fonction de l'énergie réduite de l'atome de recul, pour différentes valeurs du paramètre k.</i>	36
2.4	<i>Schéma de principe d'un bolomètre.</i>	39
2.5	<i>Allure du signal bolométrique au passage d'une particule.</i>	42
2.6	<i>courbe $V(I)$ pour une température T_0 du bain donnée.</i>	43
2.7	<i>Discrimination entre reculs nucléaires et événements dus à des photons par la mesure simultanée de la chaleur et de l'ionisation dans un cristal de germanium de 70 g.</i>	44
2.8	<i>Courbe biparamétrique ionisation-chaleur pour V_D (triangles) et $2 \times V_D$ (cercles). 45</i>	
3.1	<i>Schéma du principe expérimental.</i>	50
3.2	<i>Spectres de temps de vol avec un faisceau de ^{11}B près du seuil et à 0° par rapport à l'axe du faisceau : à gauche : 33.5 MeV, au centre : 34 MeV et à droite : 35 MeV (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).</i>	52

3.3	<i>Spectres de temps de vol avec un faisceau de ^{11}B à 35 MeV pour différents angles d'émission (en degrés).</i>	53
3.4	<i>Energie des neutrons en fonction de l'angle d'émission, points expérimentaux et courbe théorique pour $E_{Li}=14$ MeV.</i>	54
3.5	<i>Spectre de temps de vol avec un faisceau de ^7Li près du seuil: 13.15, 13.4 et 14.9 MeV (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).</i>	54
3.6	<i>Spectres de temps de vol avec ^7Li à 13.9 MeV et $\Theta = 0^\circ$: (a): avec discrimination sur les gammas; (b): spectre brut; (c): avec discrimination sur les neutrons (le temps s'écoule de la droite vers la gauche).</i>	55
3.7	<i>Spectre de temps de vol avec discrimination sur les gammas, avec ^7Li à 13.7 MeV à gauche, sans faisceau à droite.</i>	55
3.8	<i>Spectre de temps de vol avec faisceau de ^7Li à 14.9 MeV et discrimination sur les neutrons; (a): spectre de temps de vol brut à 0°; (b): au delà du cône d'émission; (c): à 0° sans la cible hydrogénée.</i>	56
3.9	<i>Schéma du multidétecteur SICANE.</i>	58
3.10	<i>Cliché du multidétecteur SICANE au Tandem d'Orsay.</i>	59
3.11	<i>Cliché rapproché du multidétecteur dans l'étape cryogénique, on distingue le cryostat au centre, la ligne de faisceau et la chambre de réaction derrière, et 3 couronnes de détecteurs de neutrons.</i>	60
3.12	<i>Cliché de la chambre de réaction munie de son système motorisé (vue de dessous).</i>	60
3.13	<i>Schéma d'un détecteur de neutrons.</i>	62
3.14	<i>Courbes d'efficacité de détection de neutrons dans NE213 en fonction de l'énergie du neutron incident, pour différents seuils de détection exprimés keV équivalent électron.</i>	62
3.15	<i>Spectre d'étalonnage d'un détecteur NE213 avec une source de ^{60}Co.</i>	63
3.16	<i>Principe de la discrimination sur la forme du signal.</i>	64
3.17	<i>Paramètre de discrimination neutron $-\gamma$ en fonction de l'énergie déposée dans le NE213.</i>	65
3.18	<i>Electronique associée aux détecteurs de neutrons.</i>	66
3.19	<i>Montage de l'électronique de coïncidence.</i>	67
3.20	<i>Montage de l'électronique des temps de vol dans l'expérience NaI(Tl).</i>	68
3.21	<i>Spectre de temps de vol H.F-détecteur NaI(Tl) (en ns), le temps s'écoule vers la droite (l'origine des temps est arbitraire).</i>	69
3.22	<i>Spectre de temps de vol NaI(Tl)-NE213 (en ns) pour la couronne à 165° à gauche, et à 90° à droite.</i>	70
3.23	<i>Spectre de temps de vol NaI(Tl)-NE213 (en ns) de la couronne arrière, après sélection du neutron incident dans le temps de vol H.F-NaI(Tl).</i>	70
3.24	<i>Spectres de temps de vol total (en ns) de la couronne arrière, avant et après sélection du neutron incident dans le temps de vol H.F-NaI(Tl).</i>	71
3.25	<i>Spectres de temps de vol total (en ns) de la couronne à 90°, avant et après sélection du neutron incident dans le temps de vol H.F-NaI(Tl).</i>	71
3.26	<i>Distributions du temps de vol H.F-NaI en fonction du temps de vol total, spectre brut en haut et après discrimination des neutrons en bas.</i>	72
3.27	<i>Spectre brut en énergie du détecteur NaI(Tl).</i>	73
3.28	<i>Spectre de recul à 165°.</i>	73
3.29	<i>Spectre de recul à 120°.</i>	73
3.30	<i>Spectre de recul à 90°.</i>	73
3.31	<i>Spectre de recul à 45°.</i>	73

3.32	<i>Facteur de Quenching en scintillation pour un recul de Na dans NaI(Tl) en fonction de l'énergie de recul. Points expérimentaux et courbe théorique. . . .</i>	75
4.1	<i>Diagramme des phases du mélange $^3\text{He} - ^4\text{He}$, x est la concentration en ^3He.</i>	79
4.2	<i>Principe du cryostat à dilution.</i>	79
4.3	<i>Schéma en coupe du cryostat orange.</i>	81
4.4	<i>Schéma du modèle à deux bains, la résistance de Kapitza est négligeable de par la grande surface de contact à l'interface thermomètre-absorbant.</i>	83
4.5	<i>Allure typique d'une impulsion chaleur dans un bolomètre à senseur film mince.</i>	84
4.6	<i>Schéma de la chaîne d'acquisition.</i>	85
4.7	<i>Racine carrée des densités de puissance spectrale du bruit pour les 4 enregistrements.</i>	87
4.8	<i>Racine carrée des densités de puissance spectrale du signal bruité pour les 4 enregistrements.</i>	87
4.9	<i>Impulsion caractéristique (run 3: ^{22}Na).</i>	88
4.10	<i>Spectre brut en énergie (^{241}Am).</i>	89
4.11	<i>Spectre brut en énergie (^{22}Na).</i>	89
4.12	<i>Événement dû à un empilement.</i>	90
4.13	<i>Résolution à 511 keV en fonction de la période d'intégration.</i>	91
4.14	<i>Résolution à 59.6 keV en fonction de la période d'intégration.</i>	91
4.15	<i>Événement dû à un empilement et sa dérivée en temps.</i>	92
4.16	<i>Résolution à 511 keV en fonction de la période d'intégration (traitement différentiel).</i>	92
4.17	<i>Résolution à 59.6 keV en fonction de la période d'intégration (traitement différentiel).</i>	93
4.18	<i>Résolution de la ligne de base, 511 keV et 59.6 keV.</i>	93
4.19	<i>Spectre en énergie après traitement intégral (^{22}Na).</i>	94
4.20	<i>Spectre en énergie après traitement différentiel (^{241}Am).</i>	94
4.21	<i>En haut: Spectre obtenu avec la source de cobalt interne et une source de Sodium 22 externe au cryostat; en bas: énergie en fonction du temps.</i>	96
4.22	<i>Spectres obtenus avec la source de cobalt 57 (à gauche) et la source de Sodium 22 (à droite).</i>	96
4.23	<i>Spectre en énergie en fonction du temps avec la source de ^{57}Co. Les flèches indiquent les instants où ont lieu les régénérations.</i>	97
4.24	<i>Spectre en énergie en fonction du temps, brut en haut et après correction en bas.</i>	98
4.25	<i>Spectres énergie-temps et énergie avant correction à gauche, après correction à droite.</i>	99
4.26	<i>A gauche: Spectre en temps, à droite: Spectre biparamétrique du temps en fonction de l'énergie ionisation.</i>	100
4.27	<i>Schéma du bolomètre IC1.</i>	101
4.28	<i>Spectre de la source Cobalt 57.</i>	102
4.29	<i>Spectre sources Sodium 22 et Cobalt 57 interne.</i>	103
4.30	<i>Impulsion caractéristique obtenue dans la voie chaleur avec la source de ^{57}Co interne.</i>	104
4.31	<i>Spectres biparamétriques des deux composantes en fonction de l'énergie dans la voie ionisation: composante lente en haut et rapide en bas.</i>	106
4.32	<i>Composantes lente (en haut) et rapide (en bas) pour les événements entre 110 et 130 keV dans la voie ionisation.</i>	107

4.33	<i>Spectre biparamétrique de la composante rapide en fonction de la composante lente.</i>	108
4.34	<i>Diagrammes ionisation-chaleur pour trois tensions de polarisation.</i>	110
4.35	<i>Valeur de la pente du biparamétrique chaleur/ionisation en fonction de la tension appliquée.</i>	110
5.1	<i>Schéma de la géométrie de la simulation GEANT, vue de côté, le neutron incident est ici diffusé sur la paroi du cryostat.</i>	112
5.2	<i>Section efficace différentielle de collision élastique n-Ge pour $E_n = 2$ MeV.</i>	113
5.3	<i>Spectre obtenu pour un tirage de 100000 événements pour des gammas de 596 keV, répartis uniformément dans le volume du cristal de germanium.</i>	115
5.4	<i>Spectres de reculs en énergie (ionisation) obtenus pour un tirage de 500000 événements, respectivement pour $\Theta = 45^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ et 165°.</i>	116
5.5	<i>Spectres de temps de vol des neutrons, obtenus pour un tirage de 500000 événements, respectivement pour $\Theta = 45^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ et 165°.</i>	117
5.6	<i>A gauche : Nombre d'interactions neutron par événement au sein du cristal. A droite : Répartition spatiale des interactions neutron dans le bolomètre pour différents cas : tous les événements, puis les événements à une interaction, ceux à deux interactions, enfin ceux donnant lieu à trois interactions.</i>	118
5.7	<i>Spectres en énergie (ionisation) dans le cristal pour les neutrons diffusés à 120° et pour plusieurs cas d'interactions multiples au sein du cristal : totalité, pour 1 interaction, 2 interactions et 3 interactions.</i>	119
5.8	<i>Schéma des différents types d'événements qui peuvent avoir lieu dans les parois de la chambre de réaction.</i>	120
5.9	<i>Distribution du temps de l'interaction en fonction de sa coordonnée z (axe du faisceau), événements ayant déposé de l'énergie dans le cristal de germanium.</i>	120
5.10	<i>Spectre en énergie ionisation dans Ge pour les événements diffusés sur la chambre.</i>	121
5.11	<i>Distribution biparamétrique du temps d'une interaction de neutron (chambre de réaction ou scintillateur) en fonction du temps de vol total (scintillateur), événements en coïncidence.</i>	122
5.12	<i>Schéma du cryostat simulé (le neutron diffuse ici dans les parois du cryostat avant d'interagir dans le bolomètre).</i>	123
5.13	<i>Schéma des différentes interactions potentielles des neutrons sur les parois du cryostat.</i>	124
5.14	<i>Distribution spatiale en projection sur le plan (x,z) des interactions dans les parois du cryostat.</i>	125
5.15	<i>Distribution spatiale en projection sur le plan (y,z) des interactions dans les parois du cryostat, événements en coïncidence.</i>	125
5.16	<i>Spectre de temps de vol total pour des événements n'ayant pas subi de diffusions parasites.</i>	126
5.17	<i>Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 165°.</i>	127
5.18	<i>Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 120°.</i>	127
5.19	<i>Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 90°.</i>	128
5.20	<i>Spectres de recul sans et avec diffusions parasites (brut) et Spectre de temps de vol total brut à 45°.</i>	128

5.21	<i>Distribution du temps de l'interaction en fonction de sa coordonnée z (axe du faisceau), événements bruts.</i>	129
5.22	<i>Spectres de temps de vol total (somme des quatre couronnes), en haut: événements parasites et en bas: événements vrais.</i>	130
5.23	<i>Distribution spatiale des interactions dans les parois du cryostat non suivies par un dépôt d'énergie dans le cristal de germanium (projection sur le plan (y,z)).</i>	131
5.24	<i>Spectres de temps de vol pour les événements en coïncidence et fortuits respectivement à 165°, 120°, 90° et 45°.</i>	132
5.25	<i>Courbes d'efficacité du scintillateur NE213 en fonction de l'énergie du neutron incident et pour différentes valeurs du seuil de détection exprimées en keV équivalent électron.</i>	134
5.26	<i>Photographie de l'arrière du dispositif: la couronne arrière, la ligne de faisceau, la chambre de réaction, et la partie basse du cryostat orange.</i>	138
5.27	<i>Montage de l'électronique de coïncidence dans l'expérience Ge.</i>	139
5.28	<i>Montage de l'électronique des temps de vol dans l'expérience Ge.</i>	140
5.29	<i>Spectre du temps de vol total H.F-scintillateur axial (canaux), le temps s'écoule de la droite vers la gauche.</i>	141
5.30	<i>Spectre biparamétrique signal porte 2 en fonction du signal porte 1 (les neutrons apparaissent au dessus) et paramètre de discrimination (pente des droites du biparamétrique).</i>	142
5.31	<i>Spectres du temps de vol total (en haut) et de l'énergie dans la voie ionisation en fonction du temps de vol total (en bas)</i>	143
5.32	<i>Paramètre de discrimination (PM 10) en fonction du temps de vol total. Les gammas apparaissent avec un paramètre de discrimination de 80, les neutrons ont un paramètre de discrimination supérieur à 90.</i>	143
5.33	<i>Temps de vol total (ns) issu de la simulation, les neutrons qui sont diffusés sur la chambre de réaction apparaissent avec des temps de vol inférieurs à 70 ns.</i>	144
5.34	<i>Temps de vol total en coïncidence avec sélection neutron, pour les trois couronnes: 165°, 120° et 90°.</i>	145
5.35	<i>Temps de vol total avec sélection gammas (en haut) et avec sélection neutron (en bas). A gauche: à 120°, à droite: à 165°.</i>	146
5.36	<i>Distributions énergie ionisation - temps de vol total pour les événements neutrons, à gauche: spectre expérimental, à droite: simulation. Dans les deux cas sont représentés les deux angles de diffusion: en haut à 165°, en bas à 120°.</i>	147
5.37	<i>Spectre en énergie de la voie ionisation, toute la plage et pour $E < 230$ keV.</i>	148
5.38	<i>Spectres de l'énergie ionisation en coïncidence pour les couronnes à 165° (à gauche) et à 120° (à droite); (a): sans sélection en temps de vol et sans discrimination dans les scintillateurs, (b): ajout de la coupure sur le paramètre de discrimination des neutrons, (c): ajout de la sélection en temps de vol sur la plage neutron.</i>	149
5.39	<i>Spectres (énergie ionisation) avec sélection des neutrons pour les couronnes à 165° (à gauche) et à 120° (à droite); différentes coupures en temps de vol sont représentées: $70 \text{ ns} < t < 85 \text{ ns}$, $70 \text{ ns} < t < 77 \text{ ns}$, et enfin $77 \text{ ns} < t < 85 \text{ ns}$.</i>	150
5.40	<i>Spectres en énergie pour les événements neutron à 165°. A gauche: reculs élastiques, à droite: reculs inélastiques.</i>	150
5.41	<i>Spectre en énergie pour les événements neutron à 120°, reculs élastiques.</i>	151

5.42	<i>Valeurs du facteur Q pour différentes énergies dans Germanium, points obtenus par Shutt[60], Chasman[102], Messous[11], nos points et la courbe théorique de Lindhard[71].</i>	152
5.43	<i>Diagramme chaleur-ionisation pour une polarisation de 6.24 V et une excitation de 50 mV.</i>	154
5.44	<i>Spectres de recul obtenus dans la voie chaleur pour les reculs élastiques : à gauche à 165° et à droite à 120°.</i>	154
5.45	<i>Distribution des valeurs de Q' obtenues pour les événements à 165°, à gauche et à 120° à droite.</i>	155

Liste des tableaux

3.1	<i>Tableau récapitulatif des valeurs de l'énergie mesurée et du facteur de quenching en scintillation pour des reculs de Na obtenues aux différents angles.</i>	74
4.1	<i>Tableau récapitulatif des valeurs de résolutions obtenues.</i>	94
5.1	<i>Tableau récapitulatif des valeurs d'efficacité de détection obtenues pour des neutrons issus de diffusions élastiques (2.2 MeV) et inélastiques (1.6 MeV) pour chaque couronne.</i>	134
5.2	<i>Tableau récapitulatif des valeurs d'efficacité géométrique obtenues.</i>	134
5.3	<i>Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage attendu pour les bons événements en coïncidence, élastiques et inélastiques, pour chaque angle de diffusion.</i>	135
5.4	<i>Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage des événements parasites multidiffusés sur la chambre de réaction et sur le cryostat attendu pour chaque angle de diffusion.</i>	136
5.5	<i>Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage des événements parasites en coïncidence fortuits attendu pour chaque angle de diffusion, sur toute la plage de temps de vol.</i>	136
5.6	<i>Tableau récapitulatif des valeurs du taux de comptage des événements parasites en coïncidence fortuits attendues pour chaque angle de diffusion, dans l'intervalle de temps de vol entre 70 ns et 85 ns.</i>	137
5.7	<i>Tableau des valeurs obtenues pour Q. La dernière ligne concerne les reculs inélastiques à 165°.</i>	152
5.8	<i>Tableau récapitulatif des valeurs obtenues du facteur de Quenching dans la voie chaleur.</i>	155