



Production et détection de neutrons ultra-froids pour le spectromètre GRANIT

Damien Roulier

► **To cite this version:**

Damien Roulier. Production et détection de neutrons ultra-froids pour le spectromètre GRANIT. Physique des Hautes Énergies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. <tel-01282164v2>

HAL Id: tel-01282164

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01282164v2>

Submitted on 11 Mar 2016

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique des particules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Damien Roulier

Thèse dirigée par **Valery Nesvizhevsky**

préparée au sein de l' **Institut Laue-Langevin**
et de l'**École doctorale de Physique de Grenoble**

Production et détection de neutrons ultra-froids pour le spectromètre GRANIT

Thèse soutenue publiquement le **10 novembre 2015**,
devant le jury composé de :

Eric Liatard

LPSC Grenoble, Président

Gilles Ban

LPC Caen, Rapporteur

Imad Laktineh

IPNL, Rapporteur

Lionel Duband

CEA Grenoble, Examineur

Michael Klasen

WWU Münster, Examineur

Valery Nesvizhevsky

ILL Grenoble, Directeur de thèse

Benoît Clément

LPSC Grenoble, Invité



REMERCIEMENTS

Je remercie pour commencer l'équipe GRANIT.

Merci à Valery, Benoît, Guillaume et Dominique de m'avoir encadré et guidé dans le monde des UCN, et le monde de la recherche en général. Merci à Francis, Yves et les autres membres du Service d'Etudes et Réalisations Mécanique, et à Rémi pour leur efficacité pour résoudre les nombreux problèmes expérimentaux. Merci à vous tous, pour ces moments de travail acharné autour de la source et du spectromètre, pour ces fins de journée qui débordent malgré nous, mais qui rendent les bonnes nouvelles encore meilleures.

Je remercie également Bruno et le Service Détection des Neutrons de m'avoir donné l'opportunité de travailler avec eux pendant ma dernière année.

Je remercie Eric, qui m'a guidé dans mon expérience d'enseignement à l'IUT2.

Merci à mes collègues du groupe NPP d'avoir rendu le quotidien agréable, en particulier Florian, Félix, Fabien et Romain. Merci à mes amis et à ma famille pour leurs encouragements et leur soutien.

Je remercie enfin les membres de mon jury, qui ont eu la patience de lire ma thèse et d'évaluer mon travail.

RÉSUMÉ

Les neutrons peuvent rebondir sur un miroir horizontal parfait, et se comporter comme des objets quantiques à quelques dizaines de microns de la surface. Le spectromètre GRANIT, situé à l'Institut Laue-Langevin (Grenoble, France), a pour but d'étudier les états quantiques du neutron dans le champ de pesanteur terrestre. L'énergie d'un neutron, que l'on pourrait calculer de façon analogue à celle d'une balle de tennis de table à l'échelle macroscopique, est dans ce cas visiblement contrainte à prendre des valeurs discrètes. L'étude de ces états quantiques peut permettre la découverte d'une déviation par rapport aux prédictions des modèles actuels. La production de neutrons ultra-froids, pouvant rebondir sur un miroir avec n'importe quel angle d'incidence, est primordiale pour le spectromètre. Le cryostat de la source de neutrons ultra-froids SUN₁ a été amélioré, et les différentes étapes de production des neutrons ultra-froids dans la source et leur extraction vers le spectromètre ont été caractérisées par des mesures et modélisées avec des simulations. De plus, un nouveau type de détecteur de neutrons ultra-froids sensible à la position est en conception spécialement pour le spectromètre.

ABSTRACT

Neutrons can bounce upon a perfect horizontal mirror and become quantum objects at dozens of micrometers over its surface. The GRANIT spectrometer, located at the Laue-Langevin Institute (Grenoble, France) aims at studying the neutron quantum states in the Earth's gravitational field. The energy of a neutron, that could be calculated the same as the one of a ball at a macroscopic scale, is then forced to take discrete values. The study of such quantum states can lead to the observation of deviations from the predictions of nowadays models. The production of ultracold neutrons, able to bounce on a mirror at any incidence angle, is essential for the spectrometer. The cryostat of the ultracold neutrons source has been improved, and the steps of the ultracold neutrons production in the source, as well as the extraction toward the spectrometer have been characterized by measurements and modeled with simulations. Moreover, a new type of position-sensitive detector of ultracold neutrons for the spectrometer is designed.

TABLE DES MATIÈRES

1	LE NEUTRON LIBRE	3
1.1	Production de neutrons libres	4
1.2	Interactions fondamentales pour le neutron libre	5
1.2.1	Interaction faible	6
1.2.2	Interaction électromagnétique	7
1.2.3	Interaction forte	8
1.2.4	Interaction gravitationnelle	10
1.3	Neutrons ultra-froids	11
1.3.1	Particularités des UCN	11
1.3.2	Production des UCN	13
2	LES UCN DANS LE CHAMP GRAVITATIONNEL TERRESTRE	17
2.1	Les états quantiques gravitationnels du neutron	17
2.1.1	Transitions résonantes	20
2.1.2	Statut des expériences	20
2.2	Recherche d'une cinquième force avec les états quantiques	23
2.2.1	Le potentiel caméléon	23
2.2.2	Traitement perturbatif	23
2.2.3	Traitement numérique	24
2.2.4	Contraintes sur le potentiel caméléon	25
2.3	Le spectromètre GRANIT	27
2.3.1	Configuration actuelle	29
2.3.2	Futures configurations	31
3	PRODUCTION DES NEUTRONS DE 0.89 NM	35
3.1	Monochromation	35
3.2	Mesure du flux de neutrons différentiel	37
3.2.1	Flux différentiel de neutrons froids attendu	37
3.2.2	Description du principe	40
3.2.3	Description de la première mesure et résultats	41
3.3	Flux de neutrons intégral	45
3.4	Deuxième mesure différentielle	48
3.4.1	Amélioration du dispositif	48
3.4.2	Résultats	51
4	CARACTÉRISATION DE LA SOURCE UCN POUR GRANIT	57
4.1	Cryostat	57
4.1.1	Description	57
4.1.2	Descente en froid	59
4.2	Extraction des UCN	60
4.2.1	Temps de vie effectif du neutron	60
4.2.2	Volume de conversion	61
4.2.3	Dispositif d'extraction	61
4.3	Taux de comptage des UCN	64

4.4	Temps caractéristiques de l'ensemble source-extraction	66
4.4.1	Extraction	67
4.4.2	Stockage	68
4.4.3	Conclusions	70
4.5	Spectre en vitesse des UCN extraits	71
4.5.1	Pertes dans l'argon	73
4.5.2	Géométrie du détecteur	73
4.5.3	Hauteur de la surface de détection	74
4.5.4	Réflexion quantique des UCN sur la fenêtre du détecteur	75
4.5.5	Obtention d'un spectre en vitesse	75
4.6	Connexion au spectromètre	77
5	SIMULATION DE LA SOURCE UCN AVEC STARUCN	83
5.1	Description de STARucn	83
5.2	Validation de STARucn	85
5.2.1	Potentiel optique et absorption	85
5.2.2	Centre de masse d'un gaz UCN	85
5.2.3	Diffusions et pertes	86
5.3	Modélisation de la source	89
5.3.1	Ajustement des paramètres de la source	89
5.3.2	Ajustement des paramètres de l'extraction	91
5.3.3	Ajustement des paramètres de l'extraction, se- conde configuration	93
6	DÉTECTEUR UCN POUR LE SPECTROMÈTRE GRANIT	97
6.1	Caractéristiques nécessaires	97
6.1.1	Contraintes de l'expérience	97
6.1.2	Contraintes dans le spectromètre	97
6.2	Solution proposée	98
6.2.1	Conversion des neutrons	99
6.2.2	Scintillation	100
6.2.3	Transmission dans les fibres	101
6.3	Acquisition et analyse	102
6.4	Vérification de la faisabilité	104
6.4.1	Paramètres de la simulation	104
6.4.2	Choix de l'algorithme de reconstruction	105
6.4.3	Influence de l'épaisseur du substrat	107
6.5	Réalisation et test du prototype	108
6.5.1	Reconstruction du centre de masse	110
A	PERTURBATIONS	117
B	HISTORIQUE DE LA SOURCE	119
C	CENTRE DE MASSE D'UN GAZ UCN	123
D	DISTRIBUTION DES PHOTONS DE SCINTILLATION	125
D.1	Problème 2D	125
D.2	Problème 3D	125
	BIBLIOGRAPHIE	127

INTRODUCTION

Le travail de thèse présenté dans ce document s'inscrit dans la thématique de la physique du neutron, et en particulier des neutrons ultra-froids. L'élément central autour duquel s'articulent tous les travaux est le spectromètre GRANIT, situé à l'Institut Laue-Langevin (Grenoble, France), dont le but est d'étudier les états quantiques du neutron dans le champ de pesanteur terrestre. Les neutrons peuvent rebondir sur un miroir horizontal parfait, et se comporter comme des objets quantiques à quelques dizaines de microns de la surface. Leurs énergies, que l'on pourrait calculer de façon analogue à celles de balles de tennis de table à l'échelle macroscopique, sont dans ce cas visiblement contraintes à prendre des valeurs discrètes. A chaque niveau d'énergie autorisé correspond un état quantique, une fonction d'onde et une densité de probabilité de détecter un neutron à chaque hauteur.

Les limites des modèles physiques étant de mieux en mieux connues, on peut s'attendre à de faibles déviations entre les niveaux d'énergie que l'on souhaite mesurer et les valeurs prédites par les modèles actuels. L'étude de ces niveaux d'énergie constitue donc un moyen de contraindre, infirmer ou confirmer certaines hypothèses de nouveaux modèles physiques complétant les modèles contemporains.

Comme ces écarts sont a priori très faibles – en supposant qu'ils ne soient pas inexistantes –, il est nécessaire d'être capable de réaliser des mesures de grande précision. Le spectromètre GRANIT a été construit dans ce but. Pour assurer son succès, on se doit de maximiser le nombre de neutrons ultra-froids utilisables, et donc avoir la meilleure source de production possible. Il est également nécessaire d'utiliser des détecteurs adaptés. Cette thèse se concentre sur ces deux objectifs.

Le chapitre 1 décrit le neutron en tant que particule libre, pouvant être utilisé aussi bien comme outil que comme objet d'étude en physique fondamentale. Ses relations vis-à-vis des quatre forces fondamentales sont présentées, et la gamme des neutrons ultra-froids est définie.

Le chapitre 2 présente le spectromètre GRANIT, en partant des équations que l'on cherche à confronter à l'expérience pour arriver à sa description technique, en passant par l'étude des effets d'une hypothétique nouvelle force sur la théorie quantique actuelle.

Le chapitre 3 traite de la caractérisation du flux de neutrons froids que l'on utilise pour produire les neutrons ultra-froids. La conception d'un dispositif à la fois dédié et transposable est décrite, avec les mesures associées.

Le chapitre 4 décrit le fonctionnement cryogénique de la source de neutrons ultra-froids et détaille les mesures effectuées en vue de caractériser ses performances tout comme les améliorations apportées. Les résultats donnent lieu dans le chapitre 5 à une modélisation de cette source grâce au logiciel de simulation Monte-Carlo STARucn.

Enfin, le dernier chapitre présente la conception d'un détecteur sensible à la position pour les neutrons ultra-froids dans le spectromètre GRANIT, menant à la réalisation d'un prototype et à ses premiers tests de performance.

Science doesn't purvey absolute truth. Science is a mechanism. It's a way of trying to improve your knowledge of nature. It's a system for testing your thoughts against the universe and seeing whether they match.



I. Asimov, interview by Bill Moyers

LE NEUTRON LIBRE

Le neutron a été imaginé dès 1920 par E. Rutherford pour expliquer la différence entre le nombre atomique (charge) des noyaux et leur masse mesurée, que le proton et l'électron seuls n'expliquaient pas. En 1931, W. Bothe et H. Becker observent, en bombardant des cibles de noyaux légers (Be, B et Li) un rayonnement très pénétrant et insensible aux champs électriques, sans réussir à l'expliquer. C'est en 1932 que J. Chadwick découvre et identifie le neutron comme une particule de charge nulle mais de masse similaire à celle du proton. Le rayonnement observé par W. Bothe et H. Becker était donc un rayonnement de neutrons libres, c'est-à-dire n'appartenant pas à un noyau. En 1934, E. Fermi démontre l'existence de nouveaux éléments radioactifs grâce à l'irradiation neutronique, et dès la fin des années 1930, les travaux de O. Hahn, F. Strassman et L. Meitner mènent à la compréhension et la maîtrise de la fission de l'uranium. En raison du contexte de la seconde guerre mondiale, une grande partie des scientifiques européens dans ce domaine s'installent aux États-Unis d'Amérique pour continuer leurs recherches, notamment sur le projet Manhattan. C'est ainsi qu'en 1942, seulement 10 ans après la découverte du neutron, la première pile atomique diverge à l'université de Chicago, sous la direction de E. Fermi. Dès lors, les réacteurs nucléaires ont pour but de produire du plutonium pour les bombes atomiques. La première centrale nucléaire pour la production d'énergie entre en service en 1951 en Russie. Ce n'est qu'à la fin des années 1950 que les premiers réacteur nucléaires de recherche sont construits, privilégiant la production de neutrons libres à la production d'énergie. Dès lors, le neutron devient un outil d'analyse, notamment pour sonder la matière, et un objet d'étude lui-même en physique fondamentale.

La dualité onde-corpuscule du neutron fait que l'on pourra parler de sa vitesse v , de son énergie cinétique $E = \frac{1}{2}m_n v^2$ ou de sa longueur d'onde de De Broglie

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_n E}} \quad (1)$$

selon le domaine de physique. Le spectre en énergie (cinétique) du neutron communément utilisé s'étend du nano-eV jusqu'au méga-eV,

TABLE 1 – Spectre en énergie des neutrons

Description	Energie	Vitesse [m/s]	Longueur d'onde [nm]
rapide	$E > 500 \text{ keV}$	$v > 10^7$	$\lambda < 4 \times 10^{-5}$
épitthermique	$25 \text{ meV} < E < 500 \text{ keV}$	$2200 < v < 10^7$	$4 \times 10^{-5} < \lambda < 0.18$
thermique	$E \sim 25 \text{ meV}$	$v \sim 2200$	$\lambda \sim 0.18$
froid	$0.05 \text{ meV} < E < 25 \text{ meV}$	$100 < v < 2200$	$0.18 < \lambda < 4$
très froid	$250 \text{ neV} < E < 0.05 \text{ meV}$	$7 < v < 100$	$4 < \lambda < 57$
ultra-froid	$E < 250 \text{ neV}$	$v < 7$	$57 < \lambda$

et les différentes gammes sont répertoriées table 1. La notion de neutron thermique est particulièrement importante. Dans les réacteurs, les neutrons sont produits selon un spectre de Maxwell-Boltzmann avec une énergie cinétique moyenne $E_c = \frac{3}{2}k_B T$, et les neutrons de 293 K (i.e. thermiques) ont donc une énergie cinétique moyenne de 25 meV[1].

Nous allons voir dans la partie suivante comment et où sont produits des neutrons libres.

1.1 PRODUCTION DE NEUTRONS LIBRES

Il existe différents types d'installations pour produire des neutrons libres à des fins de recherche. Les plus communes sont les réacteurs à haut flux et les sources à spallation. Les principales installations dans le monde sont répertoriées dans les tables 2 et 3.

Les réacteurs à haut flux utilisent la fission contrôlée. La fission d'un noyau lourd (par exemple uranium 235) provoquée par un neutron produit elle même plusieurs neutrons. Si en moyenne K de ces neutrons contribuent à une nouvelle fission, on a une réaction en chaîne. K est appelé coefficient de multiplication de la réaction. Si $K < 1$, la réaction s'arrête, alors que si $K > 1$, la réaction diverge. Dans un réacteur (aussi bien de recherche ou pour la production d'énergie), on cherche donc à avoir $K = 1$. Pour les réacteurs de recherche à haut flux, les neutrons non utilisés dans la réaction en chaîne sont ralentis dans l'environnement du coeur du réacteur, et acquièrent une distribution de Maxwell-Boltzmann de température égale à celle du milieu : les neutrons produits par les réacteurs à haut flux sont donc principalement des neutrons thermiques.

Les sources à spallation fonctionnent sur un principe très différent. Dans ce cas, les neutrons sont produits par bombardement d'une particule (par exemple un proton) sur une cible solide (par exemple en tungstène) ou liquide (par exemple de mercure). Pour que la réaction de spallation puisse avoir lieu, les particules incidentes doivent être accélérées ($\sim 1 \text{ GeV}$). Cette accélération se fait généralement grâce à un accélérateur linéaire, puis à un cyclotron, et le bombardement sur

TABLE 2 – Réacteurs à moyen et haut flux dans le monde

Réacteur	Localisation	Mise en service	Flux n_{th} [n/cm ² /s]
NRU@AECL	(Canada)	1957	3×10^{14}
WWR-M@PNPI	Gatchina (Russie)	1959	4×10^{14}
HFIR@ORNL	Oak Ridge (EUA)	1967	1.5×10^{15}
NSBR@NIST	Gaitherburg (EUA)	1970	4×10^{14}
RHF@ILL	Grenoble (France)	1972	1.5×10^{15}
BENSC@HZB	Berlin (Allemagne)	1973	2×10^{14}
ORPHEE@LLB	(France)	1980	3×10^{14}
JRR-3M@JAEA	Tokai (Japon)	1990	3×10^{14}
HANARO@KAERI	(Corée)	1997	2×10^{14}
FRM-II@TUM	Münich (Allemagne)	2004	8×10^{14}
OPAL@ANSTO	(Australie)	2006	3×10^{14}

TABLE 3 – Sources à spallation dans le monde

Source à spallation	Localisation	Mise en service	Flux n_{th} [n/cm ² /s]
SINQ @PSI	Villigen (Suisse)	1996	$\sim 10^{14}$
SNS @ORNL	Oak Ridge (USA)	2006	$\sim 10^{14}$
JSNS @JAEA	Tsukuba (Japon)	2008	$\sim 10^{14}$
ISIS @RAL	Oxford (Royaume-Uni)	1985,2008	$\sim 10^{13}$
LANSC@LANL	Los Alamos (USA)	1983	$\sim 10^{13}$

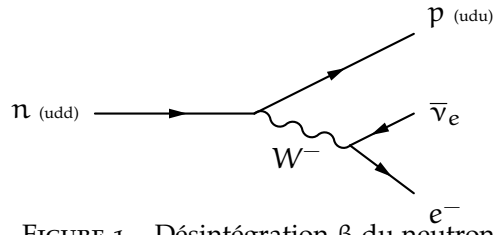
la cible est pulsé à quelques dizaines de Hertz. Les neutrons produits ont un large spectre énergétique.

Ces installations ont plusieurs utilités, comme la production de radio-isotopes pour la médecine, l'essai de matériaux pour le nucléaire, l'étude de matériaux et de molécules grâce à la diffraction neutronique, et la physique fondamentale du neutron.

Ce sont ces deux derniers domaines qui constituent les activités de l'ILL, où est installé le spectromètre GRANIT, qui sera décrit au chapitre 2.

1.2 INTERACTIONS FONDAMENTALES POUR LE NEUTRON LIBRE

Le neutron est sensible à l'interaction faible, à l'interaction forte, aux champs électromagnétiques et à la pesanteur. Nous allons voir dans cette partie à quels degrés ces interactions affectent le neutron libre, d'abord connu comme un constituant des noyaux atomiques – dont la sensibilité à l'interaction faible est très variable – de charge électrique nulle, et de masse similaire à celle du proton.

FIGURE 1 – Désintégration β du neutron

1.2.1 Interaction faible

L'interaction faible se manifeste pour le neutron par la désintégration β^{-} :



qui permet de libérer une énergie de 0.782 MeV. La désintégration du neutron passe par la conversion d'un quark down en quark up avec la création d'un boson W^{-} virtuel (de masse ~ 80 GeV et de charge $-e$) qui crée une paire électron-neutrino (figure 1). Il a été mis en évidence expérimentalement en 1957 que l'interaction faible viole la conservation de la parité, phénomène qui se retrouve lors de la désintégration β du neutron si l'on observe les distributions angulaires du proton, de l'électron et de l'antineutrino.

Du fait de la désintégration β , un neutron libre (n'appartenant pas à un noyau) a une durée de vie limitée, mesurée à environ 15 minutes. Deux types de mesures existent [2, 3, 4] et donnent des résultats différents et incompatibles quant à cette durée de vie. Pour une mesure de type "faisceau", on détecte les produits de désintégration du neutron dans un volume où passe un faisceau de neutron, et la résolution de l'équation $\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau}$ détermine $\tau_n^{\text{faisceau}} = 888.0 \pm 2.1$ s. Pour une mesure de type "bouteille", on stocke des neutrons dans un volume et on mesure le nombre de neutrons restants à différents temps. L'ajustement de la courbe $N(t) = N_0 \exp(t/\tau)$ détermine $\tau_n^{\text{bouteille}} = 879.6 \pm 0.8$ s. Cet écart significatif entre ces deux types de mesures n'a pas encore été expliqué.

Dans le modèle standard cosmologique, le temps de vie du neutron est un paramètre permettant de prédire le rapport Y_p de fraction de masse de ${}^4\text{He}$ pendant le Big Bang, dont l'enjeu est l'explication de l'abondance actuelle des éléments lourds. Le temps de vie du neutron contribue aussi, avec l'asymétrie A de la désintégration, à la détermination de l'élément V_{ud} de la matrice CKM, et de découvrir les limitations du modèle standard.

1.2.2 Interaction électromagnétique

Comme son nom l'indique, le neutron a une charge électrique nulle, ou en tout cas extrêmement inférieure à la charge de l'électron en valeur absolue. La limite la plus récente donnée par le PDG[5] est :

$$q = (-0.2 \pm 0.8) \times 10^{-21} e. \quad (3)$$

Le moment dipolaire électrique (EDM) du neutron est prédit par le modèle standard à :

$$d \sim 10^{-33} e.cm, \quad (4)$$

mais cette prédiction est difficile à vérifier et fait l'objet de nombreuses expériences. En effet, plusieurs modèles de nouvelle physique, permettant notamment d'expliquer l'asymétrie matière/anti-matière prévoient un EDM du neutron plus grand. Une mesure précise de l'EDM du neutron contraindrait les paramètres de ces nouveaux modèles. Les mesures actuelles permettent d'affirmer que[5] :

$$|d| < 3 \times 10^{-26} e.cm. \quad (5)$$

Ainsi, le neutron libre est extrêmement peu sensible, sinon pas, aux champs électriques uniformes. Cependant, à cause de sa structure interne, le neutron possède un moment magnétique non nul, et même comparable à celui du proton, qui a été très précisément mesuré :

$$\mu_n = -6.030774 \times 10^{-8} eV.T^{-1} \sim -\frac{2}{3} \mu_p. \quad (6)$$

De ce fait, le neutron n'est pas insensible aux champs magnétiques, qui induisent un potentiel subit par le neutron :

$$V_{mag} = -\vec{\mu}_n \cdot \vec{B}. \quad (7)$$

L'orientation de $\vec{\mu}_n$ provient du spin du neutron $\frac{1}{2}\hbar$.

Si le champ magnétique est inhomogène, une force s'exerce sur le neutron :

$$\vec{F}_{mag} = -\vec{\nabla} V_{mag} = \pm \mu_n \vec{\nabla} |\vec{B}|, \quad (8)$$

en supposant que le neutron garde son spin toujours dans la même direction par rapport au champ magnétique, c'est à dire si le champ magnétique varie adiabatiquement. Cette condition est liée à la fréquence de Larmor du neutron qui est proportionnelle à l'amplitude du champ magnétique :

$$f_n = \frac{1}{2\pi} \frac{2\mu_n}{\hbar} |\vec{B}|, \quad (9)$$

et la condition d'adiabaticité est vérifiée si le champ magnétique varie beaucoup plus lentement que la fréquence de Larmor.

Les propriétés magnétiques du neutron seront utilisées dans le spectromètre GRANIT, comme expliqué au chapitre 2. On considèrera dans cette thèse que le neutron est une particule totalement neutre électriquement.

1.2.3 Interaction forte

On connaît l'interaction forte comme une "colle" entre les neutrons et les protons d'un noyau atomique. Pour le neutron libre, l'interaction forte se manifeste lorsqu'il s'approche de la surface d'un matériau. C'est un phénomène non négligeable lorsque la longueur d'onde de De Broglie du neutron est suffisamment grande :

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_n E}} > 1 \text{ \AA}. \quad (10)$$

On parle alors de neutron optique, d'énergie $E < 80 \text{ meV}$. Lorsqu'un neutron optique s'approche d'une surface, il interagit avec les noyaux de façon cohérente, tout comme une onde lumineuse, mais par l'intermédiaire de l'interaction forte au lieu de l'interaction électromagnétique.

L'interaction forte permet de définir des longueur de diffusion et des sections efficaces pour la diffusion élastique (pour laquelle l'énergie cinétique est conservée), la diffusion inélastique (pour laquelle l'énergie cinétique n'est pas conservée) et l'absorption d'un neutron par un noyau. Elles sont tabulées pour une grande partie des atomes et leurs isotopes, en prenant comme valeurs de références pour l'absorption celles mesurées pour des neutrons thermiques. Pour les neutrons moins énergétiques que les neutrons thermiques,

$$\sigma_{\text{abs}}(v) = \sigma_{\text{abs}}(2200 \text{ m.s}^{-1}) \frac{2200 \text{ m.s}^{-1}}{v}, \quad (11)$$

et l'on parle parfois de temps de vie d'un neutron dans un matériau. Les sections efficaces de diffusion sont quant à elles indépendantes de l'énergie du neutron. À titre d'exemple, quelques sections efficaces sont reportées table 4.

En particulier, lorsque un faisceau de neutrons froids monochromatique interagit avec un cristal, on observe un phénomène de diffraction grâce à la diffusion cohérente, obéissant à la loi de Bragg :

$$2d \sin(\theta) = n\lambda, \quad (12)$$

où d est la distance entre les plans atomiques du cristal, θ l'angle d'incidence de l'onde neutronique monochromatique de longueur d'onde λ sur le cristal et n l'ordre de diffraction.

TABLE 4 – Sections efficaces de diffusion et d'absorption pour quelques noyaux et leurs isotopes, exprimées en barn (10^{-24} cm²).

Isotope	σ_{coh} (barn)	σ_{inc} (barn)	$\sigma_{\text{abs}}(2200 \text{ m.s}^{-1})$ (barn)
He (nat.)	1.34	0	0.00747
³ He	4.42	1.6	5333
⁴ He	1.34	0	0
Li (nat.)	0.454	0.92	70.5
⁶ Li	0.51	0.46	940
⁷ Li	0.619	078	0.0454
B (nat.)	3.54	1.7	767
¹⁰ B	0.144	3	3835
¹¹ B	5.56	0.21	0.0055
Al	1.495	0.0082	0.231
Ti (nat.)	1.485	2.87	6.09
Gd (nat.)	29.3	151	49700

Ce phénomène permet notamment de sonder la matière grâce à un faisceau de neutrons, ou encore, à partir d'un faisceau polychromatique, sélectionner les neutrons selon leur longueur d'onde.

Lorsque la longueur d'onde du neutron est plus faible, c'est-à-dire lorsque le neutron a une énergie $E \ll 80$ meV, l'interaction forte permet de définir un potentiel effectif pour tout matériau pur, appelé traditionnellement potentiel optique ou potentiel de Fermi :

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} N \cdot b_{\text{coh}}, \quad (13)$$

où N est la densité volumique de noyaux et b la longueur de diffusion cohérente des atomes. Quelques exemples sont reportés table 5.

Il est important de noter que la plupart des matériaux ont un potentiel optique répulsif (positif) alors que l'interaction forte est attractive. On associe souvent à ce potentiel une vitesse limite selon la relation :

$$v_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{2V}{m_n}}. \quad (14)$$

Si un neutron d'énergie E rencontre une surface de potentiel V avec un angle d'incidence θ , il sera totalement réfléchi si

$$E \sin^2(\theta) < V \text{ ou } v \sin(\theta) < v_{\text{lim}}. \quad (15)$$

Ce phénomène permet le guidage des neutrons. Lorsque la composante perpendiculaire à la surface de la vitesse du neutron est inférieure à la vitesse limite, le neutron est réfléchi. Sinon, il traverse le

TABLE 5 – Longueurs de diffusion cohérentes, densités atomiques et potentiels de fermis de matériaux usuels. DLC=diamond-like carbon

Matériau	b_{coh} (fm)	N (10^{22}cm^{-3})	V (neV)
He (superfluide)	3.26	2.18	18
Be	7.79	12.3	252
BeO	13.6	7.25	261
B	5.30	12.8	176
^{10}B	-0.1	12.8	-3.3
Al	3.45	6.02	54
Ti	-3.34	5.6	-48
Ni	10.6	9.0	252
^{58}Ni	14.4	9.0	335
DLC	6.6	13.9	250

matériau. La grandeur de référence pour le guidage des neutrons est la vitesse limite du nickel naturel, qui vaut 6.9 m/s. Un guide est caractérisé par le coefficient $m = v_{lim}/v_{lim}^{Ni}$. De plus, pour les neutrons suffisamment peu énergétiques, un stockage peut être envisagé. Notamment, les neutrons ayant une vitesse inférieure à 8.02 m/s (vitesse critique du nickel 58) sont nommés "neutrons ultra-froids".

Ainsi, certains matériaux absorbent bien les neutrons, d'autres permettent de modérer un faisceau de neutrons, et d'autres y sont relativement transparents.

1.2.4 Interaction gravitationnelle

Le neutron a une masse mesurée à

$$m_n = 1.675 \times 10^{-27} \text{ kg} = 1.00866 \text{ u} = 939.6 \text{ MeV}/c^2, \quad (16)$$

avec une précision bien meilleure que le millionième de pourcent. Ainsi, comme toute particule massive, le neutron est soumis à la pesanteur dans un champ gravitationnel. Le potentiel associé est tout simplement

$$V_g = m_n g z. \quad (17)$$

Sur Terre, ce potentiel vaut $V_g = \frac{z}{1 \text{ m}} \times 102 \text{ neV}$.

Excepté pour les neutrons très froids et ultra-froids, la gravité est un phénomène secondaire rarement pris en compte lors de simulations, tant son influence est minime. Au contraire, pour les neutrons très peu énergétiques, son effet est notable sur leur trajectoire, visiblement parabolique (figure 2). La gravité peut être utilisée pour ralentir

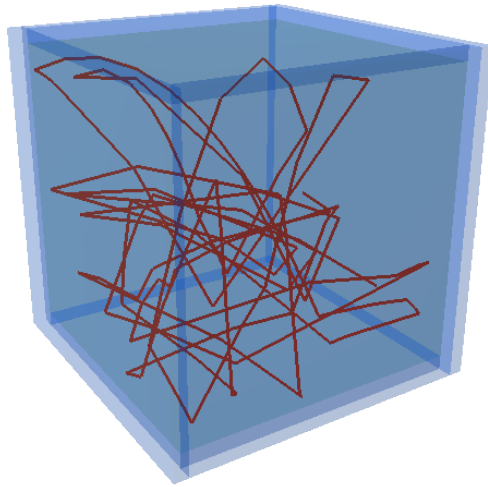


FIGURE 2 – Un neutron de vitesse 5 m/s évoluant dans une boîte vide en nickel de 1 m×1 m×1 m.

des neutrons grâce à des guides verticaux, mais aussi être un objet d'étude à l'échelle quantique.

1.3 NEUTRONS ULTRA-FROIDS

Les neutrons ultra-froids sont appelés communément UCN (en anglais Ultra-Cold Neutrons). Les premiers UCN ont été observés à Dubna en 1969 [6]. Dans cette section, nous détaillerons leurs particularités par rapport aux neutrons plus énergétiques ainsi que leurs modes de production.

1.3.1 Particularités des UCN

Nous avons vu dans la section précédente que le neutron libre pouvait subir différents types de potentiels : des potentiels magnétiques, le potentiel gravitationnel et le potentiel optique dû à l'interaction forte. On constate que ces potentiels sont du même ordre de grandeur à l'échelle d'une expérience pour les UCN. En effet, l'énergie d'un UCN ne dépasse pas – par définition – quelques 100 neV. L'énergie potentielle d'un UCN à 1 mètre du sol est d'environ 100 neV. On a également vu que le potentiel optique d'un matériau usuel est de l'ordre de la centaine de neV. Enfin, un champ magnétique de 1.7 T crée un potentiel d'environ 100 neV.

En 1969, il a été montré que les UCN pouvaient être stockés dans une enceinte fermée [6]. En effet, en choisissant un matériau au potentiel optique assez grand, les UCN ne peut franchir les parois de l'enceinte quel que soit l'angle d'incidence. C'est une propriété particulièrement intéressante pour les mesures d'EDM et de temps de vie du neutron. Dans une telle enceinte, le temps de vie effectif du neutron s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_{\text{pertes}}}, \quad (18)$$

où τ_n représente la durée de vie du neutron par désintégration β et τ_{pertes} inclut les pertes par collision sur les murs.

Pour modéliser les pertes à la surface d'un matériau, on peut donner au potentiel de Fermi une partie imaginaire. On écrit alors :

$$U = V - iW, \quad (19)$$

où l'on retrouve la partie réelle, pour un matériau composite mais homogène, comme étant la moyenne des potentiels individuels éléments et des isotopes :

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \langle b^{\text{coh}} \rangle, \quad (20)$$

et la partie imaginaire, correspondant aux pertes, également moyennée :

$$W = \frac{\hbar}{2} v_n \langle \sigma^{\text{pertes}} \rangle, \quad (21)$$

qui est indépendante de la vitesse car $\langle \sigma^{\text{pertes}} \rangle$ y est inversement proportionnelle. Son calcul fait intervenir en particulier les sections efficaces d'absorption ($\times \frac{2200 \text{ m/s}}{v_n}$) et les sections efficaces de diffusion incohérente – particulièrement difficiles à calculer pour des alliages – agrémentées d'un facteur $\frac{v_{\text{th}}}{v_n}$ où v_{th} est la vitesse d'agitation thermique du matériau. D'autres modes de pertes peuvent y contribuer de façon effective sans prédiction théorique, comme la qualité de l'état de surface du matériau.

On définit alors le facteur de pertes $\eta = \frac{W}{V}$, théoriquement de l'ordre de 10^{-5} pour la plupart des matériaux. Ce facteur interviendra largement dans les simulations de transport et de stockage d'UCN pour modéliser la source UCN du spectromètre GRANIT au chapitre 5.

1.3.2 Production des UCN

Nous avons vu plus haut que les neutrons produits par un réacteur étaient thermalisés par le milieu environnant, soit $T \sim 300$ K. La fraction de neutrons ultra-froids dans ce spectre est égale à :

$$F = \frac{\int_0^{v_{\text{lim}}^{58\text{Ni}}} n(v) dv}{\int_0^\infty n(v) dv} \sim \frac{1}{8} \left(\frac{m_n (v_{\text{lim}}^{58\text{Ni}})^2}{k_B T} \right)^2 \sim 8 \times 10^{-11}, \quad (22)$$

ce qui représente une production très marginale.

Afin d'augmenter cette production, trois méthodes sont principalement utilisées : la modération progressive des neutrons thermiques, l'échange de phonons de neutrons froids dans l'hélium superfluide (He-II) ou dans le deutérium solide (sD₂).

1.3.2.1 Par modération

En modérant les neutrons thermiques à une température plus faible que la température ambiante, la fraction de neutrons ultra-froids du spectre maxwellien est augmentée en $\frac{1}{T^2}$. Le modérateur le plus couramment utilisé est le deutérium, sous forme solide ($T < 18$ K), liquide ($T < 25$ K) ou bien d'eau lourde D₂O (à température ambiante), car il possède une grande section efficace de diffusion cohérente $\sigma_{\text{coh}} = 5.6$ barn et une faible section efficace d'absorption $\sigma_{\text{abs}}(2200 \text{ m/s}) = 0.0005$ barn. Le carbone est également un bon modérateur, avec des sections efficaces comparables ($\sigma_{\text{coh}} = 5.6$ barn et $\sigma_{\text{abs}}(2200 \text{ m/s}) = 0.0035$ barn), par exemple sous forme de méthane solide. Dans la plupart des installations, la modération s'effectue en plusieurs étapes avec des modérateurs de plus en plus froids.

1.3.2.2 Par échange de phonon

On s'intéresse à un volume rempli d'hélium superfluide, dont les parois ont un potentiel optique V_c . L'échange de phonon dans le deutérium solide ne sera pas discuté ici.

Un neutron peut donner de l'énergie à l'hélium superfluide sous forme de phonon[7]. Par ce processus, on peut donc produire des UCN qui seront confinés dans le volume, et dont l'énergie sera inférieure à V_c .

On peut écrire le taux de production des UCN dans la gamme d'énergie $[0, V_c]$ comme :

$$P_{\text{UCN}}(V_c) = \int_0^{V_c} dE_f \left(\int_0^\infty \frac{d\Phi}{dE} \Big|_{E_i} N_{\text{He}} \frac{d\sigma}{dE} \Big|_{E_i \rightarrow E_f} dE_i \right), \quad (23)$$

où E_i et E_f sont les énergies initiale et finale du neutron ($E_f \ll E_i$), $\frac{d\Phi}{dE} \Big|_{E_i}$ le flux différentiel de neutrons incident avec l'énergie E_i , N_{He} la densité de l'hélium et $\sigma \Big|_{E_i \rightarrow E_f}$ la section efficace de diffusion.

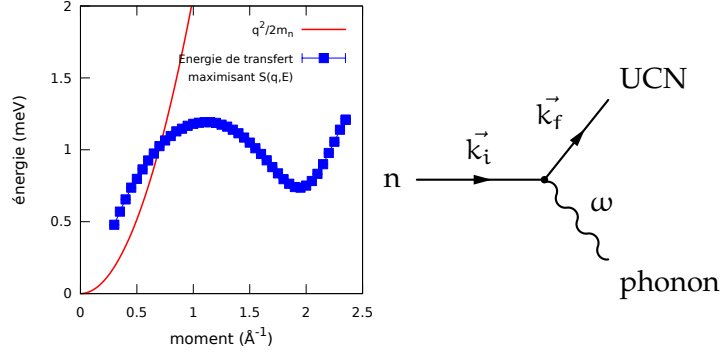


FIGURE 3 – Relation de dispersion dans l'hélium superfluide

D'après la relation de Van Hove, la section efficace de diffusion s'exprime :

$$\frac{d\sigma}{dE} = b_{coh}^2 \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^{\frac{1}{2}} S(q, E) d\Omega, \quad (24)$$

où $k_i = |\vec{k}_i|$, $k_f = |\vec{k}_f|$, $q = |\vec{q}| = |\vec{k}_i - \vec{k}_f|$ sont les modules des vecteurs d'ondes initial, final et du moment transféré à l'hélium, et $S(q, E)$ le facteur de structure dynamique dont les valeurs ont été mesurées[8]. Le facteur de structure dynamique est une fonction très piquée, et on la considère nulle en dehors du domaine représenté figure 3.

Pour produire des UCN, on se met dans le cas $k_f \ll k_i$, ce qui conduit aux approximations suivantes :

$$\begin{cases} k_i - k_f \leq q \leq k_i + k_f \\ q^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos(\theta) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} q \sim k_i \\ dq = \Delta q = 2k_f \\ \theta = \widehat{(\vec{k}_i, \vec{k}_f)} \\ d(q^2) = 2k_i k_f \sin(\theta) d\theta \\ d(q^2) = 2q dq = 4k_i k_f \end{cases}, \quad (25)$$

ce qui nous conduit à un angle solide $d\Omega = 2\pi \sin(\theta) d\theta \sim 4\pi$. On constate figure 3 que les neutrons sont susceptible de devenir des UCN par ce processus pour $k^* = 0.7 \text{ \AA}^{-1}$, ce qui correspond à la longueur d'onde $\lambda^* = 0.89 \text{ nm}$. On fait l'approximation que la production d'UCN se fait principalement par l'échange d'un seul phonon si $\lambda_i = \lambda^*$, et donc [9] :

$$S\left(q^*, E^* = \frac{\hbar^2 q^{*2}}{2m_n}\right) = S^* \beta \delta(E_i - E^*), \quad (26)$$

avec $\beta = 1.42$ et $S^* = 0.12 \pm 0.01$ d'après [9, 10].

La section efficace différentielle de diffusion s'écrit alors :

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} \right|_{E_i \rightarrow E_f} = 4\pi b_{\text{coh}}^2 \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^{\frac{1}{2}} S^* \beta \delta(E_i - E^*), \quad (27)$$

et l'équation 23 devient donc :

$$P_{\text{UCN}}(V_c) = N_{\text{He}} \sigma_{\text{coh}} S^* \beta \int_0^{V_c} dE_f \left(\int_0^\infty \left. \frac{d\Phi}{dE} \right|_{E_i} \left(\frac{E_f}{E_i} \right)^{\frac{1}{2}} \delta(E_i - E^*) dE_i \right). \quad (28)$$

On rappelle que :

$$\begin{cases} E = \frac{\hbar^2}{2m_n} k^2 = \frac{\hbar^2}{2m_n} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 = \frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{1}{\lambda^2} \\ dE = \frac{\hbar^2}{m_n} k \cdot dk = \frac{\hbar^2}{m_n} \frac{-d\lambda}{\lambda^3} \end{cases} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} P_{\text{UCN}}(\lambda_c) &= N_{\text{He}} \sigma_{\text{coh}} S^* \beta \int_{\lambda_c}^\infty \frac{\hbar^2}{m_n} \frac{d\lambda_f}{\lambda_f^3} \left(\int_0^\infty \left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{\lambda_i} \frac{-\lambda_i^3 m_n}{\hbar^2} \frac{\lambda_i}{\lambda_f} \delta(\lambda_i - \lambda^*) d\lambda_i \right) \\ &= N_{\text{He}} \sigma_{\text{coh}} S^* \beta \int_{\lambda_c}^\infty \frac{-d\lambda_f}{\lambda_f^4} \left(\int_0^\infty \left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{\lambda_i} \delta(\lambda_i - \lambda^*) \lambda_i^4 d\lambda_i \right) \\ &= N_{\text{He}} \sigma_{\text{coh}} S^* \beta \frac{1}{3} \left(\frac{\lambda^*}{\lambda_c} \right)^3 \lambda^* \left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{\lambda^*} \end{aligned} \quad (30)$$

Le choix d'exprimer le flux différentiel de neutrons en fonction de la longueur d'onde plutôt que de l'énergie s'explique par des considérations expérimentales : en effet, nous verrons dans le chapitre 3 comment obtenir un spectre en longueur d'onde, plus naturel qu'un spectre en énergie.

Dans le cas de la source SUN₁ utilisée pour produire les UCN pour le spectromètre GRANIT, les parois du volume sont en oxyde de béryllium et en béryllium, de potentiels optiques respectifs $V_{\text{BeO}} = 269 \pm 2$ neV et $V_{\text{Be}} = 252 \pm 2$ neV. De plus, les UCN sont produits non pas dans le vide, mais dans l'hélium superfluide, de potentiel optique $V_{\text{He-II}} = 18 \pm 1$ neV. On choisit alors pour notre calcul $V_c = V_{\text{Be}} - V_{\text{He-II}} = 236 \pm 2$ neV, soit $\lambda_c = 59.4 \pm 0.3$ nm.

Avec $N_{\text{He}} = 2.18 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ et $\sigma_{\text{coh}} = 1.34 \pm 0.02$ barn, on peut alors estimer le taux de production :

$$P_{\text{UCN}} = (5.0 \pm 0.5) \times 10^{-9} \text{ nm.cm}^{-1} \left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{\lambda^*}. \quad (31)$$

Afin de connaître le taux de production d'UCN dans la source (en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), il faut déterminer le flux de neutrons différentiel à 0.89 nm (en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$). L'obtention de cette grandeur est décrite dans le chapitre 3.

CONCLUSION

Nous venons donc d'introduire l'objet au coeur de cette thèse, le neutron libre, et plus particulièrement le neutron ultra-froid. Le neutron ultra-froid est particulièrement apprécié pour sa capacité à être confiné, ce qui permet des mesures de haute précision en physique fondamentale, comme la mesure de l'EDM du neutron, de l'élément V_{ud} de la matrice CKM ou la durée de vie du neutron. Une utilisation particulière est l'étude de la quantification des états d'énergie d'une particule dans le champ de pesanteur, dont la théorie est détaillée au chapitre suivant.

The most exciting phrase to hear in science, the one that heralds new discoveries, is not "Eureka" but "That's funny..."

I. Asimov

LES UCN DANS LE CHAMP GRAVITATIONNEL TERRESTRE

La mécanique quantique prédit, pour des états liés, une quantification de l'énergie. En électromagnétisme, ce phénomène est bien connu et observé depuis un siècle, par exemple pour les couches électroniques d'un atome [11]. En physique nucléaire, la quantification de l'énergie se retrouve dans les états des noyaux [12]. Dans ce chapitre, on s'intéresse à la quantification des états d'énergie d'une particule dans le champ gravitationnel. Ce phénomène existe pour toute particule massive dans un puits de potentiel, créé par la pesanteur et une surface parfaite, mais est particulièrement faible par rapport aux effets électromagnétiques. Jusqu'à la découverte des UCN, ce problème est resté purement académique, puisque son observation nécessite une particule massive neutre et pouvant se réfléchir sur une surface. À la fin des années 1970, Luschikov et Frank [13] montrent que les UCN permettent de mettre en évidence cette quantification, mais la première observation expérimentale n'a lieu qu'en 1999 à l'ILL [14].

Ce chapitre introduit la physique des états quantiques du neutron dans le champ de pesanteur, et présente un exemple d'enjeu justifiant la recherche de leur caractérisation précise. Le spectromètre GRANIT, conçu pour l'étude de ces états quantiques, est également présenté.

2.1 LES ÉTATS QUANTIQUES GRAVITATIONNELS DU NEUTRON

Le neutron rebondissant verticalement sur un miroir horizontal est décrit par l'équation de Schrödinger suivante :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + V(z)\psi, \quad (32)$$

avec :

$$\begin{cases} V(z) = m_n g z & z > 0 \\ V(z) = V_{\text{optique}} + m_n g z & z < 0 \end{cases}. \quad (33)$$

En régime stationnaire, $\psi(z, t) = \psi_k(z) \exp\left(-i\frac{E_k t}{\hbar}\right)$ où ψ_k est la fonction d'onde spatiale associée à l'état quantique k d'énergie E_k . L'équation de Schrödinger se réécrit alors en :

$$\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{d^2 \psi_k}{dz^2} + (E_k - V(z))\psi_k = 0. \quad (34)$$

TABLE 6 – Grandeurs caractéristiques de l'équation

	Terre	Lune	Jupiter
g (m.s ⁻²)	9.81	1.62	24.80
z_0 (μm)	5.87	10.69	4.41
E_0 (peV)	0.602	0.181	1.066

En définissant les grandeurs caractéristiques :

$$\begin{cases} z_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_n^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} \\ E_0 = m_n g z_0 \end{cases} \quad \text{et } Z = \frac{z}{z_0} \quad \text{et } \epsilon_k = \frac{E_k}{E_0}, \quad (35)$$

on constate que l'énergie (verticale) d'un neutron dans le régime quantique (de l'ordre de quelques E_0) est très inférieure au potentiel optique du miroir (de l'ordre de 100 neV). En particulier, sur Terre, $z_0 = 5.87 \mu\text{m}$ et $E_0 = 0.602 \text{ peV}$ (voir table 6).

On peut donc faire l'approximation d'un puits de potentiel infini. Dans ces conditions, le neutron ne peut exister dans le domaine $z < 0$ et donc :

$$\begin{cases} V(z) = m_n g z & z > 0 \\ V(z) = \infty & z < 0 \\ \psi_k(0) = 0 \end{cases} . \quad (36)$$

L'équation se réécrit alors comme :

$$\frac{d^2 \psi_k}{dZ^2} + (\epsilon_k - Z) \psi_k = 0, \quad (37)$$

qui est une équation de Airy. L'équation de Airy possède une solution divergente (non physique) et une solution convergente, l'intégrale impropre $\text{Ai}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \cos\left(\frac{1}{3}t^3 + xt\right) dt$, que l'on appellera fonction de Airy (représentée figure 4). Les solutions de notre équation sont alors de la forme $\psi_k(Z) \propto \text{Ai}(Z - \epsilon_k)$.

Comme nous avons la condition $\psi_k(0) = 0$, nos solutions sont telles que les $-\epsilon_k$ sont les zéros de la fonction de Airy. Ces valeurs sont connues, et on peut donc en déduire les niveaux d'énergie du neutron dans le champ gravitationnel terrestre, présentés en table 7. La hauteur moyenne d'un état quantique, reliée à l'énergie potentielle du neutron, peut être obtenue soit grâce à la formule :

$$z_k = \langle \psi_k | \hat{z} | \psi_k \rangle, \quad (38)$$

soit grâce au théorème du Viriel, qui pour un potentiel linéaire prédit $E_k = \frac{3}{2} m_n g z_k$. On peut donc la comparer à la hauteur classique $h_k = \frac{E_k}{m_n g}$, c'est-à-dire la hauteur maximale que peut atteindre un neutron d'énergie E_k dans le régime classique.

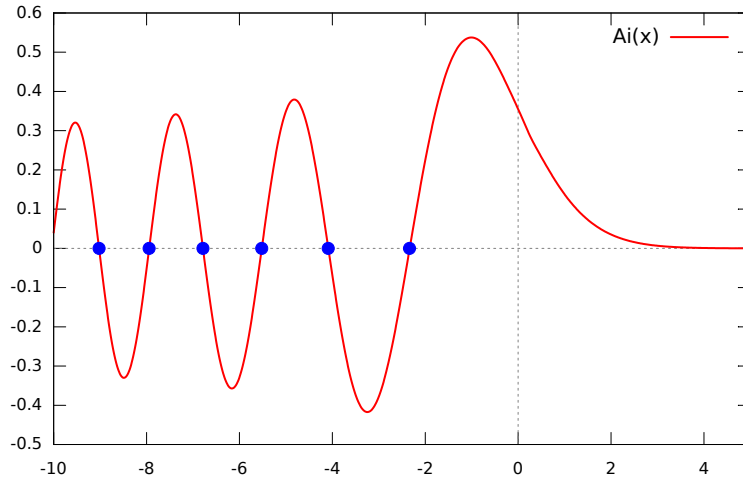


FIGURE 4 – Fonction de Airy semi-convergente

TABLE 7 – Energies des niveaux quantiques

k	1	2	3	4	5	6
ϵ_k	2.338	4.088	5.521	6.787	7.994	9.023
E_k (peV)	1.407	2.459	3.321	4.083	4.779	5.428
h_k (μm)	13.7	24.0	32.4	39.8	46.6	52.9
z_k (μm)	9.2	16.0	21.6	26.6	31.1	35.3

2.1.1 Transitions résonantes

Tout comme nous avons précédemment introduit la hauteur caractéristique et l'énergie caractéristique du neutron dans le puits de potentiel gravitationnel, on peut définir la fréquence caractéristique de notre système quantique comme :

$$f_0 = \frac{E_0}{2\pi\hbar}. \quad (39)$$

Dans le champ de pesanteur terrestre, $f_0 \sim 145$ Hz, ce qui est une valeur étonnamment faible et accessible expérimentalement. On peut associer à chaque niveau d'énergie une fréquence, mais mieux encore à chaque transition entre deux états k et p une fréquence de transition $f_{kp} = \frac{E_k - E_p}{h}$. En considérant un système quantique à deux niveaux k et p , perturbé par un potentiel oscillant \hat{V} à la pulsation $\omega \sim \omega_{kp} = 2\pi f_{kp}$, la probabilité maximale de transition de l'état k vers l'état p vaut :

$$P_{k \rightarrow p}^{\max} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega - \omega_{kp}}{\Omega_{kp}}\right)^2}, \quad (40)$$

où $\Omega_{kp} = \frac{1}{\hbar} \langle \psi_p | \hat{V} | \psi_k \rangle$ est appelée la pulsation de Rabi.

Grâce à cette résonance, il est possible expérimentalement de trouver la différence d'énergie entre deux niveaux quantiques, en mesurant la population des états k et p en fonction de la fréquence d'excitation.

2.1.2 Statut des expériences

2.1.2.1 Premières mesures

La première mesure visant à montrer la quantification de l'énergie des neutrons dans le champ gravitationnel terrestre a été effectuée en 1999 à l'ILL, avec la source UCN PF2 [14, 15]. Elle consiste à mesurer le flux de neutrons à la sortie d'une fente de hauteur variable (jusqu'à quelques dizaines de microns), composée d'un miroir horizontal comme plancher et d'un diffuseur de neutrons comme plafond. Ce dispositif permet de piéger les UCN dans un puits de potentiel quasi-infini dans la direction verticale, puisque les UCN trop énergétiques sont diffusés par le plafond. Les UCN ne sont par contre pas piégés dans le plan horizontal, et peuvent donc traverser la fente. Ils sont ensuite détectés à la sortie par un détecteur gazeux ^3He .

En faisant varier la hauteur h de la fente, on cherche à montrer un comportement quantique, c'est à dire une hauteur en dessous de laquelle la fente ne laisse passer aucun UCN : l'énergie autorisée pour les neutrons est inférieure à l'énergie de l'état fondamental.

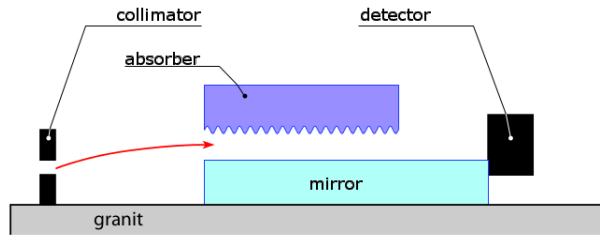


FIGURE 5 – Principe du dispositif de la première mesure intégrale réalisée à l'ILL en 1999.

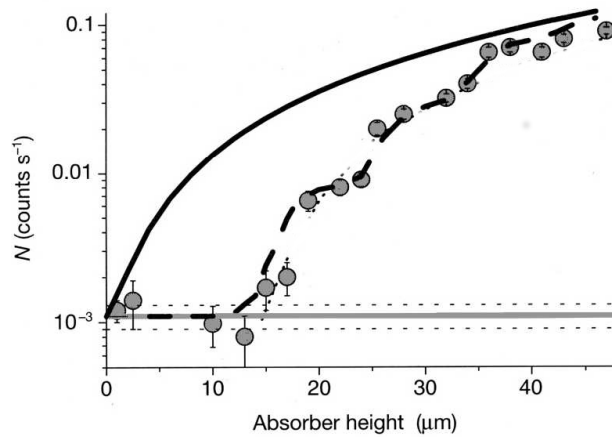


FIGURE 6 – Résultats de la première mesure intégrale réalisée à l'ILL en 1999. On a mesuré le flux de neutrons transmis en fonction de la hauteur du miroir diffuseur. La ligne pleine correspond au comportement classique en $h^{\frac{3}{2}}$.

A contrario, dans un comportement classique, le flux de neutrons est proportionnel à $h^{\frac{3}{2}}$, d'une part à cause de l'acceptance géométrique ($\propto h$) et d'autre part à cause de l'acceptance pour la vitesse verticale ($\propto \sqrt{h}$). La mécanique classique prédit donc un flux de neutron non nul quelle que soit la hauteur de la fente. C'est une mesure dite "intégrale", puisque le flux est intégré sur toutes les énergies possibles des neutrons. Ce dispositif mesure les états quantiques "en vol" (flow through mode), c'est à dire sans stockage. Le dispositif et les résultats de 1999 sont représentés figures 5 et 6.

On constate que pour une fente de hauteur inférieure à $\sim 15 \mu\text{m}$, aucun neutron n'est transmis : cela correspond à l'énergie du premier état quantique ($h_1 = 13.7 \mu\text{m}$). Le comportement quantique est donc vérifié.

Une mesure intégrale plus précise a été réalisée en 2003, toujours avec la source UCN PF2 de l'ILL [16, 17]. Une mesure différentielle a également été effectuée. Pour cette mesure, un détecteur passif sensible à la position ont été positionnés en sortie de la fente : on prend donc une "photographie" des fonctions d'onde en sortie du disposi-

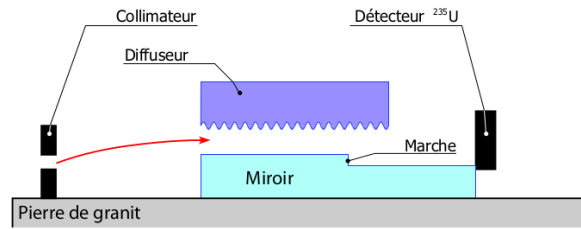


FIGURE 7 – Principe du dispositif de la mesure différentielle réalisée à l’ILL en 2003.

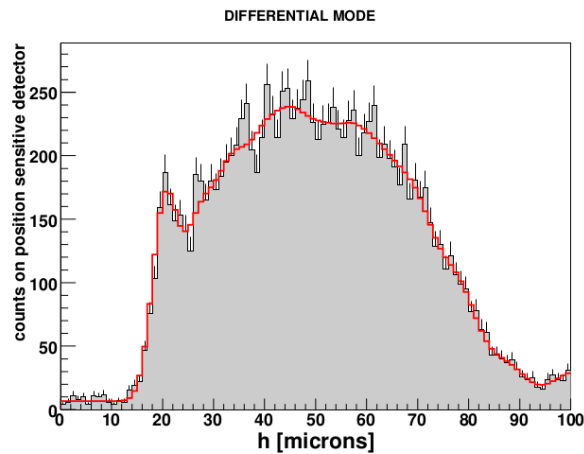


FIGURE 8 – Résultats de la mesure différentielle réalisée à l’ILL en 2003. On a mesuré la densité de neutrons au dessus du miroir grâce à un détecteur plastique de traces nucléaires recouvert d’uranium.

tif. L’objectif de cette mesure était de caractériser la fonction d’onde du deuxième état quantique, en particulier son noeud. Pour dépeupler l’état fondamental vers le deuxième état, une marche de $13.5 \mu\text{m}$ est ajoutée au milieu du dispositif. Le dispositif et les résultats sont représentés figures 7 et 8.

Pour mieux connaître les états quantiques, l’étape suivante est de maîtriser la transition entre deux états quantiques [18]. Deux collaborations sont nées : la collaboration GRANIT [19], et la collaboration QBounce [20, 21, 22]. La collaboration GRANIT utilise un gradient de champ magnétique oscillant pour générer le potentiel perturbateur, tandis que la collaboration QBounce utilise les vibrations du miroir (plancher). Le spectromètre GRANIT sera décrit un peu plus loin dans ce chapitre.

2.2 RECHERCHE D'UNE CINQUIÈME FORCE AVEC LES ÉTATS QUANTIQUES

2.2.1 *Le potentiel caméléon*

Dans le modèle standard de la cosmologie, l'énergie noire peut être considérée soit comme une constante cosmologique, soit comme un champ scalaire. Dans ce deuxième cas, les modèles simples sont mis à mal, car l'énergie noire devrait interagir avec la matière : on parle de cinquième force. Or, une telle force n'a pas encore pu être observée, ce qui contraint trop fortement ces modèles simples de quintessence. Des modèles plus raffinés ont été imaginés, dans lesquels des phénomènes d'écrantage apparaissent autour des corps massifs. L'un de ces modèles est appelé le modèle caméléon, et permettrait de justifier l'existence d'un champ scalaire "caché" en présence de matière dense tel un corps céleste[23]. Ainsi, seulement une fine couche autour de la matière dense permettrait le couplage de ce champ avec la matière, conduisant à une déviation minime de la loi de gravitation classique.

À l'échelle des neutrons ultra-froids rebondissant sur un miroir, il a été montré que le champ de caméléon en surface du miroir et non-écranté par un neutron libre, pourrait se coupler avec ledit neutron. Ainsi, le neutron évoluerait dans un potentiel modifié [24] :

$$\Phi(z) = m_n gz + \beta V_n (\Lambda z)^{\alpha_n}, \quad (41)$$

avec

$$V_n = (m_n/M_{Pl})\Lambda \left((2+n)/\sqrt{2} \right)^{2/(2+n)}, \quad (42)$$

avec M_{Pl} la masse de Planck réduite, $\Lambda = 2.4$ meV l'échelle de l'énergie noire et $\alpha_n = 2/(2+n)$

L'équation de Schrödinger stationnaire (34) du mouvement vertical du neutron devient alors :

$$\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{d^2}{dz^2} \psi_k + (E_k - \Phi(z))\psi_k(z) = 0, \quad (43)$$

avec encore $\psi_k(0) = 0$.

2.2.2 *Traitement perturbatif*

On peut traiter le potentiel caméléon comme une perturbation, ce qui permet d'estimer décalages des niveaux d'énergie avec les fonctions d'ondes non perturbées :

$$\delta E_k = \langle \psi_k | \hat{W} | \psi_k \rangle + \sum_{l \neq k} \frac{|\langle \psi_l | \hat{W} | \psi_k \rangle|^2}{E_k - E_l}, \quad (44)$$

où le potentiel perturbatif \hat{W} s'exprime comme :

$$\hat{W} = \beta V_n (\Lambda z)^{\alpha_n}. \quad (45)$$

Ainsi, le décalage du niveau d'énergie k peut être obtenu grâce aux éléments :

$$O_{k,l}(\alpha) = \langle \psi_l | \left(\frac{z}{z_0} \right)^\alpha | \psi_k \rangle, \quad (46)$$

des matrices de recouvrement qui ont été calculée numériquement en annexe A, en fonction du paramètre n .

$$\delta E_k = \beta V_n (\Lambda z_0)^{\alpha_n} O_{k,k}(\alpha_n) + (\beta V_n (\Lambda z_0)^{\alpha_n})^2 \sum_{l \neq k} \frac{|O_{k,l}(\alpha_n)|^2}{E_k - E_l}. \quad (47)$$

2.2.3 Traitement numérique

Il est également possible de calculer directement par une méthode numérique les niveaux d'énergie en présence du champ caméléon [25]. Pour cela, on utilise la méthode de Numerov [26], particulièrement adaptée à l'équation de Schrödinger.

En notant notre équation :

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi}{dz^2}(z) + k^2(z) \psi(z) = 0 \\ k^2(z) = \frac{2m_n}{\hbar^2} (E - V(z)) \quad , \\ \psi(0) = 0 \end{cases} \quad (48)$$

et en définissant pour un pas d'intégration h :

$$\begin{cases} z_n = nh \\ k_n^2 = k^2(z_n) \quad , \\ \psi_n = \psi(z_n) \end{cases} \quad (49)$$

on a alors la relation de récurrence suivante :

$$\psi_{n+1} = \frac{2(1 - \frac{5}{12} h^2 k_n^2) \psi_n - (1 + \frac{1}{12} h^2 k_{n-1}^2) \psi_{n-1}}{1 + \frac{1}{12} h^2 k_{n+1}^2}, \quad (50)$$

avec $\psi_0 = 0$ et $\psi_1 = 1$ (à une constante de normalisation près).

On sait que, pour le $k^{\text{ème}}$ état quantique, la fonction d'onde converge après exactement k extrema (voir figure 9). Ainsi, la méthode pour trouver les nouveaux niveaux d'énergie E_k^* est la suivante :

1. On choisit l'énergie E de l'équation.
2. On calcule la fonction d'onde associée entre $z = 0$ et une valeur $z = z_{\max}$ suffisamment grande, pas à pas :

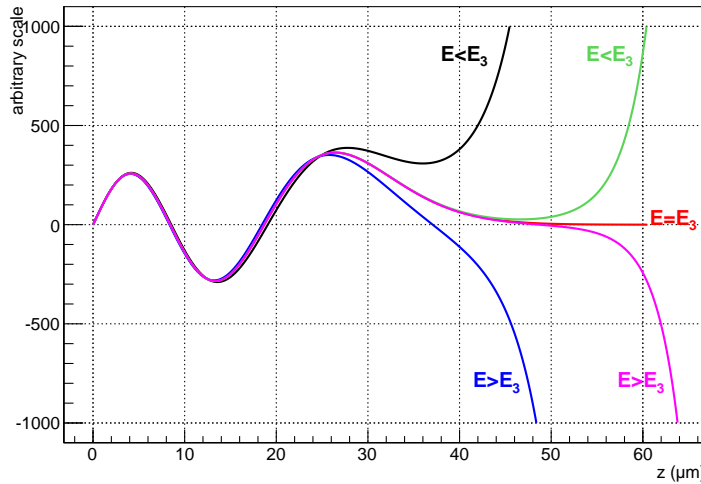


FIGURE 9 – Résolution numérique de l'équation.

- Si la fonction d'onde a moins de k extrema, elle ne peut pas être la solution pour l'énergie E_k^* .
 - Si la fonction d'onde a au moins k extrema, et si après elle a encore un extremum sans changer de signe, alors $E < E_k^*$ et la fonction d'onde diverge.
 - Si la fonction d'onde a k extrema, et ensuite converge vers 0 (jusqu'à z_{\max}), alors $E = E_k^*$.
 - Si la fonction d'onde a au moins k extrema, et ensuite change de signe, alors $E > E_k^*$ et soit la fonction d'onde est divergente, soit elle va avoir un autre extremum.
3. On procède par dichotomie sur E selon le résultat précédent, ce qui permet de converger vers la valeur de E_k^* .

Cette méthode permet donc de calculer les fonctions d'ondes et les niveaux d'énergie modifiés par le potentiel caméléon (ou un autre potentiel, par exemple de type Yukawa). Afin de vérifier la validité de cette méthode, nous pouvons résoudre les niveaux d'énergie pour le potentiel $\Phi(z) = m_n gz$, et comparer les résultats avec les zéros de la fonction d'Airy. Avec un pas d'intégration de $0.01 \mu\text{m}$ sur $z \in [0 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}]$, on obtient une précision de 10^{-5} sur les ϵ_k jusqu'à $k = 10$. La validité de cette méthode de calcul est donc confirmée.

2.2.4 Contraintes sur le potentiel caméléon

Une comparaison des décalages des niveaux d'énergie prédits par la théorie des perturbations et des niveaux d'énergies calculés numériquement est montrée en figures 10 et 11 pour $\beta_9 = 10^{-9} \times \beta$. La théorie des perturbations (en pointillés) est valable jusqu'à $\beta_9 < 20$ au premier ordre et $\beta_9 < 100$ au deuxième ordre. Au delà, la résolution numérique (ligne pleine) est nécessaire.

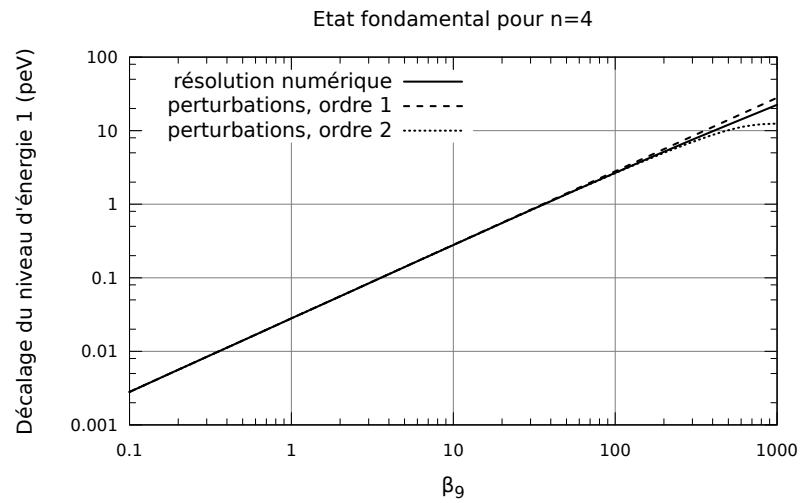


FIGURE 10 – Comparaison de la théorie des perturbations et de la résolution numérique.

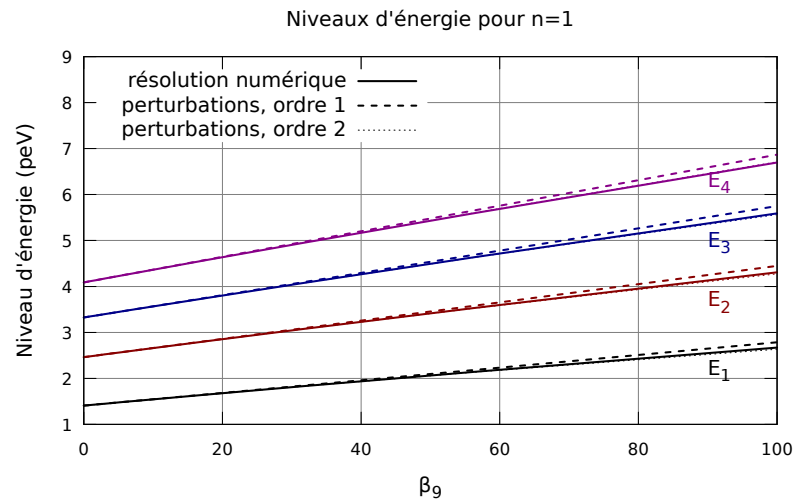


FIGURE 11 – Premiers niveaux d'énergie pour le potentiel modifié.

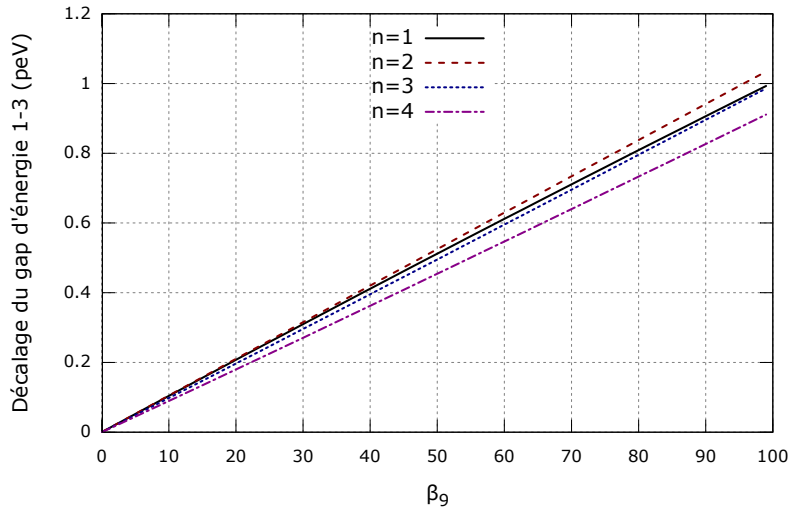


FIGURE 12 – Décalage induit par le potentiel caméléon sur l'énergie de transition entre deux niveaux.

Grâce à ces résultats, il est possible de calculer le décalage induit par le potentiel caméléon sur l'énergie de transition entre deux états (voir figure 12).

Avec le spectromètre GRANIT, la différence d'énergie entre deux niveaux, comme $k = 3$ et $k = 1$ devraient être mesurée avec une précision de 0.01 peV, à comparer à la différence prédite $E_3 - E_1 = 1.91$ peV [27]. En supposant que l'effet du champ caméléon soit plus faible que cette valeur, une limite du paramètre β peut être fixée en fonction de n .

La figure 13 provenant de [32] représente la région de l'espace des paramètres accessible au spectromètre GRANIT, et sa sensibilité permettrait de détecter un champ caméléon pour $\beta \sim 10^8$. Le principe d'incertitude de Heisenberg fixe la meilleure précision relative pour ce type d'expériences à 10^{-7} , ce qui permettrait de détecter un champ caméléon pour $\beta \sim 10^3$.

2.3 LE SPECTROMÈTRE GRANIT

Le spectromètre GRANIT [27, 33, 34] a été construit dans le cadre d'un financement de l'ANR reçu en 2005, alloué à la collaboration entre l'Institut Laue-Langevin (ILL), le Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble (LPSC) et le Laboratoire des Matériaux Avancés de Lyon (LMA). Le spectromètre est installé de façon permanente dans le réacteur à haut flux de l'ILL grâce aux financements de l'ILL et de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3). D'autres universités et instituts contribuent également à cette collaboration, notamment l'Université

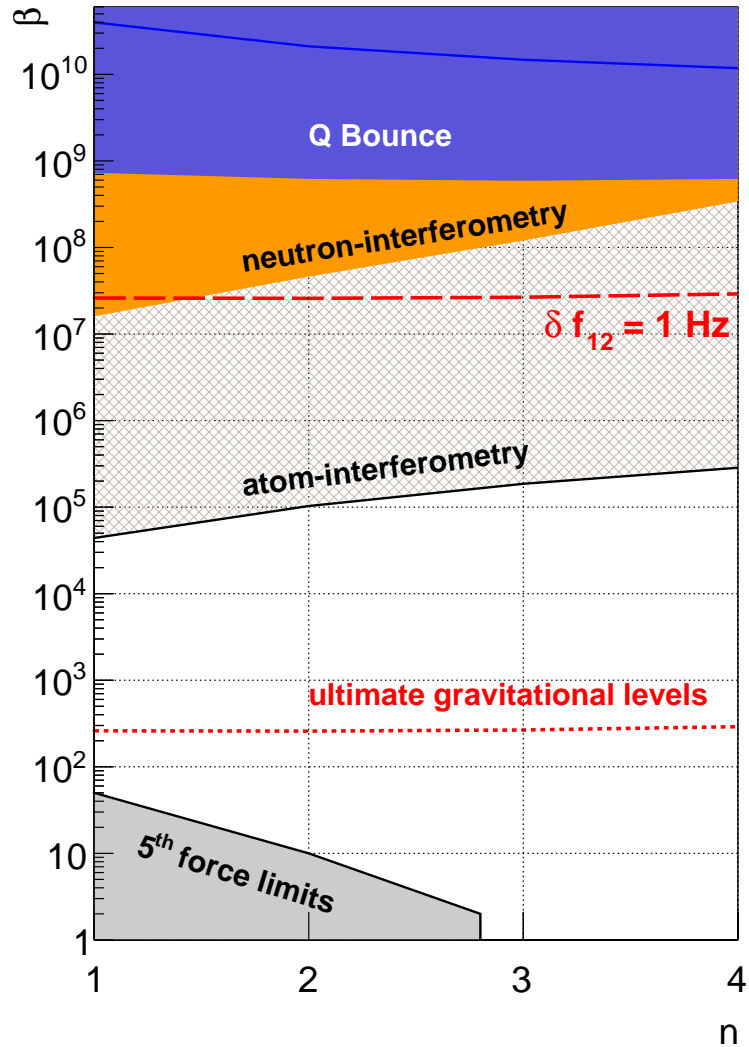


FIGURE 13 – Régions d'exclusion (95 % C.L.) dans l'espace des paramètres du potentiel caméléon (indice de Ratra-Peebles n et constante de couplage à la matière β). La zone en bleu est exclue par l'étude des niveaux quantiques du neutron dans le champ gravitationnel [28]. La ligne rouge en pointillés longs correspond à la sensibilité de GRANIT sans piégeage des neutrons, et la ligne rouge en pointillés courts correspond à la sensibilité de GRANIT avec piégeage (voir section 2.3). La zone en orange est exclue par interférométrie avec des neutrons [29]. La zone en gris est exclue par l'expérience de Eot-Wash [30], et la région hachée est exclue par interférométrie atomique [31].

de Virginie, le Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI) et le Joint Institute for Nuclear Research (JINR) à Dubna.

L'objectif du spectromètre GRANIT est de permettre d'investiguer plusieurs branches de la physique fondamentale, comme la recherche de nouvelles forces à courte portée [35, 36, 37, 24] comme la mécanique quantique et la physique des surfaces, mais aussi de développer de nouveaux modèles physiques de nouvelles techniques expérimentales [38].

L'atout majeur du spectromètre GRANIT réside dans la possibilité de stocker les UCN dans des états quantiques gravitationnels pendant de longues durées (plusieurs minutes). En effet, d'après le principe d'incertitude, un temps d'observation étendu permet de mieux définir l'énergie, et donc d'augmenter la précision de mesure.

Le spectromètre est une chambre à vide d'environ 1 m^3 en aluminium passivé, contenant un bloc de granit plat de 550 kg servant de table pour tous les composants, à savoir le volume de stockage, les miroirs, les détecteurs et tout autre dispositif jugé utile. L'intérieur du spectromètre se veut modulaire, et les différents composants peuvent être agencés selon la configuration désirée. Afin de conserver la propreté (critique pour les UCN) des composants lors des phases de montage et de démontage, le spectromètre est installé dans une salle blanche de classe ISO 5. Il repose sur trois pieds pneumatiques permettant d'atténuer les vibrations du sol. À l'intérieur du spectromètre lui-même, la table en granit repose sur trois actionneurs piézoélectriques asservis à des inclinomètres afin de compenser d'éventuels défauts d'horizontalité. Enfin, trois bobines entourent le spectromètre pour entre autres compenser le champ magnétique terrestre. L'ensemble de ces éléments sont présentés figure 14.

Le spectromètre GRANIT est installé au niveau C du réacteur à haut flux de l'ILL, à côté de la source de neutrons ultrafroids SUN [39, 40] (figure 15).

2.3.1 Configuration actuelle

Dans la configuration actuelle, les UCN sont d'abord stockés dans un volume intermédiaire diffuseur en cuivre de diamètre 3 cm et de longueur 30 cm, avec une entrée de diamètre 3.4 cm pour accueillir les UCN extraits de la source, et une fente de 1 mm pour sortie.

Une vanne papillon permet de stocker les UCN dans ce volume, appelé volume de stockage intermédiaire. En sortie, une fente semi-diffusive [41, 42] de 50 à 200 μm de hauteur, 15 cm de longueur et 30 cm de largeur est installée. Elle est composée d'un miroir horizontal (plancher) et d'un diffuseur (plafond), et permet d'obtenir un faisceau collimaté de neutrons. La hauteur de la fente est un compromis entre le flux de neutrons transmis et la densité dans l'espace des phases, puisque l'on souhaite un faisceau de neutrons collimaté dans

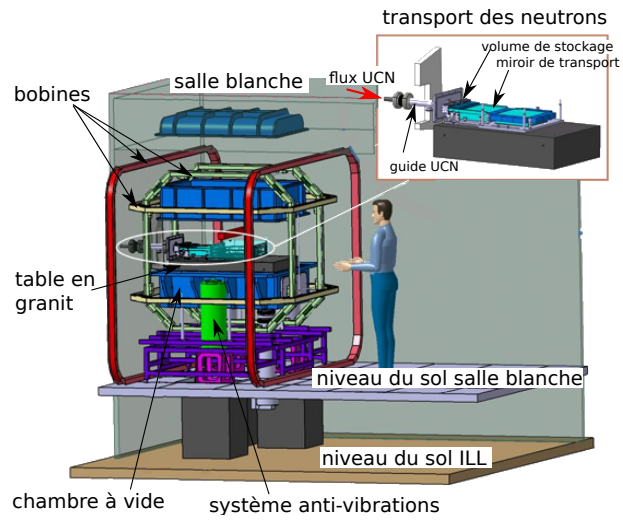


FIGURE 14 – Le spectromètre dans la salle blanche. Les instruments de mesure sont installés sur une table en granit massive, le tout à l'intérieur d'une chambre à vide en aluminium.

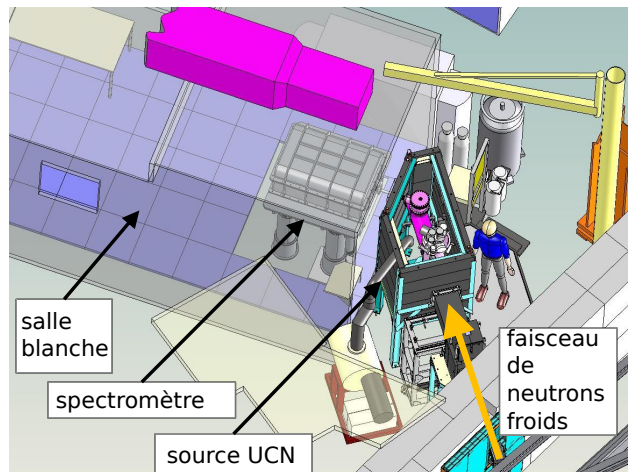


FIGURE 15 – Le spectromètre GRANIT dans le bâtiment réacteur de l'ILL. Le spectromètre est alimenté en UCN par une source d'hélium superfluide, qui convertit les neutrons froids à 0.89 nm provenant du guide H172.

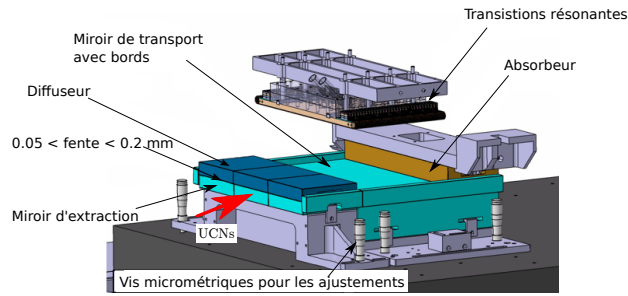


FIGURE 16 – Les éléments optiques du spectromètre. Le miroir d'extraction (plancher) et le diffuseur (plafond) ont les mêmes dimensions ($300\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 20\text{ mm}$) et consistent chacun en 3 miroirs de $100\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ collés. Le miroir de transport mesure $300\text{ mm} \times 250\text{ mm} \times 70\text{ mm}$. Le miroir d'extraction et le miroir de transport ont une rugosité moyenne très faible (0.5 nm) pour que le rebond des neutrons soit spéculaire, tandis que celle du diffuseur est volontairement élevée ($5.6\text{ }\mu\text{m}$) pour permettre aux UCN ne pouvant être transmis de retourner dans le volume de stockage intermédiaire. Le miroir d'extraction et le diffuseur ont un revêtement en diamond-like carbon (DLC) leur conférant un haut potentiel optique. Le miroir de transport n'en nécessite pas puisque à ce niveau les neutrons sont collimatés. Afin que le potentiel gravitationnel soit le même en tout point du miroir de transport, sa planéité est faible (80 nm).

le plan horizontal. Le stockage dans le volume intermédiaire permet donc de maximiser les chances d'un neutron de pouvoir passer à travers cette fente.

On définit comme l'axe x l'axe du faisceau de neutrons, l'axe z comme l'axe vertical et l'axe y comme orthogonal aux deux premiers.

La configuration est présentée figures 16 et 17. Les neutrons transmis par la fente semi-diffusive arrivent ensuite sur un miroir de transport de 30 cm de longueur et 30 cm de largeur. Sa position verticale par rapport à la fente est ajustable au micron près, et permet éventuellement de former une marche de potentiel gravitationnel. Ce miroir permet d'accueillir le dispositif de transition résonante par gradient de champ magnétique, décrit plus bas. À l'extrémité de ce miroir, selon l'axe x , un absorbeur est installé comme plafond à une hauteur réglable entre $5\text{ }\mu\text{m}$ et $50\text{ }\mu\text{m}$ grâce à des actionneur piezoélectriques. Après cette nouvelle fente, un détecteur de neutron (figure 18) est installé.

2.3.2 Futures configurations

Dans les prochains cycles, le dispositif permettant d'effectuer des transitions résonantes entre les niveaux quantiques sera installé. Il est présenté figure 19. Deux modes de fonctionnement sont prévus [19] : le premier génère un gradient de champ magnétique oscillant spatial,

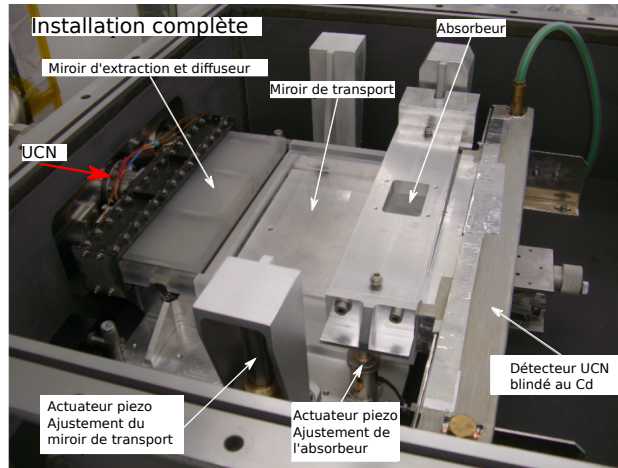


FIGURE 17 – Les éléments optiques installés dans le spectromètre. La fente semi-diffusive et le miroir de transport reposent sur deux supports indépendants ajustables séparément grâce à 3 + 3 vis micrométriques. De plus, pour ajuster la hauteur et l'orientation du miroir de transport avec une plus grande précision, 3 actionneur piezoélectriques. La distance entre l'absorbeur et le miroir de transport est également ajustable grâce à 3 piezoélectriques.

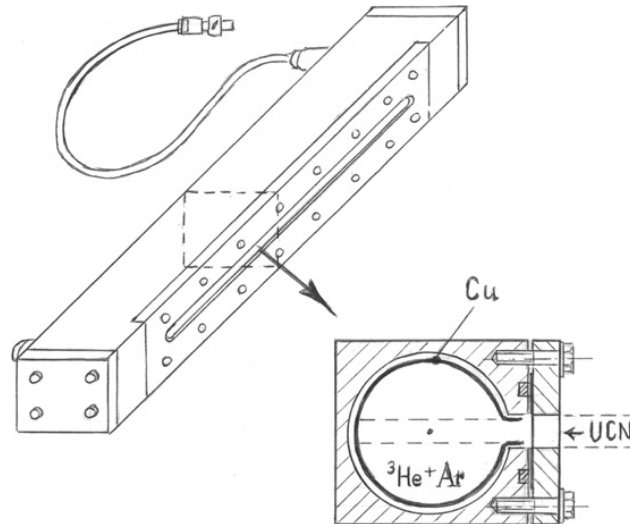


FIGURE 18 – Détecteur UCN spécialement conçu pour le spectromètre GRANIT. Une chambre proportionnelle remplie de ${}^3\text{He}$ et d'argon traversée par une cathode sous haute tension permet de mesurer l'énergie des produits de réaction $n+{}^3\text{He}$. Le détecteur est blindé par du cadmium pour réduire le bruit de fond dû aux neutrons rapides dans l'environnement du spectromètre.

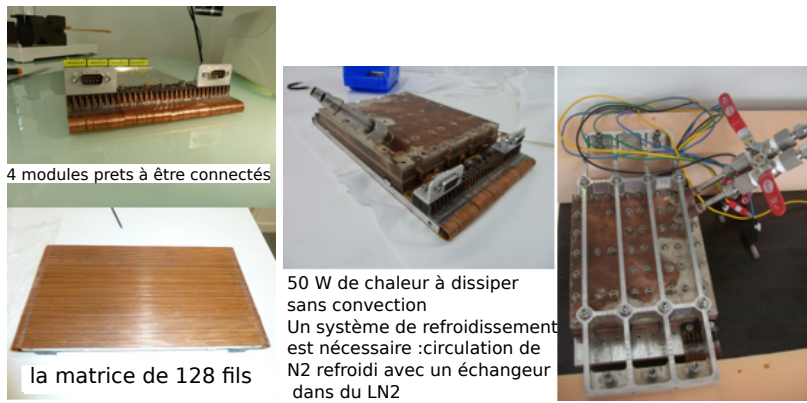


FIGURE 19 – Le dispositif d’excitation magnétique est composé de 4 modules de 32 fils chacun (1 mm^2), soit 128 fils, espacés de 0.25 mm.

le long de la trajectoire des UCN (mode DC). Le second génère un gradient de champ magnétique oscillant temporellement (mode AC).

L’étude des transitions se fait sur un principe de type Rabi : les neutrons sont d’abord préparés ("polarisation") en dépeuplant un état quantique, subissent la transition résonante puis l’état quantique précédemment dépeuplé est observé ("analyse").

Dans ces deux configurations, l’état fondamental est presque supprimé en sortie de la fente semi-diffusive grâce à une marche descendante de $15 \text{ }\mu\text{m}$. Ensuite, les neutrons traversent la zone du gradient de champ magnétique (DC ou AC) sur 16 cm en quelques dizaines de millisecondes.

Dans le mode DC, le gradient de champ magnétique est statique, et oscille spatialement selon l’axe x avec une période de $d = 1 \text{ cm}$. Ainsi, seuls les neutrons avec une vitesse horizontale $v = d \cdot f_{k1}$ et dans l’état k peuvent être désexcités vers l’état fondamental. Par exemple, la désexcitation $2 \rightarrow 1$ peut avoir lieu pour les neutrons de 2.54 ms^{-1} ($f_{21} = 254 \text{ Hz}$) et la désexcitation $3 \rightarrow 1$ peut avoir lieu pour les neutrons de 4.62 ms^{-1} ($f_{31} = 462 \text{ Hz}$).

Dans le mode AC, le gradient de champ magnétique est uniforme spatialement mais périodique temporellement. La fréquence peut varier dans la gamme qui nous intéresse, à savoir 100 Hz-1000 Hz, et chaque désexcitation a lieu avec une probabilité maximale lorsque la fréquence de résonance est atteinte.

Les neutrons atteignent alors la zone d’analyse, où un miroir absorbant est positionné à $25 \text{ }\mu\text{m}$ du miroir de transport, de longueur 9 cm et de largeur 30 cm. Ainsi, seuls les neutrons dans l’état fondamental peuvent être transmis.

Enfin, en sortie de l’analyseur, les neutrons sont détectés. En mode DC, il est nécessaire de mesurer la vitesse horizontale des neutrons transmis pour connaître la fréquence de résonance. Pour cela, on fait subir une chute libre d’environ $d_{\text{chute}} = 30 \text{ cm}$ aux neutrons, et la

hauteur de chute $h = \frac{g}{2} \left(\frac{d_{\text{chute}}}{v_{\text{UCN}}} \right)^2$ permet de retrouver la vitesse horizontale. Un détecteur à UCN sensible à la position est donc requis. La conception d'un tel détecteur est présentée au chapitre 6. En mode AC, un détecteur intégral suffit, car le flux de neutrons transmis est maximal lorsque la fréquence de résonance est appliquée.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons introduit le concept de quantification des états gravitationnels du neutron dans le champ de pesanteur. Les expériences ayant révélé la réalité de ce phénomène, très récentes, ont été brièvement décrites. Nous avons également pu discuter la possibilité de la découverte de nouveaux modèles physiques grâce à l'étude des états quantiques, en particulier avec l'exemple du potentiel caméléon. Cette recherche de déviations par rapport aux modèles standards justifie la continuation des expériences pionnières, et la création de nouveaux instruments pour l'étude approfondie des états quantiques. Le spectromètre GRANIT, autour duquel s'articule cette thèse, a été présenté dans son état actuel et dans ses prochaines configurations. Dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons aux différentes étapes intervenant pour la production et l'acheminement de neutron ultra-froids pour ce spectromètre (chapitres 3, 4, 5) ainsi qu'à la conception d'un nouveau détecteur UCN (chapitre 6) adapté au spectromètre.

To succeed, planning alone is insufficient. One must improvise as well.

I. Asimov, *Foundation*

PRODUCTION DES NEUTRONS DE 0.89 NM

Nous avons discuté au chapitre 1 de la possibilité de produire des UCN dans l'hélium superfluide, par conversion de neutrons froids de longueur d'onde 0.89 nm grâce à une excitation résonante de phonon. Le spectromètre GRANIT est couplé à une source cryogénique basée sur ce principe, décrite et caractérisée au chapitre 4. Le taux de production des UCN dans la source dépend directement du flux différentiel incident des neutrons à 0.89 nm qu'il est important de caractériser précisément. Un dispositif de mesure a été spécialement conçu à cette fin, et permet d'améliorer sensiblement la précision des résultats.

3.1 MONOCHROMATION

Les neutrons froids proviennent de la ligne H172, spécialement construite au niveau C à l'ILL. Les neutrons froids sont acheminés du coeur du réacteur à un monochromateur. Les neutrons de 0.89 nm en particulier sont dirigés par ce monochromateur vers un guide de neutron secondaire desservant la zone expérimentale de GRANIT.

Le monochromateur utilisé pour sélectionner les neutrons de 0.89 nm et les acheminer vers la zone expérimentale de GRANIT a été conçu spécifiquement [43]. Il est composé de deux rangées de 9 cristaux de KC_{24} (deux feuilles de graphite intercalés entre chaque couche de potassium). Cette configuration dite en "stage-2" permet d'avoir un paramètre cristallin grand (8.74 Å) qui correspond à un faible angle de diffraction (30.6 degrés), permettant ainsi de placer une deuxième zone expérimentale desservie par la ligne principale. Les cristaux sont dans une enceinte sous atmosphère contrôlée afin d'augmenter leur durée de vie. Le monochromateur est placé sur un plateau pouvant être positionné avec 5 degrés de liberté, dont le principal est la rotation selon l'axe vertical. Ce plateau est partagé avec un autre monochromateur desservant une deuxième zone expérimentale avec des neutrons froids à 0.89 nm, occupée par l'expérience SUN2. Le faisceau initial est donc partagé temporellement entre les deux zones, selon l'alignement des monochromateurs.

La formule de Bragg pour la diffraction permet de calculer la longueur d'onde des neutrons diffractés par chaque monochromateur à chaque position (nommées GRANIT et SUN2). Les résultats sont présentés table 8.

TABLE 8 – Longueurs d’ondes diffractées par les monochromateurs de SUN2 et GRANIT sur les positions SUN2 et GRANIT.

position	SUN2 $\theta = 56.3 \text{ deg}$	GRANIT $\theta = 30.6 \text{ deg}$
monochromateur SUN2 ($d = 5.35 \text{ \AA}$)	$\lambda = 0.890 \text{ nm}$	$\lambda = 0.545 \text{ nm}$
GRANIT ($d = 8.74 \text{ \AA}$)	$\lambda = 1.454 \text{ nm}$	$\lambda = 0.890 \text{ nm}$

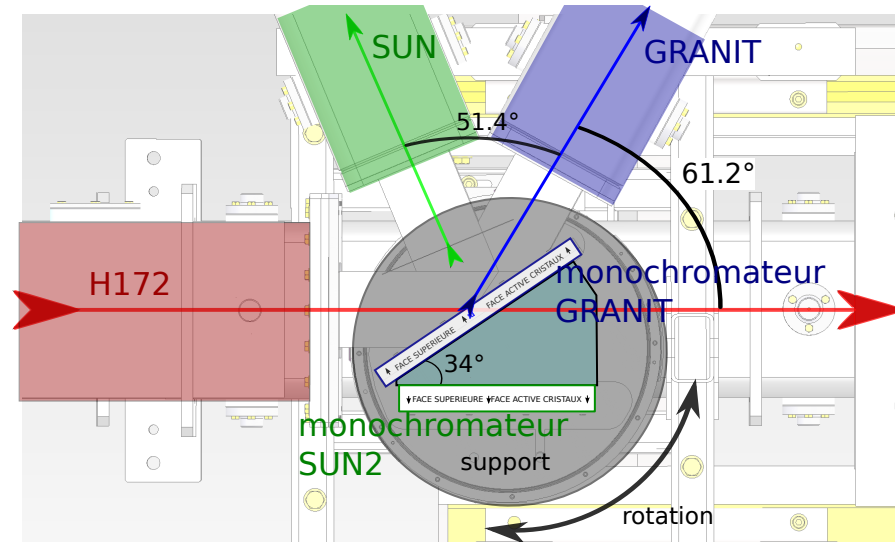


FIGURE 20 – Vue de dessus schématique des deux monochromateurs pouvant diriger les neutrons de 0.89 nm vers la position SUN2 ou la position GRANIT. Ici, c'est la position GRANIT qui reçoit les neutrons de 0.89 nm.

Les deux monochromateurs sont positionnés sur leur support avec un angle de 34 degrés. Ainsi, lorsque la configuration GRANIT est utilisée, le monochromateur de SUN2 est parallèle au faisceau, ce qui limite son impact, comme on peut le voir figure 20. Lorsque la configuration SUN2 est utilisée, le monochromateur de GRANIT est perpendiculaire au faisceau, et les cristaux sont "transparents" [44].

Il y a donc deux configurations permettant d'acheminer des neutrons vers la position GRANIT, qui sont distantes de $180 - 34 = 146$ degrés. Une seule de ces deux positions permet à GRANIT d'obtenir des neutrons de 0.89 nm. Grâce à ces informations de positions relatives, une simple mesure sur 360 degrés du nombre de neutrons froids sur chaque position permet d'identifier les monochromateurs, sans vérifier les longueurs d'onde. Le résultat est présenté en figure 21.

Afin de compenser les défauts d'alignement du support du monochromateur par rapport au faisceau, 4 paramètres en plus de la rotation selon l'axe vertical Z sont disponibles : deux rotations selon les axes horizontaux X et Y (sur ± 3 degrés chacune) et deux transla-

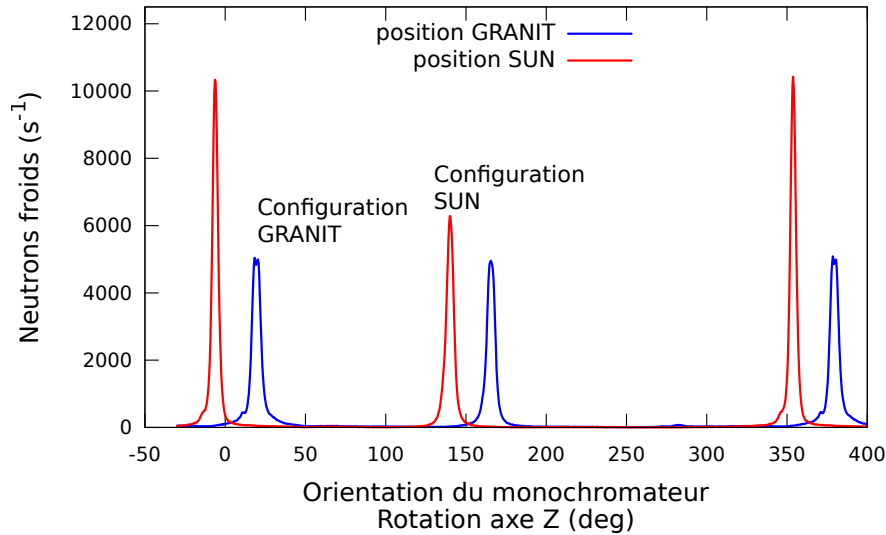


FIGURE 21 – Nombre de neutrons froids vus par chaque position en fonction de l'orientation du monochromateur selon la rotation principale. Chaque pic est identifié grâce à sa position relative par rapport aux autres. Mesure effectuée en juillet 2012.

tions selon les axes horizontaux X et Y (sur ± 10 mm chacune). On s'attend naturellement à ce que les effets de ces paramètres soient bien moindres que ceux dûs à la rotation.

L'optimisation de la position du monochromateur se fait grâce à un moniteur de neutrons, placé derrière la source UCN de GRANIT. C'est donc le nombre de neutrons froids qui détermine la position optimale du monochromateur.

La procédure d'optimisation consiste à optimiser à la suite chaque paramètre en commençant par la rotation principale, puis les deux rotations secondaires, et enfin les translations. On constate que chaque paramètre s'optimise indépendamment des autres. Les résultats sont présentés en figure 22.

Etant donné que le spectromètre va utiliser des UCN, il est bon de vérifier que l'optimisation via le nombre de neutrons froids correspond à l'optimisation via le nombre d'UCN produits dans la source. Les résultats de cette comparaison (figure 23) montrent que les optimisations sont compatibles, et que l'alignement du monochromateur avec les neutrons froids, moins contraignante quant à la situation de la source, est suffisante.

3.2 MESURE DU FLUX DE NEUTRONS DIFFÉRENTIEL

3.2.1 Flux différentiel de neutrons froids attendu

Le spectre en longueur d'onde des neutrons froids acheminés vers le monochromateur peut être estimé grâce à une simulation Monte-

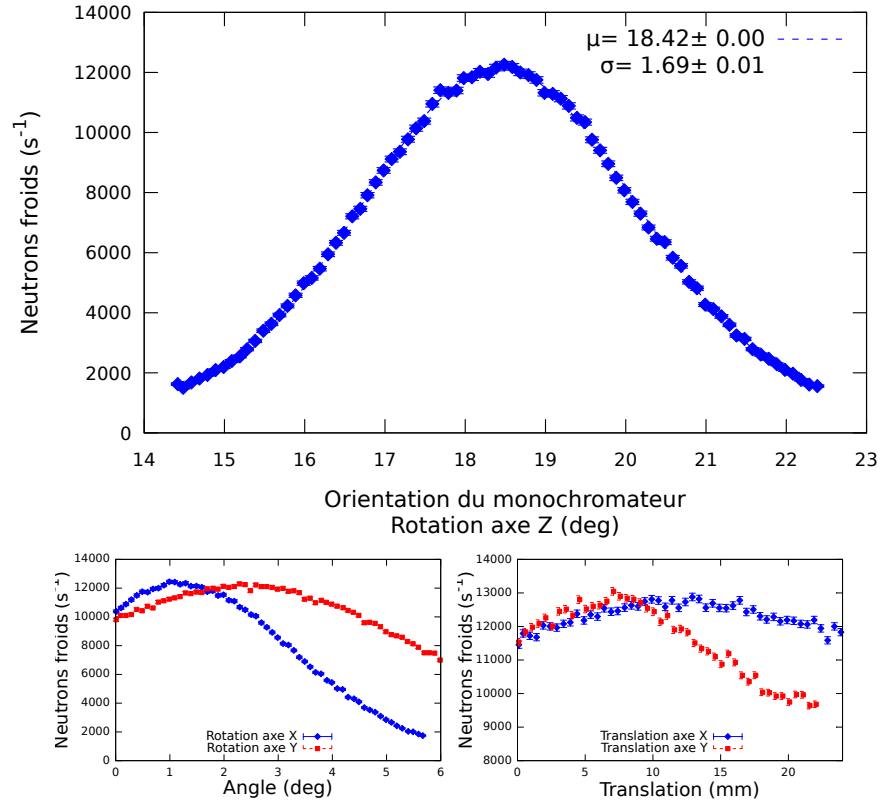


FIGURE 22 – Optimisation consécutive des 5 degrés de liberté du monochromateur. On constate que les optimisations sont indépendantes et peuvent donc être effectuées dans n’importe quel ordre, une seule fois. Mesures effectuées en mai 2015

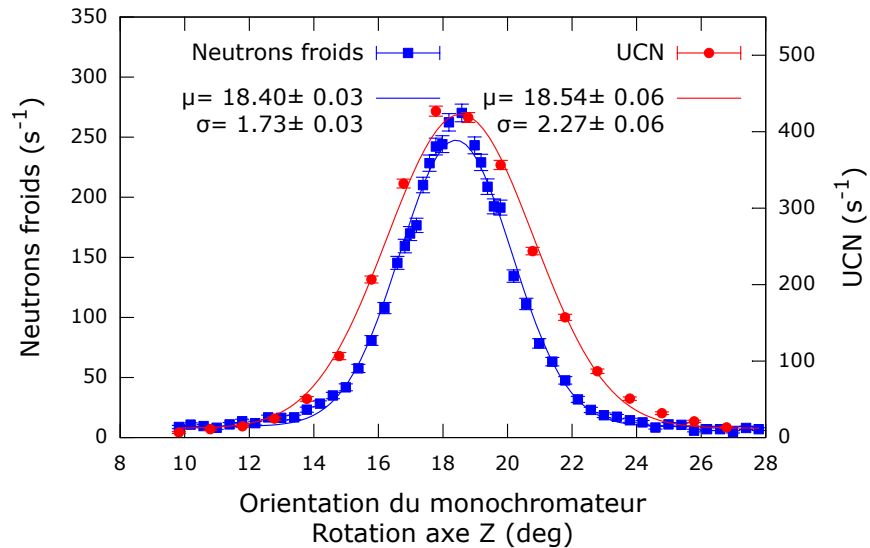


FIGURE 23 – Optimisation simultanée du paramètre de rotation principale, selon l’axe vertical, avec les neutrons froids et les UCN. Plus d’informations sur la configuration de mesure avec les UCN sont disponibles au chapitre 4. Mesure effectuée en juin 2015.

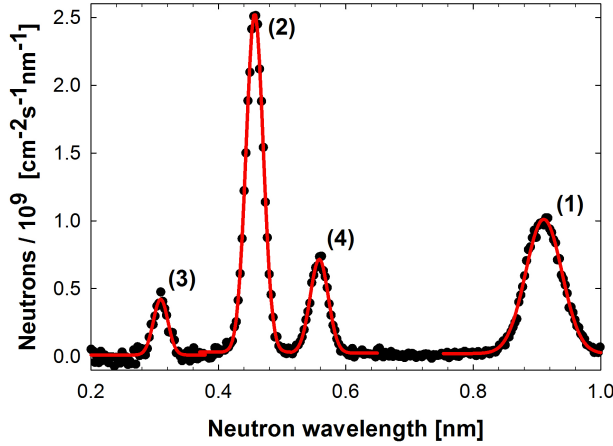


FIGURE 24 – Flux différentiel des neutrons froids mesuré en 2009 et normalisé pour une puissance thermique du réacteur de 53.2 MW. Quatre composantes ont été reconnues : $\lambda_1 = 0.91(2)$ nm, $\sigma_1 = 0.0284(9)$ nm, $\lambda_2 = 0.46(1)$ nm, $\sigma_2 = 0.0134(4)$ nm, $\lambda_3 = 0.31(1)$ nm, $\sigma_3 = 0.0114(9)$ nm et $\lambda_4 = 0.56(1)$ nm, $\sigma_4 = 0.0142(5)$ nm.

Carlo [45]. À 0.89 nm, le monochromateur voit un flux différentiel de neutrons d'environ $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ nm}^{-1}$. La réflectivité du monochromateur et le guidage des neutrons n'étant pas parfaits, il faut s'attendre à un flux différentiel inférieur.

La fabrication d'un cristal monochromateur de stage 2 étant très délicate, il est difficile d'estimer sa réflectivité à la longueur d'onde qui nous intéresse. Les valeurs avancées dans [43] sont de l'ordre de 60% – 80%. La mosaïcité des cristaux, qui permet de diffracter une plus grande partie des neutrons incidents (selon leur angle de réflexion dans les guides) a été mesurée à 2.0 ± 0.3 degrés. Cet écart à l'idéalité va contribuer à élargir les pics de diffraction. Les neutrons ne réagissant pas de la même manière à ces phénomènes selon leur longueur d'onde, les amplitudes relatives des pics de diffraction sont également difficiles à prévoir.

Une mesure du spectre des neutrons en longueur d'onde a été effectuée en 2009 [40] et est synthétisée figure 24.

Cette mesure nous donne la longueur d'onde du pic de diffraction d'ordre 1 à $\lambda = 0.91 \pm 0.02$ nm. Cette valeur est en accord avec la longueur d'onde attendue pour la résonance $\lambda_r = 0.892 \pm 0.02$ nm. Il est cependant souhaitable d'avoir une mesure plus précise pour confirmer que l'acheminement des neutrons froids pour la production d'UCN est optimale. Ce spectre permet également de constater la présence des pics d'ordre 2 et 3, et la présence d'un pic parasite dû à l'imperfection des cristaux et correspondant à la diffraction sur des couches de type stage-1 (KC_8). Le flux différentiel attendu à λ_r est, par cette mesure, estimé de l'ordre de $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ nm}^{-1}$.

3.2.2 Description du principe

Le flux de neutrons différentiel est indispensable pour calculer le taux de production d'UCN dans la source. On peut l'obtenir en faisant une mesure de spectre de longueur d'onde des neutrons froids avec un dispositif de mesure de temps de vol. Pour faire cette mesure, on utilise une fente fixe couplée à une fente mobile, qui permettent de pulser le faisceau, et un détecteur de neutrons placé à quelques dizaines de centimètres des fentes. Chaque alignement des fentes donne un signal "START", et chaque détection donne un signal "STOP". Si la durée du pulse faisceau est très courte devant le temps que peut mettre un neutron froid pour parcourir la distance fentes-détecteur, les temps entre le signal "START" et les signaux "STOP" correspondent aux temps de vols des neutrons froids détectés. En connaissant précisément la distance de vol et le temps de vol, on retrouve la vitesse des neutrons, ce qui permet de construire un spectre.

Dans notre expérience, l'alignement des fentes se fait à l'aide d'un disque en rotation (chopper) avec une ou plusieurs fentes radiales rectangulaires. Le signal "START" est généré par un interrupteur optique. Une fente en périphérie du disque ferme l'interrupteur lorsque la fente "à neutrons" du disque est alignée avec la fente fixe. La précision mécanique de ce report d'alignement, ainsi que la largeur du signal peuvent générer un offset temporel sur le spectre de temps de vol.

En nommant :

- D la distance entre le disque et le détecteur
- f_{disque} la fréquence de rotation du disque
- n_{fentes} le nombre de fentes (rectangulaires) du disque
- r_{min} la distance entre le centre du disque et le début de la fente
- l et L la largeur et la longueur des fentes rectangulaires

on définit les relations et grandeurs utiles suivantes :

- $\frac{1}{f_{\text{disque}} n_{\text{fentes}}}$ le temps entre deux ouvertures de fentes, qui doit être plus grand que le temps de vol du neutron le plus lent du spectre.
- $\frac{l}{2\pi f_{\text{disque}} r_{\text{min}}}$ la durée du pulse faisceau, qui donne une incertitude sur le temps de vol.
- $t = \frac{\lambda D m_n}{h}$ le temps de vol d'un neutron de longueur d'onde λ et de masse m_n , où h est la constante de Planck.

Le choix des dimensions des fentes, du disque et de la distance de vol influent fortement sur la précision de la mesure. Les matériaux utilisés pour bloquer le faisceau de neutrons froids sont aussi très importants, puisque leur choix et leur épaisseur sont conditionnés par le rapport signal sur bruit de la mesure. L'épaisseurs des différents composants joue également sur la précision de la mesure de la distance de vol.

Le rapport signal sur bruit des neutrons détectés peut se majorer comme

$$S/B \leq \frac{s_f}{s_d \exp\left(-\frac{a}{\langle l \rangle}\right) - s_f}, \quad (51)$$

où

- $s_f = n_f \times l \times L$ est la surface cumulée des fentes sur le disque,
- $s_d = \pi((L + r_{\min})^2 - r_{\min}^2)$ est la surface "noire" du disque,
- a est l'épaisseur du disque,
- $\langle l \rangle$ le libre parcours moyen des neutrons les plus énergétiques du spectre dans le matériau du disque.

3.2.3 Description de la première mesure et résultats

La mesure du spectre en longueur d'onde des neutrons froids arrivant dans la source UCN de GRANIT ne peut se faire que entre l'organe de sécurité OSGRANIT (shutter permettant de bloquer ou non le faisceau de neutrons dans la direction de la zone GRANIT) et la source UCN. Cette zone est habituellement occupée par un guide de neutrons de longueur 1 m, démonté pour cette mesure. La distance de vol a été fixée à 78 cm, et la mesure se fait dans l'air. Dans notre cas, on attend des neutrons de longueur d'onde entre 0.18 nm et 1.0 nm. Ainsi, le temps de vol des neutrons du spectre est comprise entre 354 μ s et 2.0 ms. La surface du faisceau pulsé visible par le détecteur est de 1 cm \times 1 cm. Un schéma simplifié du dispositif est présenté en figure 25.

Le disque en rotation utilisé a comme paramètres :

- $n_{\text{fentes}} = 1$,
- $r_{\min} = 7$ cm,
- $f_{\text{disque}} = 45.88$ Hz,
- $l = 0.1$ cm,
- $L = 2$ cm,

et est couvert d'une peinture au Gadolinium. Le libre parcours moyen des neutrons de 0.18 nm dans le gadolinium étant inférieur à 10 μ m, on en conclut $S/B \geq 40$. Le temps entre deux alignements des fentes est d'environ 21 ms, ce qui est largement suffisant. L'alignement des fentes est signalé par un interrupteur optique, utilisant une fente dédiée diamétralement opposée à la fente permettant le passage des neutrons.

La mesure de temps se fait avec un convertisseur temps-amplitude (TAC) et un analyseur multicanal 12 bits. Une limitation du TAC est que, sur une période, seul le premier neutron détecté est pris en compte. Les neutrons les plus rapides sont donc privilégiés et le spectre est erroné si le nombre de neutrons détectés est trop grand. Un détecteur gazeux de très faible efficacité a été choisi, avec un taux

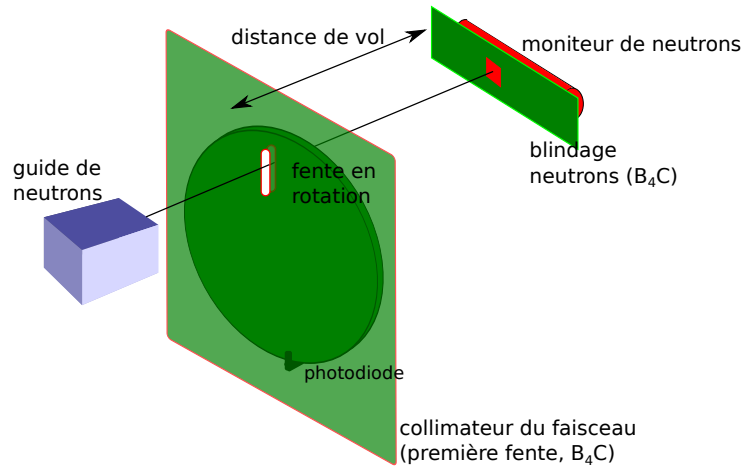


FIGURE 25 – Schéma simplifié du dispositif de mesure du spectre des neutrons froids par temps de vol. Le faisceau est collimaté par une fente fixe, et périodisé par une fente en rotation. Le détecteur est placé à la distance de vol souhaitée et est protégé contre le bruit neutronique ambiant.

de comptage de 1.74 Hz, bien inférieur à la fréquence de rotation du disque (45.88 Hz). Le spectre obtenu est présenté figure 26.

En considérant que les principaux pics de diffraction correspondent aux premier (λ), deuxième ($\lambda/2$) et troisième ($\lambda/3$) ordres de diffraction, il faut que les temps de vol correspondants suivent la même proportionnalité. Un ajustement complet (table 9) permet de mettre en évidence un offset de 153 μ s dans la mesure, à prendre en compte dans le changement d'échelle temps de vol/longueur d'onde. Cette constante de temps provient vraisemblablement du signal émis par l'interrupteur optique qui peut être, par ordre d'importance, décalé selon la précision mécanique et/ou un temps d'alignement réel plus long selon la taille de la fente et/ou un retard du signal de détection à cause de la longueur des câbles.

Outre les pics attendus avec la diffraction de Bragg, on observe 2 structures parasites (pics 5 + 6, pic 7) et un élargissement du pic de deuxième ordre. L'origine de ces structures pourrait être l'imperfection des cristaux du monochromateur, ceux-ci étant très difficiles à synthétiser parfaitement. D'après les résultats d'une caractérisation antérieure du flux de neutrons froids dans le guide GRANIT (2009), ces structures étaient déjà visibles.

La géométrie du détecteur induit une incertitude de ± 1 cm sur la distance de vol de 78 cm, soit une incertitude de 1.3 % répercutée sur la longueur d'onde.

TABLE 9 – Paramètres de l’ajustement du spectre de temps de vol. Outre les contribution principales clairement identifiées, des contributions parasites sont prises en compte, de même qu’un bruit de fond. Ainsi, les caractéristiques précises du pic du premier ordre peuvent être obtenues.

paramètre	valeur	description
offset	0.1535 ± 0.0008 ms	décalage temporel
m_1	236 ± 3	pic d’ordre 1
μ	1.7407 ± 0.0012 ms	$m_1 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu}{\sigma_1}\right)^2\right)$
σ_1	0.0478 ± 0.0005 ms	
m_2	319 ± 7	pic d’ordre 2
σ_2	0.0301 ± 0.0003 ms	$m_2 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu/2}{\sigma_2}\right)^2\right)$
m_3	115 ± 2	pic d’ordre 3
σ_3	0.0266 ± 0.0004 ms	$m_3 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu/3}{\sigma_3}\right)^2\right)$
p_4	76 ± 4	pic parasite
μ_4	0.812 ± 0.003 ms	$p_4 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu_4}{\sigma_4}\right)^2\right)$
σ_4	0.034 ± 0.001 ms	
p_5	31 ± 2	pic parasite
μ_5	1.206 ± 0.002 ms	$p_5 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu_5}{\sigma_5}\right)^2\right)$
σ_5	0.032 ± 0.002 ms	
p_6	13 ± 1	pic parasite
μ_6	1.159 ± 0.006 ms	$p_6 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu_6}{\sigma_6}\right)^2\right)$
σ_6	0.092 ± 0.005 ms	
p_7	5 ± 1	pic parasite
μ_7	0.334 ± 0.003 ms	$p_7 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{t-\text{offset}-\mu_7}{\sigma_7}\right)^2\right)$
σ_7	0.027 ± 0.002 ms	
b_0	0.7 ± 0.2	bruit de fond $b_0 + b_1 t + b_2 t^2$
b_1	-2.0 ± 0.7 ms ⁻¹	
b_2	2.8 ± 0.4 ms ⁻²	

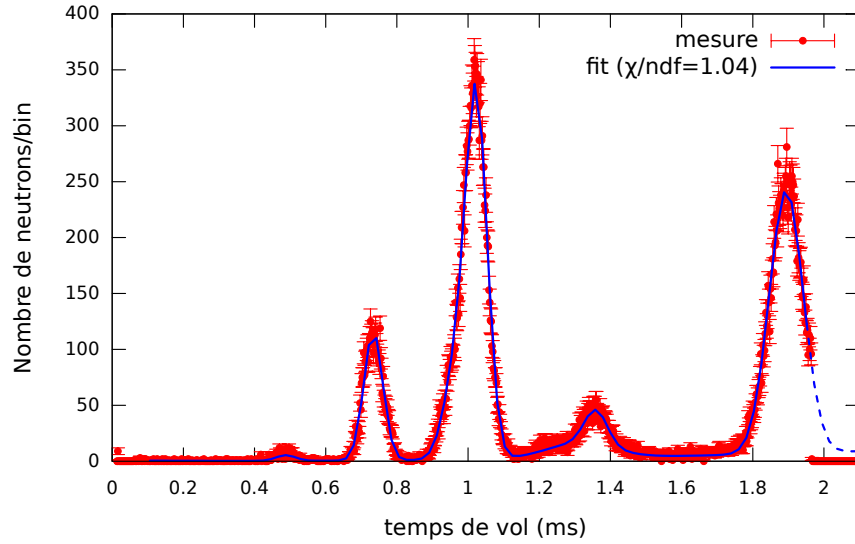


FIGURE 26 – Spectre de temps de vol obtenu. Les trois principales contributions sont identifiées comme les trois ordres de diffraction. La queue du spectre n'est pas prise en compte pour l'ajustement, mais la courbe d'ajustement est tracée en pointillés pour guider l'œil.

La longueur d'onde est liée au temps de vol par la relation :

$$\lambda = t \frac{h}{m_n D}. \quad (52)$$

On en déduit que le pic des neutrons froids contribuant à la production d'UCN est de moyenne $\lambda = 0.883 \pm 0.011$ nm. L'incertitude dûe au temps d'alignement des fentes vaut :

$$\sigma_a = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \frac{h}{m_n D} \frac{l}{2\pi r_{\min} f_{\text{disque}}} = 0.0050 \pm 0.0001 \text{ nm}, \quad (53)$$

et donc la largeur du pic vaut $\sigma = 0.023 \pm 0.005$ nm. La mesure de longueur d'onde moyenne du pic est compatible avec λ_r . Une mesure encore plus précise, notamment au niveau de la connaissance de la distance de vol, permettra de confirmer ce résultat.

On peut donc, à partir de cette mesure, tracer un spectre en longueur d'onde des neutrons froids guidés vers GRANIT (figure 27). Cependant, les amplitudes relatives des pics ne peuvent pas être utilisées telles quelles pour calculer le flux de neutrons contribuant à la production d'UCN. Plus de précisions sont apportées dans la partie suivante.

En comparant le spectre obtenu à celui mesuré en 2009, on constate l'apparition de nouvelles structures. Cela peut s'expliquer par la dégradation des cristaux, très sensibles à l'oxydation.

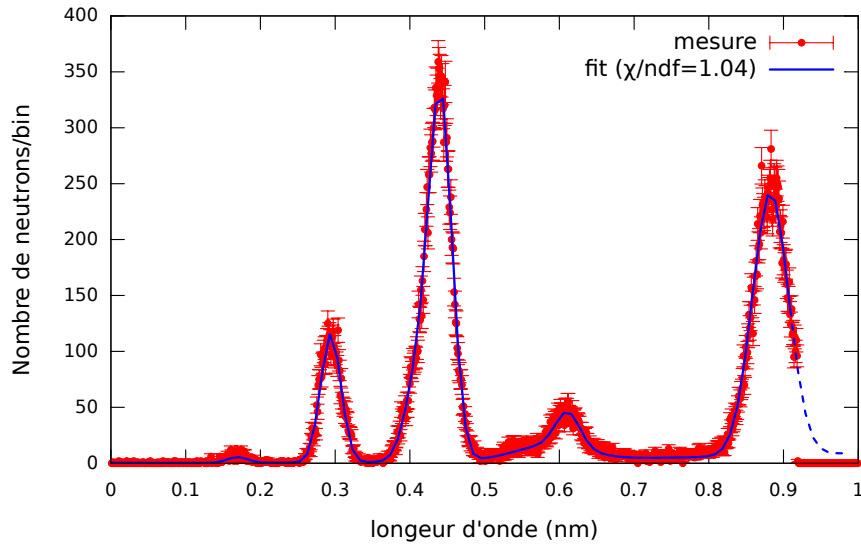


FIGURE 27 – Spectre en longueur d’onde des neutrons froids guidés vers GRANIT. Ce spectre donne les positions et les largeurs des pics de façon précise, mais n’est pas fiable quant à leurs amplitudes relatives.

3.3 FLUX DE NEUTRONS INTÉGRAL

Pour déterminer le flux de neutrons contribuant à la production d’UCN, il faut connaître d’une part le flux intégral de neutrons froids (toutes longueurs d’ondes confondues) et d’autre part la contribution de chaque pic à ce flux intégral.

Trois effets à investiguer ont été identifiés pour connaître la contribution de chaque longueur d’onde :

1. l’efficacité du détecteur, proportionnelle à la longueur d’onde des neutrons,
2. l’atténuation dans l’air des neutrons, proportionnelle à la longueur d’onde des neutrons,
3. la divergence angulaire des neutrons dans les guides et dans le dispositif de mesure.

Pour quantifier ce dernier point, une nouvelle mesure de temps de vol a été effectuée, sur une distance de vol plus courte $D = 27 \pm 1$ cm. Pour une si courte distance, on suppose que le phénomène de divergence est négligeable. Le disque utilisé est différent. Le résultat, présenté figure 28, est sans surprise moins précis quant à la séparation des pics, mais permet d’identifier deux principales contributions. D’après le résultat de la mesure différentielle, il semble raisonnable de ne prendre en compte que les pics du premier et du deuxième ordre. L’ajustement des données selon le même principe que précédemment confirme ce choix (table 10).

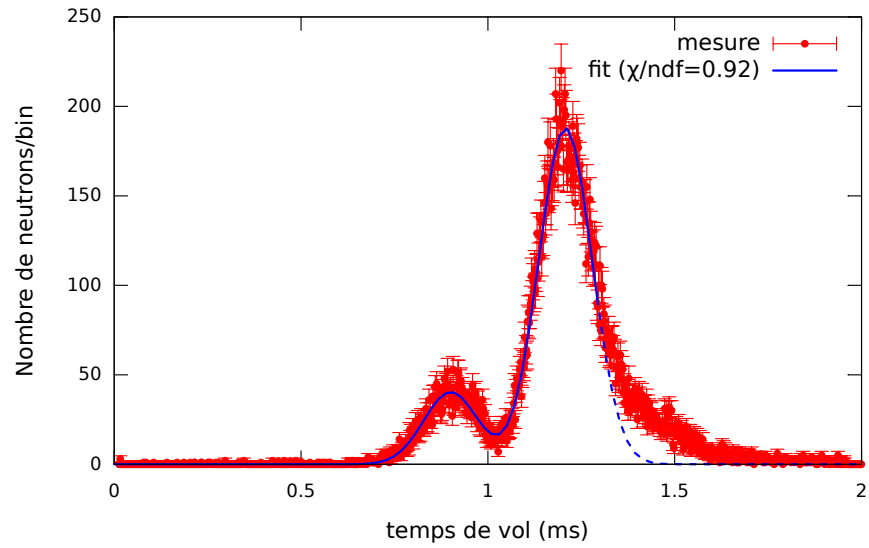


FIGURE 28 – Spectre de temps de vol des neutrons sur une courte distance de vol. La résolution est moins bonne, mais l’amplitude relative des pics est plus fiable qu’à longue distance. La queue du spectre n’est pas prise en compte pour l’ajustement, mais la courbe d’ajustement est tracée en pointillés pour guider l’œil.

TABLE 10 – Paramètres de l’ajustement du spectre de temps de vol à courte distance de vol. Ici, seule deux contributions sont identifiées, la diffraction au premier et au deuxième ordre.

paramètre	valeur	description
offset	0.594 ± 0.003 ms	décalage temporel
m_1	188 ± 2	pic d’ordre 1
μ	0.6140 ± 0.0035 ms	$m_1 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t-\text{offset}-\mu}{\sigma_1}\right)^2\right)$
σ_1	0.072 ± 0.001 ms	
m_2	40 ± 1	pic d’ordre 2
σ_2	0.072 ± 0.001 ms	$m_2 \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t-\text{offset}-\mu/2}{\sigma_2}\right)^2\right)$

L'ajustement des données nous donne les contributions relatives non corrigées du premier et du deuxième ordre, nommées respectivement $\tilde{p}_{0.89}$ et $\tilde{p}_{0.445}$, et qui vérifient $\tilde{p}_{0.89} + \tilde{p}_{0.445} = 1$:

$$\tilde{p}_{0.89} = 0.82 \pm 0.01 \text{ et } \tilde{p}_{0.445} = 0.18 \pm 0.01. \quad (54)$$

L'efficacité du détecteur de neutrons est double pour les neutrons de 0.89 nm par rapport aux neutrons de 0.445 nm. L'atténuation dans l'air du flux de neutrons, également dépendante de la longueur d'onde, est négligée.

En prenant en compte ces corrections, on trouve les contributions

$$p_{0.89} = 0.70 \pm 0.01 \text{ et } p_{0.445} = 0.30 \pm 0.01. \quad (55)$$

Pour déterminer le flux intégral de neutrons froids, une mesure d'activation de feuille d'or a été réalisée au même endroit où le dispositif de mesure du temps de vol a été installée. Le flux de capture est défini comme :

$$\Phi_{\text{capture}} = \int \frac{d\phi}{d\lambda} \frac{\lambda}{\lambda_{\text{th}}} d\lambda, \quad (56)$$

où $\lambda_{\text{th}} = 0.18$ nm est la longueur d'onde des neutrons thermiques, et le flux intégral :

$$\Phi_{\text{tot}} = \int \frac{d\phi}{d\lambda} d\lambda. \quad (57)$$

Le flux de capture obtenu en juillet 2012, avec une puissance du réacteur de 48.0 MW, est :

$$\Phi_{\text{capture}} = (6.5 \pm 0.3) \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (58)$$

Tous les pics du spectre contribuent à ce flux de capture :

$$\Phi_{\text{capture}} = \sum_{\lambda \in \text{pics}} \Phi_{\text{capture},\lambda} = \sum_{\lambda \in \text{pics}} \Phi_{[\lambda]} \times \frac{\lambda}{\lambda_{\text{th}}}, \quad (59)$$

et tous les pics contribuent au flux intégral :

$$\Phi_{\text{tot}} = \sum_{\lambda \in \text{pics}} \Phi_{[\lambda]} \text{ avec } \Phi_{[\lambda]} = \Phi_{\text{tot}} \times p_{\lambda}, \quad (60)$$

où p_{λ} est la contribution du pic de longueur d'onde λ au flux intégral.

La valeur qui nous intéresse particulièrement est $\Phi_{[0.89 \text{ nm}]}$, et on peut exprimer chaque $\Phi_{[\lambda]}$ comme :

$$\Phi_{[\lambda]} = \frac{\Phi_{[0.89 \text{ nm}]}}{p_{0.89 \text{ nm}}} p_{\lambda}. \quad (61)$$

Ainsi,

$$\Phi_{\text{capture}} = \sum_{\lambda \in \text{pics}} \frac{\Phi_{[0.89 \text{ nm}]}}{p_{0.89 \text{ nm}}} p_{\lambda} \times \frac{\lambda}{0.18 \text{ nm}}, \quad (62)$$

ce qui nous mène à l'expression de $\Phi_{[0.89 \text{ nm}]}$ en fonction du flux de capture et des contributions de chaque pic :

$$\Phi_{[0.89 \text{ nm}]} = \Phi_{\text{capture}} \times \frac{0.18 \text{ nm}}{0.89 \text{ nm}} \times \left(\sum_{\lambda \in \text{pics}} \frac{p_{\lambda}}{p_{0.89}} \times \frac{\lambda}{0.89 \text{ nm}} \right)^{-1}. \quad (63)$$

D'après nos résultats précédents, on peut estimer :

$$\Phi_{[0.89 \text{ nm}]} = (1.09 \pm 0.07) \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (64)$$

Bien que la largeur intrinsèque du pic soit inconnue, elle ne peut être plus grande que la largeur que nous avons mesurée par temps de vol $\sigma = 0.0227 \pm 0.0003 \text{ nm}$. En considérant que $\frac{d\Phi}{d\lambda}$ est gaussienne, on peut estimer grâce à notre limite sur σ le flux de neutron différentiel minimum à 0.89 nm :

$$\left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{0.89 \text{ nm}} = \Phi_{[0.89 \text{ nm}]} \times \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} = (1.92 \pm 0.15) \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ nm}^{-1}. \quad (65)$$

Cette valeur est presque deux fois supérieure à celle estimée par la mesure de 2009. Il est rassurant de constater que l'ordre de grandeur est conservé, malgré l'hypothèse de la dégradation des cristaux. Cependant, il est peu probable que le flux différentiel à λ_r soit doublé, alors que la largeur du pic est presque inchangée. Nos approximations quant à la contribution de chaque pic au flux de neutrons froids semblent être optimistes.

3.4 DEUXIÈME MESURE DIFFÉRENTIELLE

Afin de connaître plus précisément le spectre en longueur d'onde des neutrons froids, un dispositif a été spécialement conçu. L'objectif est notamment d'améliorer la résolution d'un facteur 5 pour avoir une incertitude inférieure à la largeur de la résonance autour de λ_r . De plus, le dispositif doit permettre d'obtenir directement à partir d'un flux de capture et d'un spectre de temps de vol le flux différentiel sans mesure comparative ni hypothèse importante.

3.4.1 Amélioration du dispositif

Un détecteur de neutrons, présenté figure 29 a été fabriqué à Dubna. La conversion des neutrons se fait grâce à une couche très mince de

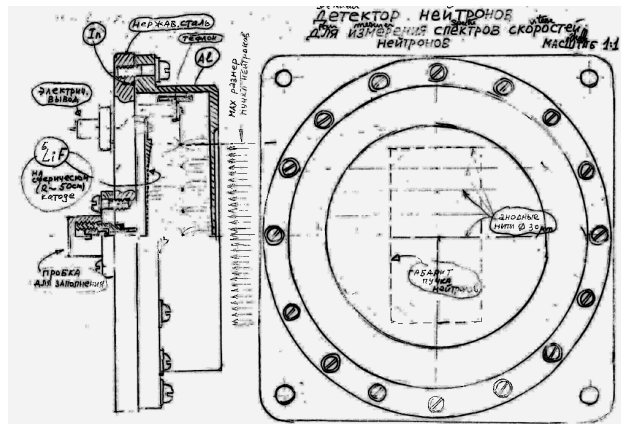


FIGURE 29 – Plan du détecteur conçu pour la mesure de temps de vol. L'efficacité de conversion sur la couche de ${}^6\text{LiF}$ est de l'ordre du pourcent pour les neutrons de 450 m/s. La couche de conversion est courbée avec un rayon d'environ 50 cm pour rendre négligeables les erreurs de distance de vol en fonction de la zone de détection, de diamètre 80 mm.

${}^6\text{LiF}$, avec un rayon de courbure avoisinant les 50 cm. La particule α ou le tritium produits par la conversion déposent leur énergie dans une chambre proportionnelle, générant un signal détectable.

En parallèle, un nouveau système de disque en rotation/fente fixe a été fabriqué au LPSC pour augmenter la résolution du dispositif. Les paramètres-clés sont les suivants :

- $n_{\text{fentes}}=3$,
- $r_{\text{min}} = 3 \text{ cm}$,
- $f_{\text{disque}} = 167 \text{ Hz}$,
- $l = 0.025 \text{ cm}$,
- $L = 0.3 \text{ cm}$,

En fixant les dimensions des fentes, l'amélioration de la résolution passe par l'augmentation de la fréquence de rotation du disque. Une rotation rapide permet de limiter le temps d'alignement des fentes, mais contraint la masse du disque, donc son rayon. On obtient alors un système très compact, présenté figure 30. Le disque est en aluminium boré (4.5% massique de bore enrichi en ${}^{10}\text{B}$ à 95%) et d'épaisseur 4 mm, mais les fentes (y compris la fente fixe) sont faites dans des feuilles de gadolinium de 0.1 mm d'épaisseur et 1.5 cm de diamètre. Ainsi, la collimation des neutrons se fait sur une distance inférieure à 0.5 mm, et les neutrons sont absorbés efficacement autour de la position d'alignement. Le rapport signal/bruit attendu vérifie $S/B \geq 50$.

L'ensemble du dispositif (détecteur, disque en rotation et fente fixe) sont installés solidairement sur une table de translation à deux degrés de liberté, permettant de balayer le plan orthogonal au faisceau. Une illustration est présentée figure 31. Le signal "START" est comme

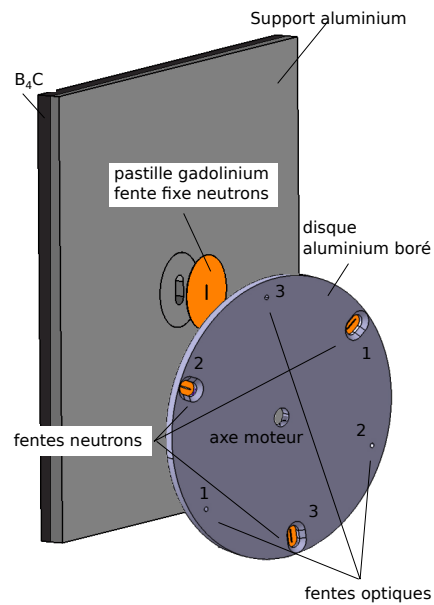


FIGURE 30 – Système de collimation du faisceau, composé d'un disque en rotation et fente fixe. Des chanfreins autour des fentes permettent d'avoir un angle d'ouverture suffisant pour ne pas perturber le faisceau de neutrons lorsque le disque est en rotation, et donc de définir la collimation avec une précision de ± 0.25 mm. Diamétralement opposé à chaque fente se situe un trou permettant la fermeture de l'interrupteur optique. Les fentes optiques se situent à un rayon différent des fentes pour les neutrons.

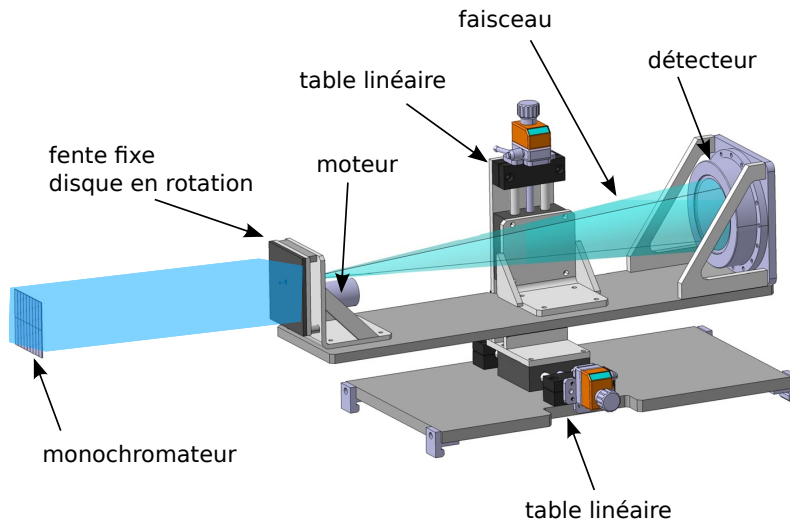


FIGURE 31 – Dispositif complet pour la mesure du temps de vol. La fente fixe, le disque en rotation et le détecteur sont placés solidairement sur une table de translation à deux degrés de liberté.

précédemment généré par un interrupteur optique et trois fentes en périphérie du disque.

La distance de vol est fixée à 60.679 ± 0.072 cm, et le détecteur couvre un angle solide de 65 mrad, ce qui est supérieur à l'angle de divergence des neutrons de 1 nm dans le guide (~ 35 mrad). Ainsi, les amplitudes relatives des pics seront correctes (à l'efficacité du détecteur près). L'incertitude sur la distance de vol donne une erreur systématique de 0.12% sur la longueur d'onde, et la résolution du dispositif vaut $\sigma_a = 0.0013 \pm 0.0001$ nm.

L'acquisition se fait avec la carte UCTM2 fabriquée au LPSC, en partie pour cette application, qui permet de mesurer le temps entre deux signaux avec une résolution de 5 ns. Contrairement au TAC utilisé précédemment, plusieurs signaux "STOP" peuvent être enregistrés pour un seul signal "START". Ainsi, deux modes sont disponibles, "monostop" et "multistop".

3.4.2 Résultats

Les mesures avec ce dispositif ont été effectuées en mai 2015.

3.4.2.1 Comparaison mono/multi-stop

Afin de vérifier l'effet "premier neutron arrivé, premier neutron détecté", une comparaison des spectres en mode monostop et multistop a été réalisée pour différentes fréquences de rotation du disque. On constate figure 32 que l'effet est faible, mais existant à 167 Hz

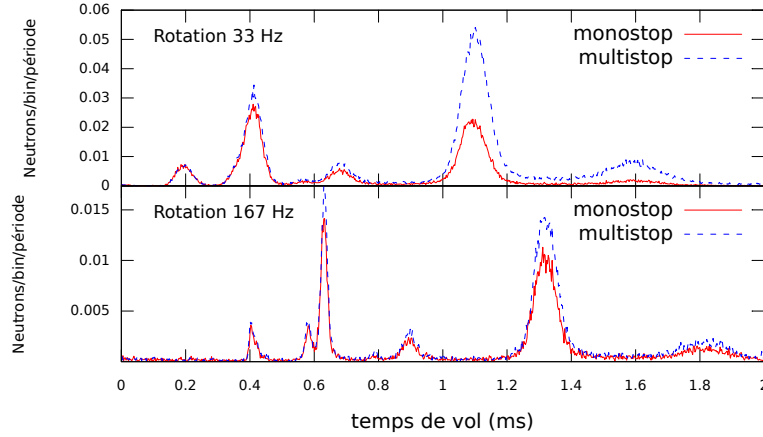


FIGURE 32 – Spectre de temps de vol obtenu à deux vitesses de rotation du disque (33 Hz et 167Hz) en faisant une acquisition monostop et multistop.

(fréquence à laquelle on détecte en moyenne 0.36 neutrons par période), et très important à 33.3 Hz (fréquence à laquelle on détecte en moyenne 1.2 neutrons par période). Ce résultat montre l'importance de cette fonctionnalité si on ne souhaite pas diminuer l'efficacité du détecteur pour avoir un spectre dont les amplitudes relatives des pics sont fiables.

3.4.2.2 Obtention d'un spectre en longueur d'onde à partir d'un spectre en temps

Il a été constaté que l'alignement optique était décalé d'environ 3.3 degrés par rapport à l'alignement des fentes pour les neutrons à cause du positionnement de l'interrupteur. Cela génère à la fréquence de rotation 167 Hz un offset temporel d'environ $-58 \mu\text{s}$. On constate figure 32 qu'à une fréquence inférieure, cet offset est plus grand, comme attendu.

Pour s'affranchir de l'offset total sur la chaîne d'acquisition, on utilise comme précédemment la proportionnalité des temps de vol entre les neutrons du premier et du deuxième pic de diffraction. L'offset ajusté vaut $-56 \pm 1 \mu\text{s}$, et est donc bien principalement dû au défaut de positionnement observé de l'interrupteur optique. Une fois cet offset pris en compte, le spectre est corrigé en fonction de l'efficacité du détecteur (dépendance en $\sim \frac{1}{v} \sim \lambda$). L'atténuation dans l'air est négligée, et comme les amplitudes relatives des pics sont correctes, on peut utiliser directement le flux de capture de nouveau mesuré en mai 2015 pour normaliser le spectre :

$$\Phi_{\text{capture}} = (7.94 \pm 0.29) \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}, \quad (66)$$

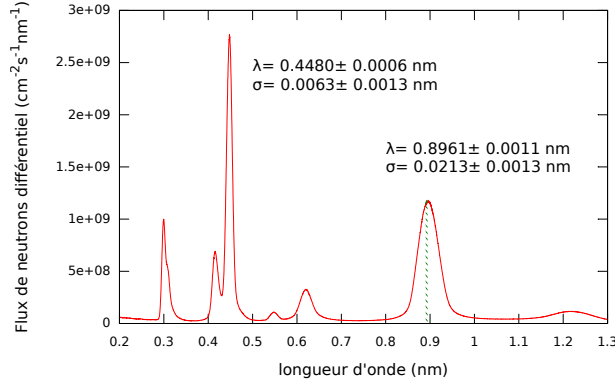


FIGURE 33 – Flux différentiel de neutrons obtenu à partir du temps de vol. La vitesse de rotation du disque est de 167 Hz et le mode multistop est utilisé. L'efficacité du détecteur est prise en compte, ainsi que le flux de capture mesuré à la position de l'instrument pour la normalisation.

avec une puissance thermique du réacteur de 58.2 MW.

Dans la configuration où le monochromateur délivre le flux intégral le plus important, on obtient le spectre présenté en figure 33.

On constate par rapport à la mesure précédente l'apparition plus nette de nouvelles structures. On peut expliquer la structure à haute longueur d'onde comme étant due au stage-3 (KC₄₈) à l'ordre 1, et les nouvelles structures (invisibles avant à cause du manque de résolution) comme les ordres 2 et 3, et du stage-1 (KC₈).

On constate également que la largeur du pic à 0.89 nm est aussi large que lors de la mesure de 2012. On voit figure 34 que le flux différentiel à la résonance pour la conversion des neutrons froids en UCN correspond à quelques pourcents près au flux différentiel maximal. La valeur mesurée est :

$$\left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{0.89\text{nm}} = (1.20 \pm 0.04) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ nm}^{-1}. \quad (67)$$

Deux effets supplémentaires affectent le flux effectif. D'une part, les parois du volume contenant l'hélium superfluide (0.85 mm d'aluminium et 1 mm de beryllium) atténuent le flux d'un facteur 0.89. D'autre part, à partir d'une simulation Monte-Carlo, on peut estimer l'interaction du faisceau (divergent d'environ 35 mrad) avec l'hélium superfluide, à environ 72 %.

Ainsi, le flux différentiel effectif à 0.89 nm dans la source est estimé à :

$$\left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{0.89 \text{ nm}}^{\text{eff}} = (0.77 \pm 0.03) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ nm}^{-1}. \quad (68)$$

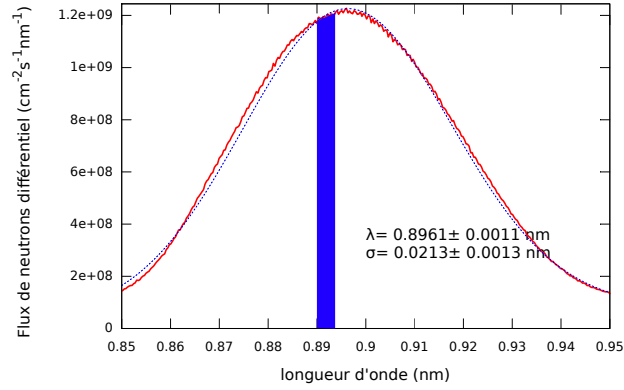


FIGURE 34 – Flux différentiel de neutrons autour de la valeur de résonance 0.892 ± 0.002 nm. On constate que malgré un écart du maximum du pic par rapport à la valeur centrale de 0.004 nm, le flux de neutron différentiel obtenu à 0.892 nm n'est affecté qu'à hauteur de 4%.

Comme le taux de conversion dans notre volume de BeO peut être estimé (voir chapitre 1), le taux de production volumique est

$$P = (5.0 \pm 0.5) \times 10^{-9} \text{ nm} \cdot \text{cm}^{-1} \times \left. \frac{d\Phi}{d\lambda} \right|_{0.89 \text{ nm}}^{\text{eff}} = 3.8 \pm 0.5 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (69)$$

On en déduit que dans notre volume de 5 litres, environ $P \times V = 19000 \pm 2600$ UCN par seconde sont produits lorsque la puissance thermique du réacteur est de 58.2 MW.

3.4.2.3 Longueur d'onde en fonction de la position du monochromateur

Le dispositif de mesure du temps de vol permettant d'effectuer des mesures exploitables en un temps raisonnable (30 min), il a été possible de pousser plus loin l'étude du monochromateur. On s'intéresse ici à l'évolution de la longueur d'onde du pic d'ordre 1 en fonction de l'orientation du monochromateur. Le résultat est présenté figure 35.

On constate qu'en centrant le pic d'ordre 1 sur la résonance, le flux différentiel à 0.892 nm est diminué du fait du moins grand nombre de neutrons froids. L'angle optimal pour la production des UCN correspond à l'angle auquel le flux de neutron froid intégral est le plus important.

3.4.2.4 Longueur d'onde en fonction de la position dans le plan orthogonal au faisceau

Le dispositif de mesure de temps de vol a été conçu pour pouvoir être translaté dans le plan orthogonal au faisceau. Ainsi, on peut vérifier l'homogénéité du faisceau dans toute la section du guide. Des mesures ont été effectuées dans 9 positions, à ± 3.0 cm du centre du

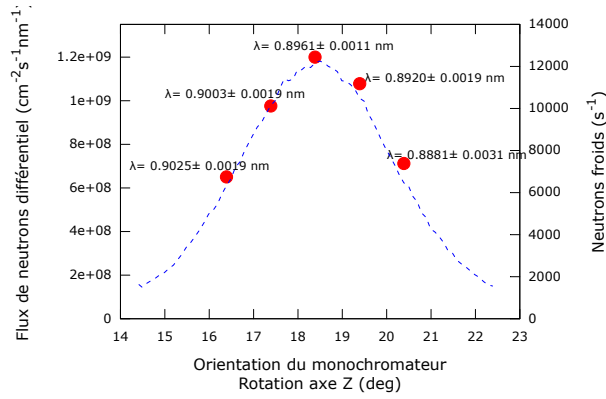


FIGURE 35 – Longueur d’onde du pic d’ordre 1 à différents angles de diffraction. Le graphe du taux de comptage de neutrons froids en fonction de l’orientation du monochromateur, issu de la figure 22, permet de pondérer l’importance de la longueur d’onde par rapport au flux de neutrons disponible.

faisceau horizontalement et verticalement. On rappelle que le faisceau avant collimation est guidé sur 7 cm×7 cm. Les résultats sont présentés figure 36.

On constate une légère déformation du pic d’ordre 1, notamment selon l’axe horizontal. Un léger décalage en longueur d’onde apparaît, de l’ordre de ± 0.005 nm. Dans ce plan, le flux différentiel à la longueur d’onde de la résonance est très homogène, et varie au maximum de 8 % par rapport à la valeur centrale.

CONCLUSION

Grâce à notre nouveau dispositif conçu spécialement pour caractériser le faisceau de neutrons froids par temps de vol sur une très courte distance (~ 60 cm), nous avons pu mesurer le spectre en longueur d’onde des neutrons froids avec une très bonne résolution. On retient notamment la valeur du flux différentiel de neutrons à la longueur d’onde de résonance dans la source $\frac{d\Phi}{d\lambda}|_{0.89 \text{ nm}}^{\text{eff}} = (0.77 \pm 0.03) \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \text{ nm}^{-1}$. Les résultats permettent d’affirmer que le réglage du monochromateur est proche de l’optimum. Le dispositif s’avère également utile pour caractériser le monochromateur lui-même, et surveiller son vieillissement. Grâce aux résultats obtenus, le taux de production des UCN dans la source peut être estimé et donner lieu à des comparaisons entre les performances de la source réelles, présentées au chapitre 4, et les performances attendues par simulation, présentées au chapitre 5.

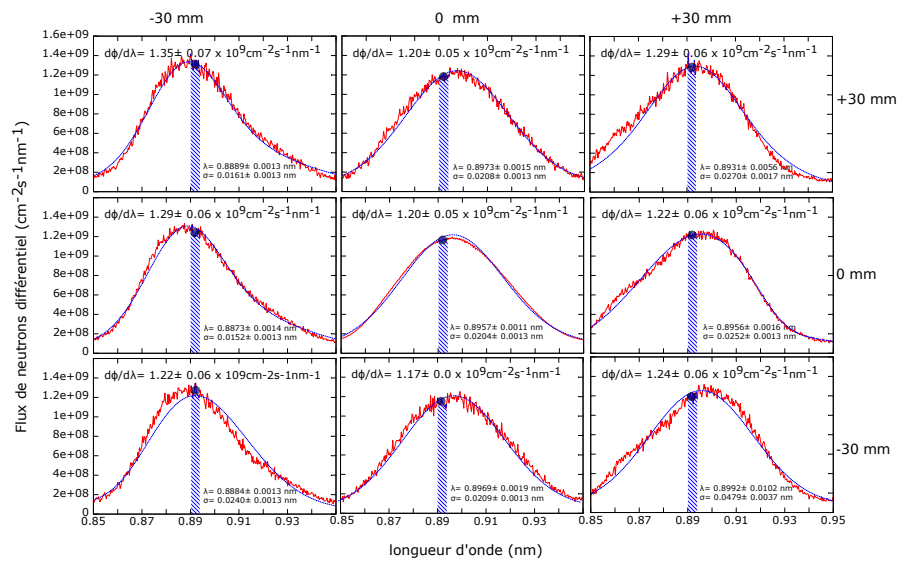


FIGURE 36 – Longueur d'onde, flux différentiel à 0.892 nm et allure du pic d'ordre 1 obtenus dans le plan orthogonal au faisceau. Le dispositif complet de mesure de temps de vol a été translaté dans le plan à ± 30 mm de la position centrale à la fois horizontalement et verticalement.

*"The machines do their best," he said, but not too vehemently.
 "Sure, but that's all they can do. When the emairgency comes, a man's got t' do a damn lot better than his best or he's a goner."*

I. Asimov, *The Early Asimov vol. 2*

CARACTÉRISATION DE LA SOURCE UCN POUR GRANIT

Dans ce chapitre, le fonctionnement cryogénique de la source UCN (SUN1) est détaillé. Les performances de la source en terme de refroidissement et de stabilité ont été éprouvées. Les caractéristiques de la source concernant la production, le stockage et l'extraction des UCN ont été mesurées dans différentes configurations, permettant d'exploiter au mieux les possibilités de la source. Des améliorations ont été envisagées, testées puis validées, aussi bien sur les aspects cryogéniques que pour la production des UCN. Enfin, les premiers résultats de la connexion de la source au spectromètre sont présentés.

4.1 CRYOSTAT

En pompant la vapeur au dessus d'un liquide, on diminue la pression de vapeur saturante, et donc la température du liquide : c'est le principe de l'évaporation. La température accessible grâce à un cryostat basé sur l'évaporation de ^4He liquide peut atteindre 1.3 K. Cependant, à cette température, la perte des UCN produits par le processus décrit au chapitre 1 est encore largement dominante. Pour descendre en deçà la température d'un bain d'hélium superfluide, on peut utiliser l'évaporation de ^3He : en combinant les deux techniques, des températures de 0.3 K peuvent être atteintes [46]. L'hélium 3 possède une pression de vapeur saturante bien plus importante que l'hélium 4 (voir figure 37), ce qui rend le processus de refroidissement par évaporation bien plus efficace. Toutefois, le coût de l'hélium 3 rend son usage plus complexe et nécessite la fiabilisation des circuits afin d'empêcher toute fuite.

Le cryostat utilisé pour le spectromètre GRANIT est basé sur ce principe. Il s'agit du cryostat SUN1 [40] modifié depuis.

4.1.1 Description

La partie principale du cryostat est décrite figure 38. Le cryostat possède 3 circuits. Le circuit ^4He , qui permet de liquéfier de l'hélium 4 dans un pot et permet de descendre la température du volume de

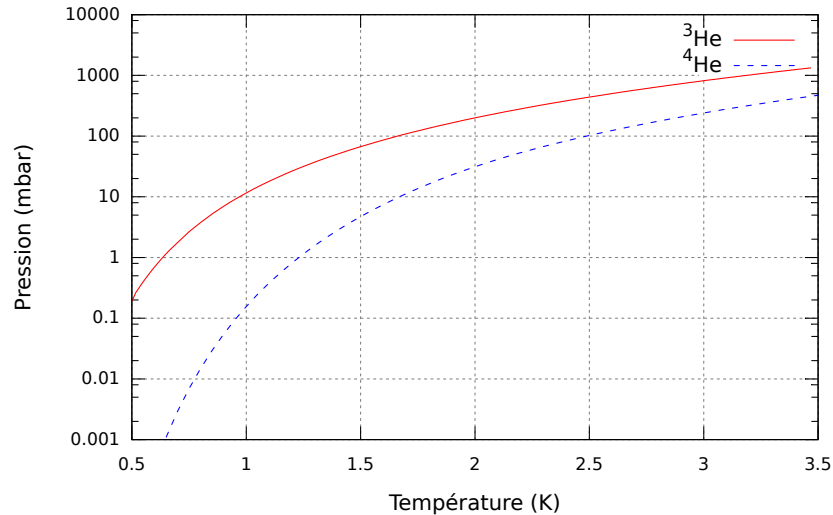


FIGURE 37 – Pressions de vapeur saturante en fonction de la température pour l'hélium 3 et l'hélium 4 [47].

conversion (initialement vide) à 1.3 K. Un deuxième circuit de ^4He permet ensuite de remplir le volume de conversion avec de l'hélium 4 superfluide et isotopiquement pur. En effet, la présence d'hélium 3 dans le volume de conversion, même dans les proportions naturelles, aurait un effet désastreux sur le nombre d'UCN extractibles. L'hélium 4 naturel est purifié grâce à une superfuite, par laquelle ne peut circuler qu'un superfluide. L'hélium 4 étant superfluide à 2.2 K et l'hélium 3 à 2.65 mK, la filtration est assurée. Enfin, le circuit ^3He permet de liquéfier de l'hélium 3 une fois que la température du volume de conversion est à 1.3 K et d'abaisser sa température à ~ 0.75 K.

Afin de pouvoir liquéfier de l'hélium dans les pots, leur remplissage doit se faire par une impédance. L'augmentation de pression occasionnée au niveau de l'impédance permet d'obtenir les conditions nécessaires à l'apparition de liquide.

Tous ces volumes sont placés dans un vide d'isolation à quelques 10^{-7} mbar, et protégés des radiations thermiques par deux écrans. Deux têtes froides sont utilisées pour refroidir la source à partir de la température ambiante et maintenir la température des écrans thermiques à 70 K et 4 K. Chaque circuit d'hélium est bouclé sur des pièges froids à 77 K permettant de piéger les éventuelles impuretés des gaz qui pourraient s'agglomérer dans les capillaires.

Afin de fiabiliser le fonctionnement du cryostat, plusieurs améliorations ont été mises en places. L'ajout de la deuxième tête froide (mono-étagée) permet de maintenir la température des écrans suffisamment basse pour réduire l'impact du rayonnement thermique provenant de l'extraction, dont l'extrémité est à température ambiante. Le vieillissement constant du cryostat a demandé notamment une attention particulière concernant les fuites dans chaque circuit. On sait désormais que pour avoir un comportement optimal de la source, le bruit de

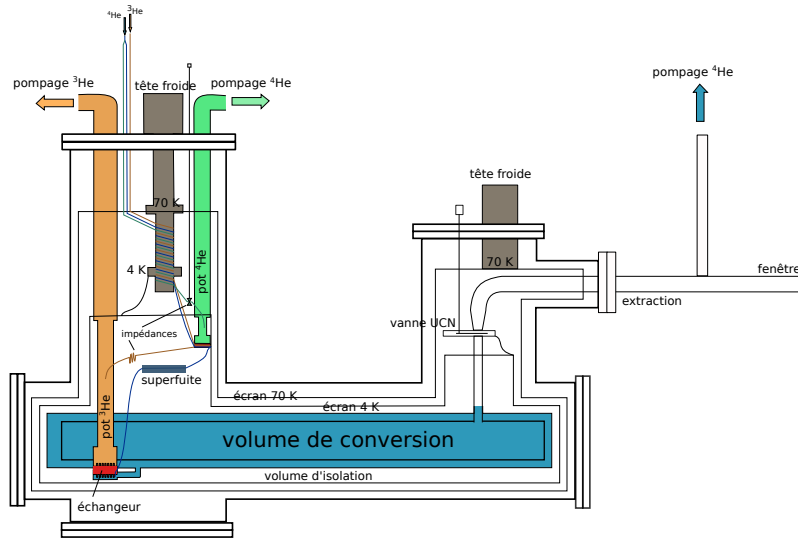


FIGURE 38 – Cryostat

fond lors d'une mesure du taux de fuite sur chaque circuit doit être inférieur ou égal à $10^{-10} \text{ bar} \cdot \text{L} \cdot \text{s}^{-1}$. Des filtres à huile ont été rajouté en sortie des pompes sur le circuit ^3He afin de réduire l'encrassement des pièges froids. L'impédance du circuit ^3He , auparavant variable grâce à une vanne aiguille (needle valve), a été remplacée par une impédance fixe.

4.1.2 Descente en froid

À partir de la température ambiante, le pot ^4He peut contenir du liquide au bout de 48 heures. Grâce au passage d'hélium superfluide dans le volume de conversion, encore chaud, sa température est abaissée à la température de l'hélium liquide en 48 heures. Le remplissage commence donc après 96 heures à partir de la mise en route des cryopompes. Enfin, le remplissage est fini au bout de 50 heures environ. La température du volume de conversion est alors de 1.5 K, et peut être descendue à 0.75 K en une journée grâce aux processus d'évaporation de l'hélium 4 puis de l'hélium 3. Les températures des éléments stratégiques du cryostat lors d'une descente en froid typique sont tracées figure 39. L'historique des descente en froid de la source de 2012 à 2015 est donné en annexe B.

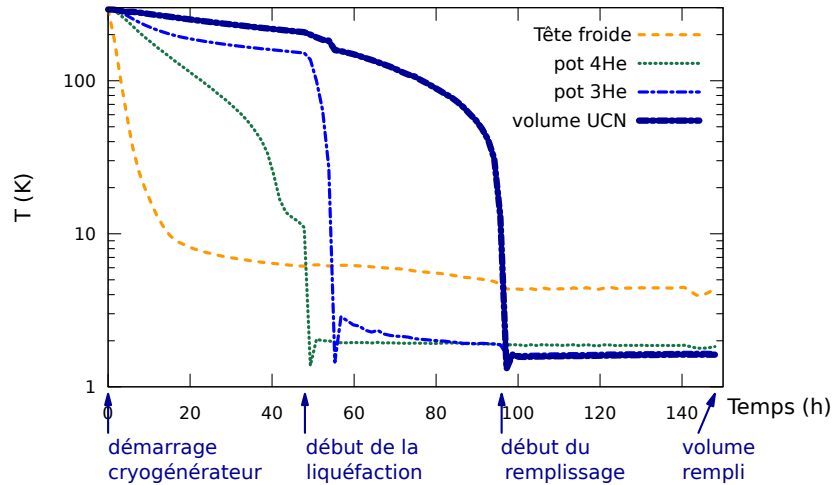


FIGURE 39 – Une descente en froid du cryostat. Au total, 6 jours sont nécessaires pour obtenir un système prêt à produire des UCN.

4.2 EXTRACTION DES UCN

4.2.1 Temps de vie effectif du neutron

On se place ici dans le cas d'un UCN dont l'énergie totale est inférieure au potentiel optique d'une enceinte fermée matérielle. Le temps de vie effectif d'un UCN dans un tel volume dépend de plusieurs facteurs. Comme tout neutron libre, la durée de vie par désintégration β est incontournable et fixe une limite supérieure au temps de vie effectif de l'ordre de 880 s. D'autres facteurs, non négligeables dans les dispositifs actuels, entrent en compte. On peut distinguer les interactions volumiques et les interactions surfaciques.

Parmi les interactions volumiques, on peut compter le phénomène de "up-scattering", par lequel l'hélium superfluide redonne de l'énergie aux UCN du fait de l'agitation thermique. Ainsi, la température de l'hélium superfluide doit être la plus basse possible pour limiter cet effet. La présence de noyaux absorbeurs de neutrons doit également être limitée.

Lors de l'interaction d'un UCN avec une surface dont le potentiel optique est supérieur à son énergie transverse, on considère différents cas de figure : la diffusion élastique, qui peut donner soit un rebond spéculaire ou une diffusion de Lambert, permet à l'UCN de conserver son énergie – et donc de rester un UCN –. A contrario, la diffusion inélastique, comprenant la transmission d'énergie à l'UCN et la capture par la surface, contribue à la perte des UCN et donc à la limitation du temps de vie. L'état de surface joue donc un rôle primordial dans le stockage des UCN.



FIGURE 40 – Volume de conversion, composé de 5 parallélépipèdes de BeO de 20 cm de long chacun. Le volume est fermé par deux plaques de Be à ses extrémités.

On peut donc exprimer le temps de vie effectif du neutron dans une enceinte fermée grâce aux 5 contributions principales de pertes suivantes :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_n} + \underbrace{\frac{1}{\tau_{up}^v} + \frac{1}{\tau_{abs}^v}}_{\text{volumique}} + \underbrace{\frac{1}{\tau_{up}^s} + \frac{1}{\tau_{abs}^s}}_{\text{surfacique}}. \quad (70)$$

4.2.2 Volume de conversion

Afin de stocker les UCN produits dans l'hélium superfluide, un volume dit "volume de conversion" est placé dans le volume en aluminium contenant l'hélium superfluide. Ce volume de conversion, présenté figure 40 est composé d'oxyde de béryllium (céramique) et de béryllium de potentiel optique $V \geq 250$ neV, et les UCN d'énergie inférieure à ce potentiel produits par le processus décrit au chapitre 1 sont donc confinés dans ce volume. Ses dimensions sont $7 \text{ cm} \times 7 \text{ cm} \times 100 \text{ cm}$, et il est aligné avec le guide de neutron froids de section $7 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}$. Une caractérisation de ce volume de conversion est décrite dans [40], mais dans une configuration où les UCN sont extraits différemment.

Ce volume est fermé par une vanne en acier inoxydable ($V = 183$ neV) de diamètre 23 mm, dont l'actionnement permet aux UCN de s'échapper vers l'extraction puis le spectromètre.

4.2.3 Dispositif d'extraction

Afin d'extraire les UCN produits dans le volume de conversion vers le spectromètre, une succession de guides, de diamètre plus petit que dans la configuration de la source décrite dans [40] a été construite. Jusque 2014, l'extraction vue par les UCN était composée de feuilles en acier inoxydable roulées, devant être à terme être recouvertes de diamond-like carbon (DLC). Cette étape n'ayant pas pu être réalisée, l'extraction a été remplacée en 2014 par des tubes en acier inoxydable

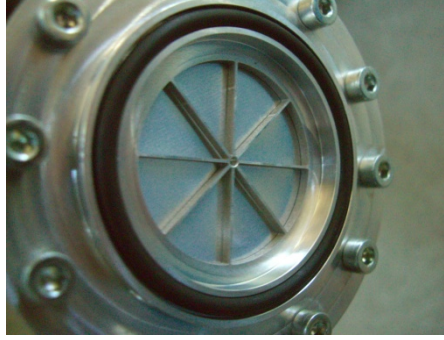


FIGURE 41 – Fenêtre d’extraction, renforcée par 8 ailettes en aluminium de chaque côté pour la résistance mécanique. Ainsi, une feuille de 30 μm d’aluminium peut résister à une différence de pression de 3 bar.

électropolis, devant permettre un guidage plus spéculaire. Les deux dispositifs sont comparés dans la section suivante, et une simulation de l’ensemble source/extraction est présentée au chapitre 5.

Pour faire fonctionner indépendamment la source cryogénique et le spectromètre, notamment en cas de maintenance, les vides doivent être indépendants. Pour cela, une fenêtre est installée à l’extrémité de l’extraction (voir figure 38). Cette fenêtre doit supporter des différences de pression de ± 1 bar et être la plus transparente possible aux UCN. Le choix du matériau est primordial : son potentiel optique doit être le plus bas possible, et sa section efficace d’absorption doit être également très faible. De plus, les contraintes mécaniques nous imposent une épaisseur minimale et une résistance importante. Dans un premier temps, l’aluminium a été retenu. Afin de minimiser son épaisseur, un système de maintien a été conçu (figure 41).

La problématique d’une fenêtre de séparation se pose également pour les détecteurs UCN gazeux. Du fait de son potentiel optique assez faible (54 neV) et de sa faible absorption neutronique (~ 102 barn pour des neutrons de 5 m/s), l’aluminium est un choix assez commun. Cependant, les UCN "mous" – avec une vitesse inférieure à 3.2 m/s – sont censés représenter une portion non négligeable du spectre extractible de la source. Il peut donc être intéressant de calculer la transmission d’une feuille pour différents matériaux.

La réflexion quantique d’un neutron d’énergie E sur un potentiel V avec un angle d’incidence θ se calcule analytiquement comme :

$$r = \left| \frac{\sqrt{E \sin(\theta)} - \sqrt{E \sin(\theta) - V}}{\sqrt{E \sin(\theta)} + \sqrt{E \sin(\theta) - V}} \right|^2, \quad (71)$$

et est valable même si le potentiel V est négatif.

L’épaisseur de peau dans notre gamme d’énergie est de l’ordre de $d \sim \sqrt{\frac{2m_n 100 \text{ neV}}{\hbar}} \sim 14 \text{ nm}$, soit très inférieure à l’épaisseur a de la fe-

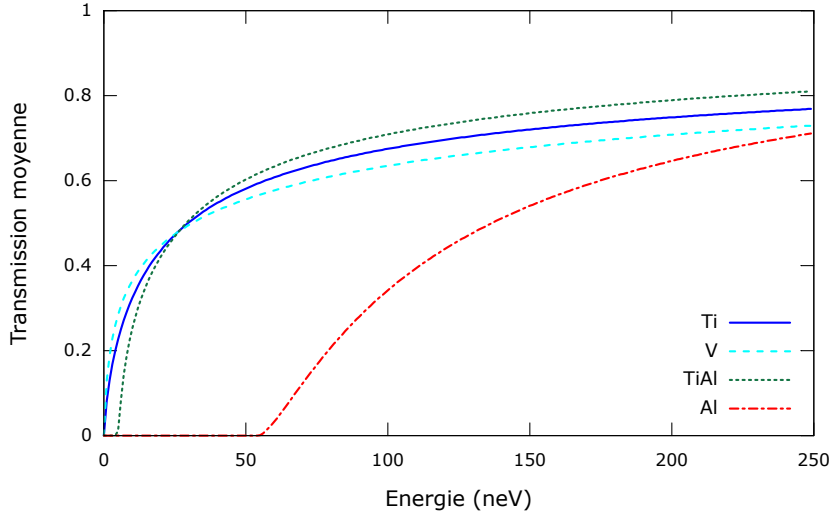


FIGURE 42 – Transmission calculée d’un gaz UCN isotrope à travers une fenêtre d’extraction. On s’intéresse à une feuille de $15\ \mu\text{m}$ ($30\ \mu\text{m}$ pour l’aluminium) pour des matériaux purs, et un alliage intermétallique TiAl homogène.

nêtre d’extraction (3 ordres de magnitude). La transmission par effet tunnel peut donc être négligée.

Si le neutron est transmis dans la feuille, il acquiert une énergie orthogonale $E \sin(\theta) - V$ et peut être absorbé avec une probabilité $\exp(-aN\sigma)$, ou être réfléchi de multiples fois à l’intérieur de la feuille avant de s’échapper, soit du côté d’entrée, soit du côté de sortie.

La transmission totale de la feuille peut donc s’écrire :

$$t_f = \underbrace{(1-r)}_{\text{entrée}} \times \underbrace{\frac{\exp(-aN\sigma)}{1-\exp(-2aN\sigma)}}_{\substack{\text{réflexions multiples} \\ \text{menant à la sortie}}} \times \underbrace{(1-r)}_{\text{sortie}}. \quad (72)$$

Cette transmission dépend de E , V et θ . On peut en particulier la moyenner pour un gaz UCN isotrope, et obtenir la transmission d’un gaz UCN à travers une feuille de potentiel V fixé en fonction de l’énergie E des UCN. Ainsi, on peut comparer la transmission de différents matériaux de différentes épaisseurs, comme en figure 42.

Ce calcul montre qu’il existe des matériaux mieux adaptés que l’aluminium pour notre fenêtre d’extraction. Par exemple, le titane pur, malgré sa forte absorption neutronique, est un meilleur choix compte tenu de l’épaisseur nécessaire pour la tenue mécanique grâce à son potentiel négatif. Alors que l’épaisseur d’une fenêtre d’aluminium importe relativement peu sur la transmission, l’épaisseur d’une fenêtre en titane est critique. Il est donc nécessaire de la minimiser. En février 2013, la fenêtre d’extraction existante, en aluminium et de $30\ \mu\text{m}$ d’épaisseur, a été remplacée par une fenêtre en titane de $15\ \mu\text{m}$



FIGURE 43 – Détecteur gazeux utilisé pour le comptage des UCN en sortie de l'extraction. La chambre proportionnelle est remplie à 15 mbar de ^3He , 10 mbar de CO_2 et 1.1 bar de Ar. Selon la mesure, la fenêtre du détecteur est en aluminium ou en titane.

d'épaisseur. L'évolution du nombre de neutrons extrait est présenté dans la section suivante. En 2014, elle a de nouveau été remplacée par une fenêtre en titane de $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Cette amélioration a également été implémentée sur des détecteurs gazeux, tel celui figure 18 ou celui figure 43, largement utilisé pour la caractérisation de la source dont les résultats sont présentés dans les sections suivantes. Cependant, le remplacement de la fenêtre en aluminium par une fenêtre en titane occasionne des problèmes de fuite, faisant diminuer l'efficacité du détecteur à moyen terme.

4.3 TAUX DE COMPTAGE DES UCN

Pour déterminer les performances de la source, une installation provisoire a été mise en place en 2012. L'extraction de la source, au lieu d'être connectée au spectromètre, a été orientée vers une boîte remplie d'argon – moins absorbant que l'air – où les différents détecteurs de neutrons étaient placés. La boîte est couverte de B_4C pour protéger les détecteurs du bruit de fond neutronique ambiant. Ainsi, les conditions d'installation et de mesure n'étaient pas soumises aux contraintes de la salle blanche.

La première caractérisation consiste à mesurer le taux de comptage des UCN en sortie de l'extraction en fonction de la température de la source. Pour ce faire, la vanne UCN est ouverte à différentes températures, suffisamment longtemps pour avoir un fonctionnement d'extraction en continu mais sans perturber son refroidissement. Pour éliminer les effets de l'accumulation des UCN dans la source, une dizaine de secondes d'ouverture sont nécessaires. Cependant, une ou-

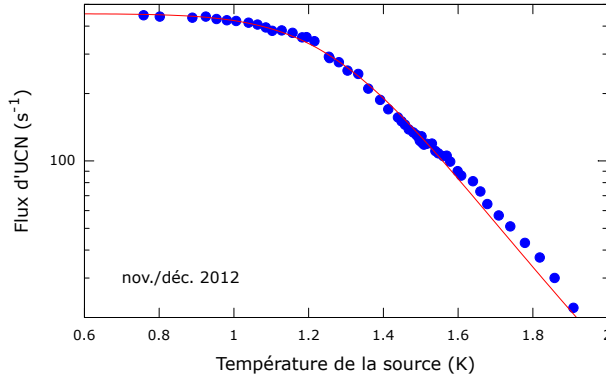


FIGURE 44 – Taux de comptage des UCN en fonction de la température de l'hélium superfluide lors d'un refroidissement. Le faisceau de neutrons froids traverse la source constamment, et la vanne UCN est ouverte régulièrement pour la mesure. Un détecteur UCN gazeux avec une fenêtre en aluminium est utilisé, et la fenêtre d'extraction est en aluminium également.

ouverture prolongée de la vanne réchauffe le volume de conversion du fait des radiations thermiques, et peut déstabiliser la source. Les résultats sont présentés figure 44.

On constate une forte dépendance du taux de comptage en fonction de la température de 1.9 K à 1.0 K, due à l'up-scattering des UCN dans l'hélium superfluide. À partir de 0.9 K, on constate une saturation : les pertes sur les parois du volume en béryllium deviennent le phénomène limitant.

D'après [40], la dépendance en température du taux de comptage et du temps de stockage (décrit après) sont identiques, et on peut ajuster la courbe avec une fonction de type :

$$\frac{1}{f(T)} = \frac{1}{CR_{\max}} \left(1 + \left(\frac{T}{T_0} \right)^c \right), \quad (73)$$

où l'on attend une dépendance en T^7 [48, 49] à cause du phénomène de up-scattering. Dans cette fonction, CR_{\max} est le taux de comptage maximum, limité à basse température par la qualité du volume de conversion. Pour notre mesure, cet ajustement donne $CR_{\max} = 454 \pm 4$ UCN/s, $T_0 = 1.349 \pm 0.004$ K et $c = 8.8 \pm 0.2$. La dépendance en température trouvée est anormalement éloignée de celle attendue. Une hypothèse expliquant ce résultat est proposée en 5.3.2.

Lors de la réalisation de cette mesure, en 2012, nous avons constaté que l'ouverture de la vanne UCN entraînait un réchauffement non négligeable à basse température (45 mK/min), pouvant empêcher la reprise du refroidissement lors de la fermeture. Pour 15 s d'ouverture, un repos de 10 à 15 minutes s'avérait nécessaire pour retrouver la

température initiale. De ce fait, le cycle utile de fonctionnement était très limité.

Peu après cette mesure, la fenêtre d'extraction et la fenêtre du détecteur, en aluminium, ont été remplacées par du titane. Le taux de comptage s'en est trouvé augmenté d'un facteur environ 1.75.

Après la fiabilisation de la cryogénie de la source, les conséquences de ce réchauffement se sont amoindries. En 2015, il était même possible d'ouvrir la vanne UCN continûment, et une nouvelle température d'équilibre était atteinte. Ainsi, n'importe quel cycle utile pouvait être choisi.

Avec la modification de l'extraction fin 2014, une nouvelle mesure de la dépendance du taux de comptage en fonction de la température dans le volume de conversion a été effectuée. Comme l'extraction était connectée au spectromètre, ce résultat est présenté en 4.6.

4.4 TEMPS CARACTÉRISTIQUES DE L'ENSEMBLE SOURCE-EXTRACTION

Pour l'ensemble source/extraction, on peut définir plusieurs temps caractéristiques. Le temps de vidage, ou d'extraction τ_e est le temps moyen nécessaire pour extraire les UCN de la source après accumulation. Le temps de stockage τ_s est la durée de vie moyenne des UCN dans le volume de la source fermé. Le temps d'accumulation est le temps moyen nécessaire à la source pour accumuler les UCN jusqu'à saturation, et correspond au temps de stockage. Leurs implications sont illustrées figure 45.

Il faut constater que le temps de stockage de la source seule n'est pas mesurable *in situ*. En effet, il faudrait pour cela placer un détecteur de neutrons idéal dans la source, ne perturbant pas le temps de stockage effectif. Pour avoir accès expérimentalement au temps de stockage, on peut mesurer le temps d'accumulation avec un détecteur situé à la sortie de l'extraction. En ouvrant partiellement la vanne UCN, la fuite générée est assez petite et le temps de stockage effectif n'est pas perturbé. Le nombre de neutrons mesuré nous donne alors le temps de stockage. Toujours avec un détecteur placé à la sortie de l'extraction, on peut également accéder temps de stockage en laissant au repos la source pendant différents laps de temps après accumulation et en comptant le nombre intégral de neutrons que l'on extrait. Avec ces deux méthodes, on peut obtenir une approximation du temps de stockage de la source, puisque les neutrons traversent l'extraction avant de parvenir au détecteur. En réalité, cela ne pose aucun problème car on veut caractériser la production d'UCN en sortie d'extraction, là où se connecte le spectromètre.

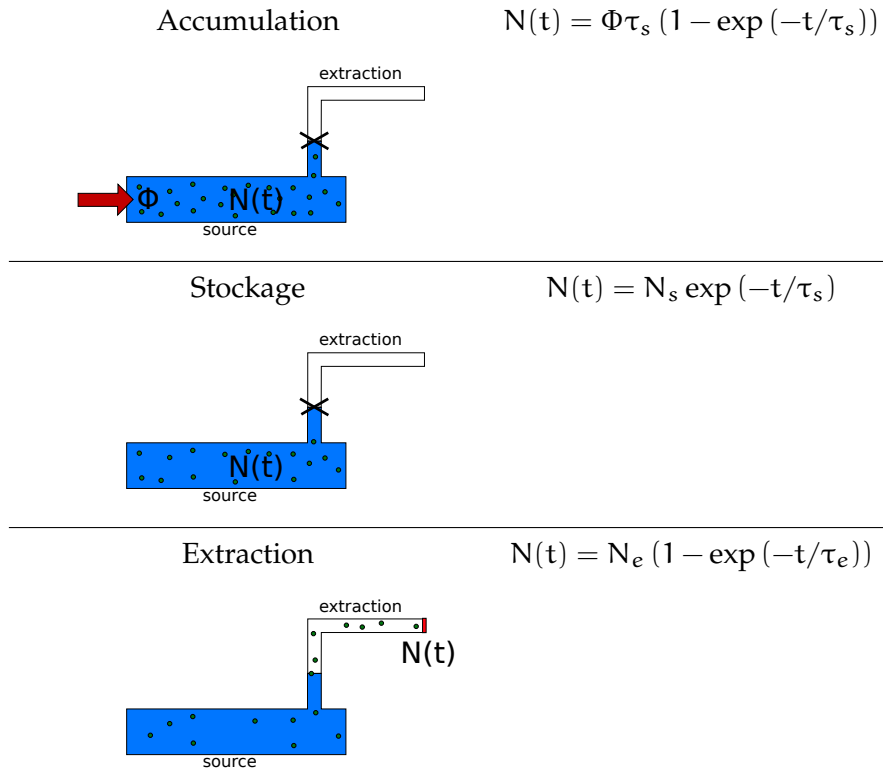


FIGURE 45 – Description des temps caractéristiques.

4.4.1 Extraction

Le temps de vidage est mesuré de la façon suivante : on accumule les UCN dans la source pendant 2 minutes, puis on coupe le faisceau. La vanne UCN est alors ouverte, et les UCN peuvent être extraits. Un détecteur de neutrons est placé en sortie de l'extraction, et on mesure le taux de comptage. Les données sont ajustées avec une exponentielle, comme illustré figure 46. On obtient alors un temps de vidage $\tau_e = 12.9 \pm 0.4$ s. On constate que plus l'attente est longue, plus le vidage est long. Ce résultat nous indique que les UCN les plus lents sont stockés plus longtemps dans la source, et que pour des mesures intégrales, un temps de comptage suffisamment long doit être déterminé pour le comptage des neutrons, afin de ne pas introduire de biais entre les mesures mettant en jeu des temps d'attente différents. Toutefois, l'ouverture de la vanne affectant la température de la source, ce temps doit également être limité. On choisit donc un temps de 20 s, permettant de compter environ 80 % des neutrons.

La même mesure avait été effectuée en 2012 et 2013, avec les fenêtres en aluminium. Les temps de vidages mesurés valaient $\tau_e = 9.8 \pm 0.2$ s à 0.91 K et $\tau_e = 8.2 \pm 0.5$ s à 1.10 K.

En attendant cette fois plusieurs secondes avant d'ouvrir la vanne UCN, on peut mesurer le temps de vidage de la source en fonction

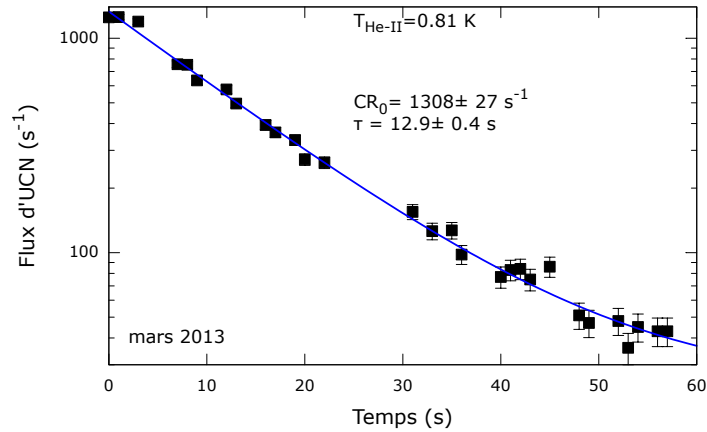


FIGURE 46 – Mesure du temps de vidage des UCN. La fenêtre d’extraction est en titane, ainsi que la fenêtre du détecteur.

TABLE 11 – Temps de vidage des UCN de la source pour différents temps d’attente. La fenêtre d’extraction est en titane, ainsi que la fenêtre du détecteur.

Temps d’attente (s)	τ_e (s)
0	12.9 ± 0.4
50	18.6 ± 0.6
100	23.8 ± 1.4

du temps pendant lequel les UCN ont été stockés. Les résultats sont résumés dans la table 11.

On peut déduire de l’ensemble de ces mesures complémentaires que le temps de vidage dépend de la proportion d’UCN lents du spectre, d’une part à cause de la température de la source via l’up-scattering, d’autre part grâce à la meilleure transmission du titane par rapport à l’aluminium pour les UCN mous, et enfin grâce à leur meilleur stockage dans la source.

4.4.2 Stockage

Le temps de stockage est mesuré dans une configuration similaire, mais cette fois c’est le nombre total de neutrons extrait qui est compté. La procédure est répétée pour plusieurs temps d’attente entre la fin de l’accumulation et l’ouverture de la vanne UCN. Le temps de stockage moyen est obtenu en ajustant les résultats avec une double exponentielle, comme présenté figure 47, et en faisant la moyenne harmonique pondérée des deux constantes de temps. L’ajustement par

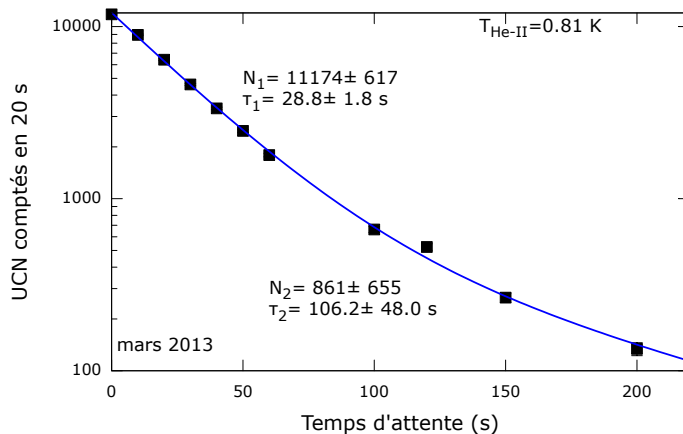


FIGURE 47 – Temps de stockage des UCN dans la source. La fenêtre d'extraction est en titane, ainsi que la fenêtre du détecteur.

TABLE 12 – Temps de stockage dans différentes configurations concernant les fenêtres d'extraction et du détecteur.

Extraction	Detecteur	τ_s (s) @ 0.81 K
Al	Al	21.0 ± 0.4
Ti	Al	21.3 ± 0.4
Ti	Ti	30.4 ± 0.7

deux exponentielles est nécessaire pour prendre en compte deux populations d'UCN, les UCN dits "mous" (les plus lents) et "durs". En effet, le temps de stockage d'un UCN varie en fonction de sa vitesse, et une simple exponentielle est insuffisante pour ajuster les résultats.

Le temps de stockage mesuré vaut donc $\tau_s = 30.4 \pm 0.7$ s. La valeur mesurée dans [40] est plus grande d'un facteur 2, mais ne correspond pas à la même configuration d'extraction. D'une part, les parois mêmes de l'extraction sont différentes, d'autre part une fenêtre d'extraction a été rajoutée. Une investigation plus poussée sera présentée plus loin.

4.4.2.1 Temps de stockage en fonction des fenêtres

Le temps de stockage a été mesuré à plusieurs reprises pour des configurations différentes concernant les matériaux de la fenêtre d'extraction et de la fenêtre du détecteur, lors de leurs remplacements respectifs. Les résultats sont résumés en table 12.

On constate que la présence d'au moins une fenêtre en aluminium, rendant inaccessible le portion du spectre des neutrons de moins de 3.2 m/s, donne un temps de stockage similaire si l'autre fenêtre est soit en aluminium, soit en titane. Dans ce cas, une simple exponen-

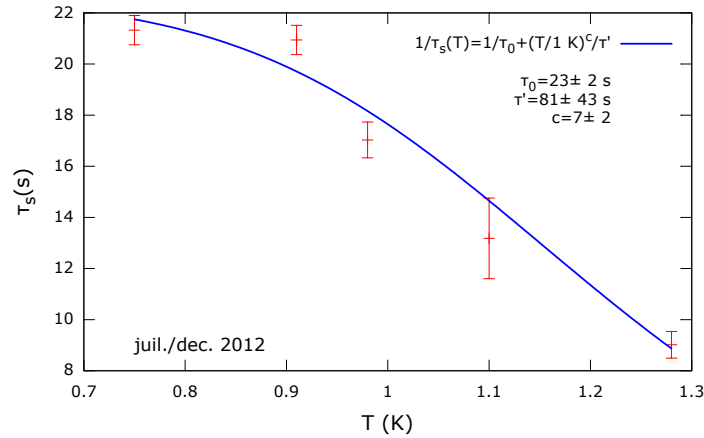


FIGURE 48 – Mesure du temps de stockage des UCN dans la source en fonction de la température de l’hélium superfluide.

tielle est suffisante pour l’ajustement des données. L’utilisation de titane exclusivement permet de récupérer ces neutrons mous, et l’augmentation sensible du temps de stockage est attendue, puisque les neutrons les plus mous subissent moins de collisions avec les parois du volume de conversion. Ainsi, le choix du titane est justifié, et permet d’améliorer les caractéristiques de la source.

4.4.2.2 Temps de stockage en fonction de la température

Le temps de stockage a été comparé à différentes températures de la source. Les mesures ont été prises en Juillet 2012, avec une fenêtre d’extraction en aluminium, et la fenêtre du détecteur en aluminium également. Les résultats sont présentés figure 48.

Comme attendu, le temps de stockage diminue lorsque la température augmente. Cela s’explique par le fait que les neutrons les plus lents du spectre, contribuant à allonger le temps de stockage moyen, survivent plus longtemps à basse température lorsque le phénomène de up-scattering est moins important. Même si les données sont peu fournies, on arrive à retrouver grossièrement une dépendance en T^7 du temps de stockage, à opposer à la dépendance en T^9 du taux de comptage.

4.4.3 Conclusions

Le remplacement des fenêtres d’extraction et du détecteur par du titane s’avère être un choix judicieux : comme les UCN les plus mous sont désormais en partie accessibles, d’une part le taux de comptage est meilleur, d’autre par le temps de stockage est augmenté.

Les résultats montrent que $\tau_e < \tau_s$: cela signifie que la source peut fonctionner dans un mode d’accumulation, pour lequel les neutrons sont accumulés dans la source, puis libérés simultanément vers le

spectromètre. Ce mode de fonctionnement permet de limiter l'importance du bruit de fond.

Toutefois, le temps de stockage obtenu est inférieur à celui mesuré – pour la même source, mais avec une extraction différente – dans [40]. Si l'extraction est logiquement mise en défaut, une meilleure compréhension peut être apportée grâce à la simulation de l'ensemble source/extraction, discutée au chapitre 5.

4.5 SPECTRE EN VITESSE DES UCN EXTRAITS

La connaissance du spectre en vitesse des UCN extraits de la source est motivée par plusieurs points. La fenêtre d'extraction étant remplacée par du titane, la totalité du spectre est désormais accessible à la mesure, malgré la différence de transmission. De plus, les résultats peuvent influencer le choix des matériaux que l'on va utiliser par la suite pour l'extraction ou le volume de stockage intermédiaire dans le spectromètre, puisque l'on peut choisir des matériaux au potentiel optique adapté au spectre extrait.

Pour cette mesure, nous avons voulu vérifier la faisabilité d'une mesure de spectre en vitesse des UCN en leur faisant subir une chute libre.

La hauteur de chute libre d'un UCN initialement collimaté horizontalement peut s'exprimer en fonction de sa vitesse et de sa distance horizontale de chute d :

$$h = \frac{g}{2} \left(\frac{d}{v_{UCN}} \right)^2. \quad (74)$$

En supposant qu'en sortie de l'extraction les UCN composent un gaz isotropique, le spectre en vitesse horizontale mesuré est représentatif du spectre en vitesse totale.

Avec les moyens à notre disposition, nous avons choisi de fixer la distance de chute libre à 26 cm, et les UCN de vitesse $2 \text{ m/s} < v_{UCN}$ vont donc chuter d'au plus 8.3 cm. La collimation se fait via une fente composée d'un miroir (plancher) et d'un absorbeur (plafond) séparés de $500 \mu\text{m}$, de longueur 12 cm. La sélection à la fois géométrique et en vitesse contribue très largement à la diminution de la statistique. Le détecteur est un détecteur gazeux muni d'une fenêtre de $15 \mu\text{m}$ en titane. La surface de détection fait 1 cm de haut pour 30 cm de large, ce qui contribue à l'imprécision de la mesure. Le détecteur est placé sur un système de translation vertical, et une atmosphère d'argon est générée dans la boîte. Le dispositif est schématisé figure 49.

Le nombre de neutrons mesuré (sur une durée de 30 minutes par point) est représenté en figure 50.

Afin d'obtenir un spectre en vitesse à partir de ces résultats, il faut prendre en compte les corrections suivantes :

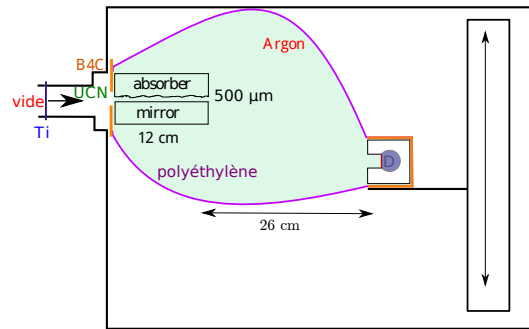


FIGURE 49 – Dispositif pour la mesure du spectre en vitesse des neutrons par chute libre. Dans une boîte remplie d'argon, le faisceau de neutrons ultra-froids en sortie de la fenêtre d'extraction ($15 \mu\text{m}$ de titane) est collimaté grâce à une fente de $500 \mu\text{m}$ de hauteur et 12 cm de long, composée d'un miroir et d'un absorber. Un détecteur avec une fenêtre de $15 \mu\text{m}$ de titane est placé à une distance de 26 cm de la fente, et est déplacé verticalement.

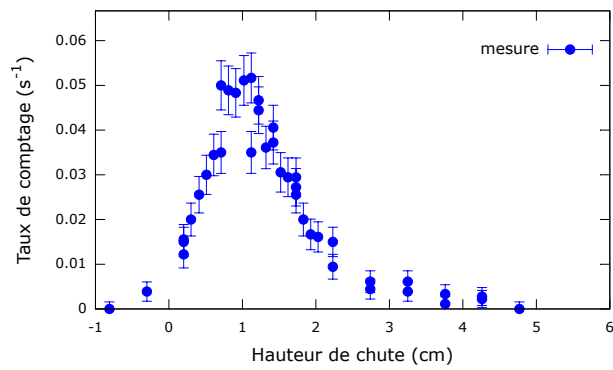


FIGURE 50 – Taux de comptage des UCN en fonction de la position du détecteur. Pendant toute la mesure, $T_{\text{He-II}} = 1.35 \text{ K}$.

1. la perte des UCN dans l'atmosphère d'argon,
2. le phénomène "d'ombrage" de la fenêtre du détecteur, dû à sa géométrie,
3. la réflexion quantique des UCN sur la fenêtre du détecteur.

ainsi que l'effet systématique induit par la hauteur de la surface de détection.

4.5.1 Pertes dans l'argon

Les pertes des UCN dans un gaz peuvent être calculées grâce à la formule de Ignatovich [50], également appelée la formule "p τ ". Le temps moyen de parcours d'un UCN avant collision avec un atome du gaz s'exprime :

$$\tau_{Ar} = \frac{k_B T}{p_{Ar} v_{Ar} \sigma(v_{Ar})}, \quad (75)$$

où σ est la section efficace d'absorption du gaz pour le neutron, et $v_{Ar} \gg v_{UCN}$ la vitesse des atomes du gaz.

La valeur tabulée pour l'argon est $p_{Ar} \tau_{Ar} = 260$ mbar.s. La boîte étant remplie à 1 bar d'argon, on a alors le temps de vie moyen d'un neutron dans l'argon, et le coefficient de transmission s'exprime alors :

$$t = \exp\left(-\frac{D}{v_{UCN} \tau_{Ar}}\right), \quad (76)$$

où la distance parcourue par les UCN vaut environ $D \sim 46$ cm.

Pour des neutrons de plus de 2m/s, $0.41 < t < 0.87$.

4.5.2 Géométrie du détecteur

Le détecteur n'étant pas conçu pour une telle mesure, sa géométrie n'est pas adaptée. La fenêtre de détection est en retrait afin de limiter le bruit de fond, comme schématisé figure 51. L'angle d'incidence d'un UCN de vitesse initiale v_{UNC} lorsqu'il s'approche de la surface du détecteur vaut :

$$\theta = \text{atan}\left(\frac{\sqrt{2gh}}{v_{UCN}}\right) = \text{atan}\left(\frac{g \times d}{v_{UCN}^2}\right). \quad (77)$$

En supposant que $v_{UCN} > 2$ m/s, $\theta < 33$ degrés.

Ainsi, la surface de détection visible directement par un UCN vaut $S_{\text{visible}} = S(1 - \sqrt{2} \sin(\theta))$. Elle est notamment réduite d'un facteur 4.2 pour les neutrons de 2 m/s.

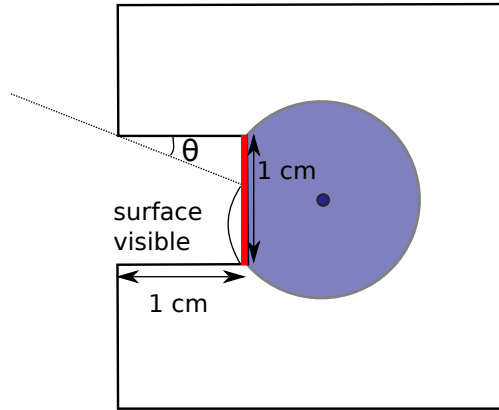


FIGURE 51 – Schématisation de la surface de détection visible directement par les UCN.

Toutefois, il est possible qu'un neutron soit diffusé à partir de la surface horizontale en cadmium vers la fenêtre en titane. La surface de cadmium visible vaut $S_{Cd} = S\sqrt{2}\sin(\theta)$, et en approximant que la moitié des UCN sont diffusés vers la fenêtre, la surface visible effective devient $S_{eff} = S\left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\sin(\theta)\right)$. Cette nouvelle correction affecte principalement les UCN les plus mous ($v_{UCN} < 3$ m/s) et réduit l'effet d'ombrage estimé précédemment. Pour les neutrons de 2 m/s, $\frac{S}{S_{eff}} = 1.6$

4.5.3 Hauteur de la surface de détection

Afin de convertir la position du détecteur en hauteur de chute, puis en vitesse, il faut prendre en compte la hauteur de la surface de détection dans l'incertitude. La hauteur de la fenêtre de détection étant égale à 1.0 cm exactement, pour une hauteur de chute h donnée, le détecteur détecte les neutrons ayant une vitesse :

$$\sqrt{\frac{2(h - 5\text{mm})}{g}} \frac{1}{d} < v < \sqrt{\frac{2(h + 5\text{mm})}{g}} \frac{1}{d}. \quad (78)$$

L'erreur est asymétrique, et est très faible pour les neutrons peu véloces. À titre d'exemple, pour une chute de 8.3 ± 0.5 cm, la vitesse extraite vaut $2.0_{-0.1}^{+0.1}$ m/s, alors que pour une chute de 0.2 ± 0.5 cm, la vitesse extraite vaut $12.8_{-5.9}^{+\infty}$ m/s.

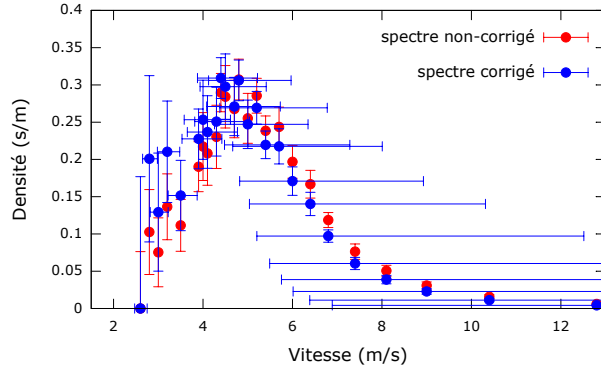


FIGURE 52 – Le spectre en vitesse extrait de la mesure de la hauteur de chute libre des UCN.

4.5.4 Réflexion quantique des UCN sur la fenêtre du détecteur

Comme calculé plus haut, le coefficient de réflexion d’un UCN sur une fenêtre de titane avec un angle d’incidence θ vaut :

$$r(\theta) = \frac{\sqrt{E_{UCN} \cos^2(\theta)} - \sqrt{E_{UCN} \cos^2(\theta) - V_{Ti}}}{\sqrt{E_{UCN} \cos^2(\theta)} + \sqrt{E_{UCN} \cos^2(\theta) - V_{Ti}}}, \quad (79)$$

avec $V_{Ti} = -50.7\text{neV}$.

L’effet de l’angle sur la transmission est assez faible, car l’énergie des UCN est très inférieure au potentiel optique du titane. On peut donc négliger cet effet, et utiliser le spectre de transmission représenté figure 42.

4.5.5 Obtention d’un spectre en vitesse

À partir des corrections précédentes, on peut obtenir le spectre en vitesse présenté figure 52.

Toutefois, les corrections sont tellement importantes qu’il est difficile d’extraire des informations pertinentes de ce spectre. Une autre méthode consiste à effectuer une simulation Monte-Carlo de l’expérience, en ajustant un spectre de vitesse initial, modifié à travers la simulation par les corrections évaluées, aux données obtenues.

En supposant un spectre soit gaussien, soit triangulaire asymétrique comme spectre initial, et en le soumettant à la simulation prenant en compte tous les effets susmentionnés, on obtient par minimisation du χ^2 les spectres les mieux adaptés pour chaque modèle (voir figure 53). On peut alors extraire une vitesse moyenne et un écart-type pour chaque modèle :

$$\begin{aligned} \mu_{\text{Gauss}} &= 5.1 \text{ m.s}^{-1} & \sigma_{\text{Gauss}} &= 1.6 \text{ m.s}^{-1}, \\ \mu_{\text{Triangle}} &= 5.3 \text{ m.s}^{-1} & \sigma_{\text{Triangle}} &= 1.4 \text{ m.s}^{-1}. \end{aligned}$$

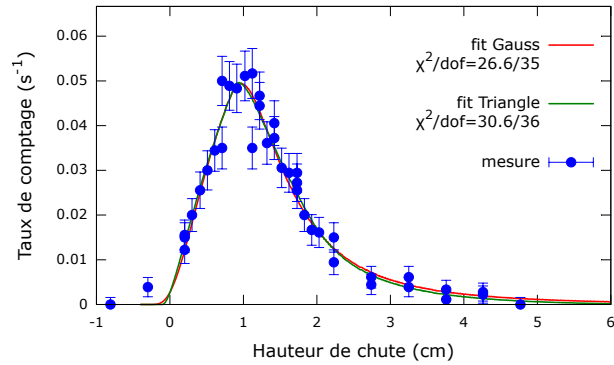


FIGURE 53 – Taux de comptage des UCN en fonction de la position du détecteur. Le résultat est ajusté avec une minimisation par des spectres initiaux transformés via une simulation Monte-Carlo.

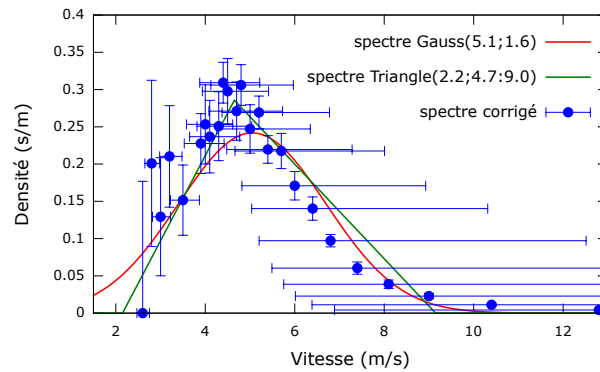


FIGURE 54 – Le spectre en vitesse extrait de la mesure de la hauteur de chute libre des UCN, comparé aux distributions les mieux adaptées parmi les modèles triangulaire et gaussien.

La distribution triangulaire asymétrique vaut zéro en dessous de 2.2 m/s, maximum at 4.5 m/s et au dessus de 9.0 m/s. Dans les deux cas, on obtient un spectre en vitesse des UCN assez large autour de la valeur moyenne, cohérents entre eux et avec le spectre reconstruit (figure 54).

Du fait de la faible statistique, nous avons été contraints de laisser la vanne UCN constamment ouverte. De ce fait, la température de l'hélium superfluide était de 1.35 K. Dans cette configuration, il ne peut y avoir d'accumulation d'UCN mous dans la source, et la vitesse moyenne du spectre obtenu est a priori plus haute que ce qui est disponible pour le spectromètre.

Cette méthode de mesure du spectre en vitesse des UCN, bien que manquant de précision, se montre praticable. Des améliorations peuvent être apportées grâce à un détecteur avec une géométrie adaptée, ou un détecteur sensible à la position avec une large surface de détection tel celui décrit dans le chapitre 6, le tout dans une enceinte

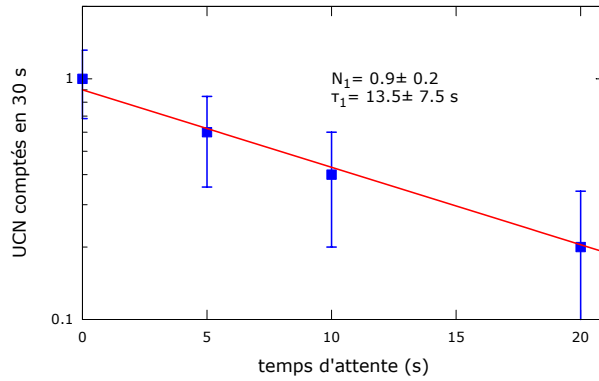


FIGURE 55 – Mesure du temps de stockage pour les neutrons de 4.4 m/s.

sous vide. D'autres techniques de mesure de spectre en vitesse des UCN existent, notamment par mesure du temps de vol des UCN.

La séparation des UCN en fonction de leur vitesse par la chute libre permet de sélectionner les UCN par leur vitesse horizontale, on peut faire une mesure de temps de stockage pour une composante de vitesse. Le maximum du spectre étant à 4.4 m/s, nous avons choisi de faire la mesure du temps de stockage pour ces neutrons, dont les résultats sont représentés figure 55.

Du fait de la très faible statistique, la mesure est imprécise, mais montre que le temps de stockage moyen pour les neutrons de 4.4 m/s ($\tau_{4.4 \text{ m/s}} = 13.2 \pm 7.5 \text{ s}$) est très inférieur au temps de stockage moyen des UCN extraits $\tau_s = 30.4 \pm 0.7 \text{ s}$. Cela confirme que l'on peut extraire du spectromètre un spectre plus riche en UCN mous que ce qu'il a été possible d'extraire lors de cette mesure.

On peut donc en conclure que l'essentiel des UCN extraits a une vitesse inférieure à 5 m/s, ce qui confirme que le système source-extraction est adapté au spectromètre GRANIT.

4.6 CONNEXION AU SPECTROMÈTRE

Les résultats dans la configuration de test étant probants, l'extraction de la source a été connectée au spectromètre en mai 2013. On peut voir cette connexion figure 56.

Une fois les UCN acheminés vers le spectromètre, on souhaite vérifier la statistique disponible en flux continu en ajoutant la vanne papillon, le volume de stockage intermédiaire et la fente d'extraction de 127 μm . L'installation est présentée figure 57.

Le fonctionnement de la source ayant été chaotique pendant la période suivant la connexion de l'extraction au spectromètre, les résultats en condition de fonctionnement idéal n'ont pas été obtenus immédiatement. Un résumé des différentes mesures de 2013 à 2015 est représenté figure 58.

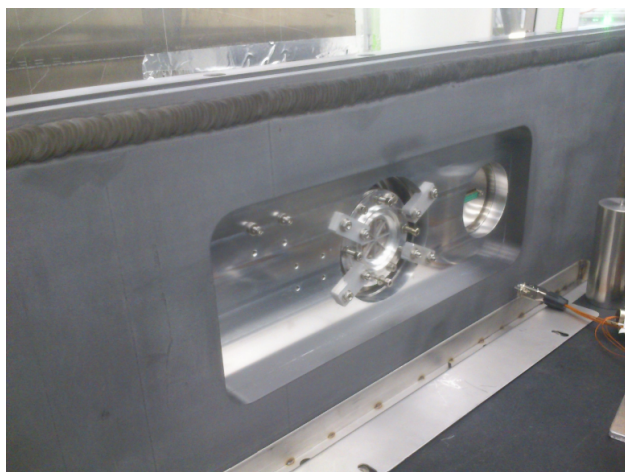


FIGURE 56 – Arrivée des UCN dans le spectromètre.

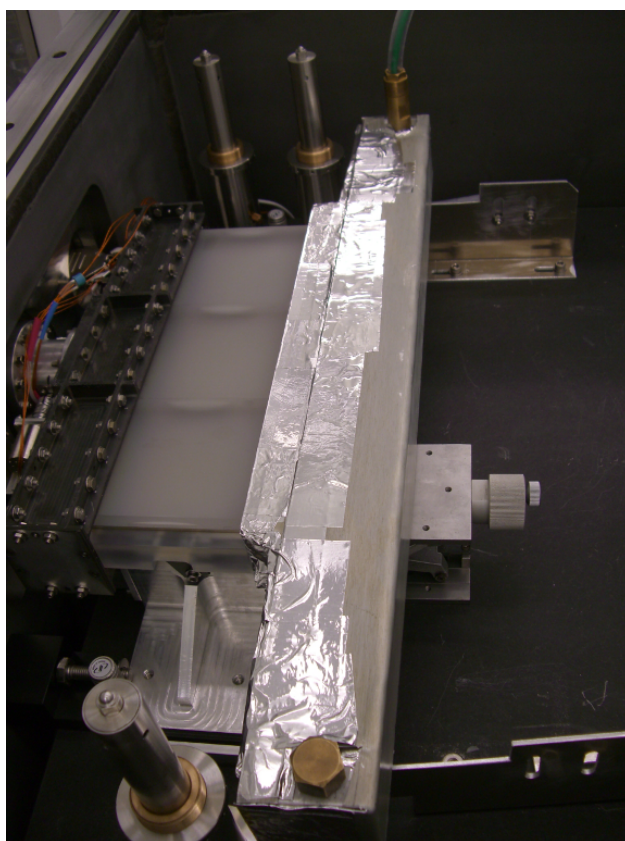


FIGURE 57 – Configuration de mesure des UCN en sortie de l'extraction dans le spectromètre.

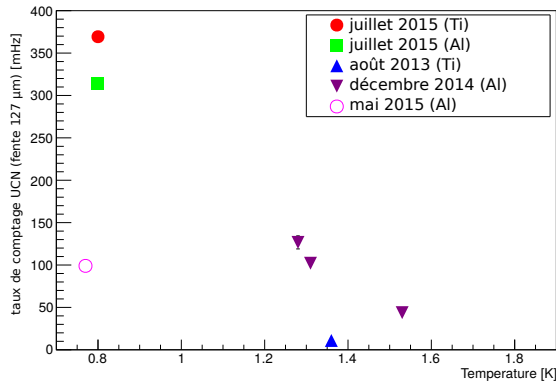


FIGURE 58 – Taux de comptage des UCN dans le spectromètre en sortie de la fente semi-diffusive

Les taux de comptage mesurés en août 2013 et mai 2015 sont nettement plus faibles qu'espérés. La mesure d'août 2013 précédant un arrêt prolongé du réacteur (~ 9 mois), plusieurs améliorations ont été apportées sur la source, sur l'extraction (avec l'utilisation d'acier inoxydable électropoli) et le volume de stockage intermédiaire (initialement en DLC, en cuivre depuis). Les résultats les plus récents prouvent que les causes de ce faible taux de comptage ont été identifiées correctement. Le taux de comptage faible mesuré en mai 2015 est quant à lui expliqué par la présence de ^3He dans le volume de conversion de la source, diminuant grandement la durée de vie des UCN. Un rinçage approprié a permis de doubler le taux de comptage en juillet 2015. Des comparaisons d'une part sur le taux de comptage, l'autre part sur les temps caractéristiques du volume de stockage intermédiaire, ont été effectuées en utilisant tour à tour un détecteur avec une fenêtre en aluminium et un détecteur avec une fenêtre en titane. On constate figure 58 que le taux de comptage est légèrement augmenté si l'on utilise le détecteur avec la fenêtre en titane. La comparaison des temps caractéristiques est présentée figure 59.

On constate logiquement un allongement des temps de stockage et de vidage lorsque l'on remplace le détecteur à fenêtre d'aluminium par le détecteur à fenêtre de titane. En effet, le temps de stockage passe de $\tau = 3.7 \pm 0.1$ s à $\tau = 7.4 \pm 0.2$ s, ce qui prouve la présence non-négligeable d'UCN mous dans le spectre. Toutefois, étant donnée cette grande variation du temps de stockage, on s'attendrait à une variation également conséquente du taux de comptage, qui n'a pas été observée. On en déduit qu'une portion du spectre dur des UCN est plus absorbée dans le titane que dans l'aluminium.

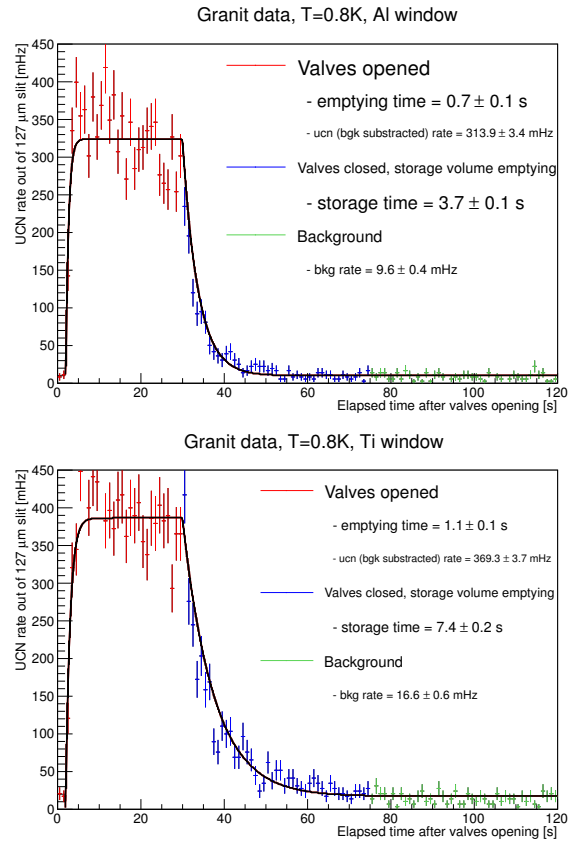


FIGURE 59 – Mesure du temps d’accumulation et du temps de vidage dans le volume de stockage intermédiaire avec le détecteur à fenêtre d’aluminium (haut) et à fenêtre de titane (bas). La vanne papillon à l’entrée du spectromètre est d’abord ouverte pendant 30 s, tout comme la vanne de la source, ce qui permet de mesurer le temps de remplissage. Les vannes sont ensuite fermées simultanément, ce qui permet au volume de stockage intermédiaire de se vider via la fuite générée par la fente semi-diffusive, et d’accéder à son temps de stockage.

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons pu voir le fonctionnement du cryostat de la source SUN1. Ses performances en terme de production d'UCN ont été caractérisée concernant le taux de comptage, le temps de stockage des UCN dans la source, le temps d'extraction des UCN vers le spectromètre et le spectre en énergie des UCN extraits. Nous avons également pu constater que la stabilité de la source, l'extraction des UCN et leur détection pouvaient être améliorées. Certaines améliorations ont déjà été implémentées, comme le remplacement de la vanne aiguille du circuit ^3He par une impédance fixe, le remplacement de la fenêtre d'extraction en aluminium par une fenêtre en titane, et l'utilisation d'acier inoxydable électropoli pour l'extraction. D'autres améliorations sont envisagées, telles le remplacement du volume de conversion en BeO/Be par un volume dont les parois seraient en monocristal de saphir. Dans le chapitre suivant, nous allons proposer une modélisation de la source d'un point de vue stockage et extraction des UCN dans le but de comprendre son fonctionnement et d'en améliorer les performances.

*"If one and a half chickens lay one and a half eggs in one and a half days, how many eggs will nine chickens lay in nine days?"
The Brain had just answered, "Fifty-four."*

I. Asimov, *The Complete Robot*

SIMULATION DE LA SOURCE UCN AVEC STARUCN

STARucn est un logiciel de simulation Monte-Carlo basé sur ROOT [51] spécialement conçu pour simuler le transport de neutrons ultra-froids. Il a été développé au LPSC Grenoble pour la collaboration GRANIT, et est disponible librement sous license GNU [52]. Dans ce chapitre, le fonctionnement de STARucn est brièvement décrit, puis sa fiabilité est testée sur plusieurs exemples. Enfin, nous l'utilisons pour modéliser notre source UCN et comparer les résultats simulés aux mesures.

5.1 DESCRIPTION DE STARUCN

STARucn utilise les bibliothèques de géométrie, graphiques et les structures de données de ROOT, et peut également utiliser sa propre bibliothèque de géométrie. La configuration et la description de la géométrie se font via des scripts ascii, sans nécessité de recompiler le programme.

Un organigramme simplifié de la simulation est représenté figure 60.

Les volumes et les surfaces sont caractérisés par les grandeurs suivantes :

- leur potentiel optique (réel) V ,
- la probabilité de réflexion diffuse d ,
- ratio de la partie imaginaire W et de la partie réelle V du potentiel optique $\eta = \frac{W}{V}$, intervenant dans le calcul de la probabilité d'absorption d'un UCN sur une surface,
- la durée de vie moyenne du neutron dans le matériau (reliée à la section efficace d'absorption et à la vitesse du neutron).

La génération des neutrons peut se faire de deux façons : les neutrons peuvent être générés uniformément dans un volume de la géométrie avec une certaine distribution de vitesse et un taux de production spécifiés dans la configuration, ou bien ils peuvent être générés à partir des coordonnées (position et vitesse) spécifiées dans un fichier ascii.

Le module gérant la propagation des neutrons calcule le temps écoulé et le point d'intersection du neutron avec la surface sur laquelle il va interagir. Deux techniques sont utilisées : la propagation pas à pas ou un calcul analytique de la trajectoire parabolique.

La simulation peut générer des fichiers de sortie à chaque étape de la propagation et à la perte – par désintégration β , absorption, sortie

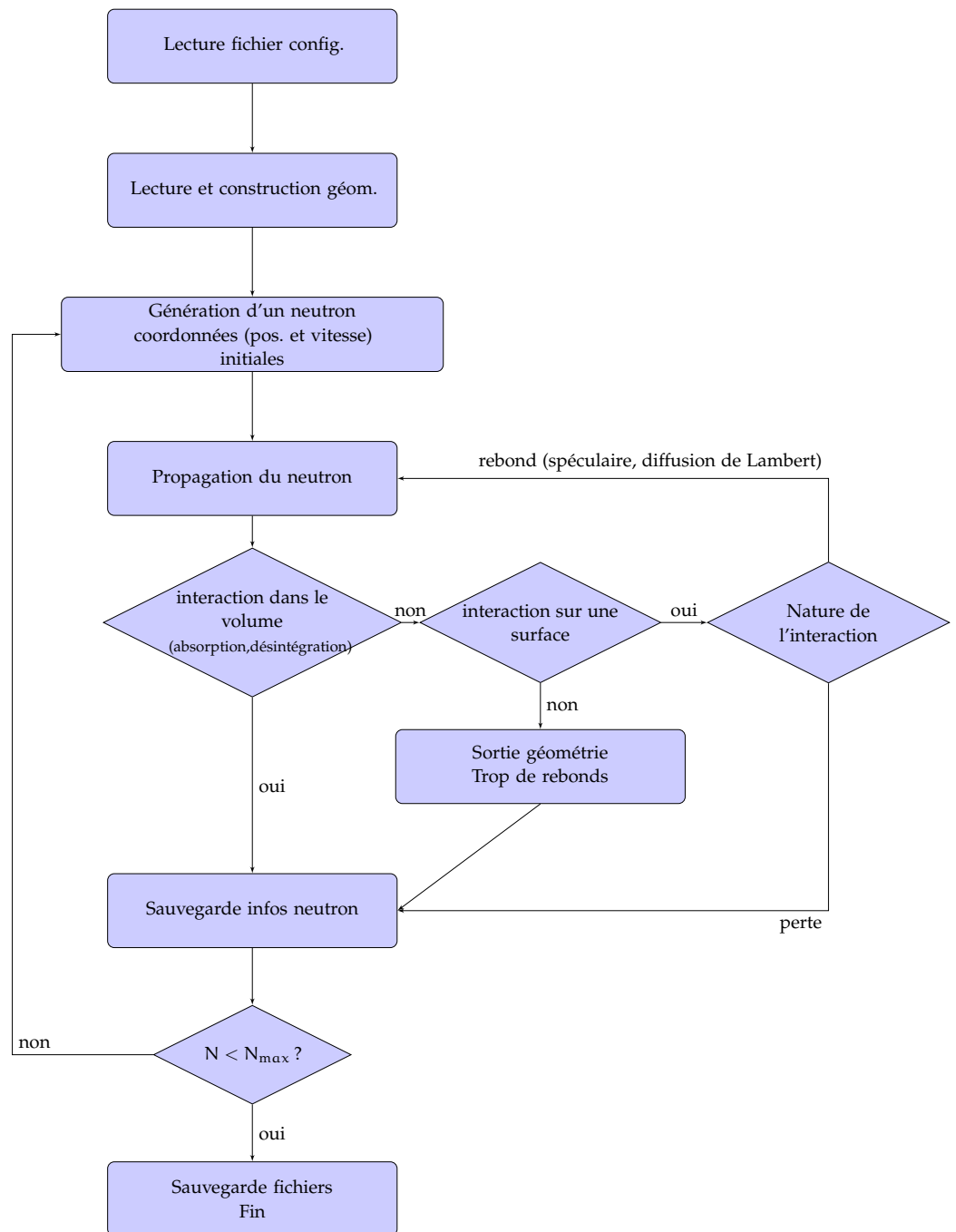


FIGURE 60 – Organigramme de la simulation du transport de neutrons dans une géométrie avec STARUCN.

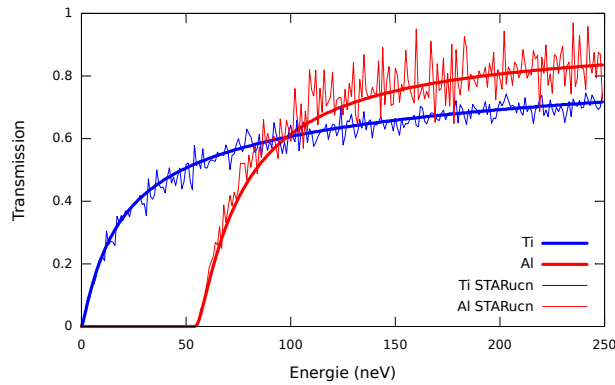


FIGURE 61 – Transmission de deux fenêtres ($15 + 15 \mu\text{m}$ de titane ou $30 + 300 \mu\text{m}$ d'aluminium) en fonction de l'énergie d'UCN en incidence normale, calculée analytiquement (trait épais) et avec STARUCN (trait fin).

de géométrie par exemple – de chaque neutron. Trois types de sortie sont disponibles : un arbre ROOT contenant un grand nombre d'informations sur chaque neutron, et selon la configuration la trajectoire de certains neutrons, un histogramme ROOT, donnant le nombre de neutrons dans un volume choisi en fonction du temps, ou bien un fichier ascii, contenant les coordonnées (dans l'espace, l'espace des phases et le temps) de chaque neutron encore "vivant" après un temps de simulation donné. Ce type de fichier peut en particulier être utilisé comme générateur de neutrons pour une simulation ultérieure.

5.2 VALIDATION DE STARUCN

5.2.1 Potentiel optique et absorption

On a vu au chapitre 4 que la transmission et l'absorption des UCN à travers une fenêtre en fonction de leur énergie se calculait analytiquement facilement. On propose donc ici de comparer les résultats de STARUCN à un tel calcul analytique. On se place dans le cas simplifié d'UCN se propageant horizontalement, sans effet de la gravité, et devant traverser successivement – orthogonalement – deux fenêtres.

On choisit deux configurations différentes : les fenêtres sont soit chacune de $15 \mu\text{m}$ de titane, soit en aluminium d'épaisseur $30 \mu\text{m}$ et $300 \mu\text{m}$. Les résultats sont présentés figure 61.

On constate que la simulation STARUCN est en accord avec la prédiction analytique.

5.2.2 Centre de masse d'un gaz UCN

Afin de tester la validité du calcul de trajectoires paraboliques, nous proposons de faire le même test de comparaison avec un calcul ana-

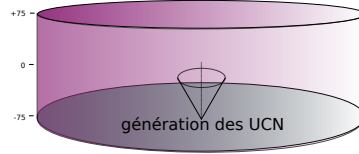


FIGURE 62 – Chambre cylindrique utilisée pour la simulation. Sa hauteur est de 15 cm, son rayon de 25 cm et l’origine du repère est définie au centre. Les parois ont un potentiel optique de 230 neV et sont idéales (rebonds spéculaires). Les UCN sont générés sur tout la surface du sol, uniformément et isotropiquement.

lytique que le programme MCUCN utilisé pour l’expérience nEDM [53].

On considère une chambre cylindrique verticale sous vide de hauteur $H = 15$ cm et de rayon $r = 25$ cm (figure 62). Le potentiel optique des parois est $V = 230$ neV, et on suppose que seuls des rebonds spéculaires existent, sans aucune perte. Les UCN sont générés uniformément au sol de la chambre avec une distribution angulaire isotrope, et soumis au champ de pesanteur terrestre. Ils sont produits uniformément pendant 10 s, et la simulation s’arrête après un temps total de 50 s. On propose d’étudier le centre de masse d’un gaz UCN ayant l’énergie verticale initiale E_{\perp} . On définit la hauteur maximale atteignable par un neutron d’énergie verticale initiale E_{\perp} , $h = \frac{E_{\perp}}{m_n g}$.

Lorsque l’équilibre est atteint, le centre de masse du gaz mono-énergétique s’écrit comme :

$$z_{CM}(h = \frac{E_{\perp}}{m_n g}) = \begin{cases} \frac{h}{3} \left(1 + \frac{H}{3} - \sqrt{1 - \frac{H}{h}} \right) & , \text{ si } h > H \\ \frac{2h}{3} & , \text{ si } h \leq H \end{cases} . \quad (80)$$

Le détail des calculs est présenté en annexe C. Dans la simulation STARucn, on enregistre les coordonnées des UCN après 50 s de propagation, et on calcule le centre de masse. Le résultat en fonction de l’énergie verticale initiale des UCN est présenté figure 63.

L’accord entre le calcul analytique et la simulation de MCUCN est excellent.

5.2.3 Diffusions et pertes

On cherche maintenant à tester la bonne simulation du comportement diffusif et la prise en compte des pertes sur les parois dans STARucn. On propose de comparer la transmission d’un guide en fonction de l’énergie d’après STARucn et le module GEANT4UCN [54].

On choisit pour cela un guide en forme de "U" renversé, décrit figure 64. Les parois ont un potentiel optique $V = 184$ neV, une probabilité de diffusion $d = 0$ ou $d = 0.05$ et une probabilité de perte par collision de $\eta = 0$ ou $\eta = 10^{-2}$. La section du guide est $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$,

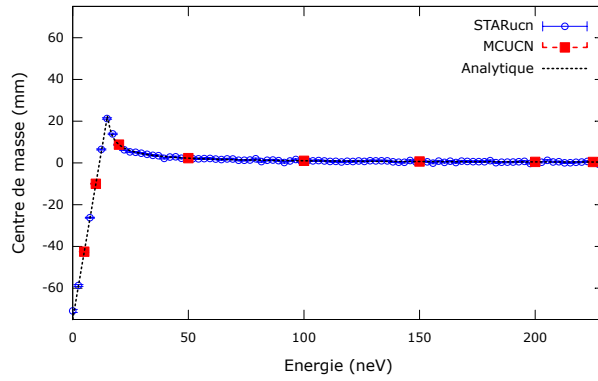


FIGURE 63 – Comparaison des résultats de la simulation STARucn avec le calcul analytique et la simulation MCUCN. La dépendance de la position du centre de masse en fonction de l'énergie est linéaire jusqu'à $\frac{2H}{3}$, puis pour les UCN les plus énergétiques, le centre de masse tend asymptotiquement vers le centre de la chambre.

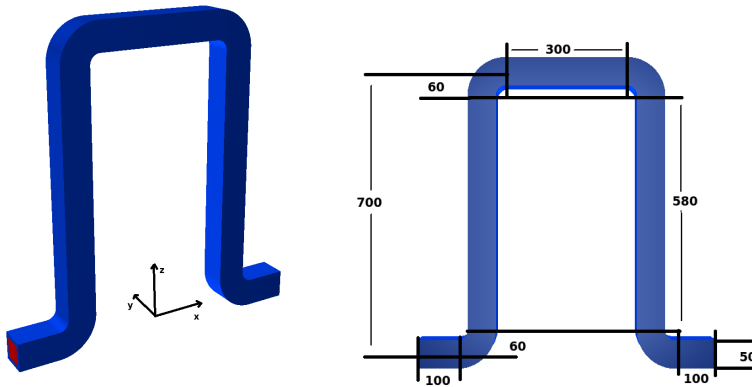


FIGURE 64 – Guide utilisé pour la simulation. Les neutrons sont générés à une extrémité avec une vitesse horizontale, et on calcule la transmission du guide à l'autre extrémité. Différentes probabilités de diffusion et de perte des parois sont testées. Le potentiel optique des parois est de 184 neV.

les angles font 90 degrés avec un rayon de courbure de 60 mm. Les portions horizontales d'entrée et de sortie font 100 mm de long, et la portion horizontale supérieure fait 300 mm. La différence de hauteur entre les guides horizontaux vaut 700 mm.

Les UCN sont produits uniformément sur la section d'entrée du guide, avec une vitesse horizontale entre 0 m/s et 10 m/s. Les neutrons parvenant à la sortie sont comptés avec 100 % d'efficacité, et ceux ressortant par l'entrée sont perdus. Les neutrons sont produits uniformément pendant 10 s, et la simulation s'arrête après un temps total de 50 s. Les neutrons encore présents dans le guide sont alors considérés comme perdus.

Les résultats de STARucn et GEANT4UCN [55] sont présentés figure 65.

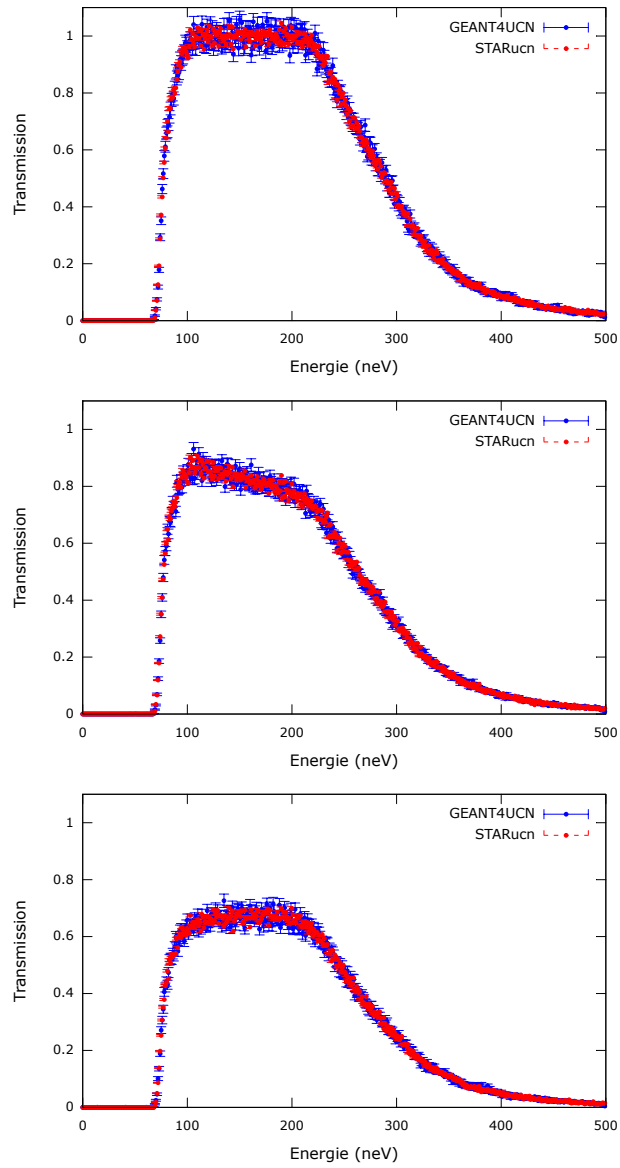


FIGURE 65 – Comparaison des résultats obtenus avec STARucn et GEANT4UCN pour différentes probabilités de diffusion et de pertes. On s'intéresse au ratio du nombre de neutron transmis pour chaque classe d'énergie par le nombre initial de neutrons dans cette classe. Dans le premier cas, tous les rebonds sont spéculaires et les pertes sur les parois sont nulles ($d = 0, \eta = 0$). Dans le deuxième, on a fixé $d = 0, \eta = 0.01$ et dans le troisième $d = 0.05, \eta = 0$.

Dans le cas d'un guide parfait ($d = 0$ et $\eta = 0$), le spectre est coupé à ~ 72 neV, ce qui correspond à la sélection en hauteur de 700 mm. La transmission est parfaite jusqu'à ~ 212 neV, ce qui s'explique par l'angle maximal d'incidence des UCN sur les parois $\theta = \frac{60 \text{ mm}}{50 \text{ mm}}$, et donc une réflexion totale pour les UCN d'énergie $E = \frac{V}{\sin^2(\theta)}$. Les UCN d'énergie supérieure sont ensuite soumis aux pertes dû au confinement imparfait, justifiant la perte progressive de transmission.

L'ajout de diffusion et/ou de pertes sur les parois diminue logiquement la transmission. Les UCN les plus énergétiques effectuant plus de rebonds, ils sont moins transmis si les pertes sur les parois sont non-nulles.

On constate que dans les 3 cas de figure, les deux simulations sont en excellent accord et prédisent la même transmission.

5.3 MODÉLISATION DE LA SOURCE

L'objectif de cette étude est de déterminer les probabilités de diffusion et de pertes effectives des matériaux de la source et de l'extraction à partir des mesures réalisées. Il faut donc commencer par les mesures mettant en jeu le moins de matériaux possibles pour fixer leurs paramètres, et ensuite agrandir le système progressivement.

5.3.1 Ajustement des paramètres de la source

Pour ces premières simulations, on se place dans la configuration décrite dans [40]. La géométrie utilisée dans la simulation est représentée figure 66. Au lieu d'être extraits horizontalement vers le spectromètre, les UCN sont extraits vers un détecteur gazeux (avec une fenêtre en aluminium de 300 μm) situé au sol via un tube vertical en acier inoxydable de diamètre 70 mm, soit environ double du diamètre de l'extraction vers le spectromètre. L'énergie gagnée par les UCN grâce à leur chute dépasse grandement le potentiel optique de l'aluminium, et aucune fenêtre d'extraction n'est nécessaire.

On commence donc par s'intéresser à la source seule, sans extraction. Les mesures expérimentales de temps d'accumulation permettent a priori de ne s'intéresser qu'à la probabilité de pertes, définissant la durée de vie des UCN dans le volume de conversion. La probabilité de diffusion ne devrait pas intervenir sur le temps d'accumulation, et peut donc être fixée à une valeur raisonnable (quelques pourcents) avant la vérification de cette hypothèse.

La valeur du temps d'accumulation mesurée dans cette configuration vaut $\tau_s = 67 \pm 2$ s. On fait donc varier dans la simulation le paramètre η_{Be} pour retrouver ce temps. On peut via la simulation à la fois accéder au temps d'accumulation réel de la source, hermétiquement fermée, et le temps effectif en simulant les conditions réelles expéri-



FIGURE 66 – Géométrie utilisée pour les premières simulations, correspondant à la configuration de mesure décrite dans [40].

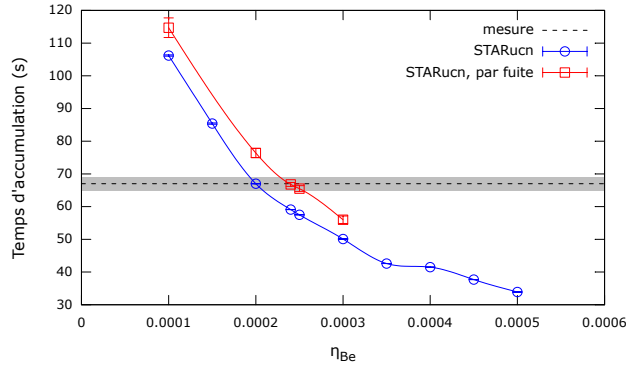


FIGURE 67 – Temps d’accumulations simulés par STARucn en fonction du taux de pertes sur les parois de beryllium. On se met dans deux configurations, à savoir une simulation du temps d’accumulation “mesurée” idéalement et une simulation reproduisant les conditions expérimentales, donnant un résultat légèrement différent. Les paramètres de l’extraction utilisés sont fixés à des valeurs attendues raisonnables, à savoir $d_{Be} = 0.1$, $d_{inOx} = 0.03$ et $\eta_{inOx} = 5 \times 10^{-4}$.

mentales, avec une vanne partiellement ouverte permettant une fuite des UCN vers l’extraction. Les deux résultats sont présentés figure 67.

On trouve avec les deux simulations que $\eta_{Be} \sim 2 - 3 \times 10^{-4}$, ce qui est un ordre de grandeur raisonnable par rapport aux valeurs théoriques. On constate toutefois que le temps de stockage intrinsèque de la source est différent de celui accessible avec la méthode expérimentale utilisée pour η_{Be} fixé. La méthode de mesure donne donc accès à un temps d’accumulation effectif.

On fixe donc pour la suite de cette étude $\eta_{Be} = 2.5 \times 10^{-4}$.

5.3.2 Ajustement des paramètres de l’extraction

On reste pour le moment dans la configuration de simulation et de mesure décrite précédemment. Pour caractériser les parois de l’extraction, on utilise la mesure du temps de vidage. Le paramètre le plus important influant sur la valeur de ce temps est la probabilité de diffusion d_{inOx} , même si η_{inOx} joue un rôle en modifiant le spectre en vitesse des UCN extraits.

L’évolution du temps de vidage simulé en fonction de la diffusivité de l’extraction est présentée figure 68. La valeur mesurée dans cette configuration est $\tau_e = 14.8 \pm 1$ s, avec une composante à 13 ± 1 s (83%) et une composante à 34 ± 1 s (17%).

On constate que la valeur de diffusivité la mieux adaptée pour modéliser notre extraction est $d_{inOx} = 0.03$. Rappelons qu’une extraction efficace se doit de favoriser les rebonds spéculaires, et donc d’avoir une diffusivité la plus faible possible. Pour cette valeur, le temps de vidage se répartit en une composante à 13.0 s (76%) et une compo-

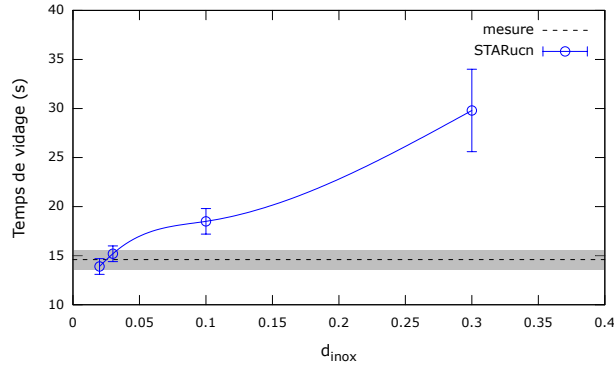


FIGURE 68 – Evolution du temps de vidage simulé en fonction de la diffusivité de l'extraction. On a utilisé $\eta_{Be} = 2.5 \times 10^{-4}$, $d_{Be} = 0.1$ et $\eta_{inOx} = 5 \times 10^{-4}$.

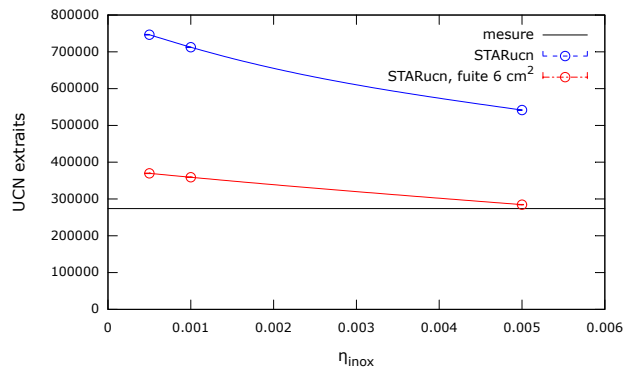


FIGURE 69 – Nombre d'UCN extraits de la source en fonction du facteur de pertes de l'extraction. Pour expliquer l'écart entre la simulation dans la gamme de η_{inOx} raisonnable et la mesure, on suppose une zone de perte des UCN de 6 cm^2 . On a utilisé $\eta_{Be} = 2.5 \times 10^{-4}$, $d_{Be} = 0.1$ et $d_{inOx} = 0.3$.

sante à 33.2 s (24%), ce qui est un résultat raisonnablement proche de ce qui a été mesuré compte tenu des simplifications utilisées dans la simulation.

Le dernier paramètre à ajuster est le facteur de perte de l'extraction η_{inOx} . La grandeur restante la plus impactée par ce paramètre est le nombre d'UCN extractibles de la source. On se met encore une fois dans la configuration de [40], dans laquelle environ 274000 UCN ont été extraits après accumulation. Les résultats de la simulation présentés figure 69 montrent l'influence du facteur de pertes de l'extraction sur le nombre d'UCN extraits en supposant un taux de production de ~ 25000 UCN/s dans la source, comme calculé au chapitre 3.

On constate qu'aucune valeur de η_{inOx} ne permet de mettre en accord la simulation et la mesure. Une hypothèse est la présence de zones "noires" – diminuant le potentiel optique – pour les neutrons générées par une magnétisation de l'acier. Pour modéliser ce phéno-

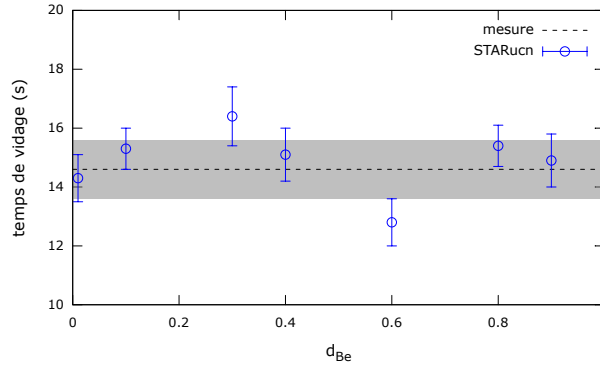


FIGURE 70 – Temps de vidage en fonction de la diffusivité du beryllium. On a utilisé $\eta_{Be} = 2.5 \times 10^{-4}$, $d_{inOx} = 0.3$ et $\eta_{inOx} = 5 \times 10^{-4}$.

mène, on simule une surface de 6 cm^2 dans l'extraction sur laquelle tout neutron est perdu. Cette hypothèse, déjà importante, permettrait tout juste d'expliquer l'écart entre la simulation et la mesure. Cette hypothèse expliquerait aussi l'anomalie mesurée en 4.3. Comme les UCN durs du spectre seraient plus affectés par ce phénomène que les UCN mous, et qu'à "haute" température les UCN les plus durs dominent le spectre en énergie, la pente du nombre de neutrons extraits en fonction de la température est accentuée.

On vérifie maintenant que la probabilité de diffusion sur les parois en beryllium n'affecte pas le temps de vidage. Les résultats de cette simulation sont présentés figure 70.

On constate que pour toute valeur (non nulle) de d_{Be} , le temps de vidage simulé est compatible avec la valeur mesurée expérimentalement. On choisit donc de conserver la valeur $d_{Be} = 0.1$ utilisée jusqu'ici.

5.3.3 Ajustement des paramètres de l'extraction, seconde configuration

Nous avons vu qu'il était possible d'ajuster correctement les paramètres des matériaux de la source, et donc de la simuler correctement, mais qu'il était plus difficile de se prononcer clairement sur l'ajustement des paramètres de l'extraction. Nous allons donc nous placer dans une deuxième configuration, celle présentée au chapitre 4.

On s'intéresse de nouveau au temps de vidage, dans deux sous-configurations différentes : lorsque les fenêtres d'extraction et du détecteur sont en titane ou en aluminium. Comme précédemment, on fait varier la diffusivité de l'extraction, mais également le facteur de pertes. Les résultats obtenus sont présentés figure 71.

On peut tout d'abord souligner que la variation de η_{inOx} n'a, comme annoncé plus haut, que très peu d'effet sur le temps de vidage. Cela nous permet de fixer, grâce à la simulation dans la sous-configuration "titane", $d_{inOx} = 0.03 - 0.05$. De façon complémentaire, les résultats

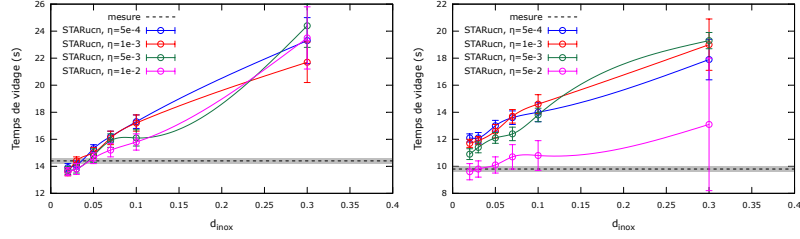


FIGURE 71 – Simulation du temps de vidage pour des fenêtres en titane (à gauche) et en aluminium (à droite). On a utilisé $\eta_{Be} = 2.5 \times 10^{-4}$ et $d_{Be} = 0.1$.

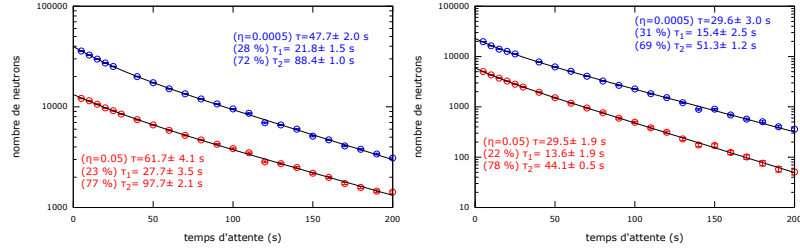


FIGURE 72 – Simulation de la mesure du temps de stockage pour des fenêtres en titane (à gauche) et en aluminium (à droite). On a utilisé $\eta_{Be} = 2.5 \times 10^{-4}$ et $d_{Be} = 0.1$, $d_{inox} = 0.03$. Les valeurs mesurées expérimentalement sont respectivement $\tau_s^{Ti} = 30.4 \pm 0.7$ s et $\tau_s^{Al} = 21.0 \pm 0.4$ s.

de la simulation "aluminium" nous laissent penser que η_{inox} pourrait être très grand ~ 0.05 , et donc que les parois de l'extraction seraient de mauvaise qualité. Pour confronter cette hypothèse, on va simuler le temps de stockage selon le même protocole que l'expérience. En effet, la valeur de η_{inox} influe largement sur la distribution énergétique des UCN en sortie de l'extraction, et donc en particulier sur le temps de stockage que l'on peut mesurer. Les résultats sont présentés figure 72.

L'augmentation du facteur de perte réduit la proportion d'UCN "durs", et donc diminue la vitesse moyennes des UCN extraits. Dans le cas de la simulation "titane", l'effet sur le temps de stockage est très visible : le temps de stockage augmente nettement lorsque le facteur de pertes augmente. Dans la simulation "aluminium", on constate que le temps de stockage n'est pas affecté, puisque les UCN les plus mous ne sont pas accessibles. Toutefois, ces résultats montrent qu'une valeur élevée de η_{inox} n'est pas compatible avec les temps de stockage mesurés.

CONCLUSION

Les résultats précédents montrent que nous n'avons pas encore trouvé de modèle satisfaisant pour simuler la source UCN. Les me-

TABLE 13 – Comparaison des résultats des mesures précédentes et récentes avec les simulations.

Configuration	2010	2013
Temps de stockage (mes.)	67 s	30 s
UCN extractibles (sim.)	6.7×10^5	3.0×10^5
UCN extraits (mes.)	274000	21000
Efficacité d'extraction (mes.)	41%	7%
Efficacité d'extraction (sim.)	50 – 65%	7 – 15%
Facteur correctif	1.2 – 1.6	1 – 2

sures révélant des désaccords sont les mesures de temps de stockage et de nombre d'UCN extraits. On a estimé le taux de production des UCN dans notre volume en BeO/Be à ~ 19000 UCN/s. Toutefois, la présence de la vanne UCN en acier inoxydable (de potentiel inférieur à celui du volume) réduit la gamme en énergie des UCN stockables dans la source. En recalculant le taux de production (équation 30) dans un volume limité par le potentiel optique de l'acier inoxydable, on attend ~ 10000 UCN/s. La comparaison entre les simulations, les résultats de 2010 et 2013 est présentée en table 13.

On définit le nombre d'UCN extractibles comme le nombre d'UCN dans la source lorsque la densité est saturée (d'après le temps d'accumulation/de stockage), respectivement d'après les mesures et les simulations. Le nombre d'UCN extraits correspond au nombre d'UCN détectés pendant les expériences. Les efficacités d'extraction mesurées (respectivement simulées) sont le quotient du nombre de neutrons extraits pendant la mesure (respectivement la simulation) par le nombre d'UCN extractibles simulé. Le facteur correctif est calculé d'après les écarts entre les efficacités.

En réajustant le taux de production des UCN dans le volume, on arrive à rapprocher le nombre d'UCN extraits estimé par la simulation au nombre mesuré expérimentalement. Des simulations plus récentes parviennent à modéliser correctement la source également en terme de temps de stockage.

*If my doctor told me I had only six minutes to live, I
wouldn't brood. I'd type a little faster.*

6

I. Asimov

DÉTECTEUR UCN POUR LE SPECTROMÈTRE GRANIT

La détermination d'un spectre de vitesse des UCN dans le spectromètre peut se faire par la mesure de la hauteur de chute libre, par exemple pour l'expérience de transitions résonantes décrite dans le chapitre 2. On a donc besoin d'un détecteur UCN sensible à la position. Nous allons présenter les caractéristiques requises pour un tel détecteur dans le spectromètre. Des simulations ont été effectuées, puis un prototype a été construit et testé.

6.1 CARACTÉRISTIQUES NÉCESSAIRES

Le détecteur final sera soumis aux contraintes dues à son installation dans le spectromètre GRANIT et aux contraintes imposées par la mesure qui sera réalisée.

6.1.1 *Contraintes de l'expérience*

Le détecteur a pour but de mesurer la hauteur de chute libre des UCN collimatés dans le plan horizontal en sortie de la fente miroir-absorbeur (voir figure 16), selon le même principe que la mesure présentée en 4.5. On souhaite avoir la même efficacité de détection indépendamment de la hauteur de chute – et donc de l'angle de chute –, ce qui requiert un matériau de potentiel optique nul dans le cas idéal. On souhaite mesurer la hauteur de chute avec une résolution de 250 μm sur une surface de 40 cm (horizontal) \times 4 cm (vertical), ce qui permet de mesurer la hauteur de chute de neutrons de 3.5 m/s pour une distance de chute de 30 cm[19]. D'après les mesures présentées figure 58, on attend un taux de comptage de l'ordre de quelques dixièmes de Hertz.

6.1.2 *Contraintes dans le spectromètre*

Le détecteur – en tout cas la fenêtre de détection – doit pouvoir fonctionner directement dans le vide du spectromètre ($\sim 10^{-5}$ mbar). L'encombrement de la partie du détecteur placée dans le spectromètre ne doit pas dépasser approximativement les 75 cm en largeur, 20 cm en hauteur et une quinzaine de centimètres en profondeur. Des

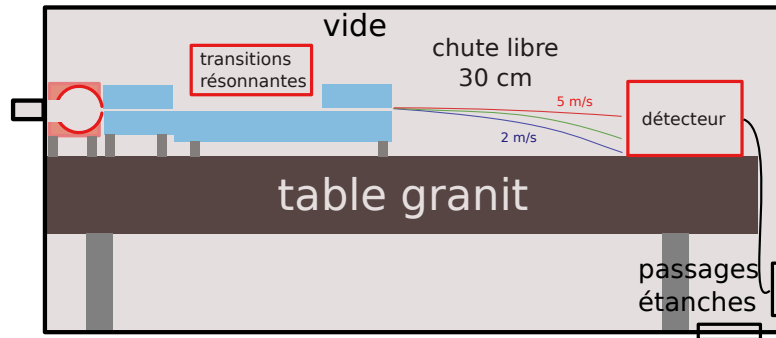


FIGURE 73 – Disposition des éléments pour la mesure dans le spectromètre. Le détecteur devra être situé à 30 cm de la sortie de l'absorbeur.

passages étanches pour sortir du spectromètre existent. L'ensemble est schématisé figure 73.

Le spectromètre étant situé dans le bâtiment réacteur, il est soumis à un bruit de fond gamma et neutron ambiant. Toutefois, le spectromètre n'est pas soumis directement au flux de neutrons froids, qui n'irradie que la source – entourée de B_4C et de plomb constituant les protections biologiques –. Ainsi, le bruit de fond gamma mesuré autour du spectromètre dans les conditions de fonctionnement est de l'ordre de $5 \mu S/h$. Les détecteurs gazeux (figure 18), efficaces à environ 1% pour les neutrons thermiques, mesurent un bruit de fond neutronique d'environ 10 mHz.

6.2 SOLUTION PROPOSÉE

Le fonctionnement de notre détecteur, présenté figure 74, est basé sur un scintillateur et réseau de fibres optiques alignées à l'horizontal dans le plan orthogonal au sens de propagation des neutrons. Les UCN sont convertis sur une première couche par capture, puis les produits de capture (particules chargées) doivent traverser le scintillateur, et générer des photons qui sont captés par des fibres optiques et les acheminant vers un photomultiplicateur multi-anodique. Ce détecteur s'inspire de dispositifs déjà existants [56], mais la particularité de cette solution réside dans la séparation des couches de conversion et de scintillation, ici indispensable à cause du potentiel optique qui doit être très faible.

Si pour un même événement l'extension spatiale de la lumière est assez grande, plusieurs fibres sont touchées et il est possible de faire une reconstruction de centre de masse. Ainsi, on peut retrouver la position avec une résolution meilleure que le diamètre des fibres. En choisissant les fibres de plus gros diamètre (1 mm), on augmente la quantité de lumière collectée et la transmission des fibres est meilleure, ce qui facilite la reconstruction du centre de masse. Au

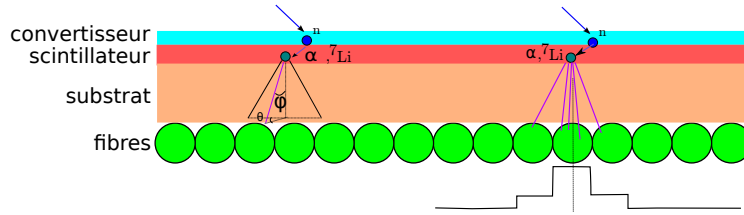
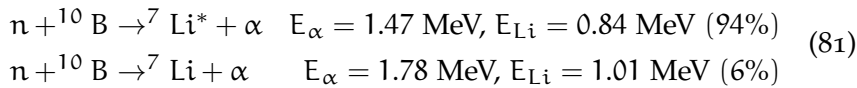


FIGURE 74 – Schéma de principe du détecteur. Comme les photons sont émis isotropiquement par le scintillateur, on peut retrouver l'information de la position de conversion et de scintillation en utilisant des couches minces et en plaçant les fibres suffisamment près du scintillateur.

contraire, en choisissant des fibres de petit diamètre (0.5 mm voire 0.1 mm), on gagne nativement en résolution malgré la quantité inférieure de lumière collectée. Toutefois, il faut tenir compte du nombre de fibres nécessaire pour la surface de détection, dont il faudra acquérir les signaux.

6.2.1 Conversion des neutrons

Pour le détecteur final, le choix du convertisseur se porte sur le bore 10, un bon absorbeur de neutrons avec un potentiel optique proche de 0 neV. La conversion d'un neutron sur du bore s'effectue de la façon suivante :

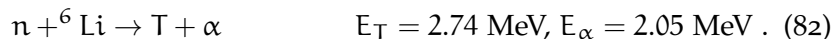


et un seul des produits de conversion traverse le scintillateur.

Pour les UCN, le libre parcours moyen dans le bore 10 est inférieur à 50 nm. La couche doit être assez fine pour ne pas absorber les produits de la réaction, et assez épaisse pour avoir une efficacité proche de 1. Une couche de 200 nm de ${}^{10}\text{B}$, absorbe 99 % des UCN et seulement 1 % des neutrons thermiques.

La fabrication d'une telle couche de ${}^{10}\text{B}$ est envisagée par pulvérisation plasma. La technique est actuellement testée au LPSC Grenoble.

Pour le prototype, on choisit d'utiliser du ${}^6\text{Li}$ réparti uniformément dans la masse du scintillateur, plus simple à obtenir :



L'énergie déposée dans le scintillateur est donc plus grande ici – environ 4.8 MeV car les deux produits traversent le scintillateur – que dans le cas d'une couche de ${}^{10}\text{B}$.

TABLE 14 – Principales caractéristiques des scintillateurs disponibles.

	ρ (g/cm ³)	n	λ (nm)	τ (ns)	l (photons/MeV)
CRY-018	4.50	1.79	425	45	32000
ZnS(Ag)	4.09	2.36	450	voir table 15	?

TABLE 15 – Les différentes composantes de scintillation du ZnS(Ag) d'après [57].

composante i	1	2	3	4	5	6	7
A_i	191.1	229.5	88.3	497.0	25.1	5.9	1.2
τ_i (μ s)	0.022	0.074	0.208	0.881	4.3	18.1	87.7

6.2.2 Scintillation

Le scintillateur que l'on souhaite utiliser pour le détecteur final est le CRY-018, dont les propriétés sont tabulées en table 14.

Le CRY-018 est un scintillateur inorganique transparent, émettant rapidement (en quelques dizaines de nanosecondes) des photons de longueur d'onde d'environ 425 nm. Un échantillon de $1 \text{ cm}^2 \times 100 \mu\text{m}$ sur un substrat de quartz de 1 mm d'épaisseur est disponible pour des tests ultérieurs.

Pour le prototype, on utilise du ZnS(Ag) :⁶Li. Le ZnS(Ag) est ici mélangé à une poudre de ⁶LiF pour la conversion des neutrons thermiques (référence EJ-426-0). L'échantillon est une plaque translucide de 320 μm d'épaisseur déposée sur 50 μm d'aluminium. La scintillation des photons ne se fait pas seulement avec une constante de temps, mais selon 7 composantes exponentielles dont les temps et les amplitudes sont répertoriés table 15.

Contrairement à l'utilisation finale envisagée, la conversion peut se faire dans toute l'épaisseur du scintillateur (320 μm), et les deux produits de conversion (α de 2.05 MeV et t de 2.74 MeV) participent à la production de lumière, ce qui correspond à un gain de facteur ~ 3.2 ou ~ 5.7 par rapport à une particule α seule ou un ⁷Li seul respectivement, issus de la conversion d'un neutrons par du ¹⁰B. Toutefois, cet excédent de lumière est partiellement absorbé par le scintillateur translucide.

Ces scintillateurs ont été choisis pour que la longueur d'onde moyenne des photons émis – dont les spectres sont représentés figure 75 – corresponde à la longueur d'onde moyenne d'absorption des fibres décrites ci-après.

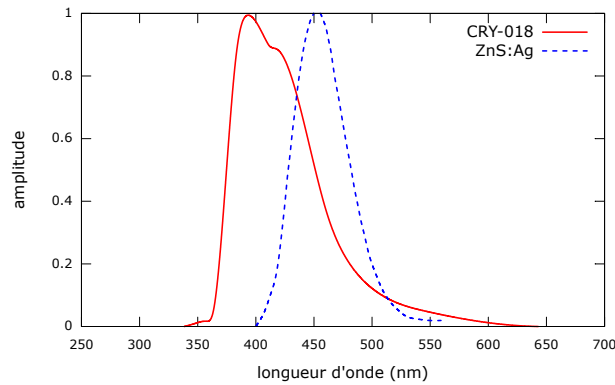


FIGURE 75 – Spectre d'émission en longueur d'onde des photons des scintillateurs.

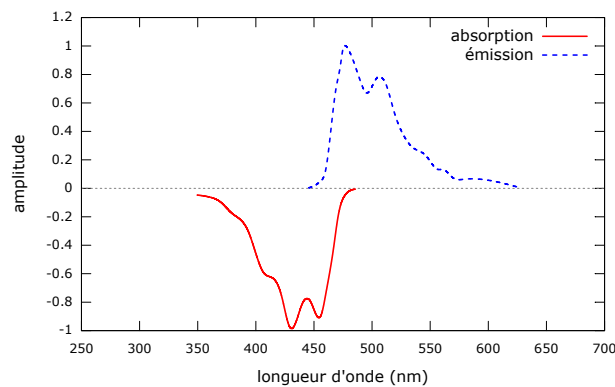


FIGURE 76 – Spectres d'émission et d'absorption en longueur d'onde des photons des fibres scintillantes.

6.2.3 Transmission dans les fibres

Pour collecter et acheminer le signal lumineux vers le photomultiplicateur, on utilise des fibres qui décalent la longueur d'onde des photons (appelées *wavelength shifting fibers*, ou fibres WLS). En effet, on veut collecter les photons arrivant radialement par rapport à la fibre, et les acheminer longitudinalement. Cette fonction peut être accomplie avec des fibres WLS qui convertissent les photons transmis dans la fibre à une longueur d'onde différente par scintillation, contrairement aux fibres traditionnelles dites "claires".

Les spectres d'absorption et d'émission des fibres WLS (modèle Kuraray Y-11) de diamètre 1 mm sont représentés figure 76.

Les deux spectres étant suffisamment décalés, la probabilité qu'un photon converti le soit de nouveau est très faible. L'efficacité de conversion d'un photon est estimée à $\sim 3\%$ [58], et la longueur d'atténuation dans la fibre varie entre 2 m et 12 m. Les caractéristiques détaillées sont tracées figure 77.

La lumière transmise par les fibres est acheminée vers un photomultiplicateur multi-anodique (référence H7546A). Pour la longueur

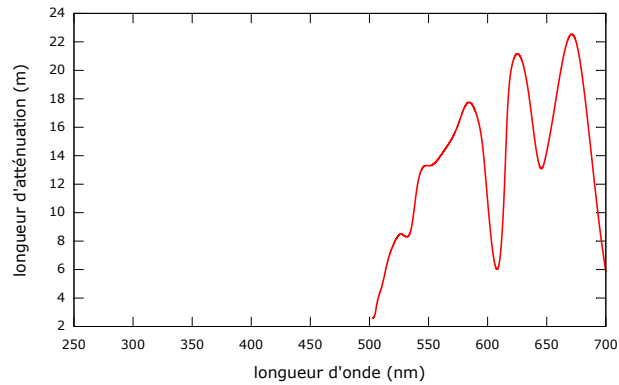


FIGURE 77 – Longueur d'atténuation des photons dans les fibres scintillantes de diamètre 1 mm.

d'onde moyenne de ré-émission des fibres (500 nm), l'efficacité quantique du photomultiplicateur est d'environ 15% (voir figure 78), mais la fenêtre de fonctionnement est assez réduite pour les plus grandes longueurs d'onde ($\sim 8\%$ pour 550 nm).

Les 64 voies du photomultiplicateur permettent de récupérer le signal de 64 fibres. Le signal de la dernière dynode (commune à toutes les voies) peut également être mesuré, ce qui permet de connaître l'amplitude de la somme des signaux sur tout le photomultiplicateur. Grâce à ce signal, on peut générer un signal de déclenchement dès qu'une quantité de lumière suffisamment importante a été déposée dans l'ensemble du photomultiplicateur. Toutefois, les variations de gain entre les anodes sont à caractériser, et à compenser. De plus, pour une même quantité de lumière mais une localisation différente, l'amplitude du signal sur la dernière dynode pourra varier.

6.3 ACQUISITION ET ANALYSE

La lecture des signaux du photomultiplicateur se fait grâce à la puce MAROC3 développée par Omega[59]. Les principales fonctions sont l'ajustement individuel des gains de chaque voie pour compenser les disparités entre les voies et la discrimination des signaux afin de produire 64 signaux de déclenchement. La carte de test est schématisée figure 79.

Chacun des 64 signaux du photomultiplicateur possède son propre étage de mise en forme du signal, comprenant un "slow shaper" conservant l'information de la charge déposée en vue d'une numérisation, et un "fast shaper" permettant de générer un signal logique de déclenchement. Sont représentés figure 80, en voie 1 un créneau test en entrée lu par la puce, en voie 4 le signal issu du "slow shaper", en voie 2 le signal provenant du "fast shaper" et en voie 3 le signal logique.

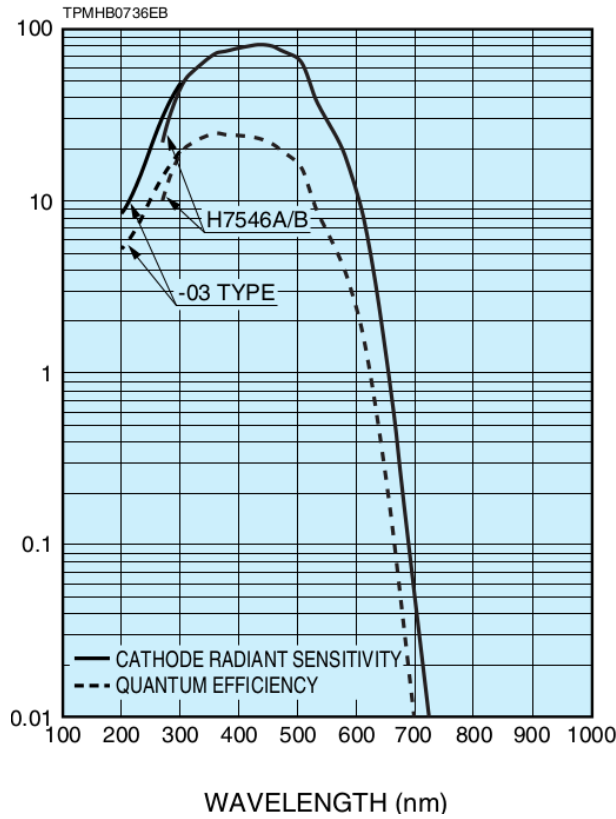


FIGURE 78 – Efficacité quantique du photomultiplicateur en fonction de la longueur d’onde des photons.

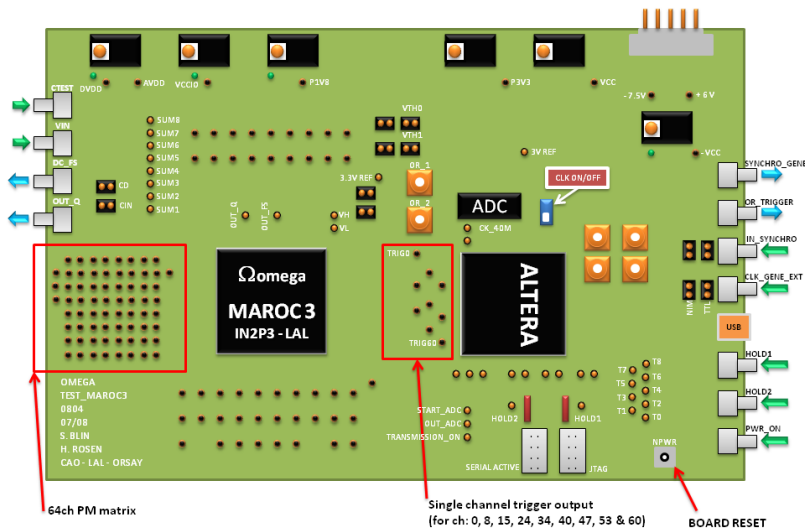


FIGURE 79 – Description de la carte de test de la puce MAROC3. Le photomultiplicateur peut se connecter directement sur la carte. Les signaux sont acheminés vers la puce MAROC3, qui renvoie ses signaux logiques vers la FPGA. Plusieurs entrées/sorties de test sont disponibles pour injecter des signaux et/ou surveiller le comportement de la puce.

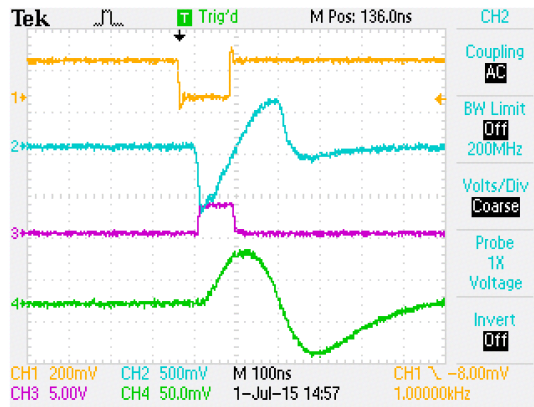


FIGURE 80 – Vue à l’oscilloscope (de haut en bas, voies 1 à 4) des différents signaux vus et générés par la puce MAROC₃.

On peut envisager deux modes de fonctionnement avec cette puce : pour des photons émis rapidement en un laps de temps très court (< 100 ns) par le scintillateur, la puce MAROC₃ peut intégrer la charge mesurée sur chaque voie. Si les photons sont émis sur un temps plus long, une FPGA peut compter pendant un temps donné le nombre de photoélectrons par voie.

6.4 VÉRIFICATION DE LA FAISABILITÉ

Pour estimer la qualité de la reconstruction du centre de masse pour le détecteur, une simulation Monte-Carlo simplifiée a été développée. L’objectif principale de cette simulation est de déterminer si la résolution voulue est atteignable et par quel procédé de reconstruction. Les résultats obtenus permettent d’identifier d’éventuels aspects géométriques à améliorer en amont des tests avec un prototype.

6.4.1 Paramètres de la simulation

6.4.1.1 Estimation naïve du nombre de photoélectrons détectés

Le scintillateur que l’on souhaite utiliser pour le détecteur final est le CRY-018, qui produit des photons à 425 nm (32000 Ph/MeV) très rapidement (45 ns), qui est transparent et fin (100 μ m). On identifie plusieurs facteurs de pertes. Tout d’abord, les photons émis dans le scintillateur se propagent isotropiquement (facteur 0.5). Ensuite, la probabilité qu’un photon soit capturé et converti dans une fibre est d’environ 4%. En considérant une fibre de 50 cm de long avec une longueur d’atténuation de 3 m, dont une seule des extrémités est reliée au photomultiplicateur, un facteur d’environ 0.9×0.5 s’applique. Enfin, en considérant constante l’efficacité du photomultiplicateur sur tout le spectre en longueur d’onde, on peut appliquer un facteur 0.15.

On s'attend à collecter une centaine de photoélectrons par neutron converti. Cette première estimation suppose que tous les photons émis par le scintillateur ont la même probabilité d'absorption, et suppose que les fibres sont parfaitement plaquées sur le scintillateur.

Une première simulation Monte-Carlo prenant en compte les spectre en longueur d'onde des photons émis par le scintillateur (figure 75), les spectres d'absorption et d'émission des fibres (figure 76), la propagation dans les fibres (figure 77) et l'efficacité du photomultiplicateur en fonction de la longueur d'onde (figure 78) confirme cette approximation. On travaille donc par la suite avec le nombre moyen de 100 photoélectrons détectés.

6.4.2 Choix de l'algorithme de reconstruction

Notre simulation Monte-Carlo simplifiée simule uniquement la répartition de 100 photoélectrons sur les fibres, émis selon une distribution semi-isotrope dans un modèle en 3 dimensions dans le scintillateur. On prend en compte une épaisseur d de substrat entre le scintillateur et les fibres. On néglige les effets de réfraction, et le couplage entre la surface du substrat et les fibres est supposé parfait. On suppose que le scintillateur est infiniment fin. Cette approximation est justifiée, puisque la couche de conversion est séparée de la couche de scintillation, et les produits sont stoppés en surface du scintillateur ($< 5 \mu\text{m}$). Cette épaisseur utile de scintillateur est donc très inférieure à l'épaisseur de substrat, de l'ordre de quelques centaines de microns. On simule par défaut des fibres de diamètre 1 mm.

On teste différentes techniques de reconstruction :

- une moyenne sur tout le signal,
- une moyenne sur les fibres autour de la fibre la plus touchée (cluster de ± 2 fibres)
- un ajustement gaussien
- un ajustement lorentzien

En effet, la distribution analytique attendue correspond à une distribution de Lorentz :

$$f(x) \propto \cos^2 \left(\text{atan} \left(\frac{x-x_0}{d} \right) \right) = \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{x-x_0}{d} \right)^2 \right)} \quad (83)$$

Le détail du calcul de cette fonction est présenté en annexe D.

Un exemple d'événement et de reconstruction avec la distribution attendue est donné figure 81. Pour comparer ces méthodes de reconstruction, on calcule les écarts entre les positions simulées et reconstruites pour un grand nombre d'événements (figure 82).

On constate que la moyenne fenêtrée, l'ajustement gaussien et l'ajustement lorentzien sont de qualités similaires. La résolution est d'environ de $100 \mu\text{m}$, ce qui correspond au critère imposé par l'expérience.

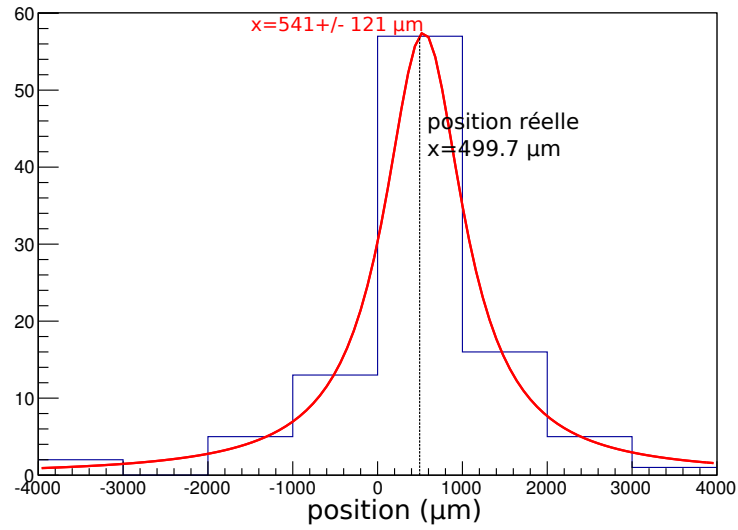


FIGURE 81 – Répartition spatiale du signal lumineux détecté sur une dizaine de fibres (fibres de diamètre 1 mm, 100 pe). Une classe de l’histogramme correspond à une fibre, soit 1 mm

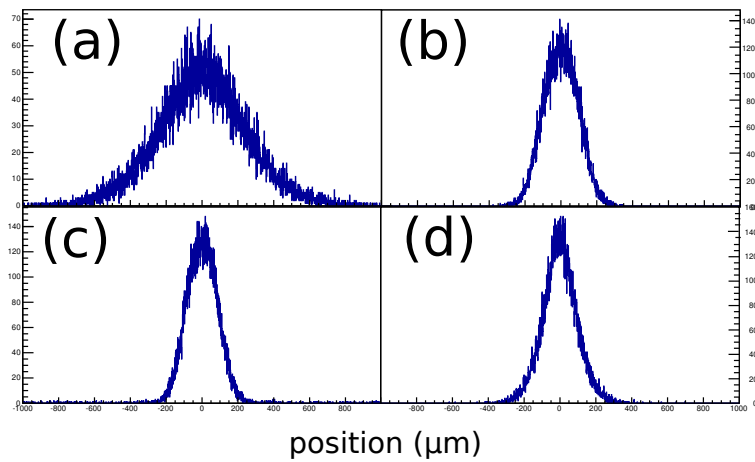


FIGURE 82 – Ecart de positions entre le centre de masse simulé et le centre de masse reconstruit grâce à 100 photoélectrons, pour 30000 centres de masses générés aléatoirement dans le plan du scintillateur. Le substrat a une épaisseur de 300 μm , les fibres ont un diamètre de 1 mm et les effets de bord sont négligés. Les résolutions mesurées sont (a) moyenne simple 587 μm , (b) moyenne clusterisée 223 μm , (c) gaussienne 238 μm , (d) lorentzienne 226 μm . Les biais de reconstruction moyens sont tous inférieurs au micron.

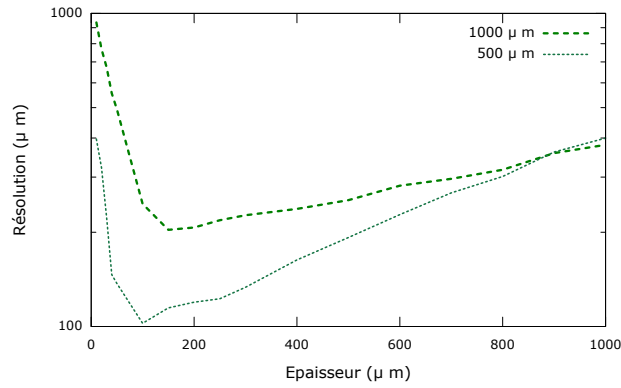


FIGURE 83 – Influence de l'épaisseur du substrat sur la résolution pour des signaux de 100 photoélectrons. La reconstruction se fait grâce à l'ajustement avec la distribution analytique attendue, méthode indépendante de la taille des fibres.

La moyenne fenêtrée, moins coûteuse en temps de calcul et implémentable en ligne, est la solution à envisager. Pour les simulations suivantes, on utilise toutefois l'ajustement avec la distribution attendue, permettant de comparer les reconstructions pour différents diamètres de fibres.

6.4.3 Influence de l'épaisseur du substrat

On s'attend naturellement à des résultats variables selon la distance d entre le scintillateur et les fibres (épaisseur du substrat). Les calculs effectués pour un scintillateur infiniment fin, en figure 83 montrent qu'à une distance d d'environ 200 nm, la résolution est optimale. Pour ce calcul, les fibres de diamètre 0.5 mm sont supposées collecter la lumière avec la même efficacité que les fibres de diamètre 1 mm.

Ces résultats nous montrent donc qu'avec le nombre de photoélectrons attendu, une reconstruction satisfaisant les demandes peut être faite avec les fibres de diamètre 1 mm. Les contraintes sur les dimensions des scintillateurs et de leurs substrats ne sont pas très importantes. Quelques phénomènes supplémentaires peuvent être pris en compte dans la simulation et la reconstruction, tels que la non-linéarité de la répartition de la lumière selon les coordonnées d'émission, la géométrie précise des fibres (section circulaire) et les indices optiques des matériaux. La principale limitation de la reconstruction est bien évidemment le nombre de photo-électrons détectés par événement. Des simulations plus précises sont envisagées grâce au logiciel de simulation ANTS[60, 61].



FIGURE 84 – Prototype du réseau de fibres optiques.

6.5 RÉALISATION ET TEST DU PROTOTYPE

Un prototype a été construit en 2014 à partir de fibres de diamètre 1 mm, plus faciles à fabriquer et à manipuler que les fibres de 0.5 mm de diamètre. Les 64 fibres sont alignées sur un plan de 64 mm × 64 mm et leurs extrémités sont collées et polies sur une matrice 8 × 8 correspondant à la géométrie des photomultiplicateurs. Les fibres sont assemblées dans une boîte étanche à la lumière (voir figure 84).

De chaque côté de la boîte, un photomultiplicateur peut être mis en vis-à-vis avec les fibres. Nous n'en utilisons ici qu'un seul. Les signaux du photomultiplicateur sont mis en formes par la puce MAROC₃ du laboratoire Omega de l'IN2P3. La puce est montée sur la carte de test de Omega, déjà existante, incluant une puce FPGA. La récupération des données calculées par la FPGA se fait par USB vers une interface Labview. Toutefois, cette configuration n'est pas adaptée à l'utilisation finale avec le détecteur, notamment à cause des temps de communication entre la carte et Labview, qui limitent l'efficacité du détecteur.

Une plaque de ZnS(Ag) :⁶Li de 64 mm × 64 mm est mise en contact des fibres pour les premiers tests, en sachant que cette situation n'est pas la plus favorable pour la reconstruction du centre de masse.

Le prototype est installé sur la ligne CT2 de l'ILL, fournissant un faisceau de neutrons à 2.4 Å de 10⁷ neutrons/cm²/s de 6.5 cm(v) × 3.5 cm (h). Ce faisceau est collimaté dans le plan horizontal – dans le sens des fibres – pour n'éclairer que 100 μm × 60 mm du scintillateur.

Comme le ZnS est un scintillateur émettant les photons lentement, on va utiliser le mode de comptage sur une plage temporelle. Le signal de la dernière dynode est utilisé pour générer une porte de 3.5 μs pendant lesquelles on va compter sur chaque voie le nombre de signaux logiques générés par la puce MAROC₃, correspondant à un – ou plusieurs en cas d'empilement des signaux – photoélectron.

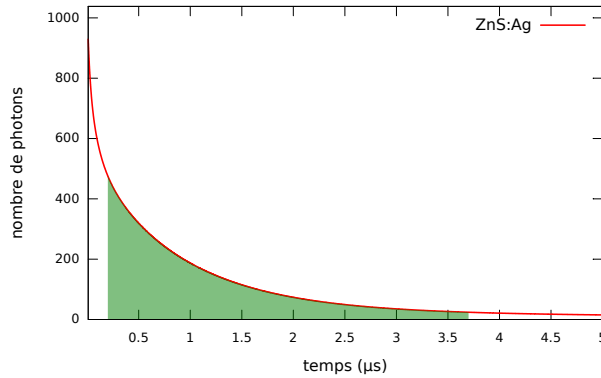


FIGURE 85 – Distribution des photons émis au cours du temps par le ZnS(Ag) d’après la table 15. La fenêtre d’intégration approximative est représentée entre 0.2 μ s et 3.7 μ s. Environ 20% des photons sont émis en moins de 0.2 μ s.

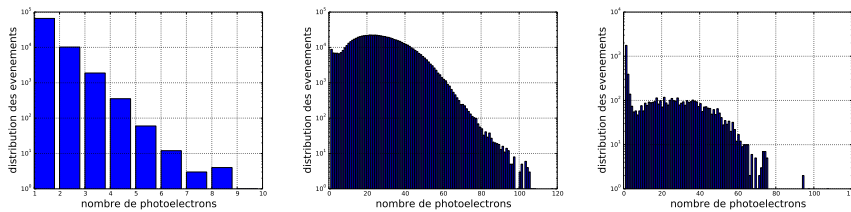


FIGURE 86 – Spectre des événements en fonction du nombre de photoélectrons par cluster pour, de gauche à droite : le prototype sans scintillateur soumis à une source gamma, le prototype avec scintillateur soumis à un faisceau de neutrons, et le prototype avec scintillateur soumis au bruit ambiant.

Ce temps d’intégration permet théoriquement de compter 53% des photoélectrons, en prenant en compte un temps de déclenchement de 200 ns (voir figure 85).

Pour distinguer le bruit provenant des fibres et du photomultiplicateur, le prototype est donc soumis à une source AmBe en l’absence de scintillateur, et à une source de neutrons en présence du scintillateur (figure 86). Une mesure du bruit de fond ambiant dans le hall ILL7 est également effectuée.

On sait d’une part que le scintillateur est peu sensible aux gammas, et que la transmission des photons du scintillateur vers les fibres a une efficacité de quelques pourcents. D’autre part, le volume de scintillation offert directement par les fibres WLS est au moins 3 fois plus important.

Les résultats permettent de discriminer les événements provenant des fibres, pour lesquels on compte peu de photoélectrons (≤ 9) dans le cluster de la fibre la plus touchée. On constate également que, sous faisceau de neutrons, la plupart des événements compte plus de 9 photoélectrons. Toutefois, la carte de test utilisée ne permet pas de mesurer les efficacités du prototype dans ces différentes configurations.

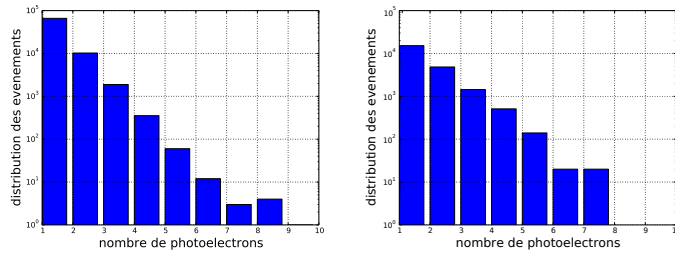


FIGURE 87 – Spectre des événements en fonction du nombre de photoélectrons par cluster pour le prototype sans scintillateur soumis à une source gamma. A gauche, le seuil sur l’amplitude du signal de la dynode est à 100 mV. A droite, le seuil est à 600 mV, et diminue le taux de déclenchement d’un facteur 15. Toutefois, cette diminution n’est pas perçue par l’acquisition du fait des temps de communication entre la carte de test et l’ordinateur.

On peut cependant affirmer qu’avec un seuil de 9 photoélectrons par cluster, on élimine tout signal ne provenant pas du scintillateur.

On constate enfin que le bruit de fond ambiant est constitué en plus du bruit de fond déjà discriminé d’un bruit de fond probablement dû aux neutrons thermiques. L’efficacité du scintillateur est annoncée par le fabricant à 23 % pour les neutrons thermiques, tandis qu’une couche de 200 nm de ^{10}B , efficace à plus de 99 % pour les UCN, n’est efficace qu’à 1 % pour les neutrons thermiques. Les détecteurs gazeux utilisés actuellement dans le spectromètre ont la même efficacité pour les neutrons thermiques, et le bruit de fond mesuré dans le spectromètre GRANIT est d’environ 10 mHz, pour 360 mHz de signal (voir 4.6) en mesure intégrale. D’après cette première estimation, le bruit de fond neutronique sur GRANIT ne devrait pas présenter de problème majeur.

Des mesures sans scintillateur où on fait varier le seuil de déclenchement sur l’amplitude du signal de la dernière dynode – proportionnel à la quantité de lumière déposée – sont présentées figure 87. Les résultats montrent que ce seuil ne permet pas de discriminer les événements provenant du scintillateur et des fibres, puisque la distribution du nombre de photoélectrons par cluster est peu altérée. On choisit donc de ne pas utiliser l’amplitude du signal de la dynode pour générer une discrimination au delà du bruit électronique.

Un événement gardé par la discrimination vu à l’oscilloscope est présenté figure 88 avec l’histogramme du nombre de photoélectrons par voie.

6.5.1 Reconstruction du centre de masse

Le photomultiplicateur est alimenté à -800 V, et on utilise une porte temporelle de $3.5 \mu\text{s}$ pour le comptage des photoélectrons. On rappelle que le faisceau de neutrons incident est collimaté à $100 \mu\text{m}$,

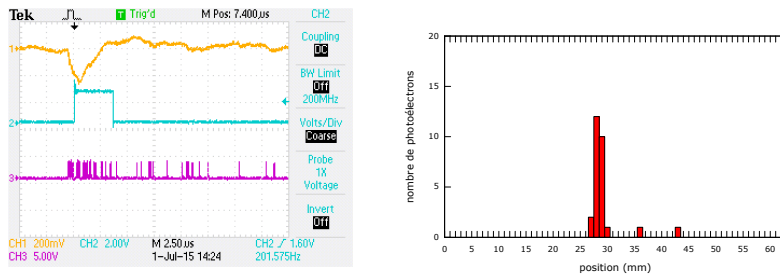


FIGURE 88 – Signal gardé vu par le prototype. Sont mesurés à l’oscilloscope (à gauche), de haut en bas le signal de la dynode, la porte de comptage et la somme logique des signaux de déclenchement sur les 64 voies. Le photomultiplicateur est alimenté à -760 V. Les premiers photo-électrons ne sont pas comptés à cause du délai de déclenchement, mais ceux générés plus tard peuvent être comptés en fonction de la durée de la porte. A droite, la répartition des photoélectrons sur les fibres.

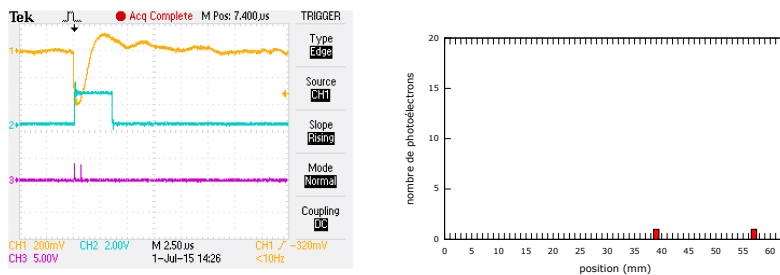


FIGURE 89 – Signal éliminé vu par le prototype. Sont mesurés à l’oscilloscope (à gauche), de haut en bas le signal de la dynode, la porte de comptage et la somme logique des signaux de déclenchement sur les 64 voies. Le photomultiplicateur est alimenté à -760 V. A droite, la répartition des photoélectrons sur les fibres.

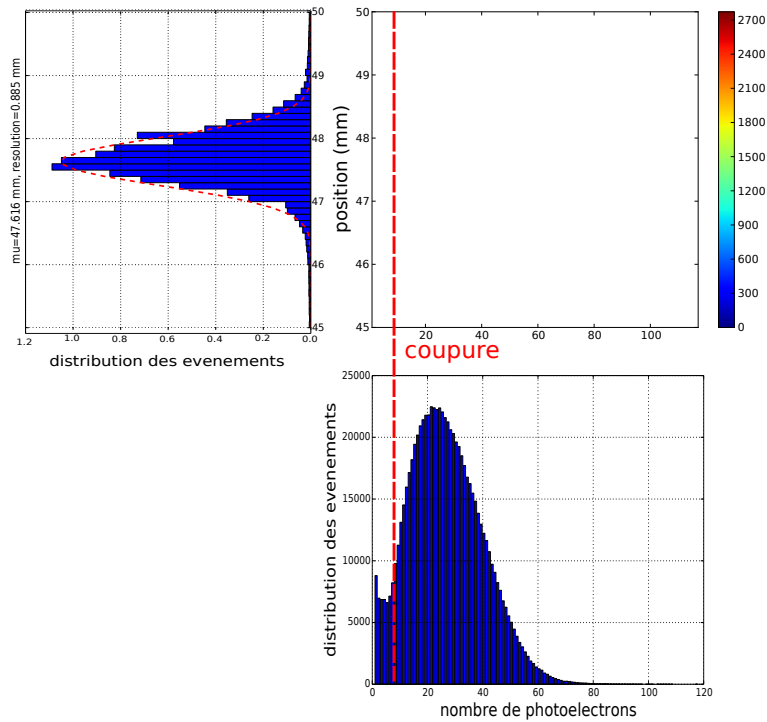


FIGURE 90 – Distribution des centres de masse reconstruits en fonction du nombre de photoélectrons. Les projections de l’histogramme sur chacun des axes sont également représentées. Pour l’histogramme en position des centres de masse, seuls les clusters de plus de 9 photoélectrons sont pris en compte.

ce qui est très inférieur au diamètre des fibres. Pour chaque quantité de photoélectrons récoltés, on trace la distribution des centres de masse reconstruits. On ajuste ensuite ces distributions avec des gaussiennes, ce qui nous donne la résolution en considérant en première approximation que le faisceau est infiniment fin. Les résultats obtenus sont rassemblés en figure 90 sous forme d’un histogramme projeté en 2 dimensions, selon le nombre de photoélectrons par cluster et la position du centre de masse.

Un ajustement gaussien permet de confirmer que dans notre configuration de test, on arrive à retrouver le centre de masse avec une résolution de 0.885 mm.

En étudiant l’influence du nombre de photoélectrons dans le cluster sur la reconstruction du centre de masse (figures 91 et 92), on constate que l’augmentation du nombre de photoélectrons améliore la résolution. On constate également sur les distributions des centres de masse la présence d’une deuxième structure, centrée sur la position 48^e mm, signifiant que la 48^e fibre est particulièrement touchée. Cet effet est également visible sur l’histogramme en deux dimensions de la figure 90. En regardant ces événements de plus près, on constate que majoritairement, la lumière a été collectée soit totalement sur cette fibre (pour les clusters de moins de 15 photoélectrons) ou que la

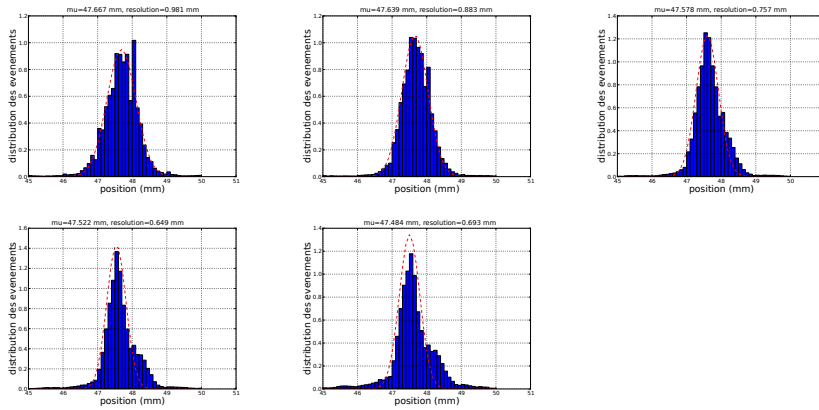


FIGURE 91 – Distribution des centres de masse reconstruits pour différents nombres de photoélectrons, dans l'ordre : $10 \leq n \leq 20$, $20 \leq n \leq 30$, $30 \leq n \leq 40$, $40 \leq n \leq 50$, $50 \leq n \leq 60$.

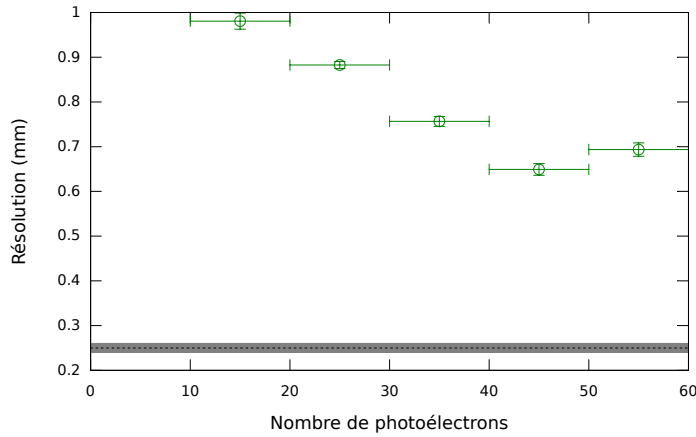


FIGURE 92 – Résolution du prototype en fonction du nombre de photoélectrons.

fibres a collecté autour de 70 % de la lumière émise. Notre hypothèse est que ces événements correspondent aux neutrons convertis à proximité des fibres (à moins de 100 μm), et donc générant une lumière moins bien répartie sur les fibres. On peut le vérifier en éloignant le scintillateur des fibres de quelques centaines de microns. Ainsi la lumière serait mieux répartie sur les fibres et ce phénomène devrait disparaître.

PROSPECTIVES

Ces premiers tests sont prometteurs, et ouvrent la voie à plusieurs améliorations. On peut placer un miroir en vis-à-vis du photomultiplicateur pour réfléchir les photons guidés dans le mauvais sens (facteur ≤ 2). Un scintillateur de quelques dizaines de microns d'épaisseur seulement, couplé avec une couche de ^{10}B en convertisseur, suf-

firait à stopper les produits de conversion et atténuerait beaucoup moins la lumière émise. Enfin, en éloignant le scintillateur, la lumière serait mieux répartie sur les fibres et la reconstruction du centre de masse serait plus fiable. Des simulations précises sont envisagées grâce au logiciel de simulation ANTS, et permettraient de déterminer un agencement des fibres (notamment concernant leur espacement) plus intéressant pour la collection de la lumière et la reconstruction du centre de masse[62]. Nous avons aussi remarqué que dans la gamme de longueur d'onde de réémission des fibres, la longueur d'atténuation moyenne des photons est de l'ordre de 3 m. Il faut donc restreindre la longueur des fibres WLS au minimum, et envisager un couplage avec des fibres transparentes (fibres claires) pour acheminer la lumière avec le moins de pertes possible en dehors du spectromètre. En particulier, la méthode de couplage doit être étudiée pour limiter les pertes aux interfaces.

CONCLUSION

Dans cette thèse, nous avons situé les enjeux du spectromètre GRANIT. Son objectif est d'étudier très précisément le comportement quantique du neutron dans le champ de pesanteur terrestre afin de déceler d'éventuels écarts par rapport aux prédictions des modèles contemporains. Plusieurs nouveaux modèles peuvent voir leurs paramètres contraints grâce à la non-observation – avec une marge d'erreur donnée – de déviations : nous en avons vu un exemple avec le mécanisme caméléon visant à compléter le modèle standard de cosmologie, qui ne suffit pas à expliquer l'énergie noire.

Le spectromètre GRANIT utilise pour ses mesures des neutrons dits "ultra-froids", suffisamment lents pour rebondir sur un miroir et être stockés. Les neutrons ultra-froids sont utilisés dans de nombreuses expériences de physique fondamentale, et leur production en grande quantité est un enjeu reconnu. La source de neutrons ultra-froids couplée à GRANIT est un élément stratégique pour le bon déroulement des mesures, ce qui justifie le temps consacré à sa caractérisation et à son amélioration. La production des neutrons ultra-froids dans cette source repose sur l'échange résonant de phonons entre les neutrons froids, fournis par le réacteur à haut flux de l'ILL, et un volume d'hélium superfluide. L'acheminement des neutrons froids vers la source, ainsi que les aspects cryogéniques n'ont donc pas été négligés dans cette caractérisation et notre recherche d'améliorations. En particulier, un dispositif de caractérisation du faisceau de neutrons froids diffracté vers la source par un monochromateur a été entièrement conçu et réalisé selon les besoins en résolution et les contraintes d'encombrement propres à la zone expérimentale. La caractérisation de la source en terme de qualité de stockage et d'extraction a permis la décision de connecter la source au spectromètre.

La compréhension du fonctionnement effectif de la source est passée par sa modélisation. Un programme de simulation Monte-Carlo conçu spécialement, que nous avons testé à l'aide de plusieurs exemples, a permis de déterminer la qualité des matériaux utilisés. Les résultats obtenus grâce à ces simulations ont permis de cerner plusieurs points susceptibles d'être améliorés.

Enfin, les mesures prévues dans le spectromètre nécessitent le développement de détecteurs adaptés. Nous avons présenté ici les premières étapes de la conception d'un détecteur de neutrons ultra-froids pour le spectromètre GRANIT, sensible à la position, dont le but est de d'obtenir le spectre en vitesse des neutrons ultra-froids à partir de leur hauteur de chute en chute libre. La méthode envisagée permet de couvrir une grande surface de détection pour un coût raisonnable,

et les premiers tests à l'aide d'un prototype donnent des résultats encourageants quant à la possibilité d'atteindre la résolution désirée.



PERTURBATIONS

Les matrices de recouvrement définie dans l'équation 46 sont calculées ici pour les 6 premiers états quantiques en fonction du paramètre $n \in \llbracket 1; 6 \rrbracket$.

$n=1$

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.31365					
2	0.361103	1.89494				
3	-0.133471	0.474913	2.31213			
4	0.0752247	-0.168173	0.561337	2.65198		
5	-0.0503468	0.0922096	-0.195005	0.633503	2.94474	
6	0.0369922	-0.0605067	0.105468	-0.217656	0.696503	3.20507

$n=2$

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.21585					
2	0.248612	1.59459				
3	-0.100115	0.307898	1.84955			
4	0.0588675	-0.120437	0.350118	2.0491		
5	-0.0404903	0.0694456	-0.135254	0.383972	2.21603	
6	0.0303467	-0.0470774	0.0772706	-0.147281	0.412648	2.36108

$n=3$

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.16394					
2	0.189454	1.44286				
3	-0.0800161	0.226593	1.62367			
4	0.0481913	-0.093726	0.251892	1.76189		
5	-0.0336686	0.055614	-0.103319	0.271629	1.87553	
6	0.0255238	-0.0384107	0.0609019	-0.110895	0.288012	1.97293

$n=4$

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.13194					
2	0.153026	1.35204				
3	-0.0666244	0.178921	1.49124			
4	0.0407506	-0.0767035	0.195968	1.59601		
5	-0.0287598	0.046363	-0.0835375	0.208996	1.68117	
6	0.0219651	-0.0324111	0.0502486	-0.0888217	0.219645	1.75349

$n=5$

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.1103					
2	0.12835	1.29181				
3	-0.0570703	0.147701	1.40463			
4	0.0352855	-0.0649152	0.160093	1.48861		
5	-0.0250802	0.0397484	-0.0701014	0.169407	1.55631	
6	0.0192551	-0.0280237	0.0427685	-0.0740433	0.176925	1.61344

n=6

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.09471					
2	0.11053	1.24903				
3	-0.0499128	0.125708	1.34371			
4	0.0311069	-0.0562699	0.135203	1.41362		
5	-0.0222267	0.0347856	-0.0603853	0.142241	1.46963	
6	0.0171306	-0.0246791	0.0372286	-0.0634683	0.147862	1.51668

n=7

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.08296					
2	0.0970583	1.21711				
3	-0.044351	0.109392	1.2986			
4	0.0278103	-0.0496586	0.116954	1.35839		
5	-0.0199518	0.0309248	-0.0530338	0.122492	1.40607	
6	0.0154233	-0.0220463	0.0329608	-0.0555311	0.126874	1.44597

n=8

k, l	1	2	3	4	5	6
1	1.07379					
2	0.0865154	1.1924				
3	-0.0399048	0.096813	1.26388			
4	0.025144	-0.0444388	0.103016	1.31606		
5	-0.0180971	0.0278359	-0.0472781	0.107511	1.35753	
6	0.0140228	-0.0199204	0.0295718	-0.049356	0.111038	1.39211

HISTORIQUE DE LA SOURCE

La source SUN₁ a été cédée à la collaboration GRANIT en 2010. Depuis, plusieurs modifications et améliorations ont été apportées. Jusqu'à mars 2013, la source n'était pas connectée au spectromètre GRANIT, et a été prise en main, fiabilisée et caractérisée. L'ensemble des résultats étant satisfaisant, la connexion au spectromètre a logiquement été l'étape suivante. L'apparition de nouveaux problèmes techniques couplée à l'arrêt prolongé du réacteur n'a pas permis d'obtenir de résultat concluant sur la période fin 2013-début 2015. Les événements marquants sont regroupés par ordre chronologique en Figure 93, et un schéma hydraulique de la source est illustré Figure 94. La principale amélioration apportée au circuit même est le remplacement d'une vanne aiguille (needle valve) à l'entrée du pot ³He par une impédance fixe.

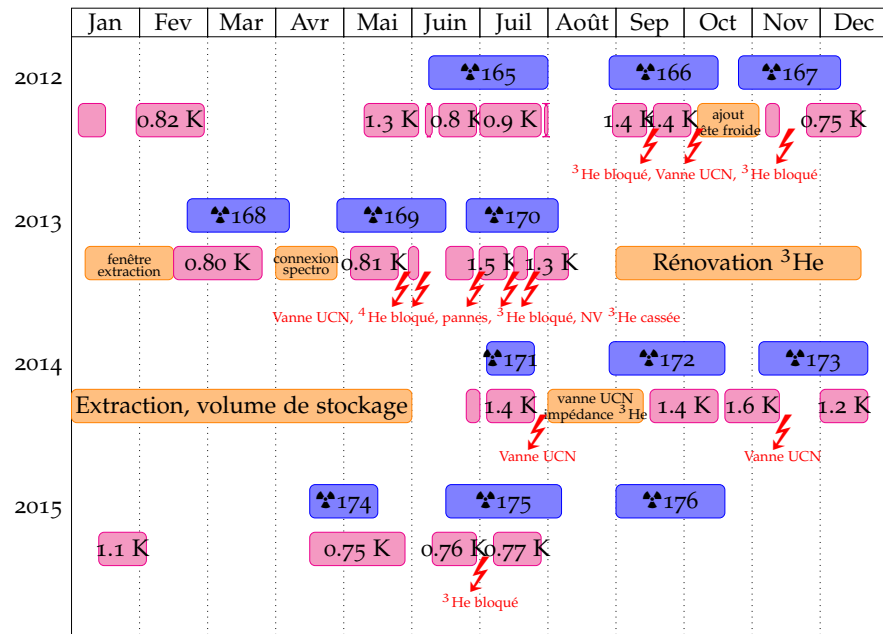


FIGURE 93 – Sont représentés : les cycles du réacteur (☢), les températures atteintes par la source, les principaux travaux effectués, les problèmes ayant nécessité un réchauffement de la source (⚡)

CENTRE DE MASSE D'UN GAZ UCN

On calcule ici le centre de masse d'un gaz UCN à l'équilibre dans une chambre de hauteur H . La hauteur maximale atteignable par un neutron d'énergie verticale au sol E_{\perp} est $h = \frac{E_{\perp}}{m_n g}$.

La position verticale d'un UCN s'exprime comme :

$$z(t, h) = \sqrt{2hg}t - \frac{gt^2}{2}. \quad (84)$$

On en déduit la relation suivante :

$$t(z, h) = \sqrt{2hg} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{z}{h}} \right). \quad (85)$$

La distribution d'un grand nombre d'UCN composant un gaz donne $P(t) = \text{constante}$, et on a de plus $\tilde{P}(z, h) dz = P(t) dt$.

En dérivant l'équation 85, on obtient :

$$\frac{dz}{dt} = \sqrt{2hg} - gt = \sqrt{2hg} - \sqrt{2hg} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{z}{h}} \right) = \sqrt{2hg} \sqrt{1 - \frac{z}{h}}, \quad (86)$$

ce qui nous permet d'exprimer $\tilde{P}(z, h)$ pour $z < \min(h, H)$ à un facteur multiplicatif près :

$$\tilde{P}(z, h) \propto \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{z}{h}}}. \quad (87)$$

L'expression générale du centre de masse du gaz s'écrit :

$$z_{CM} = \frac{\int_0^{\infty} z \tilde{P}(z) dz}{\int_0^{\infty} \tilde{P}(z) dz}. \quad (88)$$

Si $h < H$:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \tilde{P}(z) dz &= \int_0^h \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{z}{h}}} = 2h \\ \int_0^{\infty} z \tilde{P}(z) dz &= \int_0^h \frac{z dz}{\sqrt{1 - \frac{z}{h}}} = \frac{4}{3} h^2 \\ z_{CM} &= \frac{2h}{3} \end{aligned} \quad (89)$$

Si $h > H$:

$$\begin{aligned}
 \int_0^\infty \tilde{P}(z) dz &= \int_0^h \frac{dz}{\sqrt{1-\frac{z}{h}}} = 2h \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H}{h}} \right) \\
 \int_0^\infty z \tilde{P}(z) dz &= \int_0^h \frac{z dz}{\sqrt{1-\frac{z}{h}}} \\
 &= \int_0^h \frac{dz}{\sqrt{1-\frac{z}{h}}} - h \int_0^h \frac{(1-\frac{z}{h}) dz}{\sqrt{1-\frac{z}{h}}} \\
 &= \frac{4}{3} h^2 + \frac{2}{3} h^2 \left(1 - \frac{H}{h} \right)^{\frac{3}{2}} - 2h^2 \sqrt{1 - \frac{H}{h}} \\
 z_{CM} &= \frac{h \left(1 - \frac{H}{h} \right)^{\frac{3}{2}} - 3 \sqrt{1 - \frac{H}{h}} + 2}{3 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{H}{h}} \right)} \\
 &= \frac{h}{3} \left(1 + \frac{H}{3} - \sqrt{1 - \frac{H}{h}} \right)
 \end{aligned} \tag{90}$$

Ce qui nous donne finalement :

$$z_{CM}(h) = \frac{E_\perp}{m_n g} = \begin{cases} \frac{h}{3} \left(1 + \frac{H}{3} - \sqrt{1 - \frac{H}{h}} \right) , & \text{si } h > H \\ \frac{2h}{3} , & \text{si } h \leq H \end{cases} \tag{91}$$

D

DISTRIBUTION DES PHOTONS DE SCINTILLATION SUR UN RÉSEAU DE FIBRES

On calcule la distribution spatiale dans le plan de détection des photons émis ponctuellement dans un scintillateur selon le principe décrit figure 74.

D.1 PROBLÈME 2D

Les photoélectrons sont générés en x_0 avec un angle aléatoire θ . La densité de probabilité de θ est uniforme :

$$\forall \theta \in [-\pi/2, \pi/2], f_{\theta}(\theta) = 1 \quad (92)$$

Pour un angle d'émission θ , le photoélectron arrive donc sur les fibres à une abscisse

$$x = h(\theta) = x_0 + d \tan(\theta) \quad (93)$$

où d est la distance entre le scintillateur et les fibres.

On peut également écrire :

$$\theta = h^{-1}(x) = \arctan\left(\frac{x - x_0}{d}\right) \quad (94)$$

La densité de probabilité de x s'exprime comme :

$$f_x(x) = \det(J) f_{\theta}(\theta) = \left| \frac{\partial \theta}{\partial x} \right| f_{\theta}(\theta) \quad (95)$$

Soit :

$$f_x(x) = \frac{1}{d \left(1 + \frac{(x-x_0)^2}{d^2}\right)} \times 1 \quad (96)$$

D.2 PROBLÈME 3D

Les photoélectrons sont générés en x_0 avec deux angles aléatoires θ et φ . La densité de probabilité de θ est uniforme :

$$\forall \theta \in [-\pi, \pi], f_{\theta}(\theta) = 1 \quad (97)$$

et la densité de probabilité de $\cos(\varphi)$ est uniforme (on traite $\cos(\varphi)$ directement comme une variable) :

$$\forall \cos(\varphi) \in [0, 1], f_{\cos(\varphi)}(\cos(\varphi)) = 1 \quad (98)$$

Pour les angles d'émission (θ, φ) , le photoélectron arrive donc sur les fibres à une abscisse :

$$x = h_x(\theta) = x_0 + d \tan(\cos(\varphi)) \cos(\theta) \quad (99)$$

et une ordonnée

$$y = h_y(\theta) = d \tan(\cos(\varphi)) \sin(\theta) \quad (100)$$

où d est la distance entre le scintillateur et les fibres.

On peut également écrire :

$$\theta = h^{-1}(x) = \arctan\left(\frac{y}{x - x_0}\right) \quad (101)$$

et

$$\cos(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(x-x_0)^2 + y^2}{d^2}}} \quad (102)$$

La densité de probabilité marginalisée de x (intégrée selon y puisque les fibres ne détectent pas cette dimension) s'exprime comme :

$$\begin{aligned} f_x(x) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \det(J) f_\theta(\theta) f_{\cos(\varphi)}(\cos(\varphi)) dy \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\left(1 + \frac{(x-x_0)^2 + y^2}{d^2}\right)^{3/2}} \times 1 \times 1 \times dy \end{aligned} \quad (103)$$

Soit

$$f_x(x) = \frac{1}{d \left(1 + \frac{(x-x_0)^2}{d^2}\right)} \quad (104)$$

ce qui correspond à la même distribution qu'en 2D.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Soutif. *Physique Neutronique*. Presses Universitaires de France, 1962.
- [2] F. E. Wietfeldt and G. L. Greene. *Colloquium : The neutron lifetime*. *Reviews of Modern Physics*, 83 :1173–1192, Nov 2011.
- [3] A. T. Yue, M. S. Dewey, D. M. Gilliam, G. L. Greene, A. B. Laptev, J. S. Nico, W. M. Snow, and F. E. Wietfeldt. Improved Determination of the Neutron Lifetime. *Physical Review Letters*, 111 :222501, Nov 2013.
- [4] S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky, P. Geltenbort, V. Morozov, V. V. Nesvizhevsky, Yu. Panin, and A. Strepetov. A measurement of the neutron lifetime using the method of storage of ultracold neutrons and detection of inelastically up-scattered neutrons. *Physics Letters B*, 745(0) :79 – 89, 2015.
- [5] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chinese Physics*, C38 :090001, 2014.
- [6] V. I. Luschikov, Yu. N. Pokotilovskii, A. V. Strelkov, and F. L. Shapiro. Observation of Ultracold Neutrons. *JETP Letters*, 9 :23, 1969.
- [7] R. Golub and J.M. Pendlebury. The interaction of Ultra-Cold Neutrons (UCN) with liquid helium and a superthermal UCN source. *Physics Letters A*, 62(5) :337 – 339, 1977.
- [8] M. R. Gibbs. *The collective excitations of superfluid ^4He : The dependence on pressure and the effect of restricted geometry*. PhD thesis, Keele University, 1996.
- [9] E. Korobkina, R. Golub, B.W. Wehring, and A.R. Young. Production of UCN by downscattering in superfluid ^4He . *Physics Letters A*, 301(5-6) :462–469, 2002.
- [10] P. Schmidt-Wellenburg. *Production of ultracold neutrons in superfluid helium under pressure*. PhD thesis, Technische Universität München, 2009.
- [11] J. Franck and G. Hertz. Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, 16 :457–467, 1914.

- [12] M. G. Mayer. On Closed Shells in Nuclei. II. *Physical Review*, 75 :1969–1970, Jun 1949.
- [13] V. I. Luschikov and A. I. Frank. Applicability of the Fermat principle to the optics of ultracold neutrons. *JETP Letters*, 28 :559, 1978.
- [14] V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. K. Petukhov, H. Abele, S. Baeßler, F. J. Rueß, T. Stöferle, A. Westphal, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, and A. V. Strelkov. Quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field. *Nature*, 415 :297–299, 2002.
- [15] V. V. Nesvizhevsky, H. G. Börner, A. M. Gagarski, A. K. Petukhov, G. A. Petrov, H. Abele, S. Baeßler, G. Divkovic, F. J. Rueß, Th. Stöferle, A. Westphal, A. V. Strelkov, K. V. Protasov, and A. Yu. Voronin. Measurement of quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field. *Physical Review D*, 67 :102002, May 2003.
- [16] V. V. Nesvizhevsky, A.K. Petukhov, H.G. Börner, T.A. Baranova, A.M. Gagarski, G.A. Petrov, K.V. Protasov, A.Yu Voronin, S. Baeßler, H. Abele, A. Westphal, and L. Lucovac. Study of the neutron quantum states in the gravity field. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 40(4) :479–491, 2005.
- [17] S. Baeßler, A.M. Gagarski, E.V. Lychagin, A. Mietke, A.Yu. Muzychka, V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, A.V. Strelkov, B.P. Toperverg, and K. Zhernenkov. New methodical developments for GRANIT. *Comptes Rendus Physique*, 12(8) :729 – 754, 2011.
- [18] V. V. Nesvizhevsky and K.V. Protasov. Quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field : state of the art, applications, perspectives. *Trends in Quantum Gravity Research*, pages 65–107, 2005.
- [19] G. Pignol, S. Baeßler, V. V. Nesvizhevsky, K. Protasov, D. Rebreyend, and A. Voronin. Gravitational Resonance Spectroscopy with an Oscillating Magnetic Field Gradient in the GRANIT Flow through Arrangement. *Advances in High Energy Physics*, Volume 2014(Article ID 628125) :7, 2014.
- [20] T. Jenke, D. Stadler, H. Abele, and P. Geltenbort. Q-BOUNCE – Experiments with quantum bouncing ultracold neutrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(2-3) :318 – 321, 2009.
- [21] H. Abele, T. Jenke, H. Leeb, and J. Schmiedmayer. Ramsey’s method of separated oscillating fields and its application to gravitationally induced quantum phase shifts. *Physical Review D*, 81 :065019, Mar 2010.

- [22] T. Jenke, P. Geltenbort, H. Lemmel, and H. Abele. Realization of a gravity-resonance-spectroscopy technique. *Nature Physics*, 7 :468–472, 2011.
- [23] J. Khoury and A. Weltman. Chameleon cosmology. *Physical Review D*, 69 :044026, Feb 2004.
- [24] P. Brax and G. Pignol. Strongly Coupled Chameleons and the Neutronic Quantum Bouncer. *Physical Review Letters*, 107 :111301, Sep 2011.
- [25] P. Brax, G. Pignol, and D. Roulier. Probing strongly coupled chameleons with slow neutrons. *Physical Review D*, 88 :083004, Oct 2013.
- [26] R. H. Landau, J. Páez, and C. C. Bordeianu. *A Survey of Computational Physics : Introductory Computational Science*. Princeton University Press, 2008.
- [27] S. Baeßler, M. Beau, M. Kreuz, V. N. Kurlov, V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K. V. Protasov, F. Vezzu, and A. Yu. Voronin. The GRANIT spectrometer. *Comptes Rendus Physique*, 12(8) :707 – 728, 2011.
- [28] T. Jenke, G. Cronenberg, J. Burgdörfer, L. A. Chizhova, P. Geltenbort, A. N. Ivanov, T. Lauer, T. Lins, S. Rotter, H. Saul, U. Schmidt, and H. Abele. Gravity Resonance Spectroscopy Constrains Dark Energy and Dark Matter Scenarios. *Physical Review Letters*, 112 :151105, Apr 2014.
- [29] H. Lemmel, P. Brax, A.N. Ivanov, T. Jenke, G. Pignol, M. Pitschmann, T. Potocar, M. Wellenzohn, M. Zawisky, and H. Abele. Neutron interferometry constrains dark energy chameleon fields. *Physics Letters B*, 743(0) :310 – 314, 2015.
- [30] A. Upadhye. Dark energy fifth forces in torsion pendulum experiments. *Physical Review D*, 86 :102003, Nov 2012.
- [31] P. Hamilton, M. Jaffe, P. Haslinger, Q. Simmons, H. Müller, and J. Khoury. Atom-interferometry constraints on dark energy. *arXiv :1502.03888*, 2015.
- [32] G. Pignol. Probing Dark Energy models with neutrons. *arXiv :1503.03317*, 2015.
- [33] P. Schmidt-Wellenburg, K.H. Andersen, P. Courtois, M. Kreuz, S. Mironov, V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K.V. Protasov, T. Soldner, F. Vezzu, and O. Zimmer. Ultracold-neutron infrastructure for the gravitational spectrometer GRANIT. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(2-3) :267 – 271, 2009.

- [34] D. Roulier, F. Vezzu, S. Baeßler, B. Clément, D. Morton, V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, and D. Rebreyend. Status of the GRANIT Facility. *Advances in High Energy Physics*, 2015(730437), 2015.
- [35] S. Baeßler, V. V. Nesvizhevsky, K. V. Protasov, and A. Yu. Voronin. Constraint on the coupling of axionlike particles to matter via an ultracold neutron gravitational experiment. *Physical Review D*, 75 :075006, Apr 2007.
- [36] V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, and K. V. Protasov. Neutron scattering and extra-short-range interactions. *Physical Review D*, 77 :034020, Feb 2008.
- [37] I. Antoniadis, S. Baeßler, M. Büchner, V. V. Fedorov, S. Hoedl, A. Lambrecht, V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, K.V. Protasov, S. Reynaud, and Yu. Sobolev. Short-range fundamental forces. *Comptes Rendus Physique*, 12(8) :755 – 778, 2011.
- [38] I. Antoniadis, S. Baeßler, O. Bertolami, D. Dubbers, A. Meyerovich, V. V. Nesvizhevsky, K. Protasov, and S. Reynaud. Workshop GRANIT-2010, 14-19 February 2010, Les Houches, France. *Comptes Rendus Physique*, 12(8) :703 – 706, 2011. Ultra cold neutron quantum states.
- [39] O. Zimmer, F. M. Piegsa, and S. N. Ivanov. Superthermal Source of Ultracold Neutrons for Fundamental Physics Experiments. *Physical Review Letters*, 107 :134801, Sep 2011.
- [40] F. M. Piegsa, M. Fertl, S. N. Ivanov, M. Kreuz, K. K. H. Leung, P. Schmidt-Wellenburg, T. Soldner, and O. Zimmer. New source for ultracold neutrons at the Institut Laue-Langevin. *Physical Review C*, 90 :015501, Jul 2014.
- [41] J. Barnard and V. V. Nesvizhevsky. Analysis of a method for extracting angularly collimated UCNs from a volume without losing the density inside. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 591(2) :431 – 435, 2008.
- [42] P. Schmidt-Wellenburg, J. Barnard, P. Geltenbort, V. V. Nesvizhevsky, C. Plonka, T. Soldner, and O. Zimmer. Efficient extraction of a collimated ultra-cold neutron beam using diffusive channels. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 577(3) :623 – 625, 2007.
- [43] P. Courtois, C. Menthonnex, R. Hehn, K.H. Andersen, V. V. Nesvizhevsky, O. Zimmer, F. Piegsa, P. Geltenbort, G. Greene, R. Allen, P.R. Huffman, P. Schmidt-Wellenburg, M. Fertl, and S. Mayer. Production and characterization of intercalated graphite crystals

- for cold neutron monochromators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 634(1, Supplement) :S37 – S40, 2011. Proceedings of the International Workshop on Neutron Optics NOP2010.
- [44] B. Giroud. SPECIFICATION MONO GRANIT, DPT-SMAE/BE 07/228 (document interne ILL), 2007.
- [45] M. Fertl. Progress Towards a New High Density Source of Ultra Cold Neutrons at the Institut Laue-Langevin, 2009 (Diplomarbeit, Technische Universität München).
- [46] F. Pobell. *Matter and methods at low temperatures*. Springer, Third edition, 2007.
- [47] R. J. Donnelly and C. F. Barenghi. The Observed Properties of Liquid Helium at the Saturated Vapor Pressure. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 27(6) :1217–1274, 1998.
- [48] R. Golub. On the storage of neutrons in superfluid ^4He . *Physics Letters A*, 72(4-5) :387 – 390, 1979.
- [49] H. Yoshiki, K. Sakai, M. Ogura, T. Kawai, Y. Masuda, T. Nakajima, T. Takayama, S. Tanaka, and A. Yamaguchi. Observation of ultracold-neutron production by 9-Å cold neutrons in superfluid helium. *Physical Review Letters*, 68 :1323–1326, Mar 1992.
- [50] V. K. Ignatovich. *The Physics of Ultracold Neutrons*. Oxford science publications, 1990.
- [51] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389(1-2) :81 – 86, 1997.
- [52] B. Clément. STARucn : Monte-Carlo simulation for ultra-cold neutrons. <http://www.sourceforge.net/projects/starucn/>, 2012.
- [53] G. Zsigmund. Benchmarking the MCUCN code with analytic calculations, 2009 (Unpublished).
- [54] F. Atchison, T. Brys, M. Daum, P. Fierlinger, A. Fomin, R. Henneck, K. Kirch, M. Kuzniak, and A. Pichlmaier. The simulation of ultracold neutron experiments using GEANT4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 552(3) :513 – 521, 2005.
- [55] F. Lafont. Communication privée, 2013.

- [56] D. P. Hutchinson, R. K. Richards, D. E. Holcomb, and J. A. Ramsey. Position-sensitive scintillation neutron detectors using a crossed-fiber optic readout array. *Proceedings SPIE*, 3769 :88–91, 1999.
- [57] E.S. Kuzmin, A.M. Balagurov, G.D. Bokuchava, V.V. Zhuk, V.A. Kudryashev, A.P. Bulkin, and V.A. Trounov. Detector for the FSD Fourier-diffractometer Based on ZnS(Ag)/ 6 LiF Scintillation Screen and Wavelength Shifting Fiber Readout. *Journal of Neutron Research*, 10(1) :31–41, 2002.
- [58] <http://kuraraypsf.jp/psf/>.
- [59] S. Blin, P. Barrillon, and C. de La Taille. MAROC, a generic photomultiplier readout chip. *JOURNAL OF INSTRUMENTATION*, 5, DEC 2010. Topical Workshop on Electronics for Particle Physics, Aachen, GERMANY, SEP 20-24, 2010.
- [60] A. Morozov, V. Solovov, R. Martins, F. Neves, and V. Domingos. ANTS2 : a simulation and experimental data processing package for Anger camera-type detectors. <http://coimbra.lip.pt/ants/ants2.html>.
- [61] A. Morozov, V. Solovov, F. Alves, V. Domingos, R. Martins, F. Neves, and V. Chepel. Iterative reconstruction of detector response of an Anger gamma camera. *Physics in Medicine and Biology*, 60(10) :4169, 2015.
- [62] A. Morozov. Communication privée, 2015.