



Développement d'un imageur neutron portable

Clément Lynde

► To cite this version:

Clément Lynde. Développement d'un imageur neutron portable. Physique [physics]. Université de Strasbourg, 2019. Français. NNT : 2019STRAE006 . tel-02295212

HAL Id: tel-02295212

<https://theses.hal.science/tel-02295212>

Submitted on 24 Sep 2019

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.

ÉCOLE DOCTORALE Physique et Chimie Physique 182

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

THÈSE présentée par :

Clément LYNDE

soutenue le : **26 avril 2019**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique

Développement d'un imageur neutron portable

THÈSE dirigée par :

M. EL BITAR Ziad

Chargé de recherche, Université de Strasbourg

RAPPORTEURS :

M. MONTAROU Gérard

M. BERGONZO Philippe

Directeur de recherche, Laboratoire de Physique de Clermont-Ferrand
Visiting Professor, University College London

AUTRES MEMBRES DU JURY :

M. BAUDOT Jérôme

M. COURTIN Sandrine

M. CARREL Frédéric

M. SCHOEPFF Vincent

Professeur des universités, Université de Strasbourg

Professeur des universités, Université de Strasbourg

Ingénieur de recherche, CEA

Ingénieur de recherche, CEA

À mes amours, Nolwenn et Océane

À mes parents et à mon frère

À toute ma famille et mes proches

Remerciements

Mes premiers remerciements sont adressés à ceux qui m'ont permis de réaliser ces travaux de thèse et qui m'ont encadré au plus près durant ces trois dernières années avec une diligence infaillible, Frédéric Carrel et Vincent Schoepff. Merci pour votre confiance et pour tous les conseils et avis que vous m'avez apportés.

Mes remerciements s'adressent aussi à Ziad El Bitar qui a accepté de diriger cette thèse et, malgré l'éloignement géographique, a suivi de près l'avancement des travaux, a fait le déplacement pour les expériences les plus déterminantes et a permis le bon déroulement de cette fin de thèse.

Je remercie l'ensemble des membres du jury pour l'intérêt que vous avez porté à mon travail lors de la relecture de mon manuscrit et d'avoir fait le déplacement jusqu'à Saclay pour la soutenance. Plus spécifiquement, je remercie Philippe Bergonzo et Gérard Montarou d'en avoir été les rapporteurs et Jérôme Baudot le président de jury.

Je remercie spécialement Alexandre Bounouh et Karim Boudergui, anciens responsables du LCAE et, respectivement, actuels responsables du DM2I et du SCI, d'avoir accepté de m'accueillir au laboratoire et maintenant de me permettre de continuer l'aventure CEA en m'intégrant cette fois-ci pour un temps indéterminé.

Je remercie également Orano, et plus particulièrement Roger Abou Khalil, pour avoir cru en ce projet un peu fou de faire de l'imagerie neutronique et d'avoir cofinancé, avec le CEA, ma thèse.

Un grand merci à Nathalie pour sa gestion efficace et son aide sur tous les dossiers administratifs « légèrement » lourds du CEA et de l'université. « Le plus c..... dossier de candidature que tu as géré dans ta carrière » a finalement abouti !

Je remercie l'ensemble de mes collègues du LCAE pour tous les échanges, la bonne humeur et le travail partagés : Mes co-bureaux, Giacomo et Guillaume A. ; Les physiciens de l'instrumentation nucléaire ; Les chimistes presque tous organiciens (Merci à Matthieu, Camille et Guillaume) ; Les électroniciens ; Le mécanicien Romuald.

Je remercie également toutes les personnes qui ont participé de près ou de loin à ces travaux : Les diamantaires Michal du LCD et Dominique ; Mehdi et Cyrille du LMN pour les mesures au CEA de Cadarache, et plus spécifiquement Mehdi pour son implication et son suivi, passionné, du sujet tout au long de la thèse ; Julien, Charly, Marie du LSTD ainsi que Pierre et les équipes de l'installation Atalante pour les mesures au CEA de Marcoule ; Vincent C. du LAL à Orsay pour m'avoir débloqué sur les SiPM.

Merci à vous tous !

Mais surtout, un incommensurable merci à Nolwenn qui m'a aimé, accompagné, soutenu, aidé, écouté et supporté pendant ces treize dernières années et à Océane dont l'innocence et la gaîté n'ont pas de pareil.

Table des matières

Introduction générale	1
Bibliographie de l'introduction générale	4
Chapitre 1 – Présentation de l'imagerie neutronique	5
1.1. Méthode directe de localisation par l'utilisation du phénomène de diffusion élastique	6
1.1.1. Principe de l'imagerie neutronique par diffusion élastique	6
1.1.2. Historique et état de l'art des imageurs neutroniques par diffusion élastique	7
1.2. Méthode indirecte de localisation par l'encodage de l'émission neutronique	16
1.2.1. Principe de l'imagerie neutronique par encodage	16
1.2.2. Historique et état de l'art des imageurs neutroniques par encodage	18
1.3. Bilan du chapitre 1	35
1.4. Bibliographie du chapitre 1	37
Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position	41
2.1. Présentation des détecteurs	42
2.1.1. Présentation de la puce de détection Timepix	42
2.1.2. Présentation des scintillateurs et des photodétecteurs	43
2.2. Dépôt d'une couche de matériau sensible aux neutrons sur le substrat de détection de Timepix	48
2.2.1. Principe de détection des neutrons par une couche de conversion	48
2.2.2. Conception du détecteur par simulation Monte-Carlo	49
2.2.3. Démonstration de la détection et de la localisation des neutrons à l'aide d'un détecteur Timepix modifié	53
2.3. Modification du substrat de détection de Timepix avec un semi-conducteur en diamant	71
2.3.1. Principe de détection des neutrons par un diamant	71
2.3.2. Vérification de la détection des neutrons à l'aide d'un diamant	72
2.4. Couplage d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium	85
2.4.1. Principe de détection des neutrons dans les scintillateurs organiques	85
2.4.2. Évaluation par simulation Monte Carlo du gain attendu sur l'efficacité intrinsèque de détection neutronique à l'aide d'un scintillateur	87
2.4.3. Vérification de la détection des neutrons à partir d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium	88
2.5. Bilan du chapitre 2	108
2.6. Bibliographie du chapitre 2	110
Chapitre 3 – Conception, démonstration et prototypage d'un imageur portable de neutrons rapides par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix	114
3.1. Présentation du concept d'imageur de neutrons rapides et de photons gamma	115
3.1.1. Présentation du motif du masque codé : réseaux uniformément redondants modifiés en configuration carré et antisymétrique	115

3.1.2.	Géométrie et champ de vue basés sur le prototype d'imageur gamma GAMPPIX....	116
3.2.	Outils mis en place pour l'analyse des résultats d'imagerie	119
3.2.1.	Reconstruction des images : le produit de convolution couplé à la procédure « masque/anti-masque »	119
3.2.2.	Représentation graphique du résultat de décodage.....	122
3.2.3.	Superposition de l'image décodée et de l'image visible	122
3.2.4.	Calcul des critères de performances	124
3.3.	Démonstration du principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix modifié	128
3.3.1.	Dispositif expérimental.....	128
3.3.2.	Résultats expérimentaux	130
3.3.3.	Comparaison à des simulations Monte-Carlo.....	133
3.4.	Conception par simulation Monte-Carlo et fabrication des masques codés.....	135
3.4.1.	Conception par simulation Monte-Carlo	135
3.4.2.	Fabrication des masques codés	144
3.5.	Bilan du chapitre 3	148
3.6.	Bibliographie du chapitre 3	149
Chapitre 4 – Déploiement et caractérisation expérimentale du prototype d'imageur portable de neutrons rapides et de photons gamma.....		150
4.1.	Mesures d'imagerie neutronique et gamma sur l'installation Atalante du centre CEA de Marcoule	151
4.1.1.	Dispositif expérimental.....	151
4.1.2.	Protocole expérimental	157
4.1.3.	Outils d'analyse spécifique des images décodées expérimentales	159
4.1.4.	Résultats expérimentaux	160
4.1.5.	Bilan de la campagne de mesures sur l'installation Atalante	176
4.2.	Mesures d'imagerie neutronique et gamma sur l'installation Danaïdes du centre CEA de Cadarache.....	177
4.2.1.	Dispositif expérimental.....	177
4.2.2.	Protocole expérimental	179
4.2.3.	Résultats expérimentaux	182
4.2.4.	Bilan de la campagne de mesures sur l'installation Danaïdes	199
4.3.	Bilan du chapitre 4	200
4.4.	Bibliographie du chapitre 4	202
Conclusion générale.....		203
Perspectives		206
Liste des figures		208
Liste des tableaux.....		219

Introduction générale

Dans l'industrie nucléaire, le développement d'instruments de mesure de la radioactivité, et plus particulièrement de systèmes spécifiques d'imagerie permettant de localiser la matière radioactive, constitue un enjeu important. En effet, la méconnaissance de la répartition spatiale de la matière radioactive (liée à son invisibilité) est une problématique majeure, identifiée dès la découverte de la radioactivité par Henri Becquerel et les recherches conjointes de Pierre Curie et Marie Skłodowska-Curie sur les phénomènes radiatifs. Cette nécessité de localisation se retrouve dans de nombreux domaines de l'industrie nucléaire. Par exemple, la connaissance de la position de la contamination radioactive au cours de l'exploitation d'une installation nucléaire est utilisée pour minimiser la dose reçue par les intervenants en vertu du respect du principe ALARA (pour l'anglais *As Low As Reasonably Achievable*). De plus, lors des opérations de démantèlement d'un site, la réalisation d'une cartographie initiale de la contamination radiologique est nécessaire pour élaborer un scénario optimum de démantèlement. La localisation de la matière radioactive contribue également à améliorer la gestion des déchets, en permettant d'identifier les fûts les plus radioactifs et de mesurer la répartition spatiale de la radioactivité au sein de ces derniers. Lorsqu'un accident nucléaire survient, tel que celui à Fukushima en 2011, ou dans l'hypothèse de l'explosion d'une bombe nucléaire ou d'une bombe sale, cette cartographie permet également de suivre l'évolution temporelle du processus d'assainissement des zones contaminées. Enfin, ces systèmes d'imagerie peuvent aussi présenter un intérêt majeur pour la Sécurité Nationale dans le cadre des contrôles réalisés aux frontières, pour éviter la prolifération de matière nucléaire ou radioactive.

L'imagerie gamma constitue l'une des approches permettant de localiser des sources radioactives. Ce type d'imagerie est basée sur l'utilisation de caméras gamma superposant une image gamma et une image visible. Depuis le début des années 1980, le CEA travaille sur la problématique de la localisation de la radioactivité dans le cadre des chantiers de démantèlement [1]. Ces études ont mené au développement des caméras gamma baptisées ALADIN, correspondant à des prototypes d'une masse comprise entre 25 kg et 40 kg et d'un diamètre compris entre 12 cm et 25 cm [2–4]. Puis, dans le cadre d'un projet cofinancé par Cogema, le système CARTOGAM a été développé, présentant une amélioration conséquente au niveau de la compacité (8 cm de diamètre et 37 cm de longueur) et de masse globale (~15 kg) [5]. La caméra gamma CARTOGAM a été industrialisée et commercialisée en 1995 par CANBERRA-EURISYS. Dès 1999, des études ont ensuite été menées sur le remplacement des trois éléments de conversion : scintillateur, intensificateur et CCD (pour l'anglais *Charge-Coupled Device*) par un semi-conducteur pixellisé [6, 7]. Pour réaliser ces études, le CEA a rejoint la collaboration Medipix dont l'objectif commun est le développement d'une puce de détection de photons (X et gamma) et la mise au point d'un détecteur utilisant cette puce. En parallèle, à partir de 2002, dans le cadre d'une collaboration avec l'Institut Kourtchatov de Moscou, le remplacement des collimateurs sténopés par des masques codés HURA (pour l'anglais *Hexagonal Uniformly Redundant Array*) a permis une nette amélioration de la sensibilité et de la résolution [8]. Depuis 2007, les semi-conducteurs et les masques codés ont été intégrés au sein de la caméra GAMPIX présentant encore une fois un gain notable au niveau de l'encombrement (14×15×19 cm³) et de la masse (2 kg), ainsi qu'au niveau de la sensibilité (plusieurs décades d'amélioration par rapport à CARTOGAM pour les émetteurs basse énergie comme l'²⁴¹Am) [9]. En 2011, la caméra GAMPIX a fait l'objet d'un transfert industriel vers CANBERRA, actuellement Mirion Technologies, et sera commercialisée sous le nom d'iPIX dès 2015 [10].

Néanmoins, certaines contraintes relatives à l'imagerie gamma peuvent rendre cette technique inefficace pour localiser une source radioactive. À titre d'exemple, la présence d'un blindage aux

rayonnements gamma, notamment du verre au plomb au niveau de certaines boîtes à gants, pose des soucis pour ce type d'approche. L'utilisation de l'émission neutronique constitue une alternative pour pallier ces limites. De plus, la détection de l'émission spécifique de neutrons peut être d'un grand intérêt pour confirmer la présence d'isotopes particuliers, comme le plutonium ou l'uranium, et permettre une vérification supplémentaire de l'emplacement des matières nucléaires. Par ailleurs, à l'instar de l'imagerie par émission de photons gamma (imagerie gamma) [11] qui ne doit pas être confondue avec l'imagerie par transmission de photons gamma (radiographie/gammagraphie) [12], l'imagerie neutronique [13] doit être différenciée de la neutronographie [14]. Pour les rayonnements gamma, il existe des systèmes industriels disponibles commercialement, tel qu'iPIX [10] mentionné précédemment, Polaris-H [15], ASTROCAM 7000HS [16], tandis que pour les neutrons, il n'existe pas encore de systèmes industrialisés équivalents. Des prototypes sont en cours de développement et ont permis de démontrer la faisabilité de la mise en œuvre des méthodes de localisation appliquées à l'imagerie neutronique. Néanmoins, des améliorations notables en termes de sensibilité ou de portabilité restent encore à accomplir pour atteindre des performances permettant de répondre aux besoins de l'industrie nucléaire et notamment ceux du démantèlement.

Les recherches entreprises dans le cadre de ce travail de thèse ont pour objectif de développer un imageur non seulement capable de localiser dans l'espace la matière radioactive émettrice de neutrons, mais également adapté en termes de compacité, de résolution spatiale et de sensibilité aux besoins de l'industrie nucléaire.

Dans le premier chapitre, les différentes méthodes possibles pour localiser une source émettrice de neutrons sont présentées. Les principes associés à ces méthodes sont d'abord décrits, puis un historique et un état de l'art des prototypes d'imageurs neutroniques sont réalisés. À l'issue du comparatif de l'ensemble des prototypes, le principe de l'imagerie par encodage spatial à l'aide d'un masque codé a été retenu comme approche de localisation pour le développement d'un imageur portable de neutrons.

Ce principe d'encodage spatial nécessite l'utilisation d'un détecteur de neutrons sensible à la position. Le second chapitre détaille les développements menés sur ce type de détecteur. Trois axes de recherche distincts ont été étudiés pour mettre au point des détecteurs adaptés à cette problématique. La première voie repose sur l'utilisation du détecteur semi-conducteur pixélisé Timepix modifié par l'utilisation d'une couche de conversion. La deuxième voie a pour ambition d'utiliser du diamant comme substrat de détection hybridé sur la puce Timepix. La troisième voie se base sur l'utilisation d'un scintillateur organique couplé à une matrice de photomultiplicateurs de silicium (ou SiPM pour l'anglais *Silicon PhotoMultiplier*).

Parmi les trois voies énoncées précédemment, celle reposant sur l'utilisation d'un détecteur Timepix modifié par un ajout de paraffine a été jugée la plus mature techniquement et a donc été privilégiée dans la suite de ces travaux de thèse. Pour cette raison, le troisième chapitre se consacre à la mise au point d'un imageur utilisant ce détecteur couplé à un masque codé. La démonstration expérimentale du principe d'imagerie neutronique basé sur ce couplage est apportée, puis la conception et la réalisation d'un prototype portable sont successivement décrites. Une attention toute particulière est portée au masque codé, aussi bien au niveau de son motif que du matériau le constituant.

Le dernier chapitre présente le déploiement et la caractérisation expérimentale de ce prototype qui ont pu être réalisés lors de deux campagnes de mesures sur les sites CEA de Marcoule (installation Atalante) et de Cadarache (installation Danaïdes). Ces mesures avaient pour but d'obtenir une caractérisation précise du prototype portable d'imageur de neutrons rapides développé au cours de ces travaux de thèse. Une synthèse des études expérimentales réalisées avec ce prototype nous permettra de dresser un bilan de ses performances en imagerie neutronique.

Bibliographie de l'introduction générale

- [1] Simonet G., « Remote Gamma-Ray Mapping Nuclear Installation Remote Activity Location Device », *CEC Top. Meet. Nondestruct. Assay Radioact. Waste*, 1989. pp. 197-205.
- [2] Imbard G., Carcreff H., « Development of a prototype gamma camera (Aladin) for use in decommissioning nuclear facilities », *Int. waste Manag. Conf.*, 1995. pp. 1-12.
- [3] Le Goaller C. et al., « The development and improvement of the Aladin gamma camera to localise gamma activity in nuclear installations », *Report*, 1998. pp. 1-62.
- [4] Le Goaller C. et al., « Gamma imaging : recent achievements and on-going developments », *Eur. Nucl. Conf.*, 2005. pp. 1-11.
- [5] Gal O. et al., « CARTOGAM : a portable gamma camera », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 1997. Vol. 387, n°1-2, pp. 297-303.
- [6] Million M., « Conception d'un détecteur gamma haute énergie en semi-conducteur pour cartographie gamma », Thèse de doctorat, 1999, 153 p.
- [7] Manach E., « Étude, test et mise au point d'un détecteur semi-conducteur pixélisé en mode comptage pour l'imagerie gamma dans les installations nucléaires », Thèse de doctorat, 2005, 272 p.
- [8] Gmar M. et al., « Development of coded-aperture imaging with a compact gamma camera », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2004. Vol. 51, n°4, pp. 1052-1056.
- [9] Gmar M. et al., « GAMPIX: A new generation of gamma camera », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2011. Vol. 652, n°1, pp. 638-640.
- [10] Amgarou K. et al., « A comprehensive experimental characterization of the iPIX gamma imager », *J. Instrum.*, 2016. Vol. 11, n°8, pp. 377-381.
- [11] Anger H. O., « Scintillation camera », *Rev. Sci. Instrum.*, 1958. Vol. 29, pp. 27-33.
- [12] Park S. et al., « Gamma ray transmission imaging detectors using a double gap resistive plate chamber », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2004. Vol. 533, pp. 144-148.
- [13] Johnson R. G. et al., « Source Imaging Using Neutron Pinhole Cameras Based on Position Sensitive Proportional Counters », *Nucl. Technol.*, 1981. Vol. 55, pp. 724-727.
- [14] IAEA, « Neutron Imaging : A Non-Destructive Tool for Materials Testing », 2008. pp. 135.
- [15] Wahl C. G. et al., « The Polaris-H imaging spectrometer », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 784, pp. 377-381.
- [16] Takeda S. et al., « A portable Si / CdTe Compton camera and its applications to the visualization of radioactive substances », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 787, pp. 207-211.

CHAPITRE 1 – PRÉSENTATION DE L'IMAGERIE NEUTRONIQUE

Le choix de la méthode d'imagerie revêt une place centrale dans le développement du futur imageur neutronique. Comme pour les photons gamma, il n'existe pas de miroir ou de lentille permettant de suffisamment focaliser et dévier les neutrons de manière à faire de l'imagerie comme dans le domaine visible. Alors, à l'instar de l'imagerie gamma, il existe deux manières d'aborder l'imagerie neutronique : soit *via* une approche directe avec l'utilisation du phénomène de diffusion élastique, soit *via* une approche indirecte par le biais d'un encodage de l'émission neutronique.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différentes méthodes possibles pour localiser une source émettrice de neutrons à l'aide d'un imageur neutronique, également appelé caméra neutronique, ainsi qu'un historique et un état de l'art de ces différentes approches. Un tableau récapitulatif des performances et des caractéristiques des prototypes d'imageur est donné pour chacune des deux approches. Pour réaliser ce récapitulatif, les indicateurs importants sont la limite de détection, le champ de vue et la résolution spatiale ainsi que l'encombrement et la masse. Pour pouvoir aisément comparer les performances des imageurs, une durée d'acquisition équivalente définie avec une source de débit d'émission neutronique similaire placée à une distance identique est utilisée. Elle a été définie comme étant la durée qu'il aurait fallu pour obtenir une image permettant de localiser la source si elle avait été placée à 1 m et eu un débit d'émission neutronique de $1,0 \times 10^6$ neutrons.s⁻¹. Elle est uniquement donnée lorsque la durée d'acquisition, le débit d'émission neutronique de la source et la distance entre la source et l'imageur neutronique sont précisées. Elle est calculée en faisant l'hypothèse que la source est ponctuelle et que le flux neutronique traversant le détecteur est uniquement dépendant de la distance. L'impact du spectre en énergie des neutrons n'a pas été pris en compte dans son calcul. Les imageurs neutrons par diffusion élastique peuvent proposer une visualisation des résultats sous la forme d'une image de rétroprojection soit d'un plan, soit d'une portion de sphère. Dans le cas du plan, le champ de vue correspond à l'angle formé par la diagonale de l'image dans laquelle une source sera localisable. Dans le cas d'une portion de sphère, le champ de vue correspond à l'angle formé par le cône dont la base est le diamètre de la portion de sphère dans laquelle une source sera localisable. Pour les imageurs neutrons par encodage, la visualisation des résultats est très majoritairement proposée sous la forme d'une image planaire et rectangulaire donnée à une distance donnée, le champ de vue correspond alors à l'angle de la diagonale de l'image dans laquelle une source sera localisable. La résolution spatiale correspond à la largeur à mi-hauteur du maximum de l'image et par conséquent à la capacité de l'imageur à séparer deux sources proches spatialement. Le volume des imageurs neutroniques est donné hors-tout et, lorsqu'il n'est pas précisé dans la ou les références associées, il est évalué à partir des informations données sur les dimensions des composants le constituant.

1.1. Méthode directe de localisation par l'utilisation du phénomène de diffusion élastique

1.1.1. Principe de l'imagerie neutronique par diffusion élastique

L'approche directe, similaire aux caméras ou télescopes utilisant l'effet Compton en imagerie gamma, repose sur l'utilisation du phénomène de diffusion élastique d'un neutron. Elle utilise la cinématique du phénomène de diffusion élastique des neutrons. Lorsqu'un neutron entre en collision avec un noyau d'hydrogène d'un premier détecteur, il est diffusé selon un angle $\pi - \theta$ comme cela est représenté en figure 1.1.

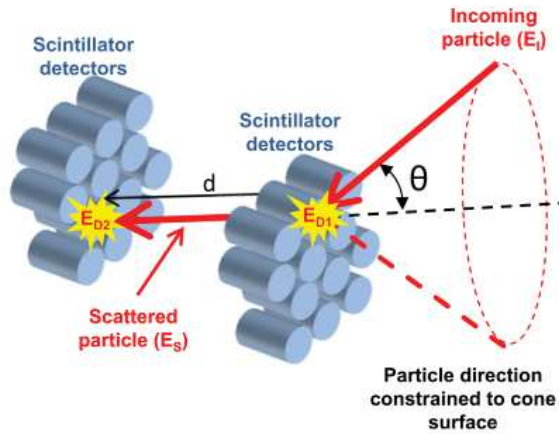


Figure 1.1 : Principe de l'imagerie neutronique par diffusion élastique [1].

L'énergie E_i du neutron incident est répartie entre l'énergie cinétique E_{D1} acquise par le proton de recul et l'énergie E_s du neutron diffusé :

$$E_i = E_{D1} + E_s \quad (1)$$

L'application des lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permet d'établir une relation entre l'énergie E_{D1} du proton de recul, l'énergie E_s du neutron diffusé et l'angle θ entre le neutron diffusé et le neutron incident :

$$\theta = \tan^{-1} \sqrt{\frac{E_{D1}}{E_s}} \quad (2)$$

L'énergie du proton de recul est mesurée lorsque celui-ci dépose son énergie dans le détecteur et l'énergie du neutron diffusé est déterminée via le temps de vol (ou TOF pour l'anglais *Time Of Flight*) entre les deux diffusions élastiques. L'énergie du neutron diffusé est définie par la relation suivante :

$$E_s = \frac{1}{2} \cdot m \cdot \left(\frac{d}{TOF} \right)^2 \quad (3)$$

où m est la masse du neutron ($1,67 \cdot 10^{-27}$ kg) et d la distance entre les deux détecteurs.

La connaissance de la direction du neutron diffusé et de l'angle entre le neutron incident et le neutron diffusé permet de réduire la direction du neutron incident à un cône appelé cône de diffusion. La localisation de la source correspond à l'intersection de plusieurs cônes reconstruits, comme l'illustre la figure 1.2. Ces cônes peuvent être projetés sur une surface plane ou sphérique pour générer une image en deux dimensions qui pourra être superposée à l'image visible. Cela

correspond à l'une des méthodes analytiques permettant de reconstruire une image par diffusion élastique. D'autres méthodes analytiques ont été étudiées dans la littérature, telle que la rétroprojection filtrée [2]. Des méthodes itératives de reconstruction de type algébrique [3] (ART pour l'anglais *Algebraic Reconstruction Method*) ou de type statistique tel que ceux de maximisation de l'espérance [4] (EM pour l'anglais *Expectation Maximization*) ou encore la méthode d'ensemble d'origine stochastique [5] (SOE pour l'anglais *Stochastic Origin Ensemble*) peuvent également être employées.

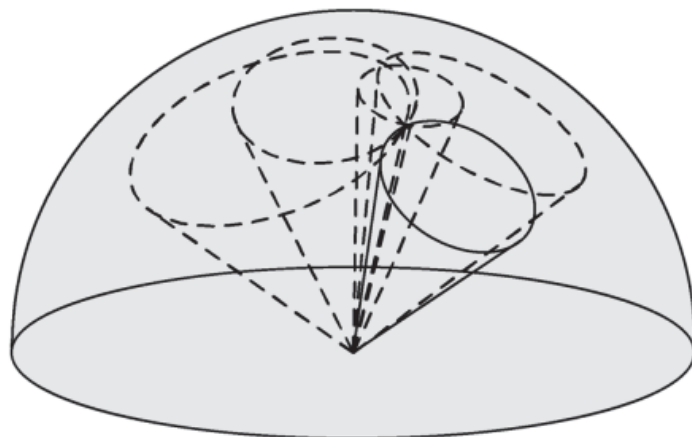


Figure 1.2 : Principe de la reconstruction de l'image à partir de cônes de diffusion [6].

Les performances des imageurs neutrons par diffusion élastique sont principalement liées aux résolutions spatiales et énergétiques du détecteur, à la résolution temporelle de la mesure du temps de vol, ainsi qu'à la méthode de reconstruction employée.

1.1.2. Historique et état de l'art des imageurs neutroniques par diffusion élastique

Le premier prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique a été réalisé en 2005 par le *Brookhaven National Laboratory* en partenariat avec *Ion Focus Technology* [7, 8]. Le système était constitué de deux plans de quatre scintillateurs organiques liquides couplés à des tubes photomultiplicateurs comme illustré sur la figure 1.3.

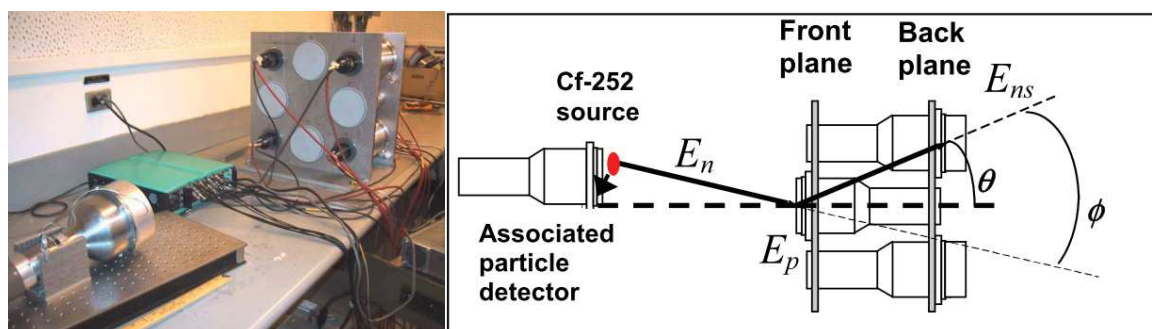


Figure 1.3 : À gauche : prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique de *Brookhaven National Laboratory* ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement [8].

La figure 1.4 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus avec ce prototype pour une source de ^{252}Cf . La source a été placée à environ 91 centimètres de l'avant du détecteur, soit centrée, soit excentrée de 51 centimètres.

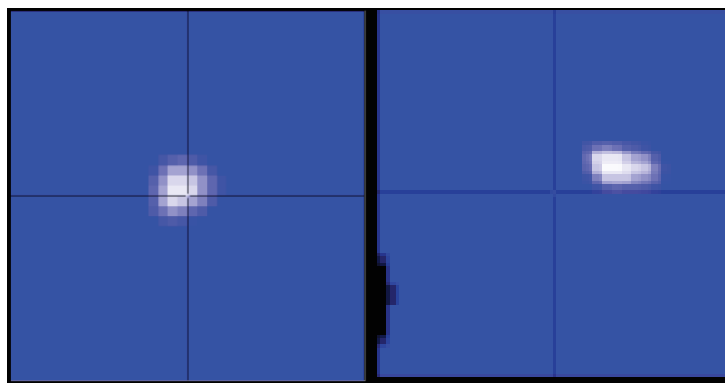


Figure 1.4 : À gauche : image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à 91 cm dans l'axe ; à droite : image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à 91 cm et excentrée de 51 cm (durées et émissions neutroniques non précisées) [8].

Ce système avait pour objectifs principaux de démontrer la faisabilité de l'imagerie neutronique par diffusion élastique ainsi que d'acquérir des données expérimentales pour permettre une amélioration du système. En 2007, le *Brookhaven National Laboratory* et *Ion Focus Technology* proposent une nouvelle géométrie [9] présentée sur la figure 1.5. Le système est constitué de deux plans de quatre scintillateurs organiques plastiques sous la forme de barres horizontales dont les deux extrémités sont couplées à des tubes photomultiplicateurs. En réduisant les espaces entre les détecteurs et la granularité, cette géométrie de détecteur permet d'améliorer les probabilités de détection des diffusions, donc l'efficacité de détection, tout en minimisant les incertitudes sur les cônes de diffusion.

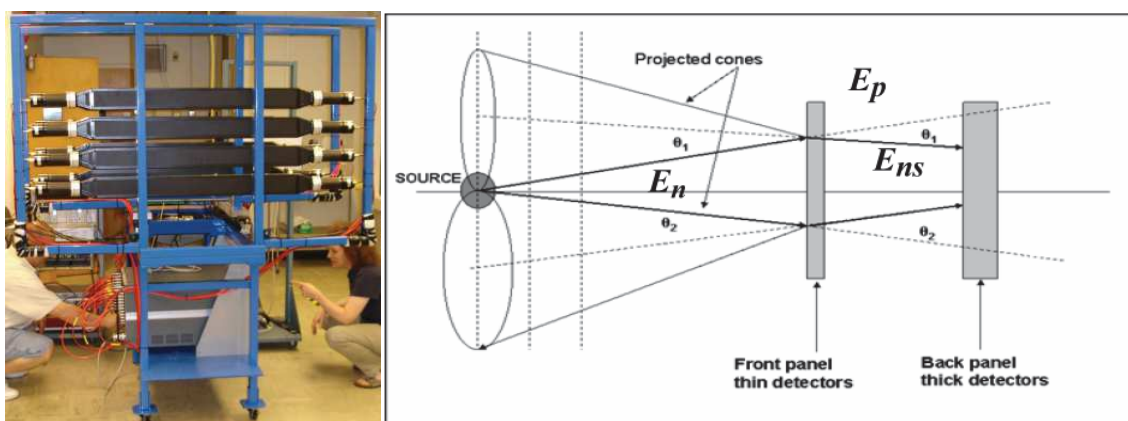


Figure 1.5 : À gauche : second prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique du *Brookhaven National Laboratory* ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement [9].

La figure 1.6 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus avec ce prototype lors de la première campagne de mesures [9]. Pour ces acquisitions, seulement trois barres de chaque plan avaient été étalonnées et ont donc été utilisées. La source de ^{252}Cf a été placée à différentes positions par rapport à l'axe central du détecteur.

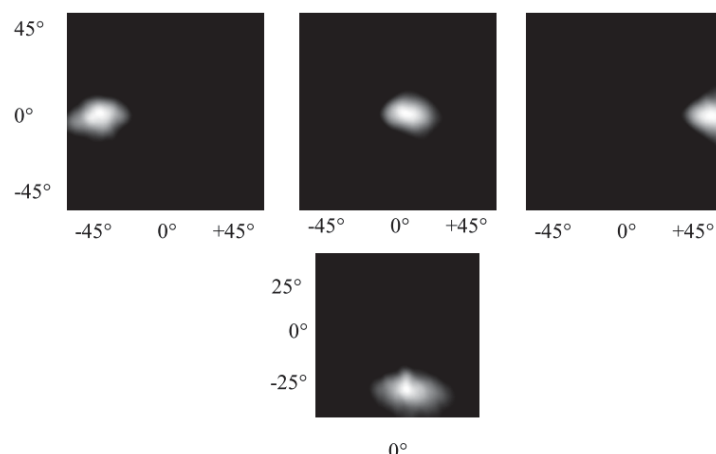


Figure 1.6 : Images neutroniques d'une source de ^{252}Cf placée à différents positions (durées, émissions neutroniques et positions non précisées) [9].

Lors d'une seconde et dernière campagne de mesure [10], les quatre barres de chaque plan ont été utilisées et le système a été testé avec des distances plus importantes (33 m et 100 m). La figure 1.7 présente le résultat obtenu avec une source de ^{252}Cf placée à 33 mètres.



Figure 1.7 : À gauche : déploiement du prototype d'imageur neutronique du Brookhaven National Laboratory ; à droite : image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à une distance de 33 m (durées et émissions neutroniques non précisées) [10].

Le *Sandia National Laboratory* et l'Université du New Hampshire [11] ont également réalisé en 2006 un prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique. Les composants de cet imageur sont identiques à ceux de l'imageur neutronique du *Brookhaven National Laboratory*, comme le montre la figure 1.8 : deux plans de quatre scintillateurs organiques liquides sont couplés à des tubes photomultiplicateurs. La différence principale entre les deux imageurs neutroniques se situe au niveau de l'agencement spatial des scintillateurs.

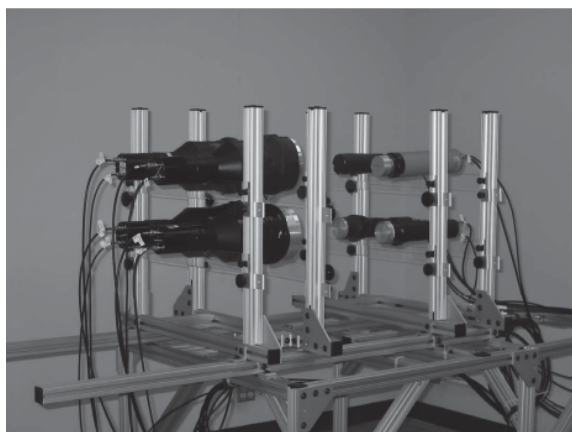


Figure 1.8 : Prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique du *Sandia National Laboratory* [11].

La figure 1.9 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus avec ce prototype pour une source d'AmBe placée à deux positions différentes.

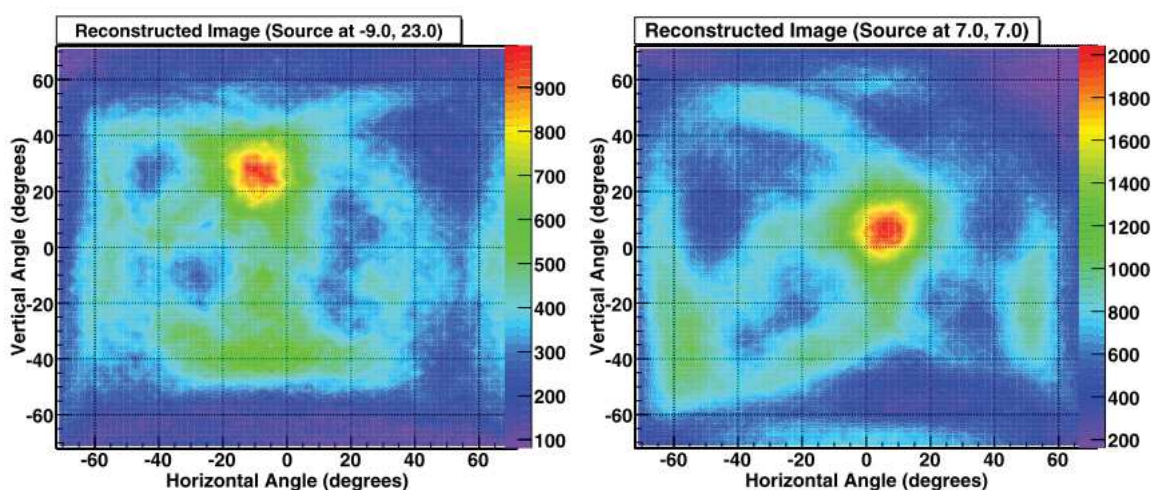


Figure 1.9 : À gauche : image neutronique d'une source d'AmBe placée à $\{-9^\circ ; 23^\circ\}$; à droite : à $\{7^\circ ; 7^\circ\}$ (durées et émissions neutroniques non précisées) [11].

De 2007 à 2011, le *Sandia National Laboratory* a développé de nouveaux prototypes d'imageurs neutroniques par diffusion élastique en augmentant le nombre de scintillateurs et en modifiant très légèrement leur agencement dans les deux plans : 4×7 [12], 12×12 [13, 14] et 16×16 [15, 16]. En 2014, le *Sandia National Laboratory* a présenté un prototype d'imageur neutronique relativement compact (90 cm de hauteur, 40 cm de diamètre et une masse de 40 kg) [1, 17] présenté sur la figure 1.10. Le système est composé de seize scintillateurs organiques liquides couplés à des tubes photomultiplicateurs et agencés pour permettre d'acquérir une image sur 360° . La conception du système a été optimisée pour de l'imagerie et de la spectrométrie neutronique mais ce prototype est également capable de fonctionner comme une caméra gamma à effet Compton.

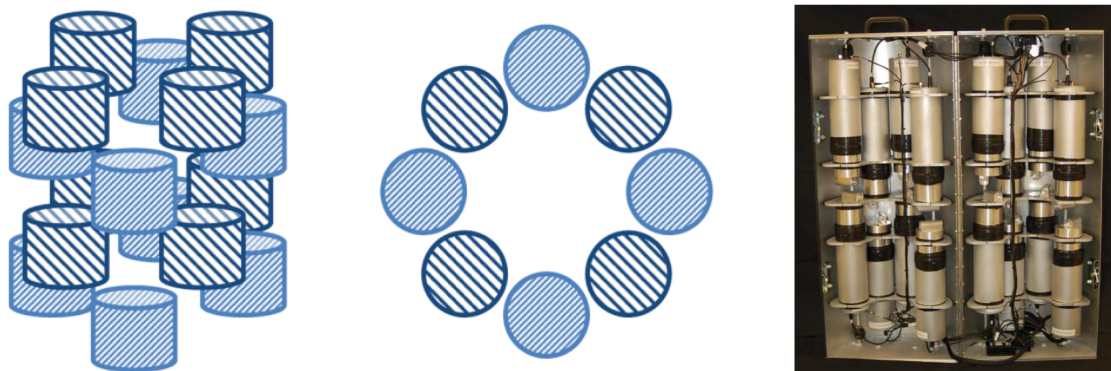


Figure 1.10 : De gauche à droite : schémas présentant l'agencement des scintillateurs et second prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique développé par le *Sandia National Laboratory* [1] (pour aider la représentation spatiale de l'agencement des scintillateurs, deux motifs ont été utilisés mais il n'existe pas de différences entre les scintillateurs).

La figure 1.11 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus avec ce prototype pour une source de ^{252}Cf . La source a été placée à deux positions différentes.

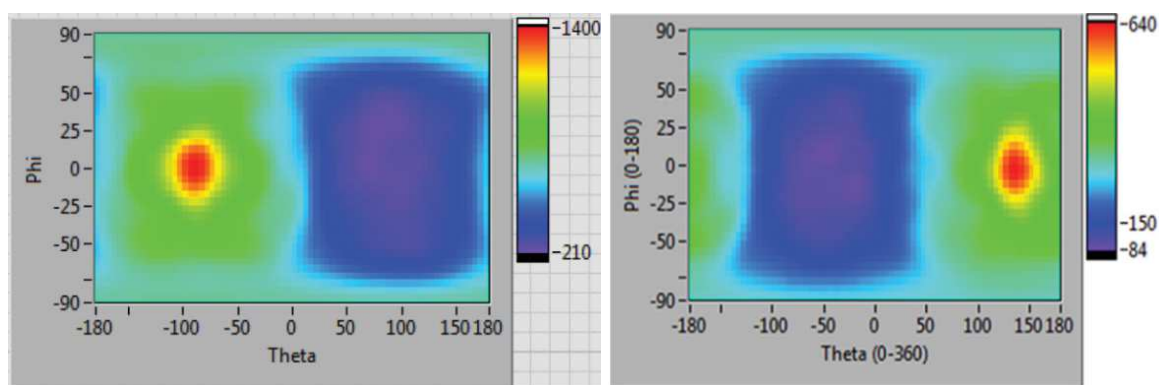


Figure 1.11 : À gauche : image neutronique acquise en 20 min d'une source de ^{252}Cf placée à environ 2 m à -90° ; image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à plusieurs mètres à -135° (émissions neutroniques non précisées) [1].

Les derniers travaux de recherche [18] du *Sandia National Laboratory* en partenariat avec l'Université de Caroline du Nord concerne un modèle compact ($20 \times 20 \times 20 \text{ cm}^3$) d'imageur neutronique par diffusion élastique présenté sur la figure 1.12 mais n'ont pas encore abouti à un prototype. Ce système serait constitué d'un réseau de 20×20 colonnes de scintillateurs plastiques dont les deux faces seraient reliées optiquement à des photomultiplicateurs plans : MCP-PM (pour l'anglais *Micro-Channel Plate PhotoMultiplier*) ou SiPM.

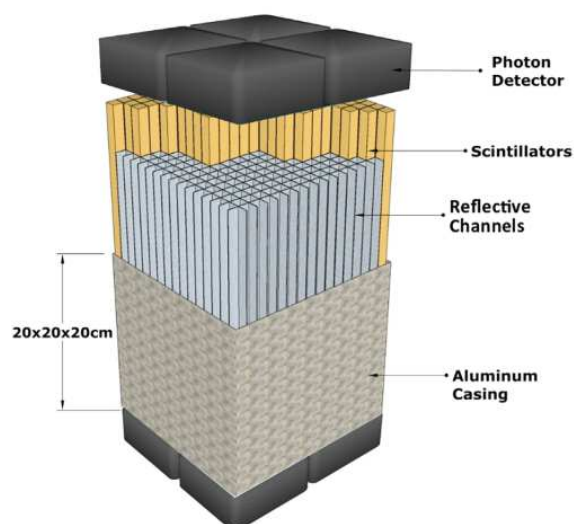


Figure 1.12 : Modèle d'imageur neutronique par diffusion élastique du *Sandia National Laboratory* [18].

L'Université du New Hampshire a poursuivi ses travaux sur les imageurs neutroniques par diffusion élastique de 2007 à 2009 [19–26], principalement en partenariat avec l'Université de Bern et l'Université de Glasgow. Le système, illustré sur la figure 1.13, est constitué de trois scintillateurs organiques liquides sous la forme de barres verticales dont les deux extrémités sont couplées à des tubes photomultiplicateurs.

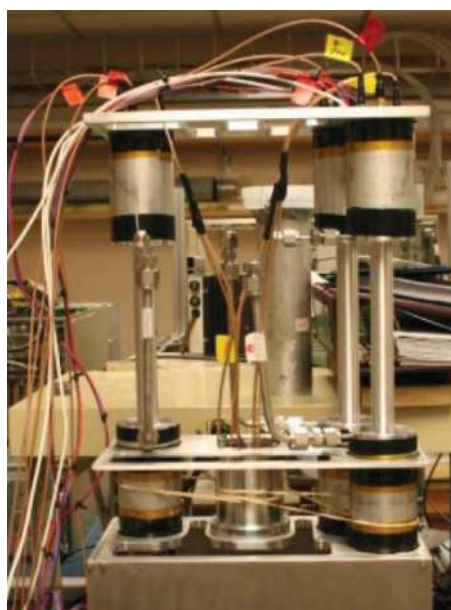


Figure 1.13 : Prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique de l'Université du New Hampshire [24].

La figure 1.14 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus avec ce prototype pour une source de ^{252}Cf (débit d'émission neutronique égal à $1,5 \times 10^7$ neutrons.s $^{-1}$) et de 98 g de plutonium (débit d'émission neutronique égal à $6,3 \times 10^3$ neutrons.s $^{-1}$). La source de ^{252}Cf était placée à environ 3 m avec une durée d'acquisition de 30 h. La durée d'acquisition était de 65 h pour la source de plutonium placée à environ 1 m.

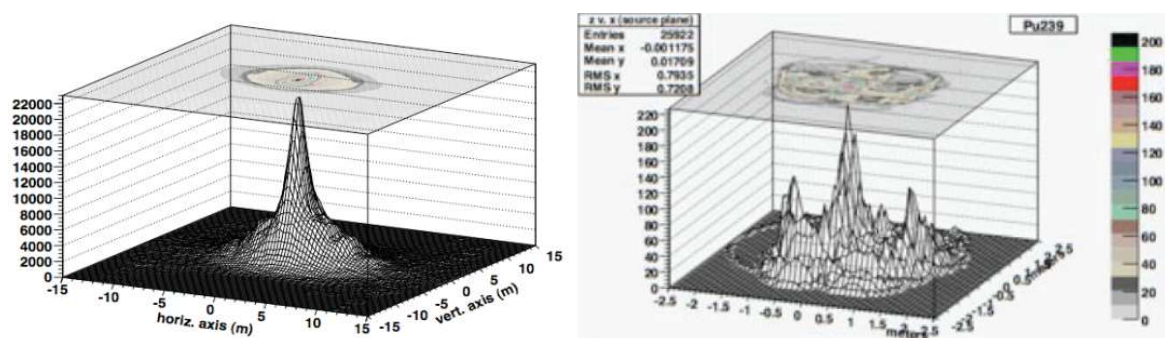


Figure 1.14 : À gauche : image neutronique réalisée en 30 h d'une source de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^7$ neutrons.s $^{-1}$) placée à environ 3 m [25] ; image neutronique réalisée en 65 h d'une source de plutonium ($6,3 \times 10^3$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1 m [23].

L'Université du New Hampshire en partenariat avec la *Michigan Aerospace Corporation* a ensuite développé un premier prototype en 2010 [27] puis un second en 2012 [28, 29] reprenant l'agencement de scintillateurs organiques sous forme de plans. Le système de 2010 était constitué de deux plans de trois scintillateurs organiques liquides et celui de 2012 était constitué de trois plans de trente-cinq scintillateurs couplés à des tubes photomultiplicateurs pour permettre également l'imagerie gamma par effet Compton. Ce dernier système est présenté sur la figure 1.15.

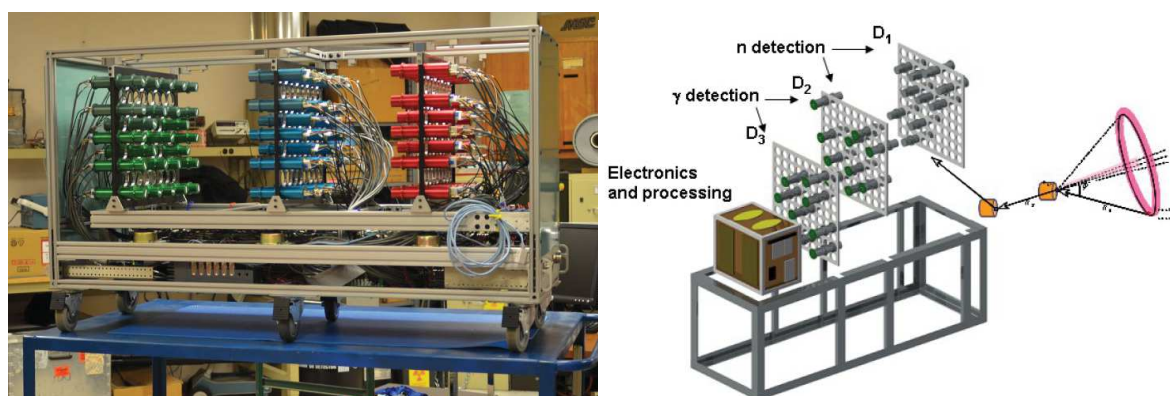


Figure 1.15 : À gauche : prototype d'imageur gamma/neutron par diffusion élastique de l'Université du New Hampshire ; à droite : schéma présentant son principe de fonctionnement [28].

La figure 1.16 présente le résultat obtenu avec une source de ^{252}Cf et une source de ^{137}Cs placées à environ 10 mètres de l'imageur gamma/neutron.



Figure 1.16 : À gauche : déploiement dans une voiture du prototype d'imageur gamma/neutron par diffusion élastique de l'Université du New Hampshire ; à droite : image neutronique d'une source de ^{252}Cf et image gamma d'une source de ^{137}Cs placées à une distance de 10 m superposées à l'image visible (durée et débit d'émission neutronique non précisées) [29].

L'Université du Michigan a également travaillé sur la conception d'imageur gamma/neutron par diffusion élastique, via la présentation d'un premier prototype en 2014 [30]. En 2015, en

partenariat avec *Lainsa-Italia S.R.L.* et le Centre commun de recherche (JRC) de la Commission européenne, un second prototype a été développé [5, 31, 32]. Les deux systèmes proposent des géométries sous forme de plans. Le système de 2010 était constitué de trois plans : deux plans de seize scintillateurs organiques liquides et un plan de seize scintillateurs inorganiques. Le nouveau système de 2015 était constitué d'un plan de seize scintillateurs organiques liquides et d'un plan de seize scintillateurs mixtes inorganiques et organiques liquides couplés à des tubes photomultiplicateurs comme l'illustre la figure 1.17.

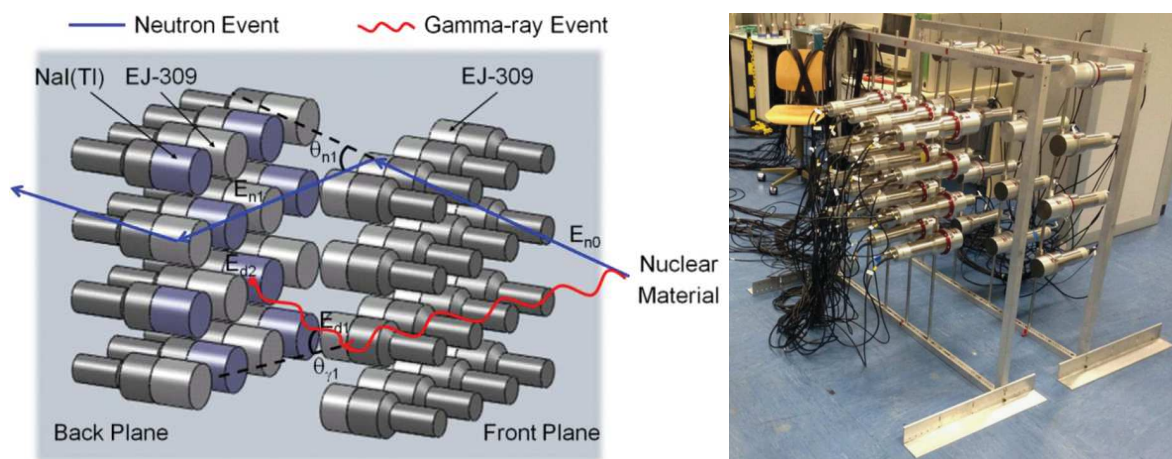


Figure 1.17 : À gauche : schéma présentant le principe de fonctionnement de l'imageur gamma/neutron par diffusion élastique de l'Université du Michigan ; à droite : le prototype [31].

La figure 1.18 présente le résultat obtenu avec une source de ^{252}Cf (à gauche) et trois sources neutroniques différentes (à droite). La source de ^{252}Cf avait un débit d'émission neutronique de $1,24 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$ et était placée à 1,8 m du prototype ; la durée d'acquisition était de 350 min (~6 h). Les trois sources neutroniques différentes étaient du plutonium ($5,2 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$), du ^{252}Cf (3×10^5 neutrons.s $^{-1}$) et de l'AmBe (1×10^6 neutrons.s $^{-1}$). Elles étaient placées dans trois positions distinctes et à environ 2 m du prototype. La durée d'acquisition était de 850 min (~14 h).

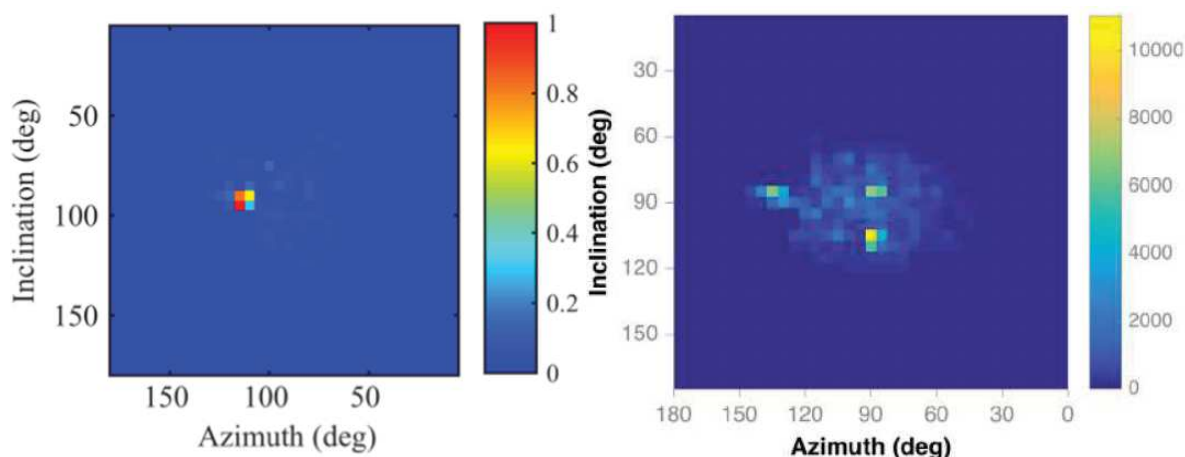


Figure 1.18 : À gauche : image neutronique réalisée en 6 h d'une source de ^{252}Cf ($1,24 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1,8 m [5] ; à droite : image neutronique réalisée en 14 h de trois sources, du plutonium ($5,2 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) à {90° ; 85°}, du ^{252}Cf (3×10^5 neutrons.s $^{-1}$) à {90° ; 109°} et de l'AmBe (1×10^6 neutrons.s $^{-1}$) à {141° ; 85°} placées à environ 2 m [32].

Le tableau 1.1 récapitule l'ensemble des informations concernant les différents prototypes d'imageurs neutroniques par diffusion élastique.

Centre de recherche	Année	Durée d'acquisition équivalente	Champ de vue	Résolution spatiale	Encombrement hors-tout	Masse	Références associées
<i>Brookhaven National Laboratory</i> <i>Ion Focus Technology</i>	2005	-	-	-	$4,8 \times 10^3 \text{ cm}^3$ ($40 \times 40 \times 30 \text{ cm}^3$)	-	[7, 8]
<i>Sandia National Laboratory</i> Université du New Hampshire	2006	-	140°	12°	$2,5 \times 10^5 \text{ cm}^3$ ($50 \times 50 \times 100 \text{ cm}^3$)	-	[11]
Université du New Hampshire Université de Bern Université de Glasgow	2007	50 h (^{252}Cf)	164°	12°	$1,2 \times 10^4 \text{ cm}^3$ ($20 \times 20 \times 30 \text{ cm}^3$)	-	[19–26]
<i>Brookhaven National Laboratory</i> <i>Ion Focus Technology</i>	2008	-	109°	-	$8,0 \times 10^6 \text{ cm}^3$ ($2 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$)	-	[9, 10]
Université du New Hampshire <i>Michigan Aerospace Corporation</i>	2012	-	153°	10°	$8,6 \times 10^5 \text{ cm}^3$ ($120 \times 90 \times 80 \text{ cm}^3$)	-	[28, 29]
<i>Sandia National Laboratory</i>	2014	-	360°	-	$1,4 \times 10^5 \text{ cm}^3$ ($40 \times 40 \times 90 \text{ cm}^3$)	40 kg	[1]
Université du Michigan	2015	28 min (^{252}Cf)	180°	16°	$2,3 \times 10^6 \text{ cm}^3$ ($150 \times 150 \times 100 \text{ cm}^3$)	-	[5, 31, 32]

Tableau 1.1 : Récapitulatif des imageurs neutroniques par diffusion élastique développés depuis 2005.

1.2. Méthode indirecte de localisation par l'encodage de l'émission neutronique

1.2.1. Principe de l'imagerie neutronique par encodage

L'approche indirecte repose sur un encodage de l'émission neutronique par un collimateur avec une seule ouverture ou un réseau d'ouvertures installé entre le détecteur et la source. Deux méthodes d'encodage sont possibles : l'une propose un encodage spatial et l'autre un encodage temporel.

Il existe plusieurs motifs d'ouverture applicables à l'imagerie neutronique issus des développements en imagerie visible, X et gamma. Les formes d'ouverture principalement utilisées sont les sténopés carrés ou ronds, et dans une moindre mesure la fente et l'ouverture pénombrale. Les imageurs neutroniques se servant d'ouverture pénombrale ont pour principale application l'étude du comportement spatial des échantillons cibles lors d'expériences de fusion par confinement inertiel. Ce type d'imageur neutronique s'apparente plus à un microscope neutron qu'à une caméra neutronique et ne sera par conséquent pas étudié dans le cadre de cette thèse.

Le collimateur avec une seule ouverture sténopé, identique au principe de la *camera obscura* [33] ou de la caméra gamma [34] (également appelé caméra d'Anger [35]), est le moyen le plus simple pour encoder spatialement un flux et réaliser une image. La figure 1.19 illustre le principe de l'imagerie par encodage spatial à l'aide d'une ouverture sténopé appliqué à l'imagerie gamma proposé par H. O. Anger en 1958.

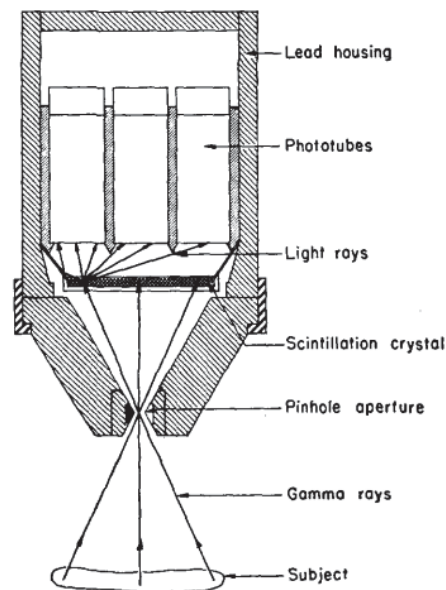


Figure 1.19 : Principe de l'imagerie gamma par encodage spatial à l'aide d'un sténopé [35].

En 1965, un déplacement du collimateur est proposé pour réaliser un encodage temporel d'un flux de rayonnements X [36]. La particularité de ce type d'encodage est que le flux total des photons détectés est indépendant de la résolution spatiale, quelle que soit la finesse de résolution requise. Ce principe est également applicable à l'imagerie neutronique. L'imagerie neutronique par encodage temporel filtre l'émission neutronique dans le temps. Cet encodage temporel peut être réalisé par le déplacement du collimateur mais également du détecteur. L'émission neutronique encodée est enregistrée par un détecteur qui doit au minimum être capable de dater les interactions mais dont la pixellisation n'est pas forcément nécessaire. La figure 1.20 illustre le principe de

l'imagerie X et gamma par encodage temporel à l'aide d'une fente applicable à l'imagerie neutronique.

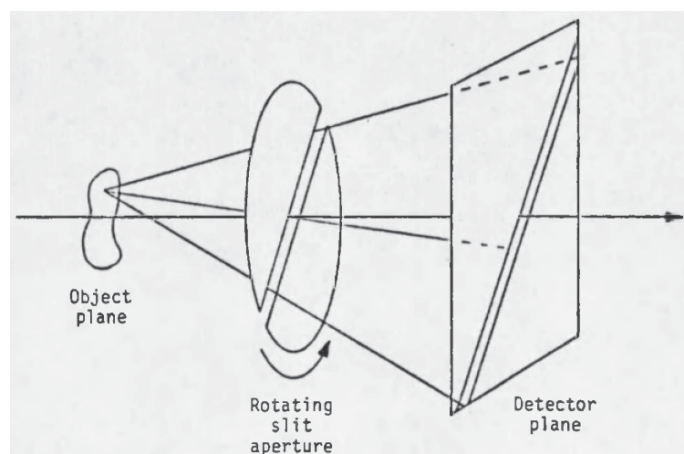


Figure 1.20 : Principe de l'imagerie X et gamma par encodage temporel à l'aide d'une fente [37].

En 1968, l'introduction des masques codés pour l'imagerie par encodage spatial de rayons X et de photons gamma a été proposée en remplacement du sténopé pour permettre d'améliorer la sensibilité et le champ de vue tout en gardant une bonne résolution spatiale [38, 39]. Un masque codé correspond à un collimateur multi-trous dont le motif peut être défini soit aléatoirement, soit mathématiquement. Le principe des masques codés peut être étendu à l'imagerie neutronique. L'imagerie neutronique par encodage spatial filtre l'émission neutronique dans l'espace, le flux neutronique n'est alors plus homogène. Ce contraste de flux est ensuite enregistré par des détecteurs pixélisés localisant la position des interactions. Une image brute de la projection du motif du masque codé est alors acquise et est ensuite décodée à l'aide d'un algorithme dédié afin de permettre la localisation de la source émettrice de neutrons [40]. La figure 1.21 illustre le principe, appliqué à l'imagerie X et gamma, de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé.

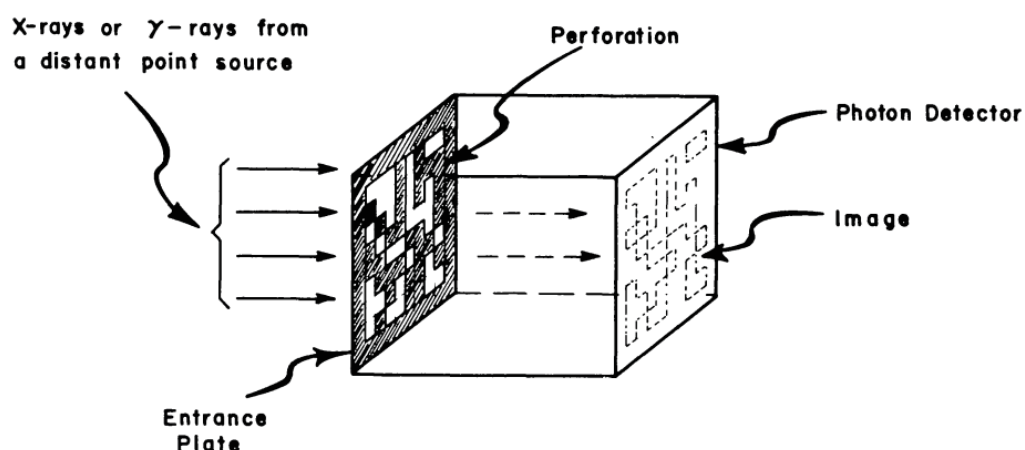


Figure 1.21 : Principe de l'imagerie X et gamma par encodage spatial à l'aide d'un masque codé [38].

La méthode classique permettant la reconstruction de l'image est un algorithme analytique de déconvolution. Elle reconstruit une image directement à partir d'une convolution de la réponse brute du détecteur (matrice réponse représentant la projection du motif temporel ou spatial dans le détecteur) et d'une fonction de décodage sous la forme d'une matrice représentative du motif du masque. Dans son cas d'application le plus simple, la méthode de déconvolution est appelée la méthode d'intercorrélation car la matrice de décodage correspond à la matrice d'encodage, *i.e.* le motif du masque. Elle n'est possible que pour certains motifs. Il existe d'autres méthodes de déconvolution en fonction du motif utilisant par exemple les transformées de Fourier ou les fonctions d'onde de Fresnel [41]. Par ailleurs, les méthodes itératives de reconstruction listées pour l'imagerie neutronique par diffusion élastique sont également applicables à l'imagerie neutronique par encodage.

Les performances d'un imageur neutronique par encodage dépendent essentiellement du motif et des dimensions du collimateur, du détecteur et de la position relative de ces deux éléments. Comme pour l'imagerie neutronique par diffusion élastique, le choix de la méthode de reconstruction a également un fort impact sur les performances de l'imageur neutronique.

1.2.2. Historique et état de l'art des imageurs neutroniques par encodage

En 1981, le *National Bureau of Standards* réalise le premier imageur neutronique par encodage à l'aide d'un sténopé [42]. Le système était constitué d'un sténopé rond de 2 mm de diamètre percé dans une feuille de 1,6 mm de cadmium séparée de 50 cm d'un compteur proportionnel à ^3He sensible à une dimension spatiale. La figure 1.22 présente un schéma de ce système. Pour obtenir une image en deux dimensions, la chambre d'ionisation a été déplacée au cours de la mesure. Il s'agit donc d'un imageur par encodage spatial et temporel. La mesure a été réalisée avec un accélérateur linéaire irradiant une cible de tungstène générant un flux de neutrons rapides, ainsi qu'un important flux de photons. Un bloc de plomb a été installé entre la cible et le détecteur pour atténuer ce dernier. Le compteur proportionnel à ^3He étant sensible aux neutrons thermiques, un bloc de polyéthylène dopé au bore a été placé entre la source de neutrons rapides et le détecteur pour thermaliser le flux de neutrons rapides.

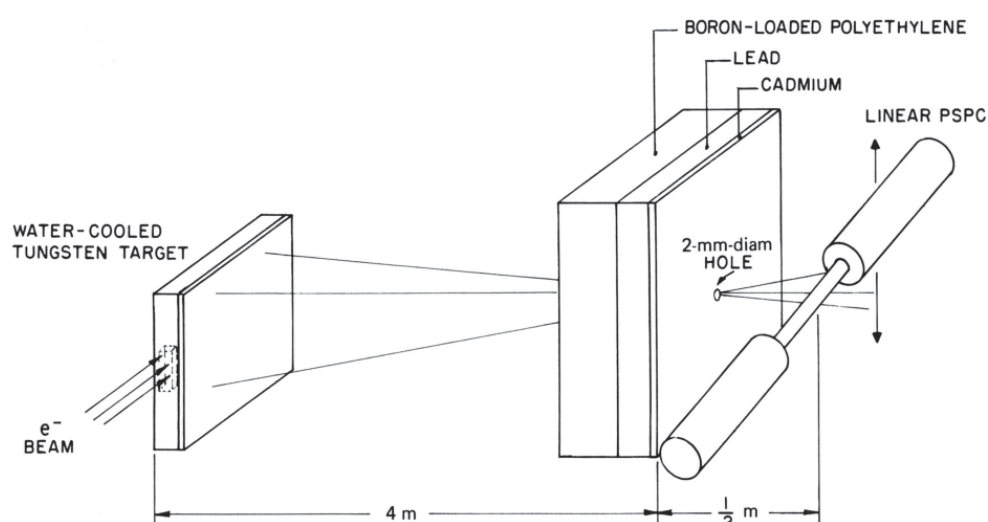


Figure 1.22 : Schéma présentant le principe de fonctionnement d'un prototype d'imageur neutronique par encodage à l'aide d'un sténopé du *National Bureau of Standards* et d'une chambre d'ionisation sensible à une dimension réalisant l'image d'un accélérateur linéaire irradiant une cible de tungstène placée à 4 m du collimateur [42].

La figure 1.23 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus lorsque le prototype a été exposé à un accélérateur linéaire irradiant une cible de tungstène placée à 4 m du collimateur.

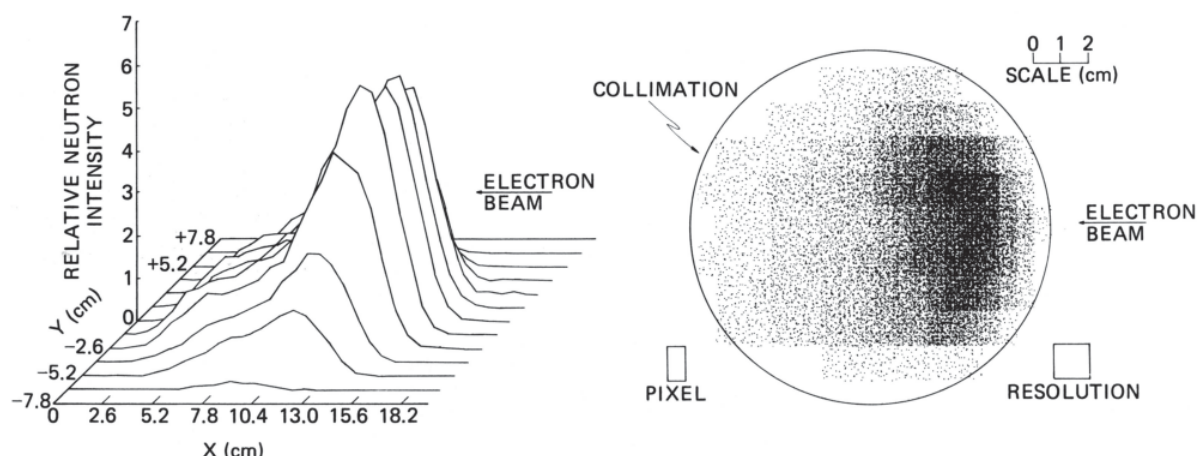


Figure 1.23 : À gauche : profil 3D neutron d'un accélérateur linéaire irradiant une cible de tungstène placé à 4 m ; à droite : image neutronique (durée et débit d'émission neutronique non précisées) [42].

En 1995, le *Brookhaven National Laboratory* proposait deux imageurs neutroniques par encodage [43]. Le premier prototype était très similaire à celui de l'imageur neutronique du *National Bureau of Standards* : un sténopé et un compteur proportionnel à ^3He sensible à une dimension spatiale déplacé au cours de l'acquisition. Ce premier prototype du *Brookhaven National Laboratory* était donc également un imageur par encodage spatial et temporel. L'unique différence entre ces deux imageurs neutroniques se situe au niveau du type d'ouverture du sténopé, celui du *Brookhaven National Laboratory* était une fente. Le deuxième prototype était un imageur par encodage spatial. Il était constitué d'une matrice de compteurs proportionnels à ^3He sensible à une dimension spatiale couplée avec soit un sténopé en forme de fente, soit un masque codé URA (pour l'anglais *Uniformly Redundant Array*) 5×7 . Le principe de fonctionnement du deuxième prototype d'imageur neutronique est présenté sur la figure 1.24.

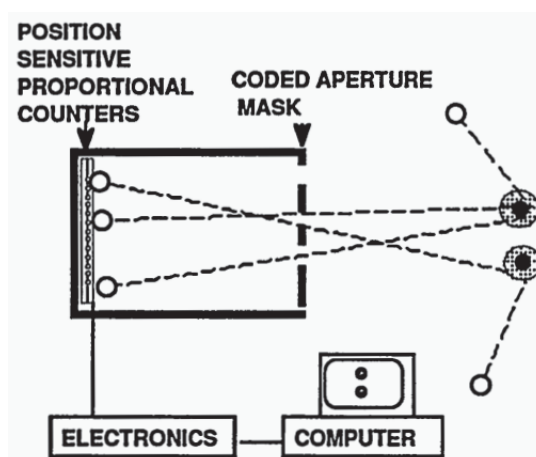


Figure 1.24 : Schéma présentant le principe de fonctionnement du prototype d'imageur neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du *Brookhaven National Laboratory* [43].

La figure 1.25 présente le résultat obtenu avec une source de ^{252}Cf placée dans un cylindre de polyéthylène (figure de gauche) et placée entre deux blocs de polyéthylène faisant alors office de sources secondaires de neutrons thermiques (figure de droite). La source de ^{252}Cf avait un débit

d'émission neutronique d'environ 10^6 neutrons.s⁻¹ ; les durées d'acquisition étaient de quelques minutes.



Figure 1.25 : À gauche : image neutronique réalisée en quelques minutes d'une source de ^{252}Cf ($\sim 10^6$ neutrons.s⁻¹) dans un cylindre de polyéthylène ; à droite : image neutronique réalisée en quelques minutes d'une source de ^{252}Cf ($\sim 10^6$ neutrons.s⁻¹) placée entre deux blocs de polyéthylène (distance entre la source et l'imageur non précisées) [42].

Le *Brookhaven National Laboratory* a ensuite continué d'améliorer les performances de son prototype d'imageur neutronique par encodage spatial en réalisant de nouveaux masques URA 31×29 [44] et MURA (pour l'anglais *Modified Uniformly Redundant Array*) 19×19, 31×31 et 47×47 [44]. Une vue des composants internes et un exemple de déploiement sont montrés en figure 1.26.

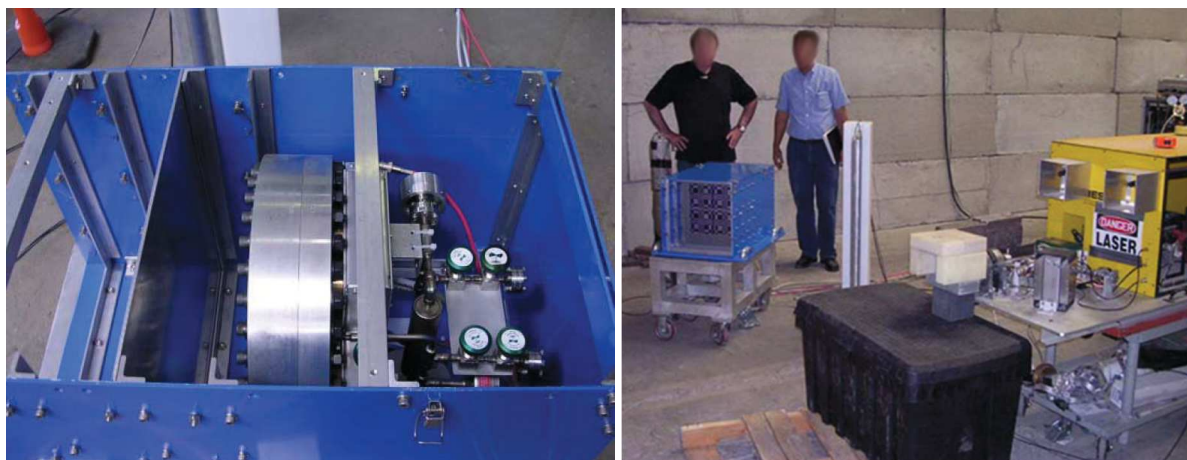


Figure 1.26 : À gauche : vue des composants internes du prototype d'imageur neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du *Brookhaven National Laboratory* ; à droite : exemple de déploiement [46].

La figure 1.27 présente le résultat obtenu avec une source d'uranium appauvri irradié par un faisceau de photons très énergétiques (jusqu'à 20 MeV) placé à 2,4 m. Ces photons peuvent induire des réactions de photofission des noyaux d'uranium émettant alors des neutrons prompts et retardés. Le prototype d'imageur neutronique est configuré pour enregistrer les neutrons retardés. Ce résultat a été obtenu à partir de la détection d'environ 1000 de ces neutrons thermalisés par du polyéthylène.

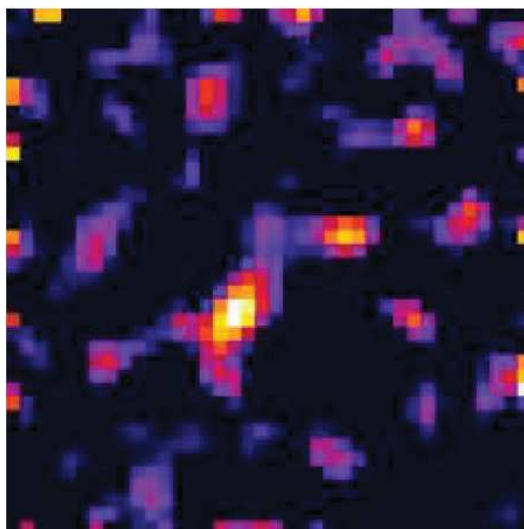


Figure 1.27 : Image neutronique réalisée avec environ 1000 neutrons retardés émis par un échantillon d'uranium appauvri irradié par un faisceau de photons et placé à 2,4 m (durée et débit d'émission neutronique non précisées) [47].

Les derniers développements du *Brookhaven National Laboratory* datent de 2014 et présentent l'adaptation d'un nouveau détecteur neutron sensible à deux dimensions spatiales à l'imagerie neutronique [48]. Le détecteur consiste en une chambre d'ionisation remplie d' ^3He dans laquelle les charges sont collectées par une matrice de 48×48 anodes. Un prototype de cette chambre d'ionisation est présenté en figure 1.28. Un premier résultat réalisé avec ce prototype et un masque MURA 19×19 est montré en figure 1.29.

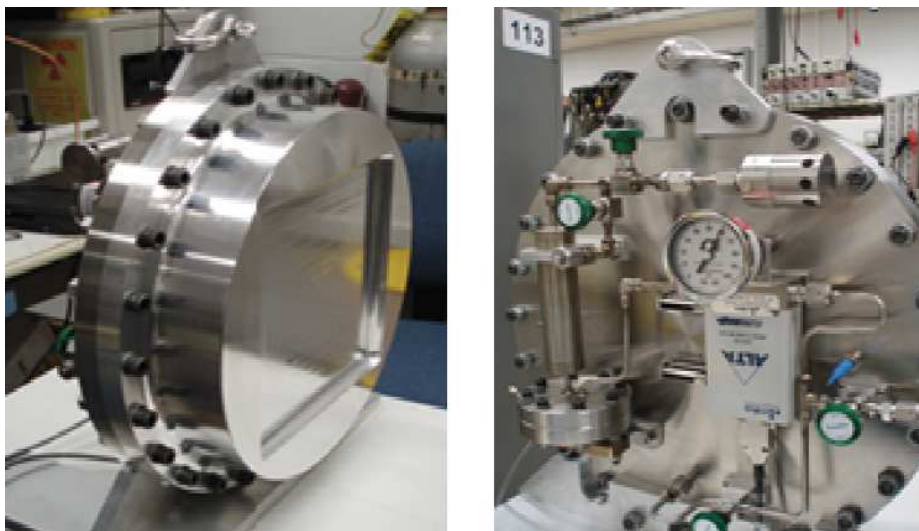


Figure 1.28 : Assemblage du prototype du détecteur neutron sensible à deux dimensions spatiales du *Brookhaven National Laboratory* [48].

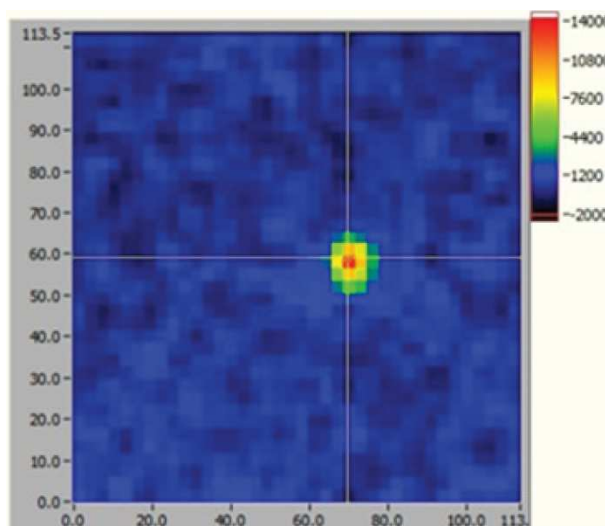


Figure 1.29 : Image neutronique d'une source de ^{252}Cf (durée, débit d'émission neutronique et distance entre la source et l'imageur non précisées) [48].

En 2009, une collaboration entre l'Université du Michigan et l'*Air Force Institute of Technology* a modifié l'imageur de rayons X et de photons gamma, RMC (pour l'anglais *Rotationally Modulated Collimator*) pour permettre d'imager des sources émettrices de neutrons thermiques [49]. Deux types de matériaux (cadmium et résine époxy dopée au bore) pour le masque et une combinaison de compteurs proportionnels (^3He et BF_3) pour le détecteur neutron ont été étudiés. La figure 1.30 présente une des configurations étudiées (à gauche) et le principe de fonctionnement (à droite).

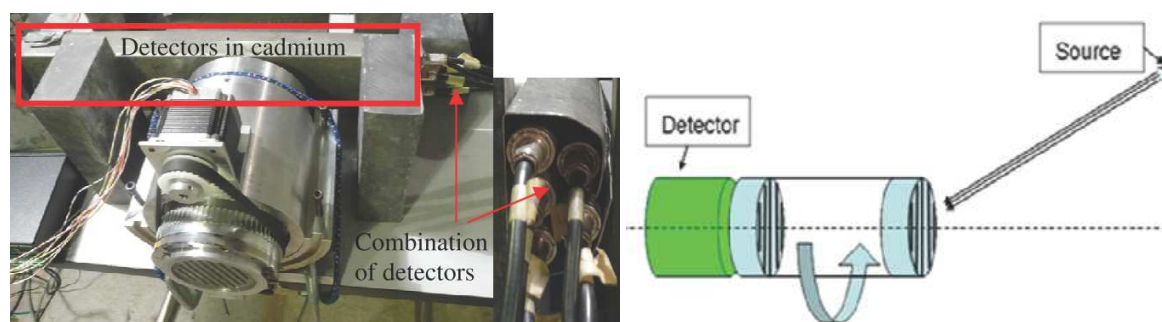


Figure 1.30 : À gauche : prototype d'imageur neutronique par encodage temporel à l'aide de fentes de l'Université du Michigan ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement [49].

La figure 1.31 montre les résultats obtenus en 3 h avec une source de PuBe ($1,2 \times 10^5 \text{ neutrons.s}^{-1}$) placée à 2,1 m et à deux positions différentes avec les deux détecteurs. À gauche, l'image a été obtenue avec le compteur proportionnel à BF_3 et celle de droite avec celui à ^3He . La fonction de transmission utilisée pour la reconstruction des images se répète après 180° à cause de l'invariance par rotation de 180° de masque utilisé. Cela explique la symétrie centrale des images et l'apparition en double de la source.

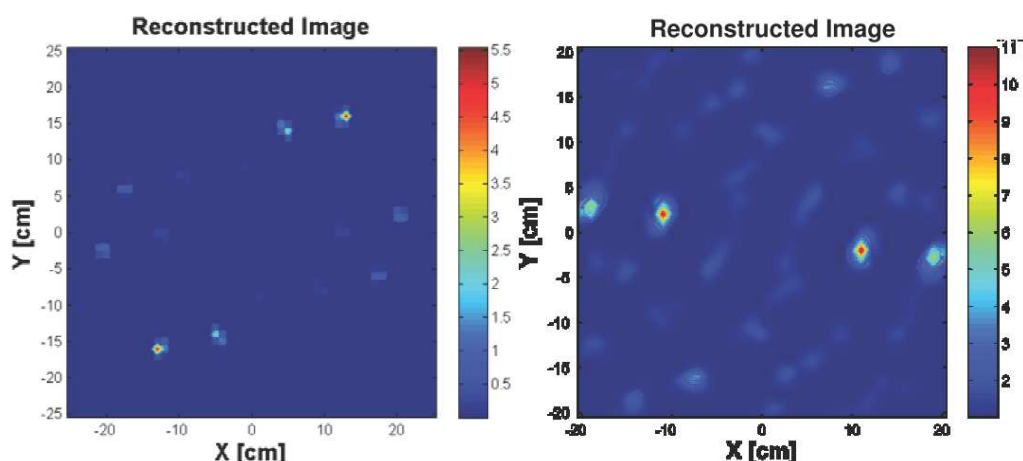


Figure 1.31 : À gauche : image neutronique réalisée en 3 h avec un compteur proportionnel à BF_3 d'une source de PuBe ($1,2 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) placée à 210 cm à {15 cm ; 15 cm} ; à droite : avec un compteur proportionnel à ^3He à {10 cm ; 0 cm} [49].

En 2011, l'Université de Lancaster a présenté un prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'un collimateur cylindrique rond [50]. Le système était constitué d'un collimateur en tungstène et d'un scintillateur organique liquide. Le système était monté sur un bâti motorisé et était déplacé selon deux dimensions au cours de l'acquisition. Le principe de fonctionnement est illustré en figure 1.32. Deux géométries ont été testées pour le collimateur et sont montrées en figure 1.33.

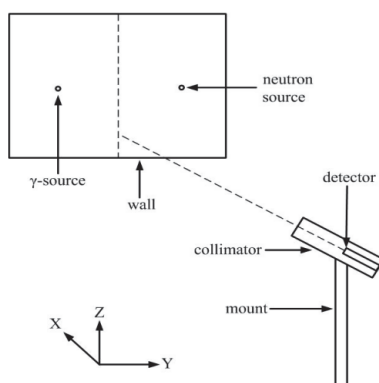


Figure 1.32 : Schéma présentant le principe de fonctionnement d'un imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'un sténopé de l'Université de Lancaster [51].



Figure 1.33 : À gauche : collimateur large en tungstène de 10 cm de diamètre extérieur, de 5 mm d'épaisseur et de 43 cm de longueur ; à droite : collimateur étroit en tungstène de 5,7 cm de diamètre extérieur, de 10 mm d'épaisseur et de 25 cm de longueur [51].

La figure 1.34 montre un résultat obtenu avec le collimateur large avec une source d'AmBe ($2,5 \times 10^6$ neutrons. s^{-1}) placée à 1,5 m ; la durée d'acquisition était d'environ 35 min. Les données ont

été enregistrées pour un total de 35 positions (5 en élévation et 7 en azimuth) et pour chaque position pendant 1 min.

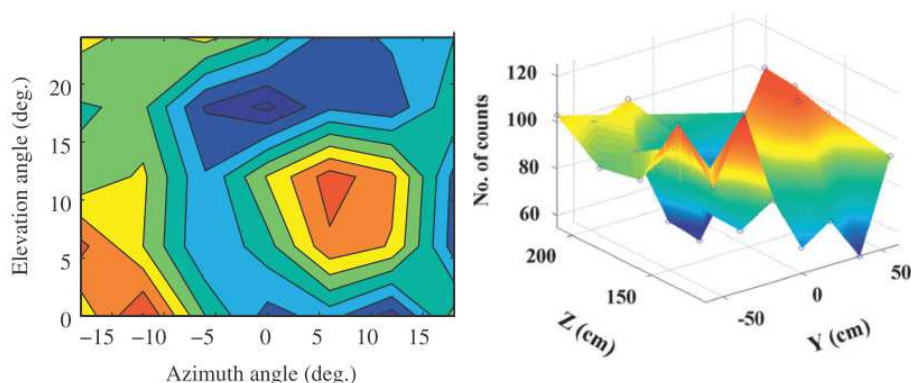


Figure 1.34 : À gauche : image neutronique réalisée avec le collimateur large en 35 min d'une source d'AmBe ($2,5 \times 10^6$ neutrons.s⁻¹) placée à 1,5 m ; à droite : profil 3D neutron [50].

En 2012, l'Université de Lancaster en partenariat avec *Create Technologies Ltd* (Createc) a remplacé le collimateur cylindrique rond par un collimateur avec une fente [52]. Celle-ci est déplacé au cours de l'acquisition selon un motif particulier pour permettre un encodage temporel du flux de neutrons. Un exemple de motif de ce balayage est montré en figure 1.35. Une implémentation du système d'imagerie gamma et neutronique est présenté en figure 1.35.

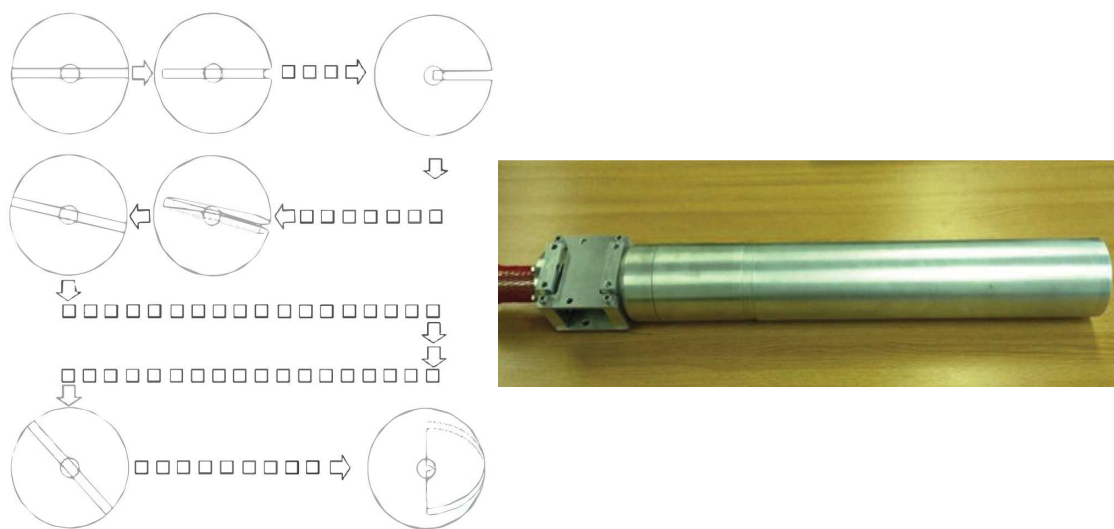


Figure 1.35 : À gauche : exemple de motif du balayage de la fente [52] ; à droite : implémentation du prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'une fente de l'Université de Lancaster et de Createc [52].

La figure 1.36 montre un résultat obtenu en 4 h avec ce prototype.

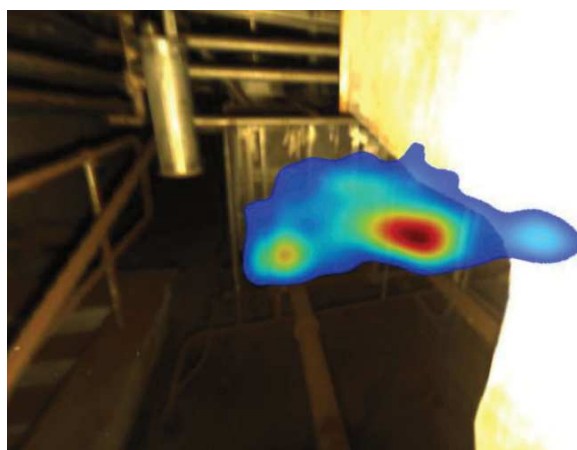


Figure 1.36 : Image neutronique réalisée en 4 h (débit d'émission neutronique et distance entre la source et l'imageur non précisées) [52].

En 2013, une seconde implémentation du prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'une fente de l'Université de Lancaster et de Createc est présentée [53]. Le collimateur cylindrique avec une fente est en tungstène et le détecteur est un scintillateur organique liquide couplé à un tube photomultiplicateur. En 2014, une demi-sphère en PVC (pour l'anglais *polyvinyl chloride*) est ajoutée au précédent collimateur pour diminuer le bruit [54]. Puis, en 2015, une quatrième version du prototype est développée où la demi-sphère en PVC a été remplacée par un collimateur cylindrique avec une fente en polyéthylène [55]. Le prototype ainsi qu'un schéma illustrant le fonctionnement du collimateur sont présentés sur la figure 1.37.

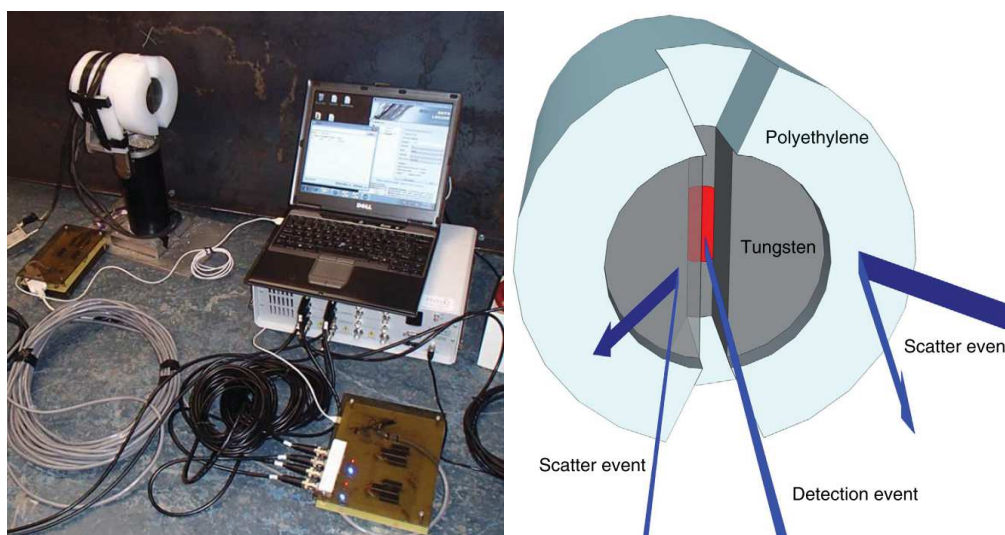


Figure 1.37 : À gauche : déploiement du prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'une fente de l'Université de Lancaster et de Createc [56] ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement du collimateur [55].

La figure 1.38 montre un résultat obtenu en 40 h avec une source de ^{252}Cf ($9,0 \times 10^6$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1,6 m.

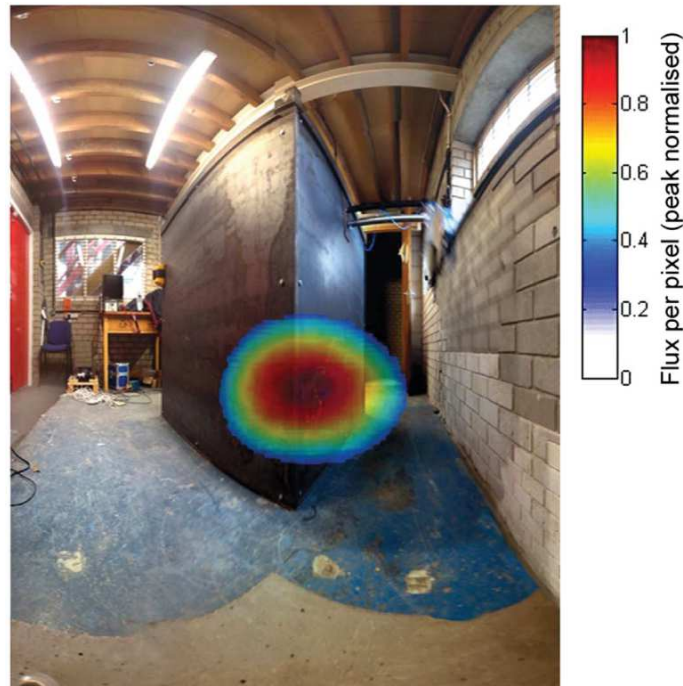


Figure 1.38 : Image neutronique réalisée en 40 h avec une source de ^{252}Cf ($9,0 \times 10^6$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1,6 m [56].

En 2012, le *U.S. Naval Research Laboratory* a développé un prototype d'imageur gamma/neutron par encodage spatial à l'aide d'un masque codé [57]. Le système était constitué d'un masque codé MURA 13×13 en polyéthylène haute densité et en plomb et d'une matrice de 5×6 scintillateurs organiques liquide couplée à un tube photomultiplicateur, visibles sur la figure 1.39.

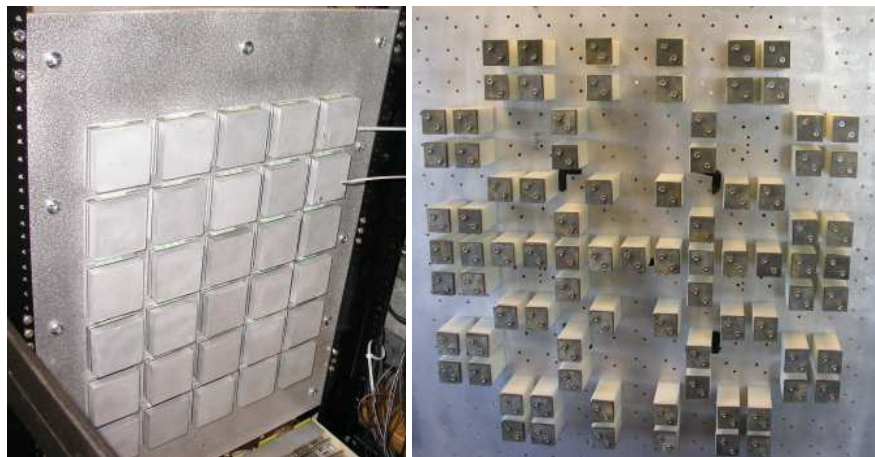


Figure 1.39 : À gauche : matrice de 5×6 scintillateurs organiques liquides couplée à un tube photomultiplicateur ; à droite : masque codé MURA 13×13 en polyéthylène haute densité et en plomb [57].

La figure 1.40 montre un résultat obtenu en 12 h avec une source de ^{252}Cf placée à 5,1 m et face à l'axe central du détecteur.

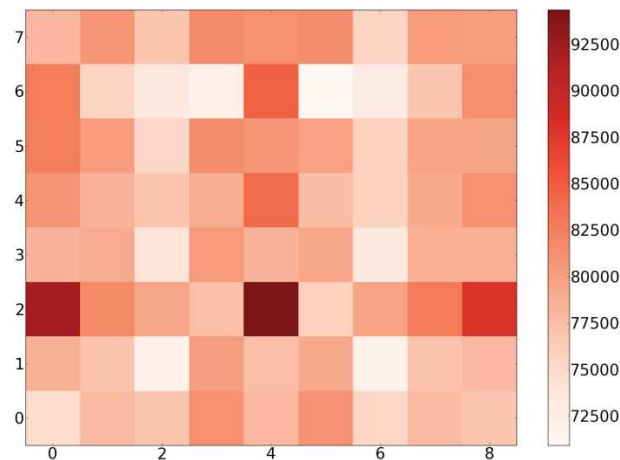


Figure 1.40 : Image neutronique réalisée en 12 h avec une source de ^{252}Cf placée à 5,1 m (débit d'émission neutronique non précisée) [57].

En 2015, un second prototype d'imageur gamma/neutron a été présenté par le *U.S. Naval Research Laboratory* avec un masque pseudo-aléatoire de 12×12 éléments et une matrice de 32 scintillateurs organiques liquides [58] puis en 2017, un troisième, visible sur la figure 1.41, utilisant le même masque codé mais une matrice de 64 scintillateurs organiques liquides [59].

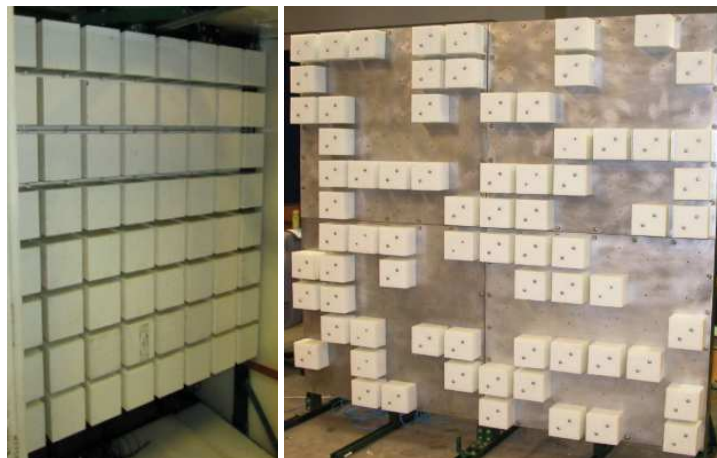


Figure 1.41 : À gauche : matrice de 64 scintillateurs organiques liquides couplée à un tube photomultiplicateur ; à droite : masque pseudo-aléatoire de 12×12 éléments en polyéthylène haute densité [59].

La figure 1.42 montre un résultat obtenu en 10 min avec une source de ^{252}Cf ($4,1 \times 10^4$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 9 m et déplacé d'un pixel à droite de l'axe central du détecteur.

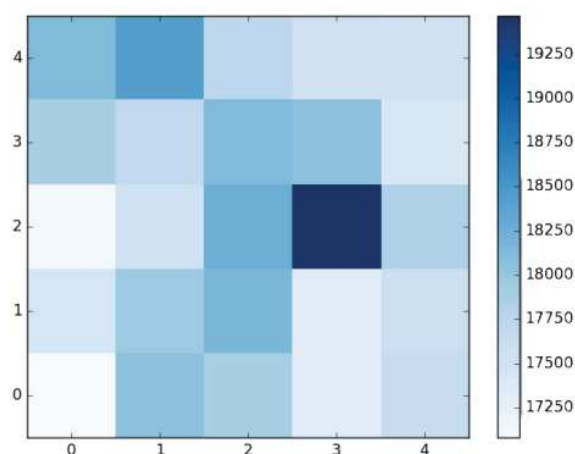


Figure 1.42 : Image neutronique réalisée en 10 min avec une source de ^{252}Cf ($4,1 \times 10^4$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 9 m [59].

Le *Oak Ridge National Laboratory* en collaboration avec le *Sandia National Laboratory* et le *Idaho National Laboratory* a développé en 2012 un prototype d'imageur gamma/neutron par encodage spatial à l'aide d'un masque codé [60]. Le système était constitué d'un masque codé MURA 19×19 en polyéthylène haute densité et d'une matrice de 4×4 modules de détection sensibles à la position. Chaque module de détection était formé d'une grille de 10×10 pixels remplie d'un scintillateur organique liquide et couplée à quatre tubes photomultiplicateurs. Le prototype ainsi qu'un des modules sont présentés sur la figure 1.43.

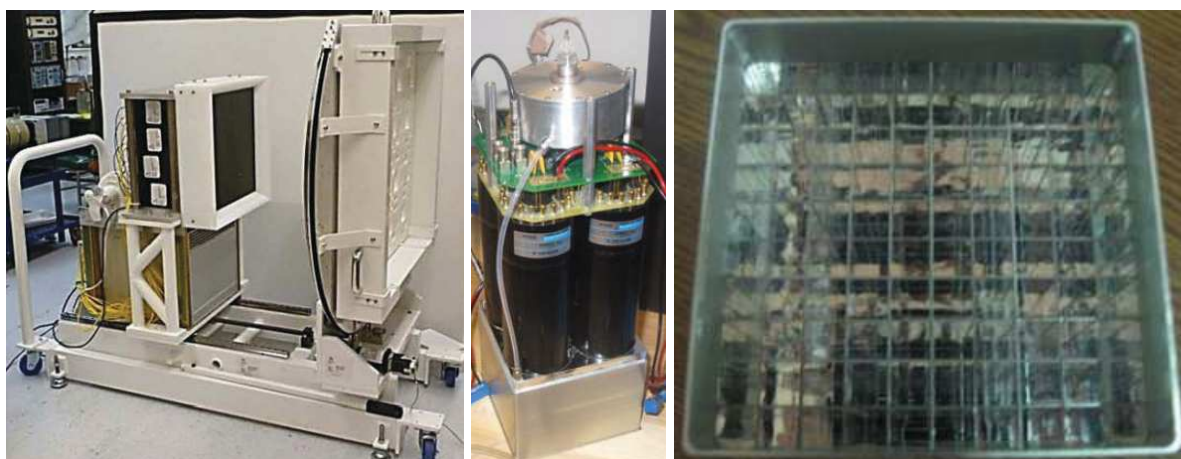


Figure 1.43 : À gauche : prototype d'imageur gamma/neutron par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du *Oak Ridge National Laboratory* [60] ; au milieu : module de détection sensible à la position ; à droite : grille de 10×10 pixels remplie du scintillateur organique liquide [61].

La figure 1.44 montre les résultats obtenus avec un générateur deutérium-tritium (d-t) placé à 1 m et en 2 h avec une source de ^{240}Pu ($\sim 10^5$ neutrons. s^{-1}).

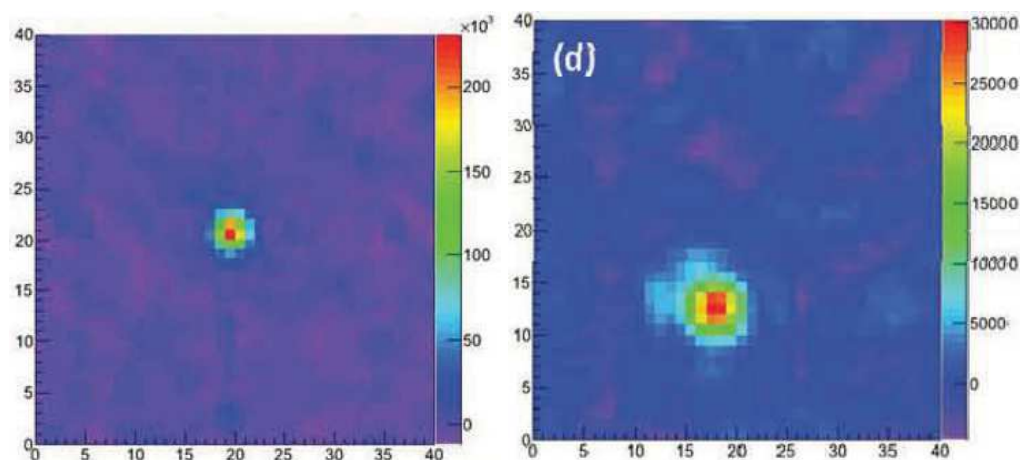


Figure 1.44 : À gauche : image neutronique réalisée avec un générateur d-t placée à 1 m (débit d'émission neutronique non précisée) ; à droite : image neutronique réalisée en 2 h d'une source de ^{240}Pu ($\sim 10^5$ neutrons. s^{-1}) [60].

Puis en 2013, une seconde version plus compacte du prototype est développée par le *Oak Ridge National Laboratory* [62]. Le système était constitué d'un masque codé MURA 11×11 en polyéthylène haute densité et d'une matrice de 3×3 modules de détection sensibles à la position. Chaque module de détection était formé d'une grille de 8×8 pixels remplie d'un scintillateur organique liquide et couplée à quatre tubes photomultiplicateurs. Le prototype ainsi qu'un des modules sont présentés sur la figure 1.45.

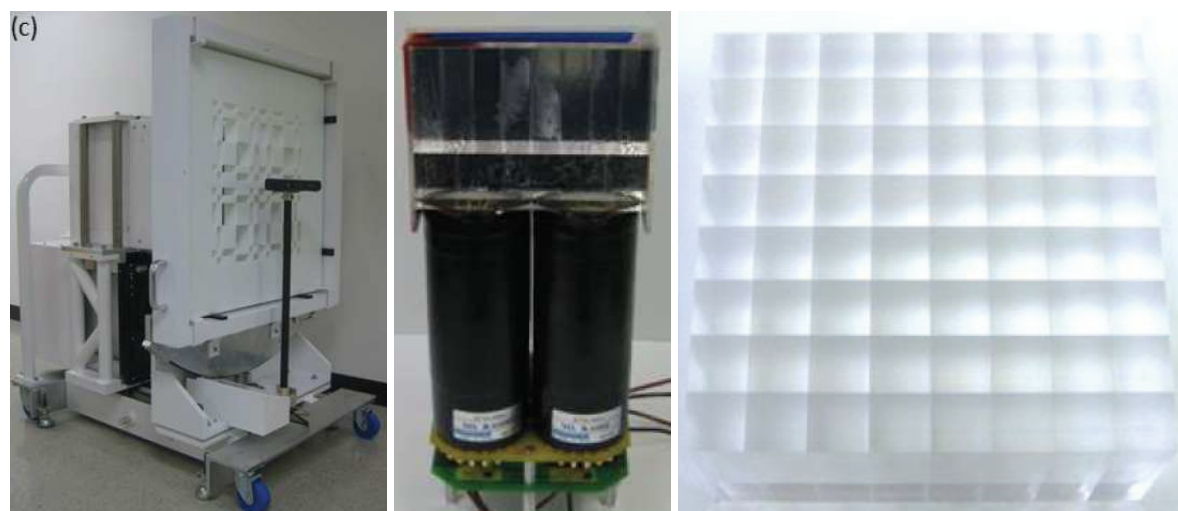


Figure 1.45 : À gauche : second prototype d'imageur gamma/neutron par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du *Oak Ridge National Laboratory* ; au milieu : module de détection sensible à la position ; à droite : grille de 8×8 pixels remplie du scintillateur organique liquide [62].

Pour les mesures réalisées avec ce prototype, l'imageur gamma/neutron a été déployé dans l'objectif d'obtenir une cartographie de l'émission gamma et neutronique. Il a été positionné au niveau de neuf emplacements durant vingt minutes pour une durée totale de durée d'acquisition de 3 h. Les résultats d'imagerie de chaque emplacement ont été combinés pour réaliser une image en profondeur de l'émission gamma et neutronique. La figure 1.46 montre un résultat obtenu avec une

source de ^{252}Cf ($1,1 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) placée à environ 2,3 m et la figure 1.47 avec une multitude de sources de ^{252}Cf dont les émissions neutroniques varient de $2,2 \times 10^4$ neutrons.s $^{-1}$ à $\sim 5 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$ et placée entre 1,8 m et 4 m.

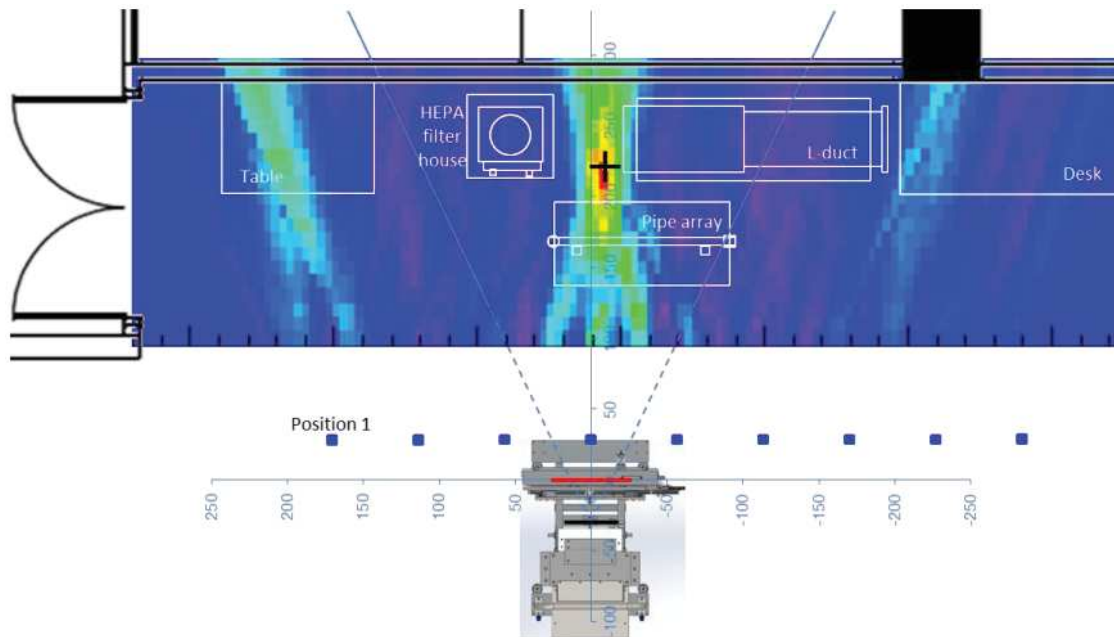


Figure 1.46 : Image neutronique réalisée en 3 h avec une source de ^{252}Cf ($1,1 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) placée à environ 2,3 m [62].

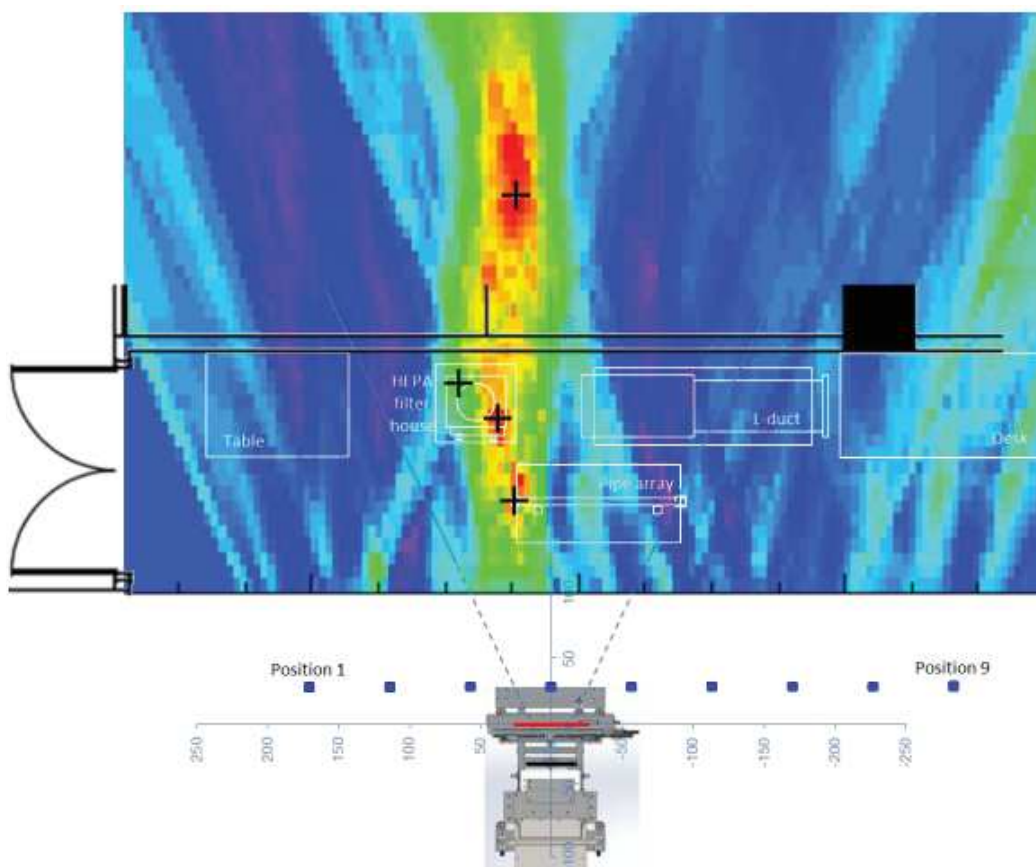


Figure 1.47 : Image neutronique réalisée en 3 h avec une multitude de sources de ^{252}Cf dont les émissions neutroniques varient de $2,2 \times 10^4$ neutrons.s $^{-1}$ à $\sim 5 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$ et placée entre 1,8 m et 4 m [62].

En 2013, *Radiation Monitoring Devices* (RMD) propose une évolution du système d'imagerie gamma Radcam™ où le scintillateur inorganique CsI(Na) a été remplacé par un CLYC ($\text{Cs}_2\text{LiYCl}_6\text{:Ce}$) [63]. Le scintillateur CLYC offre une bonne discrimination entre les neutrons thermiques, les neutrons rapides et les photons gamma. Le système CLYC RadCam-2, illustré sur la figure 1.48, est constitué d'un masque codé MURA 19×19 en tungstène et en cadmium, d'un scintillateur inorganique de type CLYC couplé à un tube photomultiplicateur sensible à la position.

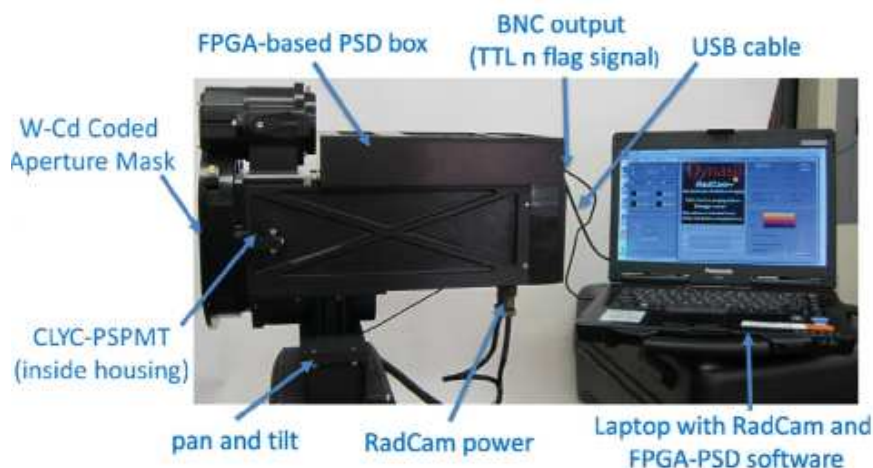


Figure 1.48 : Prototype d'imageur gamma/neutron CLYC RadCam-2 de RMD [64].

La figure 1.49 présente les résultats d'imagerie neutronique obtenus avec le système CLYC RadCam-2 pour une source de ^{252}Cf ($1,7 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) et une source d'AmBe ($6,8 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}). Les sources ont été placées à environ 30 cm du détecteur et la durée d'acquisition est de deux jours.

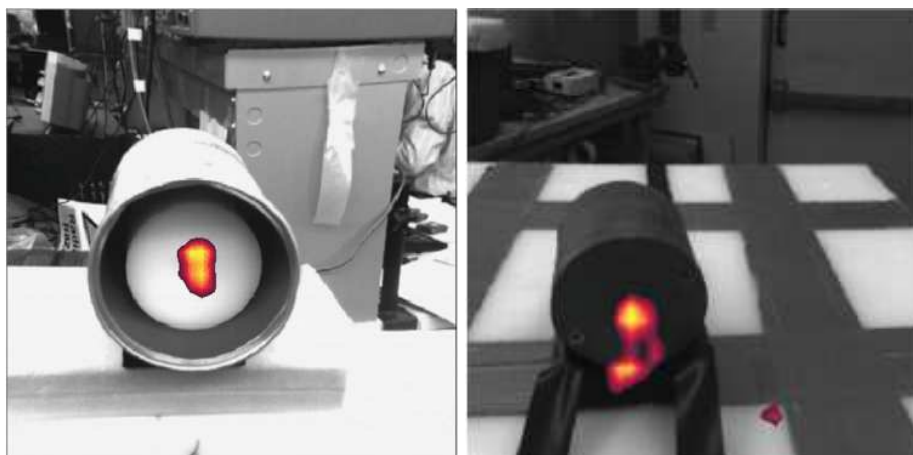


Figure 1.49 : À gauche : image neutronique acquise en 48 h d'une source de ^{252}Cf ($1,7 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) placée à environ 30 cm ; à droite : image neutronique acquise en 48 h d'une source d'AmBe ($6,8 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) placée à environ 30 cm [64].

En 2015, un prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'un masque codé a été développé par le *Sandia National Laboratory* [65]. L'imageur neutronique, visible sur la figure 1.50, est composé d'un masque cylindrique rotatif en polyéthylène à haute densité et de deux scintillateurs organiques liquides couplés à des tubes photomultiplicateurs.

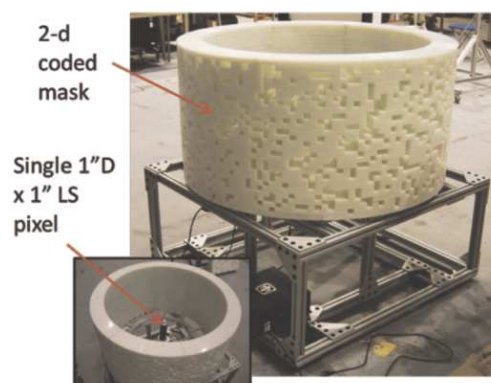


Figure 1.50 : À gauche : prototype d'imageur gamma/neutron à encodage temporel du *Sandia National Laboratory* [65].

La figure 1.51 montre les résultats obtenus en 15 h d'acquisition avec une source de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) placée à 2,0 m du masque codé. La figure 1.52 montre les résultats obtenus en 12 h d'acquisition avec deux sources de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) séparées de 5° et placées à 1,8 m du masque codé.

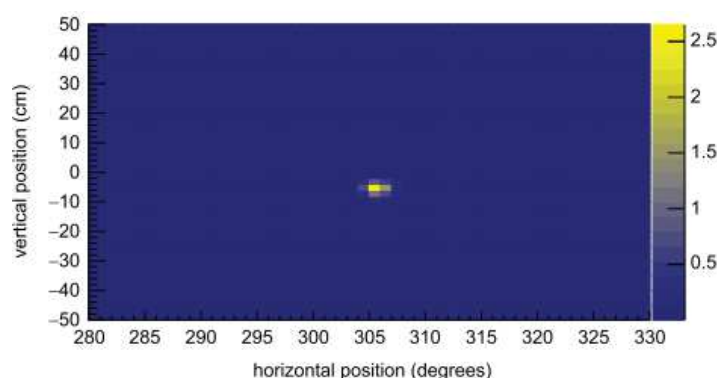


Figure 1.51 : Image neutronique acquise en 15 h d'une source de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) placée à 1,8 m du masque codé et reconstruite avec 30 itérations d'un algorithme de type MLEM (pour l'anglais *Maximum Likelihood Expectation Maximization*) [65].

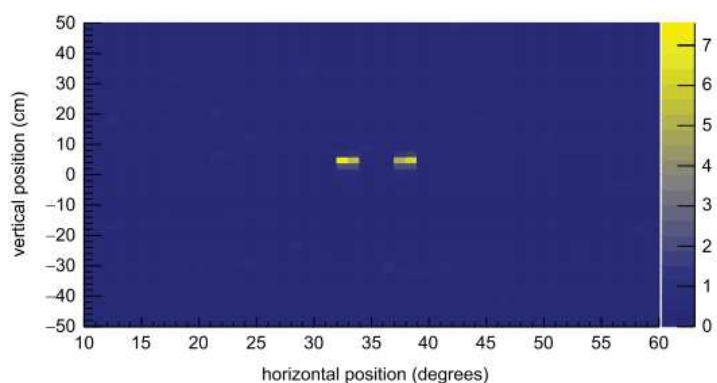


Figure 1.52 : Image neutronique acquise en 12 h de deux sources de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^5$ neutrons. s^{-1}) séparées de 5° et placées à 1,8 m du masque codé et reconstruite avec 250 itérations d'un algorithme de type MLEM [65].

Chapitre 1 : Présentation de l'imagerie neutronique

Le tableau 1.2 récapitule l'ensemble des informations concernant les différents prototypes d'imageurs neutroniques par encodage.

Centre de recherche	Motif d'ouverture	Année	Durée équivalente d'acquisition	Champ de vue	Résolution spatiale	Encombrement hors-tout	Masse	Références associées
National Bureau of Standards	Sténopé	1981	-	56°	1,8°	-	-	[42]
Brookhaven National Laboratory	Masque codé	1995	-	32°	8°	8,0×10 ⁴ cm ³ (40×20×100 cm ³)	-	[43]
Université du Michigan Air Force Institute of Technology	Fentes	2009	5 min (PuBe)	19°	-	-	-	[49]
Université de Lancaster	Sténopé	2011	39 min (AmBe)	43°	18,5°	6,5×10 ³ cm ³ (10×15×43 cm ³)	-	[50, 51]
U.S. Naval Research Laboratory	Masque codé	2012	-	53°	10°	1,5×10 ⁶ cm ³ (150×100×100 cm ³)	-	[57]
Oak Ridge National Laboratory	Masque codé	2012	-	29°	1,8°	1,8×10 ⁶ cm ³ (150×120×100 cm ³)	-	[60, 61]
Oak Ridge National Laboratory	Masque codé	2013	4 min (²⁵² Cf)	122°	6,5°	1,3×10 ⁶ cm ³ (120×120×90 cm ³)	-	[62]
Radiation Monitoring Devices	Masque codé	2013	91 h (²⁵² Cf)	18°	2,3° à 14°	2,0×10 ⁴ cm ³ (20×20×50 cm ³)	45 kg	[63, 64]
Brookhaven National Laboratory	Masque codé	2014	-	-	-	8,0×10 ⁴ cm ³ (40×40×50 cm ³)	>25 kg	[48]

Université de Lancaster Createc	Fente	2015	141 h (^{252}Cf)	63°	4°	$1,4 \times 10^4 \text{ cm}^3$ (20×20×35 cm ³)	20 kg	[55, 56]
Sandia National Laboratory	Masque codé	2015	47 min (^{252}Cf)	116°	2° à 7°	$3,0 \times 10^5 \text{ cm}^3$ (55×55×100 cm ³)	-	[65]
U.S. Naval Research Laboratory	Masque codé	2017	0,3 s (^{252}Cf)	-	-	$3,8 \times 10^7 \text{ cm}^3$ (606×243×259 cm ³)	-	[59]

Tableau 1.2 : Récapitulatif des imageurs neutroniques par encodage développés depuis 1981.

1.3. Bilan du chapitre 1

Pour les deux familles d'imageurs, par diffusion élastique ou à encodage, la sensibilité est directement liée au volume de détection. L'amélioration de la sensibilité se fait généralement au détriment de l'encombrement et résulte donc d'un compromis en fonction du cas d'application envisagé pour l'imageur. De plus, l'augmentation du volume de détection implique, à granularité identique, une complexification du système d'acquisition. L'ensemble des développements réalisés au niveau des détecteurs et de leurs systèmes d'acquisition, ainsi que leur accessibilité, a donc un impact direct et fort sur le compromis entre la sensibilité et l'encombrement. Sans prendre en compte les autres critères de performances, à volume équivalent, la sensibilité des imageurs par encodage spatial est majoritairement meilleure que celle des imageurs par diffusion élastique.

Les prototypes d'imageurs neutroniques par diffusion élastique possèdent des champs de vue importants, variant de 90° jusqu'à 360°. Les imageurs par encodage ont des champs de vue plus restreints, compris généralement entre 20° et 50°. Certains imageurs par encodage vont proposer des stratégies de déplacement du détecteur ou du collimateur, parfois même de l'imageur, pour leur permettre d'augmenter leur champ de vue (jusqu'à 122°) mais cela se fait au prix d'une motorisation de l'imageur (complexité de la mécanique et du traitement des données associés) et d'une durée d'acquisition pouvant être plus longue. Au demeurant, dans certains cas d'application, un trop grand champ de vue peut être un désavantage. Lors de la caractérisation d'une scène dans le cadre de l'exploitation ou du démantèlement d'une installation nucléaire, la présence d'une source très intense, dans ou hors du champ de vue, peut alors empêcher la localisation d'autres sources présentes mais moins irradiantes que la source principale. Le champ de vue réduit des imageurs par encodage présente alors l'avantage, non négligeable, de pouvoir s'affranchir de l'influence de cette source intense.

Au niveau de la résolution spatiale, les imageurs par encodage se distinguent par rapport aux systèmes basés sur la diffusion élastique. Les premiers présentent une résolution spatiale pouvant atteindre 2°, tandis que les valeurs offertes par les seconds ne descendent généralement pas en dessous de 10°. Ceci est dû au fait que la résolution spatiale des imageurs par diffusion élastique est très dépendante des caractéristiques des phénomènes physiques mis en jeu et des performances des détecteurs (résolution spatiale, en énergie et temporelle). La résolution spatiale des imageurs par encodage est définie par la taille des ouvertures du collimateur et la résolution (spatiale ou temporelle) du détecteur et la distance entre l'imageur et la source. Étant donné que la résolution spatiale de certains détecteurs peut atteindre le dixième de millimètre, la résolution spatiale n'est généralement limitée que par la taille du collimateur, ce qui explique les bonnes résolutions qui ont pu être atteintes avec ce type d'imageur.

Dans le cas des imageurs par encodage, il existe principalement deux types de bruit : les neutrons traversant sans interagir une zone pleine du collimateur et ceux ne traversant pas le volume du masque car la source est hors du champ de vue. L'application de la procédure « masque/anti-masque » permet, par une rotation du masque, de réduire ce bruit de détection. Cette procédure ne peut être mise en place qu'avec certains motifs de masque dont les masques MURA ; ce qui explique, entre autres choses, que beaucoup de prototypes d'imageur utilisent ce motif. Les volumes des détecteurs des imageurs par diffusion élastique étant assez importants, deux types de bruit vont alors apparaître : la coïncidence temporelle de deux ou plusieurs événements non corrélés et la superposition temporelle des signaux générés dans un même détecteur par deux événements. La gestion de ces phénomènes de diaphonie est complexe et nécessite, soit de réduire la granularité

des volumes de détection au détriment de la sensibilité, soit de complexifier le système pour garder la même sensibilité. Un exemple de solutions pour minimiser la diaphonie étudiées pour le développement d'un multi-détecteur de neutrons, décrit dans la référence [66], permet de se rendre compte de cette complexité.

L'état de l'art démontre la faisabilité d'un imageur neutronique basé sur l'encodage spatial à l'aide d'un masque codé et présente des prototypes ayant une très bonne résolution, une sensibilité et un champ de vue suffisamment importants pour les domaines d'application visés et tout étant relativement compacts. De plus, il est intéressant de souligner que des conclusions similaires ont pu être tirées en imagerie gamma [67]. Par ailleurs, il a pu être observé que l'imagerie des neutrons rapides, contrairement à celle des neutrons thermiques, a fait l'objet de multiples recherches. Ceci est probablement dû à la grande sensibilité à l'environnement de mesure (présence de matériaux diffuseurs ou absorbeurs) des neutrons du domaine thermique, rendant l'utilisation d'une imagerie basée sur leur détection moins pertinente. En se basant sur ces conclusions, l'approche retenue dans le cadre de la thèse, pour le développement de l'imageur de neutrons portable, repose donc sur le principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé. Par ailleurs, le CEA maîtrise cette approche de localisation et possède un retour d'expérience très important sur la modélisation et l'exploitation de cette technique, principalement issu du développement de la caméra gamma GAMPIX. Deux stages effectués en 2015, l'un au LSTD sur le centre CEA de Marcoule par I. Habbal et l'autre au LCAE sur le centre CEA de Paris-Saclay par A. Delphin, ont permis d'établir les premiers dimensionnements d'un imageur neutronique basé sur cette approche.

Le principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé nécessite l'utilisation d'un détecteur de neutrons sensible à la position. Cet élément aura un rôle clé dans les futures performances de l'imageur neutronique. Pour cette raison, le chapitre suivant présente les développements, menés autour de trois configurations différentes de détecteur :

- un détecteur Timepix recouvert d'une couche de convertisseur ;
- un détecteur Timepix hybridé à un substrat de diamant ;
- un scintillateur plastique couplé à une matrice de SiPM.

1.4. Bibliographie du chapitre 1

- [1] Goldsmith J. E. M. et al., « A compact neutron scatter camera for field deployment », *Rev. Sci. Instrum.*, 2016. Vol. 87, pp. 1-9.
- [2] Basko R. et al., « Application of spherical harmonics to image reconstruction for the Compton camera », *Phys. Med. Biol.*, 1998. Vol. 43, pp. 887-894.
- [3] Gordon R. et al., « Algebraic Reconstruction Techniques (ART) for three-dimensional electron microscopy and X-ray photography », *J. Theor. Biol.*, 1970. Vol. 29, pp. 471-481.
- [4] Zhang X. P. et al., « Image reconstruction of a neutron scatter camera », *Sci. China Technol. Sci.*, 2016. Vol. 59, pp. 149-155.
- [5] Hamel M. C. et al., « Stochastic image reconstruction for a dual-particle imaging system », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2016. Vol. 810, pp. 120-131.
- [6] Xu D., He Z., « Filtered back-projection in 4π Compton imaging with a single 3D position sensitive CdZnTe detector », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2006. Vol. 53, pp. 2787-2795.
- [7] Vanier P. E., Forman L., « An 8-element fast-neutron double-scatter directional detector », *Penetrating Radiat. Syst. Appl. VII*, 2005. Vol. 5923, pp. 1-9.
- [8] Vanier P. E., Forman L., « Demonstration of a directional fast neutron detector », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2005. Vol. 1, pp. 116-119.
- [9] Vanier P. E. et al., « Calibration and testing of a large-area fast-neutron directional detector », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2007. Vol. 1, pp. 179-184.
- [10] Vanier P. E. et al., « Stand-off detection of special nuclear materials using neutron imaging methods », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2008. pp. 681-685.
- [11] Mascarenhas N. et al., « Development of a neutron scatter camera for fission neutrons », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2007. Vol. 1, pp. 185-188.
- [12] Renker D., Lorenz E., « Advances in solid state photon detectors », *J. Instrum.*, 2009. Vol. 4, pp. 6.
- [13] Mascarenhas N. et al., « Field-portable fast-neutron imager for SNM detection », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, octobre 2009. pp. 944-946.
- [14] Brennan J. et al., « Applying the neutron scatter camera to treaty verification and warhead monitoring », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf.*, 2010. pp. 691-694.
- [15] Brennan J. et al., « Results with a 32-element dual mode imager », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf.*, octobre 2010. pp. 1634-1639.
- [16] Brennan J. et al., « Measurement of the fast neutron energy spectrum of an ^{241}Am -Be source using a neutron scatter camera », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2011. Vol. 58, pp. 2426-2430.
- [17] Mark D., John E. M., « MINER – A mobile imager of neutrons for emergency responders », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf.*, 2014. pp. 1-4.
- [18] Weinfurter K. et al., « Model-based design evaluation of a compact, high-efficiency neutron scatter camera », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2018. Vol. 883, pp. 115-135.
- [19] Bravar U. et al., « Design optimization and performance capabilities of the Fast Neutron Imaging Telescope (FNIT) », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2007. Vol. 1, pp. 264-269.
- [20] Macri J. R. et al., « The Fast Neutron Imaging Telescope (FNIT) - Hardware development and prototype testing », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2007. Vol. 1, pp. 173-178.
- [21] Ko G. B. et al., « Development of a front-end analog circuit for multi-channel SiPM readout and performance verification for various PET detector designs », *Nucl. Instruments Methods*

- Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2013. Vol. 703, pp. 38-44.
- [22] Ryan J. M., Mcconnell M. L., « Development and performance of the Fast Neutron Imaging Telescope for SNM detection », *IEEE Conf. Technol. Homel. Secur.*, 2008. pp. 133-138.
- [23] Woolf R. S. et al., « Development of a real-time Fast Neutron Imaging Telescope (FNIT) for the detection of SNM », *IEEE Int. Conf. Technol. Homel. Secur.*, 2008. pp. 133-138.
- [24] Bravar U. et al., « Calibration of the fast neutron imaging telescope (FNIT) prototype detector », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2009. Vol. 56, pp. 2947-2954.
- [25] Woolf R. S. et al., « Imaging and spectroscopy of fission neutrons with the FNIT experiment », *IEEE Conf. Technol. Homel. Secur.*, 2009. pp. 274-281.
- [26] Pirard B. et al., « Test and simulation of a Fast Neutron Imaging Telescope », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2009. Vol. 603, pp. 406-414.
- [27] Ryan J. M. et al., « A portable neutron spectroscope (NSPECT) for detection, imaging and identification of nuclear material », *Penetrating Radiat. Syst. Appl. XI*, 2010. Vol. 7806, pp. 1-7.
- [28] Ryan J. M. et al., « An imaging neutron/gamma-ray spectrometer », *Penetrating Radiat. Syst. Appl. XIII*, 2012. Vol. 8509, pp. 1-11.
- [29] Madden A. C. et al., « An imaging neutron/gamma-ray spectrometer », *Chem. Biol. Radiol. Nucl. Explos. Sens. XIV*, 2012. Vol. 8710, pp. 1-12.
- [30] Poitrasson-Rivière A. et al., « Dual-particle imaging system based on simultaneous detection of photon and neutron collision events », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2014. Vol. 760, pp. 40-45.
- [31] Poitrasson-Rivière A. et al., « Angular-resolution and material-characterization measurements for a dual-particle imaging system with mixed-oxide fuel », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2015. Vol. 797, pp. 278-284.
- [32] Hamel M. C. et al., « Localization and spectral isolation of special nuclear material using stochastic image reconstruction », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2017. Vol. 841, pp. 24-33.
- [33] Renner E., « Pinhole Photography: From Historic Technique to Digital Application », *Focal Press*, 2009. pp. 259.
- [34] Copeland D. E., Benjamin E. W., « Pinhole camera for gamma ray sources », *Nucleonics*, 1949. Vol. 5, n°2, pp. 44-49.
- [35] Anger H. O., « Scintillation camera », *Rev. Sci. Instrum.*, 1958. Vol. 29, pp. 27-33.
- [36] Oda M., « High-resolution x-ray collimator with broad field of view for astronomical use », *Appl. Opt.*, 1965. Vol. 4, n°1, pp. 143-143.
- [37] Miller E. L., « Radially symmetrical coded apertures », *Thesis Degree Master Sci.*, 1978.
- [38] Dicke R. H., « Scatter-Hole Cameras for X-Rays and Gamma Rays », *Astrophys. J.*, 1968. Vol. 153, pp. 101-106.
- [39] Ables J. G., « Fourier transform photography: a new method for X-ray astronomy », *Proc. Astron. Soc. Aust.*, 1968. Vol. 1, pp. 172-173.
- [40] Skinner G. K. et al., « Techniques for the analysis of data from coded-mask X-ray telescopes », *Astrophys. Space Sci.*, 1987. Vol. 136, n°2, pp. 337-349.
- [41] Chang L. et al., « Comparisons of coded aperture imaging using various apertures and decoding methods », *SPIE Symp. Appl. Opt. Med. Biol.*, 1976. pp. 1-8.
- [42] Johnson R. G. et al., « Source Imaging Using Neutron Pinhole Cameras Based on Position Sensitive Proportional Counters », *Nucl. Technol.*, 1981. Vol. 55, pp. 724-727.

- [43] Vanier P. E. et al., « A Thermal Neutron Source Imager Using Coded Apertures », *Nucl. Mater. Manag. Proc. 36th Annu. Meet. INMM*, 1995. Vol. 24, pp. 842-847.
- [44] Vanier P. E., Forman L., « Advances in imaging with thermal neutrons », *37th Annu. Meet. Inst. Nucl. Mater. Manag.*, 1996.
- [45] Vanier P. E., « Improvements in coded aperture thermal neutron imaging », *Penetrating Radiat. Syst. Appl. V*, 2003. Vol. 5199, n°Proceedings Volume, pp. 124-131.
- [46] Norman D. R. et al., « Active Nuclear Material Detection and Imaging », *IEEE Nucl. Sci. Symp.*, 2005. pp. 1004-1008.
- [47] Vanier P. E. et al., « Thermal neutron imaging in an active interrogation environment », *20th Int. AIP Conf.*, 2009. Vol. 1099, pp. 583-586.
- [48] Dioszegi I. et al., « Coded aperture thermal neutron camera with asic-based pad readout », *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.*, 2014. Vol. 27, pp. 1-8.
- [49] Boyce N. O. et al., « Thermal Neutron Imaging with a Rotationally Modulated Collimator (RMC) », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2009. pp. 1129-1133.
- [50] Gamage K. A. A. et al., « Combined digital imaging of mixed-field radioactivity with a single detector », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2011. Vol. 635, pp. 74-77.
- [51] Gamage K. A. A. et al., « A Comparison of Collimator Geometries for Imaging Mixed Radiation Fields with Fast Liquid Organic Scintillators », *2nd Int. Conf. Adv. Nucl. Instrumentation, Meas. Methods their Appl.*, 2011. pp. 1-5.
- [52] Mellor M. P. et al., « Efficient single-detector gamma imaging for civil nuclear inspection », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Conf. Rec.*, 2012. pp. 433-438.
- [53] Beaumont J. et al., « On the resolving and source identification limitations of a real-time fast-neutron imaging system », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf.*, 2013. pp. 1-7.
- [54] Beaumont J. et al., « The analysis of complex mixed-radiation fields using near real-time imaging », *Radiat. Prot. Dosimetry*, 2014. Vol. 161, pp. 331-334.
- [55] Beaumont J. S. et al., « High-intensity power-resolved radiation imaging of an operational nuclear reactor », *Nat. Commun.*, 2015. Vol. 6, pp. 1-6.
- [56] Beaumont J. S. et al., « Imaging of fast neutrons and gamma rays from 252Cf in a heavily shielded environment », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2016.
- [57] Woolf R. S. et al., « An active interrogation detection system (ACTINIDES) based on a dual fast neutron/gamma-ray coded aperture imager », *IEEE Int. Conf. Technol. Homel. Secur.*, 2012. pp. 30-35.
- [58] Woolf R. S. et al., « Fast-neutron, coded-aperture imager », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2015. Vol. 784, pp. 398-404.
- [59] Griffith C. V. et al., « 64-Element Fast-Neutron, Coded-Aperture Imager », *IEEE Int. Symp. Technol. Homel. Secur.*, 2017. pp. 1-5.
- [60] Hausladen P. A., « Fast-Neutron Coded-Aperture Imaging of Special Nuclear Material Configurations », *INMM*, 2012. pp. 1-11.
- [61] Hausladen P. et al., « Position-Sensitive Fast-Neutron Detector Development in Support of Fuel-Cycle R&D MPACT Campaign », *ORNL/TM-2010/201*, 2010. pp. 1-12.
- [62] Hausladen P. et al., « The Deployable Fast-Neutron Coded- Aperture Imager : Demonstration of Locating One or More Sources in Three Dimensions », *ORNL/TM-2013/446*, 2013. pp. 1-26.
- [63] Soundara-pandian L. et al., « Combined Gamma-Ray / Neutron Imaging System for Detecting Nuclear Material », *Proc. 54th INMM Meet.*, 2013. pp. 1-10.
- [64] Whitney C. M. et al., « Gamma-neutron imaging system utilizing pulse shape discrimination

- with CLYC », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2015. Vol. 784, pp. 346–351.
- [65] Brennan J. et al., « Demonstration of two-dimensional time-encoded imaging of fast neutrons », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 802, pp. 76-81.
- [66] Sénoville M., « Développement d'un nouveau multi-détecteur de neutrons », Thèse de doctorat, 2013, 161 p.
- [67] Lemaire H., « Développement d'une caméra gamma de troisième génération », Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2015, 206 p.

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

Dans ce chapitre, les travaux relatifs au développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position sont présentés. Trois axes de recherche distincts ont été étudiés pour mettre au point les détecteurs adaptés à cette problématique. La première voie repose sur l'utilisation du détecteur semi-conducteur pixélisé Timepix modifié par le dépôt d'une couche de conversion. La deuxième voie a pour ambition d'utiliser du diamant comme substrat de détection hybridé sur la puce Timepix. La troisième voie se base sur l'utilisation d'un scintillateur organique couplé à une matrice de photomultiplicateurs de silicium. Dans un premier temps, le principe de fonctionnement des détecteurs Timepix, des scintillateurs et des photodétecteurs sont expliqués. Puis, les études relatives aux différents axes de recherche sont présentées. Finalement, un bilan de ces travaux et les perspectives liées sont explicitées.

2.1. Présentation des détecteurs

2.1.1. Présentation de la puce de détection Timepix

Les détecteurs de la famille Medipix, tel que Timepix [1], sont des détecteurs hybrides pixélisés produits par la collaboration Medipix (<http://medipix.web.cern.ch/medipix/>) autour du CERN. Il s'agit de détecteurs à seuil et ils sont constitués de deux parties. La partie supérieure est le substrat semi-conducteur de détection et la partie inférieure contient l'électronique de lecture. Les connexions entre l'électronique et les électrodes pixellisées du semi-conducteur sont assurées par des microbilles métalliques (*bump-bonding* en anglais). En raison de leurs propriétés isolantes et conductrices, les semi-conducteurs sont très utilisés pour la détection de rayons X, de photons gamma et de particules chargées. Les matériaux les plus couramment employés sont le silicium (Si), le germanium (Ge), l'arséniure de gallium (GaAs) et le tellure de cadmium (CdTe). La caractéristique principale des semi-conducteurs est la présence d'une bande d'énergie interdite qui sépare la bande de valence de la bande de conduction. Lorsqu'un électron quitte la bande de valence, il laisse un trou derrière lui. Cette paire électron-trou va alors se déplacer grâce au champ électrique externe. Lorsqu'une particule incidente dépose son énergie, le déplacement des paires électron-trou ainsi créées va engendrer un signal qui sera ensuite mis en forme et amplifié par l'électronique de lecture. L'architecture et le principe de fonctionnement du détecteur Timepix sont représentés sur la figure 2.1.

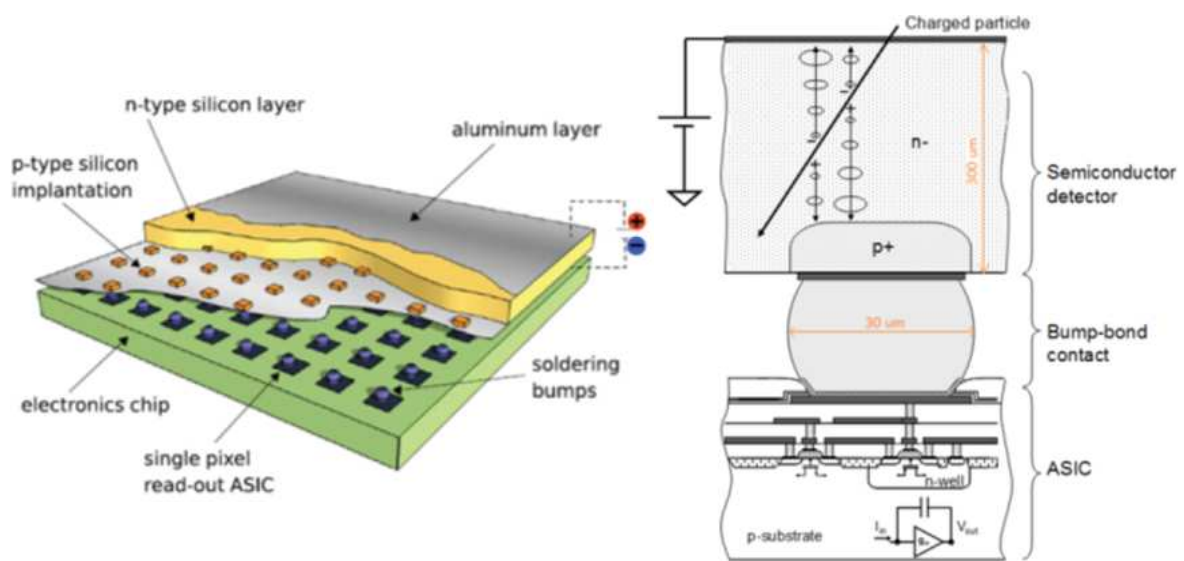


Figure 2.1 : Schémas du principe de l'architecture du détecteur Timepix ; à gauche, une vue générale et à droite une coupe illustrant la connexion entre le substrat de détection et l'électronique de lecture [2].

Le détecteur Timepix est une puce électronique (ASIC pour l'anglais *Application-Specific Integrated Circuit*) intégrant une chaîne indépendante de comptage dans chaque pixel [1]. Elle fonctionne en mode compteur 0 ou 1 mais également en mode ToT (pour l'anglais *Time-over-Threshold*). Ce dernier mode de comptage confère à la puce une capacité de mesure de l'énergie déposée dans le détecteur et permet d'obtenir un spectre en énergie. La surface active de détection des puces Timepix utilisées dans le cadre de la thèse est constituée de 256*256 pixels (65 536 pixels) de 55×55 µm² et est d'environ 2 cm². Chaque pixel possède son propre circuit amplificateur composé d'un préamplificateur, d'un comparateur et d'un compteur. La puce électronique est placée sur une carte électronique (PCB pour l'anglais *Printed Circuit Board*) de

lecture et de support développée par le CERN. Une photographie d'une puce Timepix placée sur une carte électronique de lecture et de support est présentée en figure 2.2. La liaison entre la carte électronique et l'ordinateur d'acquisition et le pilotage de la puce électronique est assurée par le biais d'un boîtier électronique d'interface, tel que celui commercialisé par *Czech Technical University* (CTU) de Prague.



Figure 2.2 : Photographie d'une puce Timepix placée sur une carte électronique de lecture et de support.

Lorsqu'une particule dépose son énergie au sein du semi-conducteur, le signal électrique généré est d'abord mis en forme puis amplifié. Il est ensuite comparé à un seuil de discrimination appelé THL (pour l'anglais *THreshoLd*). Une horloge compte le temps pendant lequel le signal est supérieur au seuil. La valeur de ToT obtenue correspond au temps passé au-dessus du seuil multiplié par la fréquence de l'horloge. Il est possible d'associer les différentes valeurs de ToT à des énergies en étalonnant le détecteur. Pour les boîtiers d'interface de type FITPix [3], utilisés dans le cadre de la thèse, la fréquence de l'horloge est de 96 MHz, ce qui permet d'ajuster l'horloge à 9,6 MHz, 24 MHz, 48 MHz ou 96 MHz. La précision de la mesure étant proportionnelle à cette fréquence, la valeur a été réglée à 48 MHz car il s'agit de la plus élevée possible pour les puces utilisées lors nos mesures.

2.1.2. Présentation des scintillateurs et des photodétecteurs

2.1.2.1. Présentation des scintillateurs

Un scintillateur est défini comme étant un matériau qui émet de la lumière, également appelé photons de scintillation, lors d'une interaction avec un rayonnement ionisant. Les scintillateurs sont principalement répartis, selon la nature de leur composition, en deux grandes familles : les scintillateurs inorganiques ou organiques.

Parmi les scintillateurs inorganiques les plus répandus, on peut citer l'iodure de sodium dopé au thallium NaI(Tl), le bromure de lanthane dopé au cérium LaBr₃(Ce), le germanate de bismuth BGO, le sulfure de zinc dopé à l'argent ZnS(Ag), ou encore l'orthosilicate de lutécium dopé au cérium LSO. Ils sont majoritairement utilisés pour les mesures de spectrométrie gamma. Leur densité élevée et leur numéro atomique Z important induisent un pouvoir d'arrêt important. De plus, leur bon rendement lumineux leur accorde une résolution énergétique satisfaisante (LaBr₃(Ce) : 2,5 % @662 keV). Néanmoins, les scintillateurs inorganiques sont souvent hygroscopiques, ce qui nécessite de les conditionner spécifiquement pour limiter d'éventuelles altérations de la réflexion ou de la transmission de la lumière émise. Il existe également des scintillateurs contenant du lithium,

qui est un absorbeur de neutrons thermiques, comme l'iodure de lithium dopé à l'euporium $\text{LiI}(\text{Eu})$, l'iodure de sodium dopé au thallium et au lithium $\text{NaI}(\text{Li})$ et le CLLB [$\text{Cs}_2\text{LiLaBr}_6(\text{Ce})$], permettant de discriminer les neutrons thermiques et les photons gamma. Toutefois, en raison de leur numéro atomique Z important, la discrimination entre les neutrons rapides et les photons gamma est très peu réalisable avec un scintillateur inorganique. Seuls le récent scintillateur CLYC le permet, mais reste toutefois moins sensible aux neutrons rapides que les scintillateurs organiques [4].

Telle que détaillé dans le § 2.2.1, pour des énergies supérieures à 100 keV, la probabilité de diffusion élastique du neutron sur un noyau d'hydrogène est plus importante que celle d'autres convertisseurs neutroniques classiquement utilisés. Or, comme cela a pu être abordé dans le chapitre 1, l'imagerie des neutrons rapides étant le choix privilégié par rapport aux neutrons thermiques, les scintillateurs organiques, constitués essentiellement d'hydrogène et de carbone, ont donc été retenus dans le cadre de ces travaux de thèse. En outre, les scintillateurs organiques sont moins sensibles aux photons gamma que les scintillateurs inorganiques. Cependant, une discrimination des deux composantes est malgré tout nécessaire. Les scintillateurs organiques sont divisés en plusieurs catégories, les monocristaux, les liquides et les plastiques. Pour notre application, les cristaux et les liquides différencient très bien les neutrons des photons gamma, par le biais de la mise en œuvre d'une méthode de discrimination de type PSD (pour l'anglais *Pulse Shape Discrimination*). Concernant les cristaux, leur processus de fabrication est relativement compliqué et coûteux et ceux-ci peuvent être hygroscopiques. Les scintillateurs liquides, du fait de leur état liquide, de leur inflammabilité et de leur toxicité, nécessitent un conditionnement conforme à la réglementation et peuvent poser des problèmes d'instabilité dus à la température. Par ailleurs, dans le cadre de déploiement de portique de détection, le LCAE a fait le choix d'orienter sa recherche sur le développement des scintillateurs plastiques. De plus, de très récents développements [5] ont montré la possibilité de doper des scintillateurs plastiques avec du lithium pour les rendre sensibles aux neutrons thermiques. Toutefois, ceux-ci ne sont pas encore disponibles commercialement. Un scintillateur plastique classique, non dopé, EJ276 (anciennement EJ-299), a donc été étudié dans ces travaux de thèse pour des raisons de facilité d'accès, de fabrication et de déploiement. Un scintillateur liquide, BC501A, a également été retenu pour servir de point de comparaison. Plus de détails sont donnés sur ces scintillateurs dans le § 2.4.3.1.

2.1.2.2. Présentation des photodétecteurs

La lumière de scintillation est collectée par un photodétecteur qui convertit les photons en signal électrique, *i.e.* en électrons, et amplifie ce signal. Les deux types principaux de photomultiplicateurs permettant de réaliser la discrimination entre les neutrons et les photons gamma et pouvant être sensibles à la position sont les tubes photomultiplicateurs (PMT pour l'anglais *Photo Multiplier Tube*) et les photomultiplicateurs de silicium (SiPM).

Les tubes photomultiplicateurs (PMT)

Le tube photomultiplicateur est l'appareil de conversion des photons de scintillation en électrons et d'amplification du signal le plus couramment utilisé en instrumentation nucléaire [6]. Les PMT constituent une très large famille avec des géométries très variables et adaptables. Le principe de fonctionnement générique des PMT est d'abord expliqué puis les tubes photomultiplicateurs sensibles à la position (PSPMT pour l'anglais *Position Sensitive PMT*), technologie permettant de localiser l'interaction dans le scintillateur, sont présentés.

Un tube photomultiplicateur consiste en un tube sous vide qui convertit par effet photo-électrique les photons issus de la scintillation en un signal électrique amplifié au sein même du tube. Un PMT est composé d'une photocathode, d'une électrode de focalisation, d'une ou plusieurs électrodes multiplicatrices, nommées dynodes, et d'une ou plusieurs électrodes de collection, appelées anodes. Ces éléments sont regroupés dans une enveloppe sous vide possédant une fenêtre d'entrée, un corps métallique, pouvant faire office de blindage magnétique, et un boîtier de connexion électrique. La figure 2.3 présente un schéma de principe du fonctionnement des tubes photomultiplicateurs.

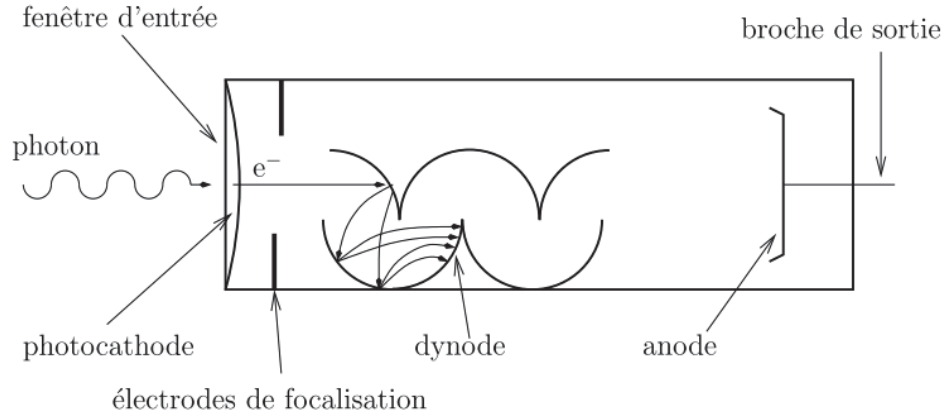


Figure 2.3 : Schéma de fonctionnement d'un tube photomultiplicateur [7].

La photocathode convertit les photons en électrons, également nommés photoélectrons (p.e.). Pour quantifier cette capacité de conversion, on utilise la notion de rendement quantique (QE pour l'anglais *Quantum Efficiency*) qui correspond à la probabilité qu'un photon de scintillation soit converti en électron. L'électrode de focalisation dirige ensuite les électrons vers la première dynode. Les dynodes, régulièrement espacées et portées à des tensions croissantes par le biais d'un pont diviseur de tension, assurent une accélération des électrons entre chaque dynode. De plus, chaque passage des électrons sur chaque dynode va arracher d'autres électrons augmentant ainsi les quelques électrons initiaux en quelques millions au niveau de l'anode. Le gain interne d'un PMT varie entre 10^5 à 10^7 permettant la détection de photon unique. Le gain dépend principalement de la configuration géométrique, du matériau et du nombre de dynodes, ainsi que de la tension appliquée au photomultiplicateur. Le nombre de photoélectrons mesurés, n_{pe} , correspond alors au produit du gain, G , du rendement quantique, QE , et du nombre de photons de scintillation, n_{ps} , transmis à travers la fenêtre d'entrée selon l'équation (2.1). Ces caractéristiques sont dépendantes de la longueur d'onde du photon de scintillation.

$$n_{pe} = G \times QE \times n_{ps} \quad (2.1)$$

Les PMT ont pour principal intérêt d'être plus performants pour la discrimination entre les neutrons et les photons gamma que les SiPM grâce à leur faible bruit interne. Ils ont également l'avantage d'être une technologie mature ainsi que de présenter une faible sensibilité à la température. En revanche, les PMT sont très souvent volumineux ou encombrants et ont un coût assez élevé. Leur sensibilité au champ magnétique implique l'ajout d'un blindage magnétique augmentant le prix total. Par ailleurs, ils possèdent une faible robustesse mécanique et doivent être alimentés par une haute tension de l'ordre du kV.

Pour permettre la localisation des interactions, selon le constat fait dans la référence [7], la plupart des solutions utilisées actuellement utilisent un grand nombre de PMT montés les uns à côté des autres. L'utilisation des PMT, qui sont généralement cylindriques et volumineux, entraîne des problèmes de résolution spatiale, dus à l'importance des zones mortes entre les tubes, et d'encombrement. Concernant les zones mortes, des PMT avec des formes carrées ont été développés. Pour résoudre le problème d'encombrement, il a été proposé plusieurs technologies. Les PSPMT possédant une multitude d'anode (MAPMT pour l'anglais *Multi Anode PMT*). Après une acquisition et un traitement indépendant de chacune des anodes ou la mise en place d'un circuit d'un multiplexage, le point d'interaction dans le scintillateur peut être calculé [8, 9]. Il existe aussi les MCP-PMT (pour l'anglais *MicroChannel Plate PMT*), similaires au MAPMT mais dont la structure de dynodes a été remplacée par une multitude de canaux d'amplification linéaire [10]. Cette technologie a d'ailleurs été mise en œuvre dans les premiers prototypes d'imageurs gamma, ALADIN et CARTOGAM, développés par le CEA. On peut également citer les HPMT (pour l'anglais *Hybrid PMT*) qui utilisent une photocathode couplée à un détecteur d'électrons de type semi-conducteur [11].

Les photomultiplicateurs de silicium (SiPM)

Les photomultiplicateurs de silicium sont composés d'une multitude (10^2 à 10^4) de photodiodes à avalanche (APD pour l'anglais *Avalanche Photo Diode*) en mode Geiger connectées en parallèle par un réseau de résistances, dites de *quenching*, et arrangées spatialement comme une matrice sur un substrat en silicium. Cette disposition est schématisée à gauche sur la figure 2.4 et son circuit électrique équivalent est donné à droite.

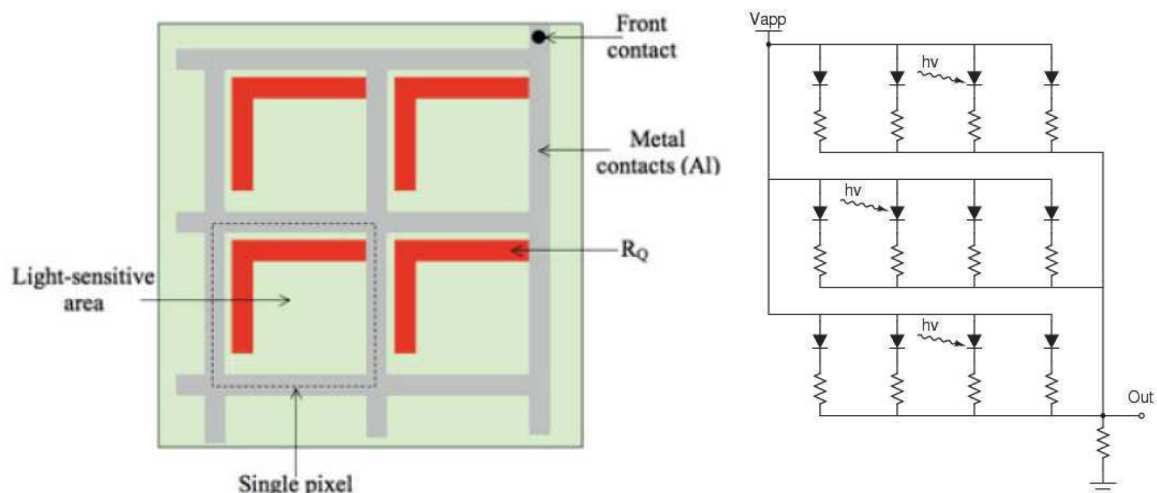


Figure 2.4 : À gauche : vue du dessus de la structure d'un SiPM, d'après le site d'Hamamatsu cité dans [12] ; à droite : schéma électrique équivalent d'un SiPM [13].

Les photodiodes sont basées sur des structures de semi-conducteurs utilisées en polarisation inverse dans laquelle une « zone de déplétion » est présente. Dans cette zone, le champ électrique est constant. Lorsqu'un photon interagit dans la photodiode et dépose une énergie supérieure à l'énergie de bande interdite, une paire électron-trou peut être créée par le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Si l'interaction a lieu dans, ou proche de, la zone de déplétion, cette paire d'électron-trou va dériver, créant un courant électrique sous l'effet du champ électrostatique généré par la différence de potentiel. Une APD est basée sur ce processus de création de paires électron-trou et une tension appliquée plus élevée. Les électrons sont alors accélérés dans la zone de déplétion et peuvent à leur tour créer une nouvelle paire électron-trou.

Une réaction en chaîne s'en suit où chaque paire d'électron-trou peut en générer de nouvelles. Lorsque la tension est supérieure à celle de claquage, l'APD fonctionne en mode Geiger. Dans ce cas, les trous participent aussi à l'avalanche et celle-ci est alors auto-entretenue. Les deux types d'avalanches sont présentées sur la figure 2.5. En mode Geiger, la photodiode sort du régime proportionnel où la relation entre l'amplitude et le nombre de photons est linéaire et fonctionne alors de façon binaire.

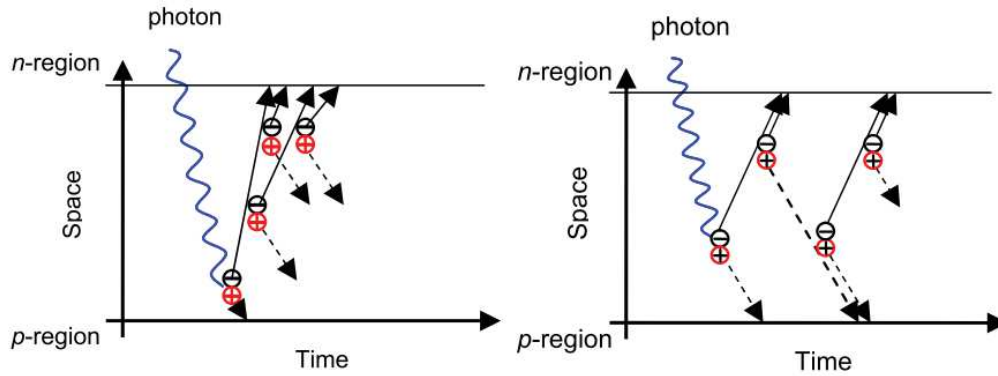


Figure 2.5 : Deux types d'avalanches dans une photodiode : à gauche avalanche en cascade, à droite avalanche auto-entretenue [13].

En outre, la taille de chaque APD est suffisamment petite pour que la probabilité qu'elle soit atteinte par deux photons en même temps reste faible. En sommant les sorties de l'ensemble des APD d'un SiPM, il est donc possible d'avoir, dans la limite du nombre d'APD en parallèle et de la distribution de la lumière de scintillation, un signal dont l'amplitude est proportionnelle au nombre de photons incidents. Une illustration du principe est présentée en figure 2.6. Avec un gain interne variant de 10^5 à 10^7 , les SiPM permettent également la détection de photon unique.

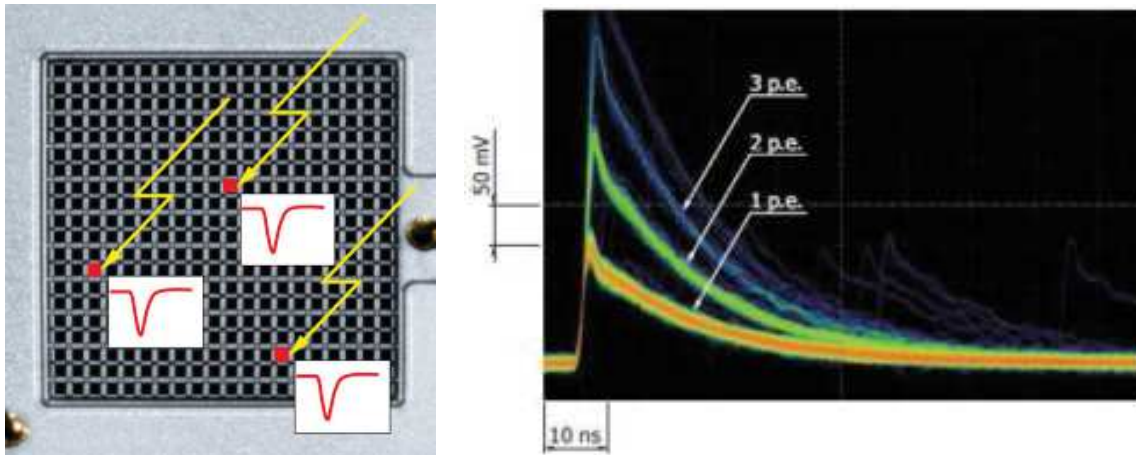


Figure 2.6 : Illustration du principe de proportionnalité entre l'amplitude de la sortie d'un SiPM et le nombre de photons détectés : à gauche vue du dessus d'un SiPM, à droite superposition des signaux, d'après le site d'Hamamatsu cité dans [12].

Les SiPM offrent un faible encombrement à faible coût, une bonne robustesse mécanique et un fonctionnement à basse tension (de l'ordre de 50 V). En raison de ces caractéristiques et malgré des performances de discrimination neutron/gamma inférieures au PMT, les SiPM ont été identifiés comme un photodétecteur intéressant pour la détection de la lumière des scintillateurs. Dans le cadre de ces travaux de thèse, l'impact de la température sur le gain et le bruit d'obscurité

n'a pas contraint la réalisation des expériences présentées dans le § 2.2.3. Mais, à terme, pour le développement final d'un détecteur de neutrons sensible à la position par le couplage d'un scintillateur et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium, leur gestion devra évidemment être prise en compte.

Des géométries spécifiques sous forme de matrice de SiPM ont été développées pour permettre une localisation spatiale de l'interaction au sein du scintillateur et pour augmenter les surfaces de détection des SiPM. La forme carrée du SiPM a rendu cet assemblage assez aisé et permet de faibles zones mortes. Comme pour le MAPMT, la localisation d'une interaction est calculable après une acquisition et un traitement indépendant de chacune des anodes ou la mise en place d'un circuit de multiplexage.

2.2. Dépôt d'une couche de matériau sensible aux neutrons sur le substrat de détection de Timepix

2.2.1. Principe de détection des neutrons par une couche de conversion

La première voie de développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position repose sur l'utilisation d'un détecteur Timepix modifié par l'utilisation d'une couche convertissant les neutrons en particules chargées détectables et identifiables par ce type de détecteurs. Il existe principalement deux types d'interactions entre les neutrons et la matière permettant de générer des particules chargées observables : la diffusion élastique et la capture neutronique.

Dans le cas de la diffusion élastique, lorsqu'un neutron entre en collision avec un noyau, l'énergie cinétique du neutron est répartie entre le noyau de recul et le neutron, comme l'illustre la figure 2.7. L'hydrogène est souvent utilisé pour ce type d'interaction car le transfert d'énergie est maximal lorsque la masse du noyau est proche de celle du neutron. De plus, pour des neutrons dont l'énergie est supérieure à 0,1 MeV, la probabilité de diffusion élastique du neutron sur un noyau d'hydrogène est plus importante que celle d'autres convertisseurs neutroniques classiquement utilisés [14]. Les sections efficaces associées à la réaction de diffusion élastique d'un neutron sur l'hydrogène sont présentées sur la figure 2.8. À 100 keV, la section efficace est de 12,7 b pour la réaction de diffusion élastique sur l'hydrogène, de 1,81 b pour la réaction (n,p+t) sur l' ^3He , de 0,66 b pour la réaction (n, α +t) sur le ^6Li et de 0,394 b pour la réaction (n, α + Li^{3+}) sur le ^{10}B . La couche de conversion peut alors être n'importe quel matériau riche en hydrogène, tel que le polyéthylène ou la paraffine.

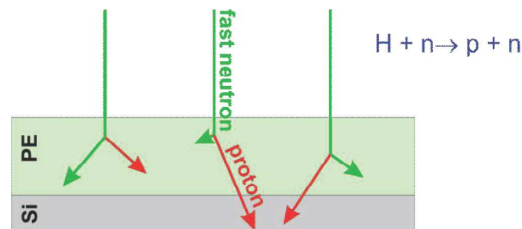


Figure 2.7 : Principe de détection d'un neutron rapide, via la création d'un proton de recul au sein d'un convertisseur en polyéthylène (PE), couplé à un détecteur en silicium (Si) [15].

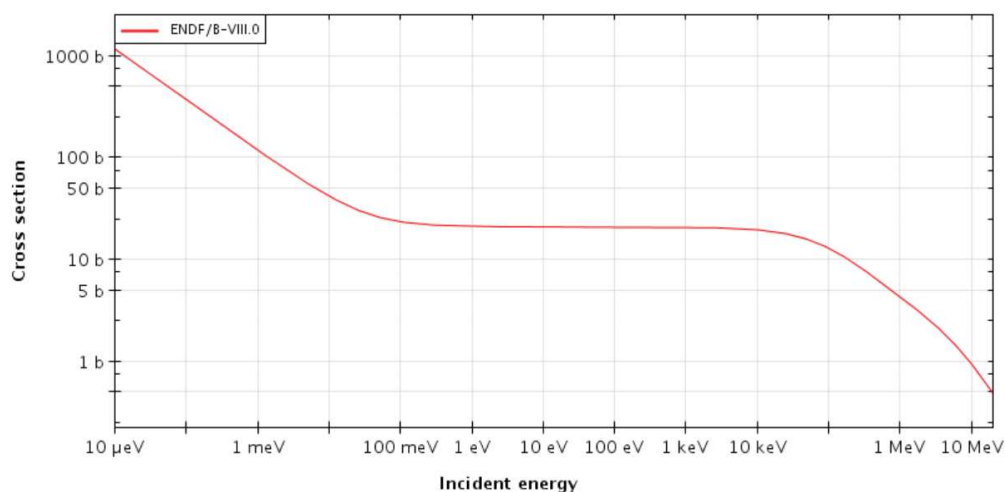


Figure 2.8 : Sections efficaces de la diffusion élastique d'un neutron sur un noyau d' ^1H , issues de la bibliothèque ENDF/B-VIII.0.

Dans le cas d'une capture neutronique, le neutron interagit avec le noyau qui l'absorbe. Une particule chargée est alors émise (proton, deuton, triton, alpha) conduisant ainsi à la formation d'un noyau différent. Comme illustré sur la figure 2.9, la réaction de capture d'un neutron sur le lithium, suivie par l'émission d'une particule alpha et d'un triton pour une énergie totale de 4,78 MeV, peut être utilisée pour la détection des neutrons thermiques. Les sections efficaces associées à la réaction de capture neutronique sur le lithium sont présentées sur la figure 2.10.

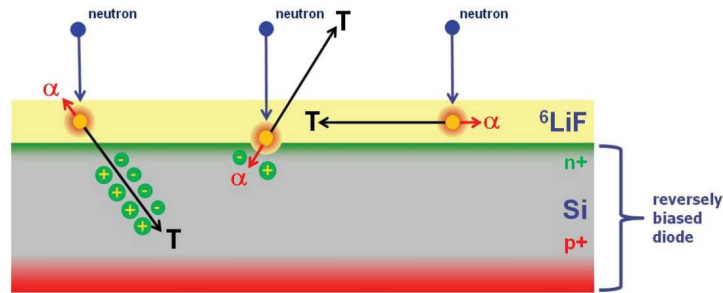


Figure 2.9 : Principe de détection d'un neutron utilisant la capture neutronique à partir d'un convertisseur en fluorure de lithium (LiF) et d'un détecteur en silicium (Si) [15].

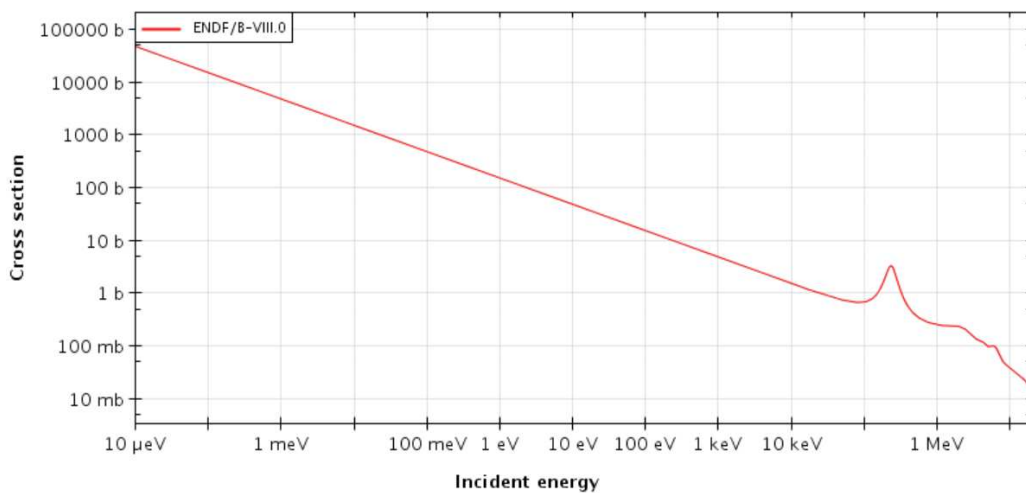


Figure 2.10 : Sections efficaces de la capture d'un neutron sur un noyau d' ${}^6\text{Li}$, issues de la bibliothèque ENDF/B-VIII.0.

2.2.2. Conception du détecteur par simulation Monte-Carlo

L'objectif de ces simulations est d'étudier l'impact de l'épaisseur et de la nature du substrat sur la détection des particules chargées, ainsi que d'optimiser la couche de convertisseur. Les particules chargées à détecter sont des protons pour les neutrons rapides et des particules alpha et des tritons pour les neutrons thermiques. Au cours de ces travaux de thèse, l'ensemble des simulations ont été réalisées avec le code de calcul de transport de particules et d'interaction avec la matière, MCNP (*Monte-Carlo N-Particle*), développé par le *Los Alamos National Laboratory*, plus spécifiquement avec la version 2.6.0 de MCNPX [16] et avec la version 1.0 de MCNP6 [17].

2.2.2.1. Mise en évidence de l'absence d'influence du matériau et de l'épaisseur du semi-conducteur

La première étude réalisée concerne les substrats potentiels pour la puce Timepix. Les simulations ont été effectuées selon les différentes compositions chimiques (CdTe , CdZnTe , Si ou

GaAs) et épaisseurs (300 μm , 500 μm , 750 μm , 1000 μm et 1500 μm) disponibles commercialement. Les sources simulées correspondent aux spectres en énergie, issus de la référence [18], des neutrons émis par des sources de ^{252}Cf et d' $^{241}\text{AmBe}$, ainsi que des neutrons mono-énergétiques de 14,1 MeV. Ces trois spectres énergétiques de neutrons ont été choisis car ils couvrent toute la dynamique de mesure des neutrons susceptible d'être rencontrée sur le terrain. Celui du ^{252}Cf , d'énergie moyenne d'environ 2,3 MeV, est caractéristique d'un spectre de fission spontanée. Celui de l' $^{241}\text{AmBe}$ est plus énergétique (énergie moyenne des neutrons d'environ 4,3 MeV) et correspond à des neutrons générés par une réaction (α , n). Les neutrons de 14,1 MeV sont représentatifs d'un générateur de neutrons basé sur la réaction de fusion du deutérium et du tritium (D-T). Ces sources sont placées arbitrairement à 50 cm du convertisseur. Le convertisseur utilisé est une couche de 1 mm de polyéthylène (CH_2 , $\rho = 0,94 \text{ g.cm}^3$). Le substrat n'est pas pixellisé. Le seuil de détection des protons de recul est de 1 MeV. Ce seuil a été défini par rapport à l'énergie minimale à partir de laquelle la méthode d'identification des particules chargées par la forme de clusters est applicable, qu'il est possible de trouver dans la référence [19]. Les incertitudes calculées correspondent à l'incertitude statistique de type Poisson, calculée par le code Monte-Carlo et donnée à deux sigma¹. Elles sont négligeables pour les résultats suivants ($\leq 2 \%$).

Les résultats montrent l'évolution de l'efficacité intrinsèque en fonction du type de substrat (figure 2.11) et de l'épaisseur de substrat en silicium (figure 2.12). L'efficacité intrinsèque est définie comme étant le ratio du nombre de protons de recul, générés dans le polyéthylène puis détectés dans le substrat, par le nombre de neutrons traversant le détecteur. Si l'on considère uniquement la problématique de l'imagerie neutronique, ces résultats permettent de mettre en évidence l'absence d'impact sur l'efficacité de détection de la composition chimique et de l'épaisseur du substrat, pour la gamme de neutrons étudiée. En nous basant sur les résultats de cette étude et pour des raisons d'approvisionnement des détecteurs auprès de la collaboration Timepix, le substrat de détection utilisé dans les expériences est un semi-conducteur de silicium de 300 μm d'épaisseur.

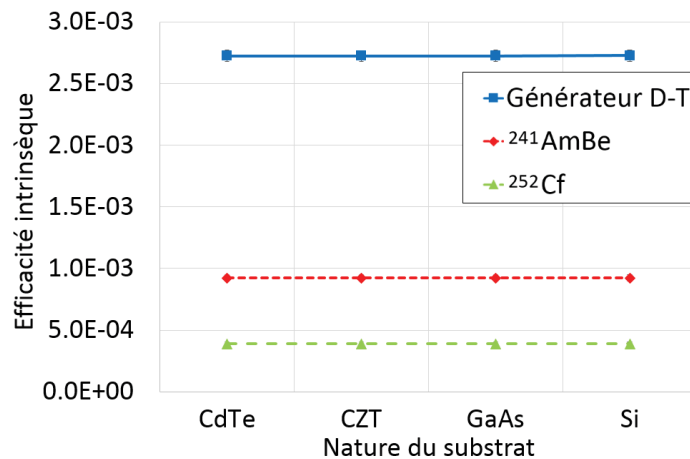


Figure 2.11 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction du type de substrat. Les barres d'erreurs sont inférieures aux marques. L'épaisseur du convertisseur en polyéthylène est de 1 mm.

¹ Pour l'ensemble du manuscrit, sauf indication contraire, les incertitudes sont données à deux sigma.

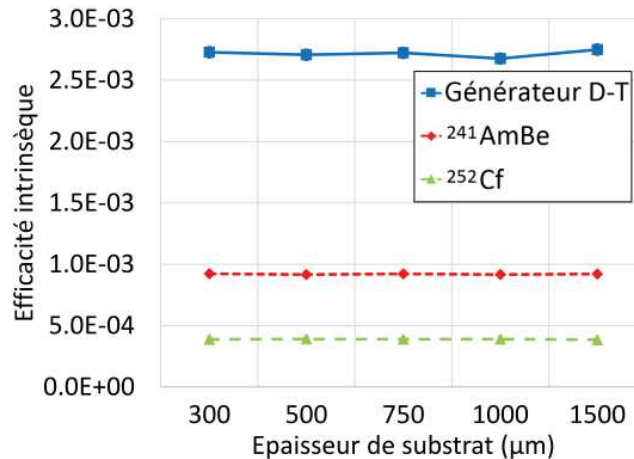


Figure 2.12 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction de l'épaisseur de substrat en silicium. Les barres d'erreurs sont inférieures aux marques.

2.2.2.2. Optimisation de l'épaisseur de la couche de conversion

La deuxième étude réalisée concerne les convertisseurs potentiels pour la puce Timepix. Les simulations ont été réalisées pour deux compositions chimiques, le polyéthylène et le fluorure de lithium, et un domaine d'épaisseur du convertisseur allant de 1 µm à 10 cm. Les épaisseurs des deux matériaux ont été optimisées avec des sources simulées correspondant aux spectres en énergie des neutrons émis par des sources de ²⁵²Cf (thermalisés par une sphère de 10 cm de polyéthylène et non thermalisés) et d'²⁴¹AmBe, ainsi que des neutrons mono-énergétiques de 14,1 MeV. Celles-ci sont placées à 50 cm du convertisseur. Le substrat utilisé est une couche de 300 µm de silicium. Le substrat n'est pas pixellisé. Le seuil de détection des protons de recul dans le cas du polyéthylène ou des tritons et des α dans le cas du fluorure de lithium est de 1 MeV. Les incertitudes calculées sont inférieures à 5 %.

Pour l'étude sur l'épaisseur de convertisseur en polyéthylène (CH₂, ρ = 0,94 g.cm³), les résultats (figure 2.13) montrent que l'épaisseur optimale se situe entre 300 µm et 3 mm si l'on considère l'ensemble des sources non thermalisées. L'augmentation d'épaisseur de convertisseur permet d'augmenter le nombre total de protons mais le convertisseur va lui-même réabsorber une partie de ces protons générés. Sachant que le parcours d'un proton dans du polyéthylène est de l'ordre de quelques centaines de µm pour des protons de quelques MeV, cela explique l'ordre de grandeur pour cette épaisseur optimale et le fait que cette dernière augmente avec l'énergie des neutrons incidents. Cela correspondrait à un équilibre protonique dans le convertisseur hydrogéné : le convertisseur produit autant de protons de recul qu'il en absorbe.

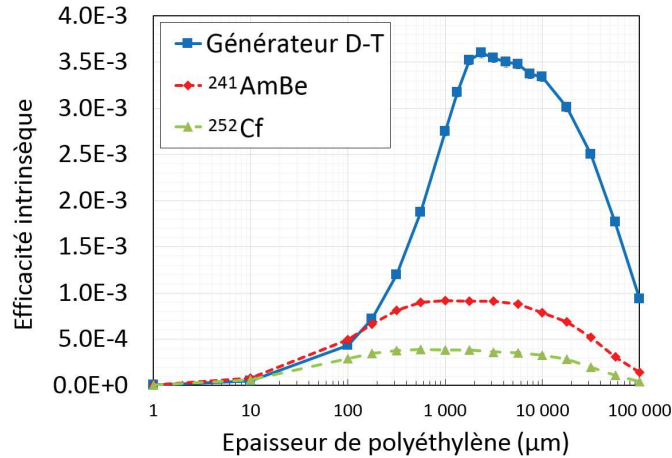


Figure 2.13 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction de l'épaisseur de convertisseur en polyéthylène. Les barres d'erreurs sont inférieures aux marques.

Pour l'étude sur l'épaisseur de convertisseur en fluorure de lithium (${}^6\text{Li}^{19}\text{F}$, $\rho = 2,64 \text{ g.cm}^3$), les résultats (figure 2.14) montrent que l'épaisseur optimale se situe entre 500 μm et 3 mm si l'on considère l'ensemble des sources non thermalisées. Par contre, si l'on compare ces résultats à ceux obtenus avec le polyéthylène, le fluorure de lithium est beaucoup moins sensible, entre 10 et 100 fois moins suivant le type de source, que le polyéthylène. Ceci est cohérent avec les sections efficaces pour ce domaine d'énergie : pour un neutron de 4 MeV, environ 120 mb pour la réaction (n, α+t) sur le lithium et environ 1,9 b pour la diffusion élastique sur l'hydrogène. Comme attendu, le fluorure de lithium est donc moins intéressant pour détecter des neutrons rapides.

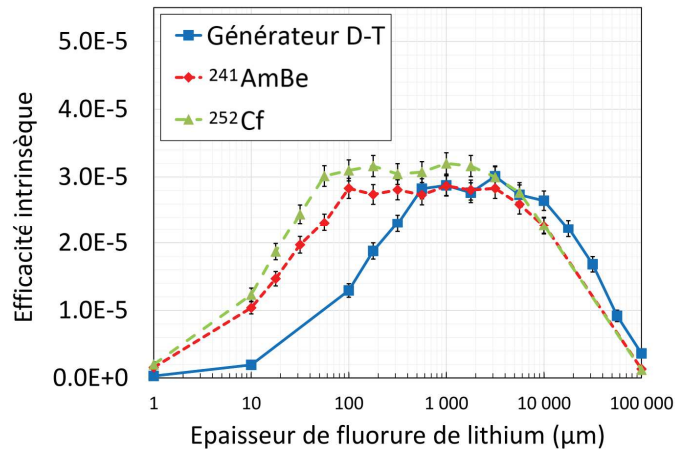


Figure 2.14 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction de l'épaisseur de convertisseur en fluorure de lithium.

Concernant les simulations avec la source de ${}^{252}\text{Cf}$ thermalisée par 10 cm de polyéthylène, les résultats (figure 2.15) montrent que le nombre de particules détectées à l'aide d'environ 20 μm de fluorure de lithium est environ 50 fois plus important qu'avec environ 1 mm de polyéthylène. Ce résultat s'explique principalement par le fait que la section efficace macroscopique totale des neutrons thermiques sur du fluorure de lithium est plus importante (650 cm^{-1} à 0,025 eV) que celle des neutrons rapides sur du polyéthylène ($0,24 \text{ cm}^{-1}$ à 2,3 MeV). De plus, l'épaisseur optimale de fluorure de lithium avec la source thermalisée se situe plutôt entre 10 et 100 μm alors que celle avec les sources non thermalisées est plus importante d'au moins un facteur 5. Cela est cohérent avec le fait que le libre parcours moyen d'un neutron de 0,025 eV est d'environ 80 μm dans ce matériau. Ce

résultat permet de confirmer l'intérêt, en terme de sensibilité, de détecter la composante thermique d'une source émettrice de neutrons plutôt que la composante rapide. Toutefois, les tests réalisés pour la fabrication des Timepix, abordées dans le § 2.2.3.6, ont montré que les méthodes de fabrication pour la couche de fluorure de lithium étaient beaucoup plus contraignantes que celles liées au dépôt de polyéthylène. De plus, l'impact important de l'environnement sur les neutrons thermiques et la grande disparité des scènes à imager rendent complexes la définition d'un ou de scénarios représentatifs d'imagerie neutronique permettant d'évaluer la détection des neutrons thermiques. Pour ces raisons, cet axe de développement est resté très exploratoire et n'a pas été approfondi ici.

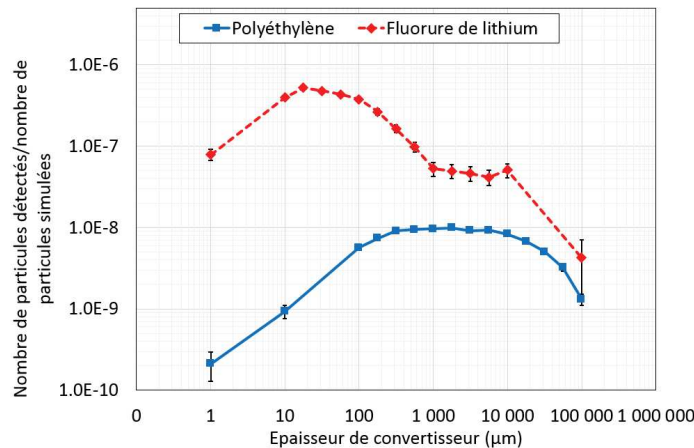


Figure 2.15 : Variation du rapport du nombre des particules chargées détectées dans le substrat de détection en Si sur le nombre de particules simulées en fonction de l'épaisseur de convertisseur pour la source de ^{252}Cf thermalisée.

2.2.3. Démonstration de la détection et de la localisation des neutrons à l'aide d'un détecteur Timepix modifié

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord la chaîne d'acquisition ainsi que le traitement des données associées à celle-ci. Les premières expériences réalisées concernent l'égalesation et le choix du seuil de détection de l'ensemble des pixels ainsi que leur étalonnage en énergie. Puis, les méthodes de fabrication des différents détecteurs Timepix modifiés sont expliquées. Finalement, les résultats expérimentaux permettant de confirmer les capacités de détection et de localisation des neutrons sont développés.

2.2.3.1. Description de la chaîne d'acquisition

La chaîne d'acquisition utilisée est schématisée sur la figure 2.16 et un montage expérimental avec un détecteur Timepix en silicium de 300 µm est présenté sur la figure 2.17. La polarisation du semi-conducteur est assurée par un générateur de tension fonctionnant à +50 V. Le transfert des données à l'ordinateur est réalisé par le biais d'un boîtier d'acquisition FITPix [3].

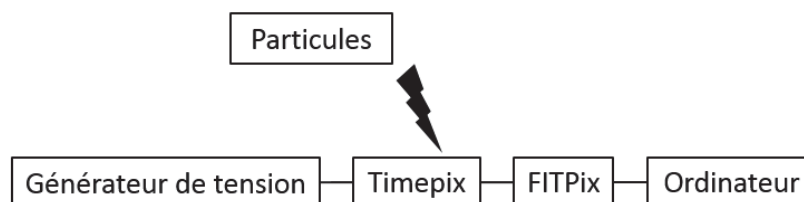


Figure 2.16 : Schéma de la chaîne d'acquisition avec le détecteur Timepix.

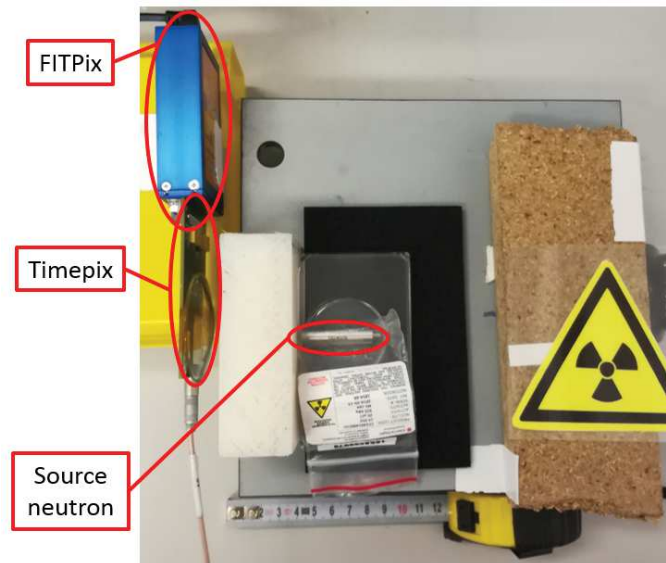


Figure 2.17 : Exemple de mise en place de la chaîne d'acquisition basée sur l'utilisation d'un Timepix en silicium et d'un boîtier FITPix.

Le pilotage de la puce Timepix, *i.e.* l'acquisition de données et la modification des paramètres opérationnels du détecteur, est réalisé depuis l'ordinateur à l'aide du logiciel *Pixelman* [20] dont l'interface est présentée sur la figure 2.18.

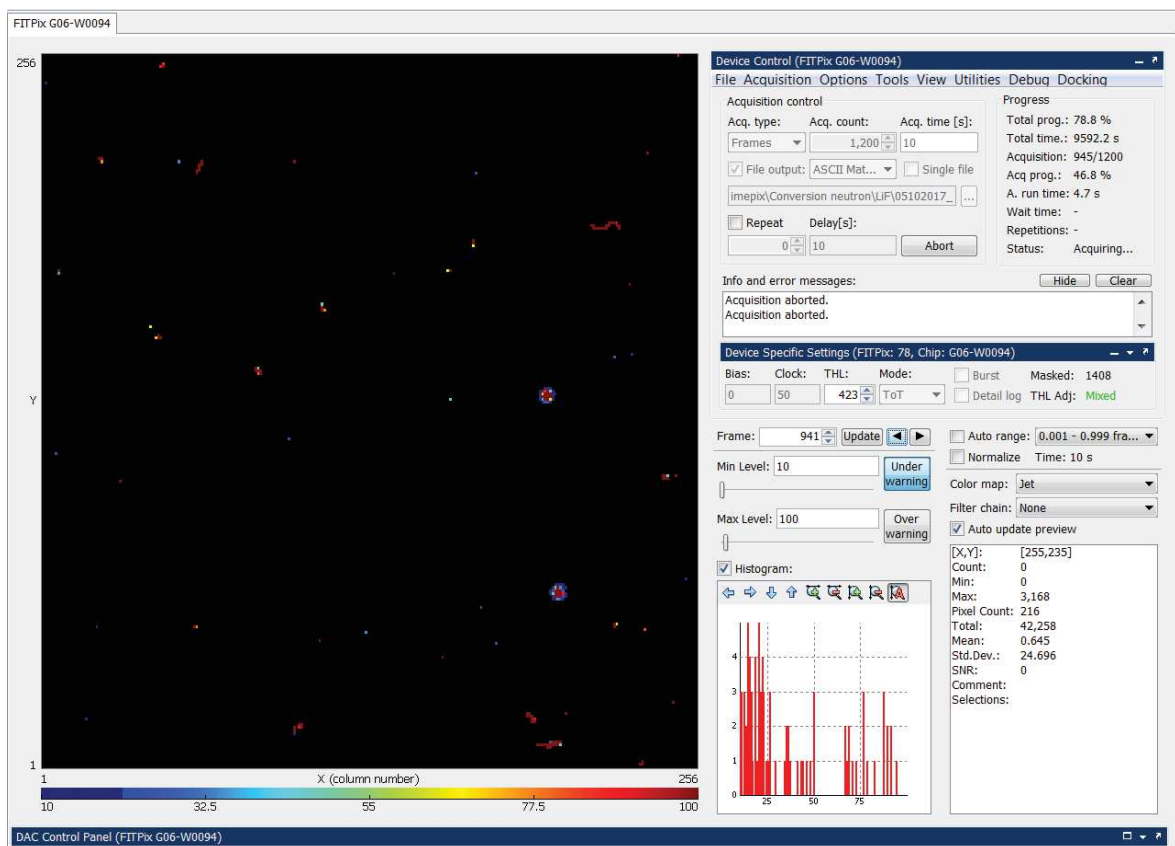


Figure 2.18 : Interface du logiciel Pixelman.

2.2.3.2. Identification des *clusters*

Les données de sortie du logiciel Pixelman correspondent à la numérisation des valeurs de ToT par pixel. Ces données sont enregistrées sous la forme de matrices, ces dernières contenant donc une information sur la localisation de l'interaction et une information sur l'énergie déposée au sein du détecteur. Un exemple de matrice de sortie est présenté sur la figure 2.19.

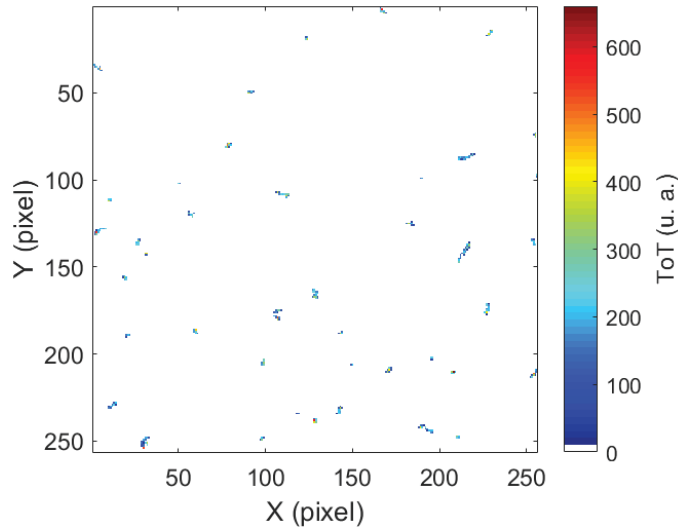


Figure 2.19 : Exemple de la matrice de sortie fournie par le détecteur Timepix.

Une acquisition est constituée d'un ensemble de matrices d'une durée d'enregistrement fixe. Dans chaque matrice, *i. e.* chaque fichier enregistré, se trouve l'ensemble des dépôts d'énergie supérieurs au seuil de détection (fixé selon la procédure présentée dans le § 2.2.3.4) qui ont eu lieu durant cette durée. La taille des pixels étant très petite (55 μm), un même dépôt d'énergie peut se trouver réparti dans plusieurs pixels, constituant alors un *cluster*. Pour identifier les *clusters*, l'algorithme de partitionnement de données DBSCAN [21] (pour l'anglais *Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise*) est appliqué sur chacune des matrices. Cet algorithme utilise deux paramètres, la distance minimale entre deux pixels et le nombre minimum de pixels. Dans le cas de la détection du dépôt d'énergie d'une particule, un *cluster* peut être composé au minimum d'un pixel et tous les pixels adjacents (côte à côte et en diagonale) constituent un même *cluster*. Un exemple d'application de l'algorithme DBSCAN sur une portion d'une matrice de sortie est présenté en figure 2.20.

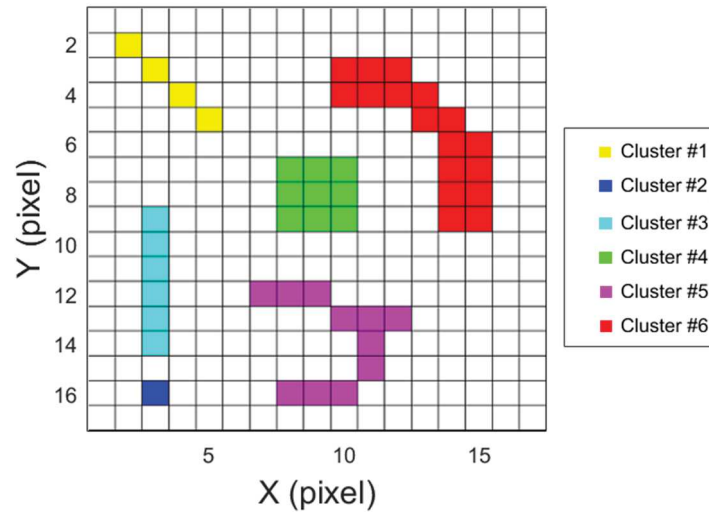


Figure 2.20 : Exemple d'une portion de matrice de sortie avec l'identification des *clusters* à l'aide de l'algorithme DBSCAN.

2.2.3.3. Identification des particules par la forme des clusters

La réponse de la puce Timepix à une interaction avec une particule dépend du type et de l'énergie de cette particule. La durée d'enregistrement est fixée pour que le nombre de *clusters* par matrice soit suffisamment faible et ainsi minimiser l'empilement de *clusters*. Il est alors possible de distinguer la forme des dépôts d'énergie et de l'associer à un type de particules. Pour chaque dépôt d'énergie, *i. e.* *cluster*, la littérature [22–24] propose d'extraire un ensemble de caractéristiques permettant de le classifier. Les caractéristiques extraites, dont un exemple est présenté en figure 2.21, sont les suivantes :

- position du centre géométrique (croix noire) ;
- nombre de pixels (points bleus) ;
- valeur totale en ToT ;
- valeur maximale de ToT dans un pixel ;
- densité de ToT par pixel ;
- énergie ;
- petit axe et élongation de l'ellipse circonscrite (courbe noire) ;
- nombre de pixels internes ;
- taux de remplissage ;
- rondeur.

L'élongation de l'ellipse circonscrite correspond au ratio du grand axe par le petit axe. Le nombre de pixels internes est calculé à partir du nombre total de pixels retranché de ceux constituant le périmètre (contour rouge) du *cluster*. Le taux de remplissage correspond au rapport entre l'aire du carré circonscrit et le nombre total de pixels. La rondeur est définie comme le ratio du diamètre du cercle dont la surface est égale au nombre total de pixels par le maximum de distance entre deux pixels au sein du *cluster*.

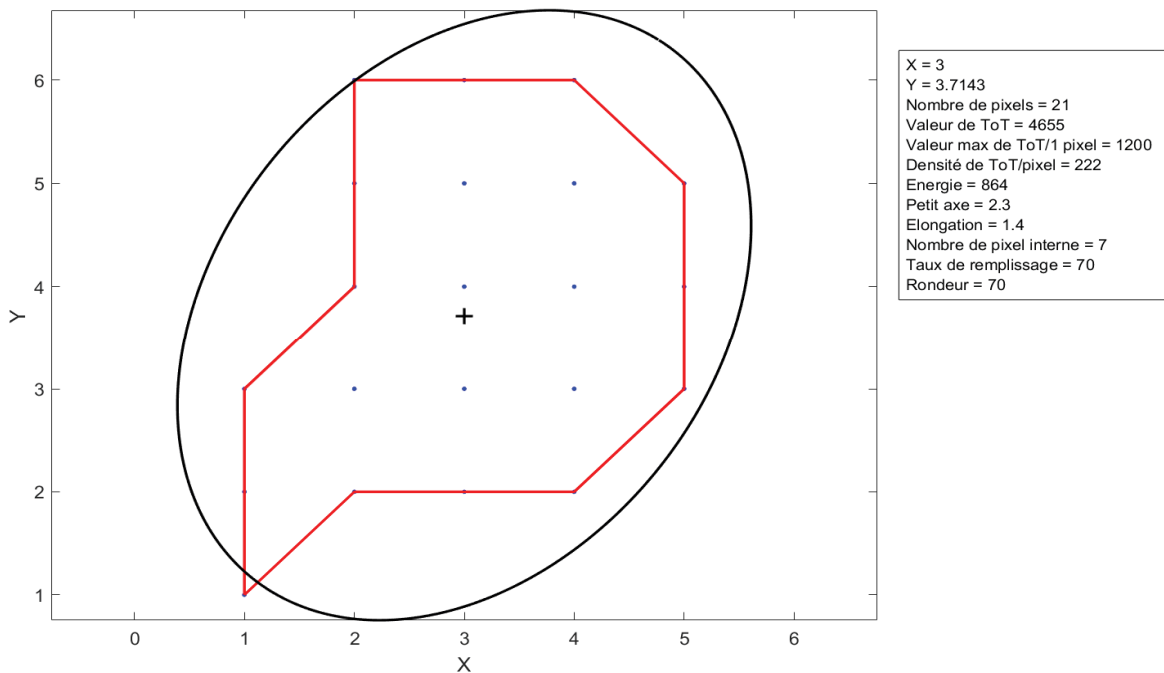


Figure 2.21 : Exemple d'extraction des caractéristiques d'un *cluster*, les points bleus correspondent aux pixels le constituant, le contour rouge à son périmètre, la croix noire à son centre géométrique, la courbe noire à son ellipse circonscrite.

Dans un premier temps, les critères de classification appliqués aux caractéristiques d'un *cluster*, ainsi que la définition et l'association des catégories de *clusters* aux types de particules, ont été extraits en s'inspirant de travaux similaires disponibles dans la littérature [22–24]. Dans un deuxième temps, les critères et les catégories de *clusters* ont été ajustés à la puce Timepix utilisée, suite à l'exposition de cette dernière à une large gamme de sources radioactives, décrites ci-dessous :

- ^{14}C (β^- : énergie moyenne 49,2 keV, énergie maximale 156,5 keV) ;
- ^{36}Cl (β^- : énergie moyenne 316,0 keV, énergie maximale 709,5 keV) ;
- ^{90}Sr (β^- : énergie moyenne 195,7 keV, énergie maximale 545,9 keV) / ^{90}Y (β^- : énergie moyenne 926,7 keV, énergie maximale 2 279,8 keV) ;
- ^{55}Fe (γ : émission majoritaire à 5,9 keV) ;
- ^{57}Co (γ : émission majoritaire à 14,4 keV et 122,1 keV) ;
- ^{241}Am (γ : émission majoritaire à 17,0 keV et 59,5 keV, émission des particules alpha non détectable) ;
- ^{137}Cs (γ : émission majoritaire à 32,2 keV et 661,7 keV) ;
- ^{22}Na (γ : émission majoritaire à 511,0 keV et 1 274,5 keV) ;
- ^{60}Co (γ : émission majoritaire à 1 173,2 keV et 1 332,5 keV) ;
- ^{252}Cf (mixte neutron/ γ) thermalisée et non thermalisée ;
- $^{241}\text{AmBe}$ (mixte neutron/ γ) non thermalisée.

La classification des *clusters* est finalement réalisée selon l'équivalence entre la catégorie, le type de particules et les critères présentés dans le tableau 2.1. Huit catégories de *clusters* ont été définies pour identifier le type de particules. Les électrons de faible énergie (< 100 keV) déposent leur énergie dans un petit nombre de pixels très proches les uns des autres : ce sont les petits (≤ 4 pixels) et moyens (≤ 12 pixels) *blobs*. Le mouvement d'un électron énergétique (> 300 keV)

étant erratique, il peut déposer son énergie sous la forme d'une trace ou d'un large *blob* (taux de remplissage $> 50\%$ et rondeur $> 65\%$) avec une faible densité d'énergie déposée (< 35 keV/pixel). Par exemple, le *cluster*, représenté par les points bleus et le contour rouge sur la figure 2.21, aurait été identifié en large *blob* léger. De plus, un électron peut aussi déposer son énergie selon deux types de traces : les courbées (zéro pixel intérieur) ou les larges (élongation $> 1,5$, taux de remplissage $> 30\%$ et rondeur $< 50\%$). Dans le cas où le cluster possède une forme de trace très droite (petit axe $< 2,5$ pixels), elle correspond au passage d'une particule au minimum d'ionisation (MIP pour l'anglais *Minimum Ionizing Particles*). Les particules chargées lourdes (protons, particules alpha, ...) déposent quant à elles leur énergie de façon très sélective dans le silicium (< 3 pixels) mais cette énergie sera distribuée dans les pixels environnants à cause de l'effet de partage de charge et générera de larges *blobs* avec une forte densité d'énergie déposée (≥ 35 keV/pixel). Par ailleurs, lorsqu'un proton a une énergie suffisante (> 7 MeV) et un angle d'incidence supérieur à 45° , alors le dépôt aura aussi les caractéristiques d'une trace : ce sont les larges traces lourdes. Les *clusters* ne respectant aucune des conditions de classification sont identifiés comme étant inconnus. Dans le cas de l'imagerie neutronique, les particules intéressantes, *i.e.* induites par les neutrons, correspondent aux protons de recul ou aux tritons et aux particules α . Par ailleurs, pour limiter la perte d'information sur la localisation de l'interaction, la trajectoire doit être la plus perpendiculaire possible à la surface du semi-conducteur. Les *clusters* suivis pour détecter les neutrons sont donc les larges *blobs* lourds.

Catégorie de <i>cluster</i>	Types de particules (domaine d'énergie)	Critère
Petit <i>blob</i>	Particules chargées légères (~10 keV)	Nombre de pixels ≤ 4
Moyen <i>blob</i>	Particules chargées légères (~100 keV)	Nombre de pixels > 4 Nombre de pixels ≤ 12
Trace droite	Particules chargées lourdes (~GeV) Particules chargées légères (>200 keV)	Nombre de pixels > 12 Petit axe $\leq 2,5$ pixels
Trace courbée	Particules chargées légères (>200 keV)	Nombre de pixels > 12 Petit axe $> 2,5$ pixels Nombre de pixels internes = 0
Large <i>blob</i> léger		Nombre de pixels > 12 Petit axe $> 2,5$ pixels Nombre de pixels internes ≥ 4 Taux de remplissage ≥ 50 % Rondeur ≥ 65 % Densité de ToT/pixel < 225
Large trace légère		Nombre de pixels > 12 Petit axe $> 2,5$ pixels Nombre de pixels internes ≥ 4 Taux de remplissage ≥ 30 % Élongation $\geq 1,5$ Densité de ToT/pixel < 225
Large <i>blob</i> lourd	Particules chargées lourdes (~MeV)	Nombre de pixels > 12 Petit axe $> 2,5$ pixels Nombre de pixels internes ≥ 4 Taux de remplissage ≥ 50 % Rondeur ≥ 65 % Densité de ToT/pixel ≥ 225
Large trace lourde		Nombre de pixels > 12 Petit axe $> 2,5$ pixels Nombre de pixels internes ≥ 4 Taux de remplissage ≥ 30 % Élongation $\geq 1,5$ Densité de ToT/pixel ≥ 225

Tableau 2.1 : Catégories des *clusters*, types de particules associées et critère de classification.

2.2.3.4. Procédure d'égalisation et choix du seuil de détection

Le logiciel *Pixelman* propose une procédure d'égalisation du seuil de comptage. Cette dernière permet d'uniformiser le seuil de détection sur l'ensemble de la matrice, ainsi que de masquer les pixels bruyants (bruit d'origine électronique). Lorsqu'un pixel compte plus de 100 coups pendant 1 s (valeurs recommandées par le fabricant) au cours de l'ensemble de la procédure, celui-ci est considéré comme bruyant et sera alors masqué. Cette procédure s'effectue en deux étapes :

- L'identification du THL à partir duquel les pixels comptent du bruit électronique est d'abord effectué avec deux balayages successifs des valeurs de THL. La différence entre les deux balayages est l'état initial des pixels. Les courbes d'égalisation obtenues sont présentées en rouge et en bleu sur la figure 2.22 ;
- La valeur moyenne dans l'ensemble de la matrice du seuil est calculée à partir des centroïdes des deux courbes obtenues lors de la première étape. L'état initial des pixels est ensuite ajusté de telle sorte que le seuil soit le plus proche possible de cette valeur moyenne. Le résultat est représenté par la courbe noire sur la figure 2.22.

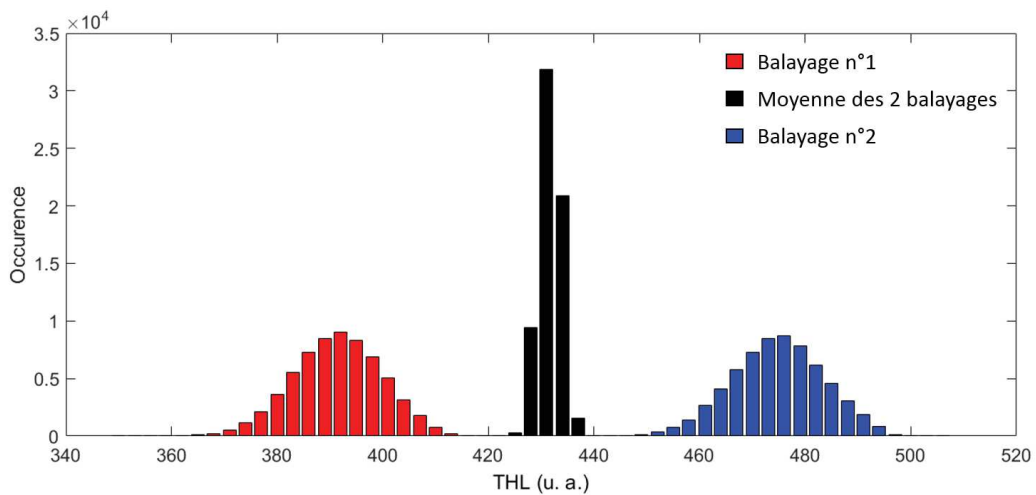


Figure 2.22 : Exemple de résultat issu de la procédure d'égalisation du seuil THL.

Pour choisir la valeur de THL qui servira ensuite de seuil de détection pour la suite des expériences, une mesure en comptage des pixels a été réalisée sans la présence de sources radioactives. Le nombre de pixels détectant du bruit électronique sur une durée de 10 s a été évalué pour chaque valeur de THL. Les résultats (figure 2.23) montrent l'évolution du nombre de pixels bruyants en fonction de la valeur de THL. Le semi-conducteur en silicium est polarisé par une tension positive, les charges collectées par les pixels sont les trous. Le logiciel *Pixelman* est paramétré de telle sorte que l'augmentation de la valeur de THL corresponde à une diminution du seuil de détection. Plus ce seuil est bas, plus le nombre de pixels bruyants est important. Le THL a été fixé à 423 (barre rouge) pour la suite des expériences de manière à avoir le seuil de détection le plus bas possible tout en ayant le nombre de pixels bruyants le plus faible.

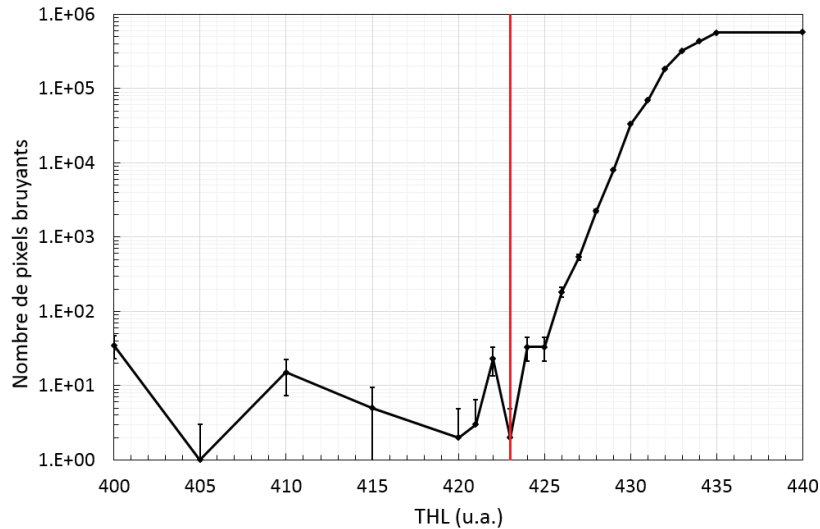


Figure 2.23 : Évolution du nombre de pixels bruyants de la puce Timepix en fonction de la valeur de THL.

2.2.3.5. Étalonnage en énergie

L'évaluation de la courbe d'étalonnage donnant la correspondance entre l'énergie et la valeur ToT a été réalisée, selon l'une des procédures proposées dans la référence suivante [25] et inspirée de la méthode initialement présentée dans la référence [26]. Cette procédure étalonne la puce Timepix dans son ensemble, et non par pixel. Cet étalonnage est réalisé à l'aide des pics d'absorption totale des sources radioactives suivantes :

- ^{55}Fe (émission majoritaire de photons γ de 5,9 keV) ;
- ^{57}Co (émission majoritaire de photons γ de 14,4 keV) ;
- ^{241}Am (émission majoritaire de photons γ de 17,0 et 59,5 keV) ;

Les pics de fluorescence des rayons X (XRF pour l'anglais *X-ray fluorescence*) obtenus avec une source d' ^{241}Am des matériaux listés ci-dessous sont également utilisés :

- Fe (raie $K\alpha$ de 6,4 keV) ;
- Cu (raie $K\alpha$ de 8,0 keV) ;
- Br (raie $K\alpha$ de 11,9 keV) ;
- Ag (raie $K\alpha$ de 22,2 keV) ;
- Cd (raie $K\alpha$ de 23,2 keV) ;
- In (raie $K\alpha$ de 24,2 keV).

La courbe d'étalonnage pour ce type de détecteur se caractérise par une zone non linéaire pour des énergies inférieures à 20 keV suivie d'une large zone linéaire pour celles supérieures. La fonction d'ajustement utilisée (voir figure 2.24) pour modéliser ces deux zones est issue de la référence [26]. La linéarité de la valeur ToT en fonction de l'énergie n'est pas vérifiée pour des énergies supérieures à 59,5 keV car au-delà de cette énergie, il n'est plus possible d'obtenir, pour des durées d'acquisition raisonnable, des histogrammes exploitables pour étalonner les puces Timepix utilisées. La procédure utilise la valeur en ToT au niveau du pic d'absorption totale dans l'histogramme des *clusters* constitués d'un pixel. Or, la probabilité qu'un photon interagisse par effet photoélectrique dans du silicium, pour des énergies supérieures à 60 keV, devient extrêmement réduite par rapport à un effet Compton. De plus, à ces énergies, le nombre de *clusters* constitués

d'un seul pixel est très faible. Sachant que l'étalonnage en énergie déposée par des photons n'est pas une information primordiale pour nos développements, celui-ci a été considéré suffisant.

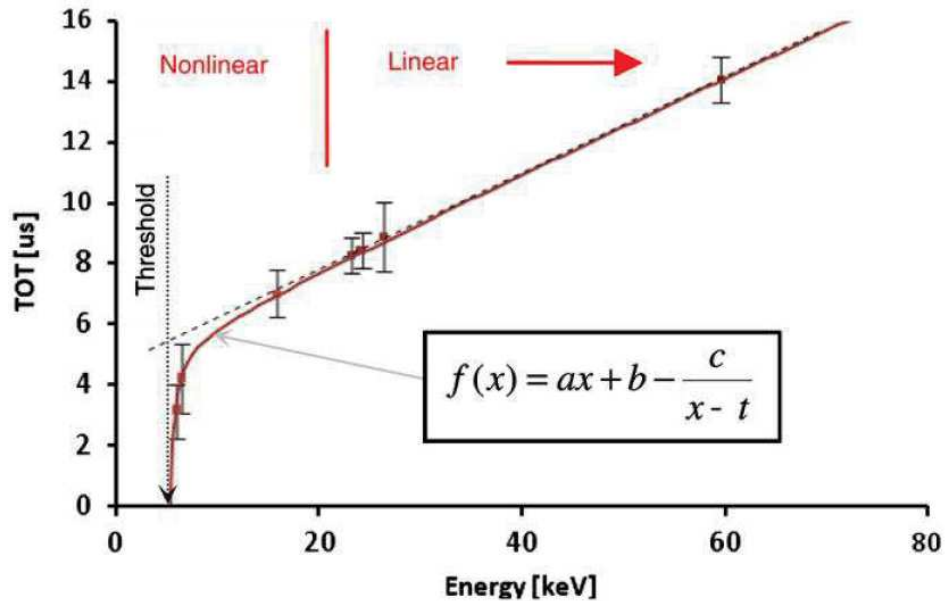


Figure 2.24 : Correspondance entre l'énergie de la particule et la valeur ToT mesurée et fonction d'ajustement associée [26].

Deux puces Timepix identiques (I11-W0094 et G06-W0094) ont été étalonnées en énergie. Les courbes d'étalonnage des deux puces étant similaires, nous avons choisi pour faciliter le traitement des données d'implémenter uniquement la courbe d'étalonnage obtenue pour la puce G06-W0094 dans les algorithmes. De plus, afin de simplifier l'affichage, seule cette courbe d'étalonnage est présentée sur la figure 2.25. Par ailleurs, elle présente un bon accord avec le modèle proposé dans la littérature, ce qui permet de valider la procédure appliquée.

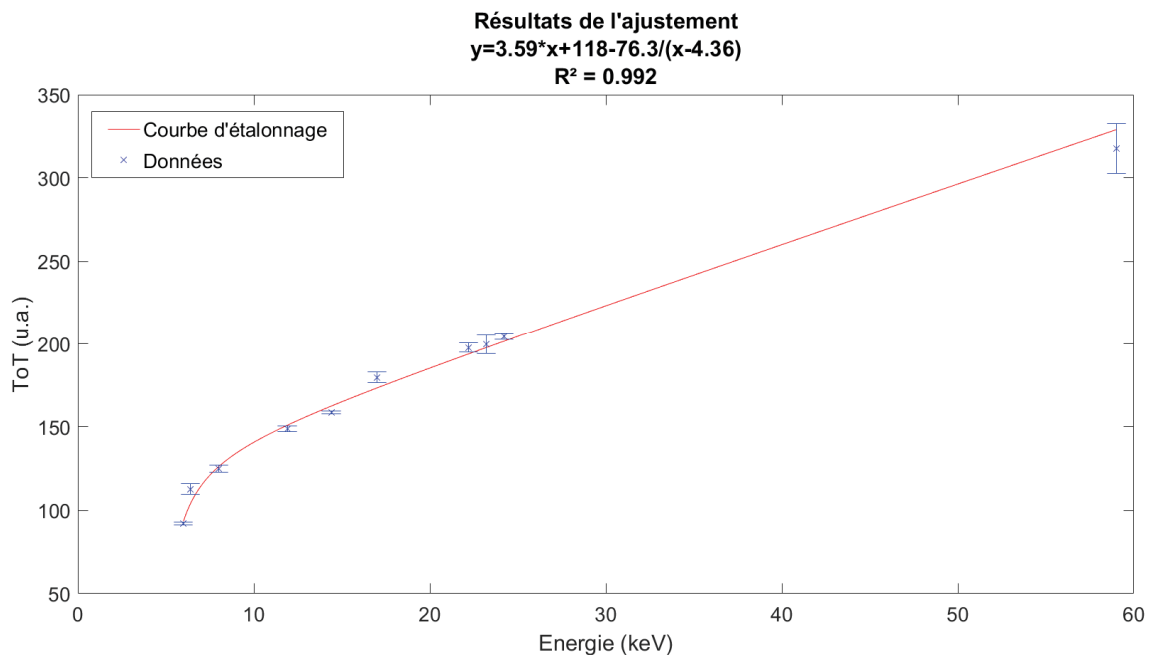


Figure 2.25 : Courbe d'étalonnage obtenue pour la puce Timepix G06-W0094 (55 μm /300 μm Si).

L'étalonnage en énergie a pour avantage de corriger le décalage des pics, en fonction du nombre de pixels composant le *cluster*. Un exemple de l'apport de cette correction est présenté en figure 2.26 avec les spectres en ToT et en énergie d'une source radioactive d' ^{241}Am . Sur le spectre en ToT, les deux pics sont observables mais décalés sur les spectres par nombre de pixels, ce qui rend difficilement exploitable le spectre total (courbe bleue). Sur le spectre en énergie, les pics d'absorption à 17,0 keV et 59,5 keV sont observables sur le spectre total (courbe bleue) respectivement à 18,0 keV (~6 % d'erreur) et à 59,0 keV (~1 % d'erreur).

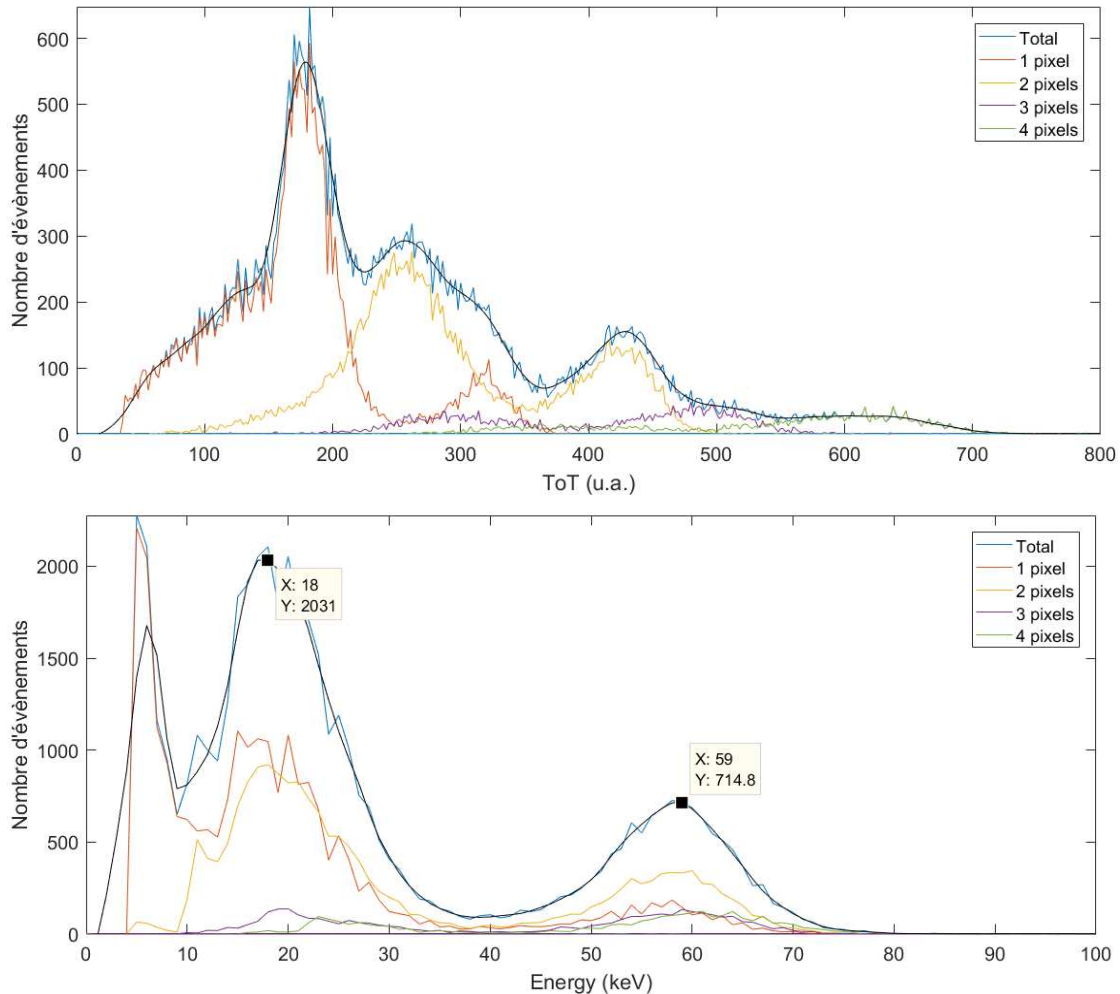


Figure 2.26 : Spectres d'une source radioactive d' ^{241}Am obtenus avec la puce G06-W0094 (55 μm /300 μm Si) : en haut, spectre en ToT ; en bas, spectre étalonné en énergie.

2.2.3.6. Fabrication des détecteurs Timepix modifiés

Pour permettre à la puce Timepix de détecter les neutrons, une couche de convertisseur a été déposée sur le semi-conducteur. Les deux types de compositions chimiques précédemment étudiées par simulation ont été testés, le polyéthylène (sous forme de paraffine) pour les neutrons rapides et le fluorure de lithium pour les neutrons thermiques.

Dépôt d'une couche de paraffine

Le dépôt de paraffine a été réalisé par deux méthodes de fabrication différentes. Le premier dépôt avait pour objectif de vérifier la capacité de détecter des neutrons avec de la paraffine. Quatre films de paraffine d'environ 300 μm d'épaisseur ont été positionnés les uns sur les autres en

recouvrant partiellement la puce I11-W0094 et maintenus sur le substrat par du ruban adhésif. Une photographie du montage, appelé Timepix #1, est montrée sur la figure 2.27. Ce montage a été utilisé pour les expériences présentées au § 2.2.3.7 sur la localisation des neutrons car il a l'avantage d'être peu contraignant à réaliser et de permettre de vérifier la localisation des interactions. Par contre, il présente plusieurs inconvénients comme une absence d'adhésion et un mauvais contact entre la paraffine et la surface de détection, ainsi qu'un volume non homogène (présence d'air entre chaque film) de paraffine.

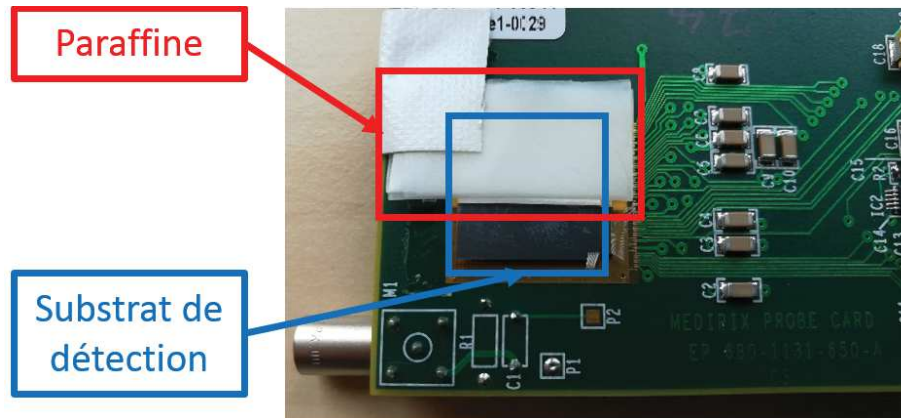


Figure 2.27 : Photographie de la puce I11-W0094 modifiée avec le dépôt de paraffine, Timepix #1, réalisé avec la première méthode de fabrication.

Suite à des discussions avec les chercheurs en chimie du LCAE sur les procédés chimiques envisageables pour réaliser ce dépôt sans endommager le détecteur Timepix, une deuxième méthode a été utilisée. Les films de paraffine ont été déposés un par un sur le semi-conducteur et légèrement chauffé ($\sim 50^\circ$) à l'aide d'un décapeur thermique pour assurer l'adhésion entre les films. La superposition de quatre films, sans perdre la cohésion et sans voir apparaître beaucoup de bulles entre les films, n'a pas été aisée. À cause de ces contraintes de fabrication, seule une couche de $0,84 \pm 0,24$ mm a pu être déposée sur la puce I11-W0094. L'épaisseur et l'incertitude associée ont été calculées à partir de deux mesures de la masse de la puce, avant et après le dépôt de paraffine. Connaissant la masse volumique de la paraffine, le volume de paraffine peut être déduit. La mesure de la surface de paraffine donne alors accès à l'épaisseur. Une photographie du montage, appelé Timepix #2, est montrée sur la figure 2.28. Ce dernier a été utilisé pour l'évaluation de l'efficacité intrinsèque de détection présentée dans le § 2.2.3.767.

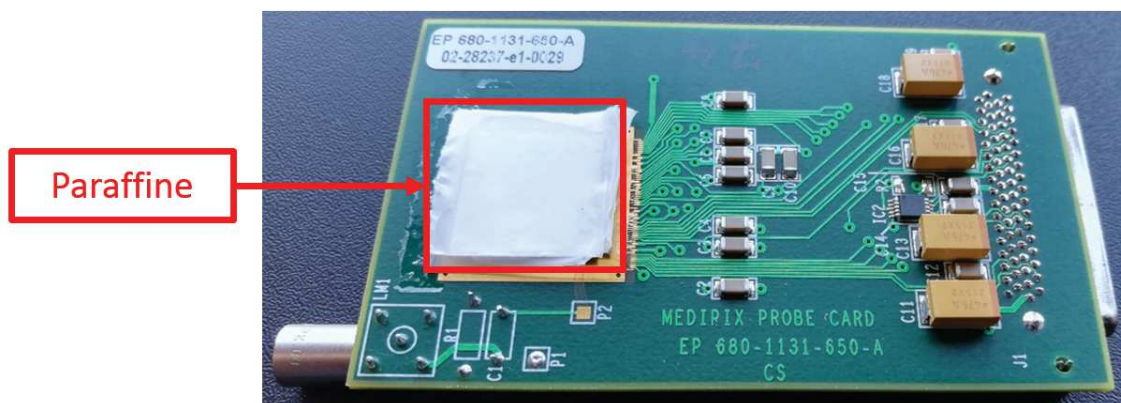


Figure 2.28 : Photographie de la puce I11-W0094 modifiée avec le dépôt de paraffine, Timepix #2, réalisé avec la deuxième méthode de fabrication.

Dépôt d'une couche de fluorure de lithium

Un premier essai de dépôt par évaporation thermique sous vide de fluorure de lithium naturel a été réalisé par deux chercheurs, un premier du LCAE et un deuxième du LICSEN (DRF/IRAMIS//NIMBE). Le principe de ce procédé est présenté en figure 2.29. Pour des raisons de contraintes techniques liées au procédé et aux matériels utilisés, une épaisseur d'environ $2\text{ }\mu\text{m}$ de fluorure de lithium naturel a été déposée sur le détecteur Timepix #3. La figure 2.30 présente le résultat obtenu. L'objectif de ce premier essai était la vérification de l'utilisation de ce procédé pour déposer du fluorure de lithium sur un détecteur Timepix sans l'endommager et de la possibilité de détecter des neutrons avec du fluorure de lithium.

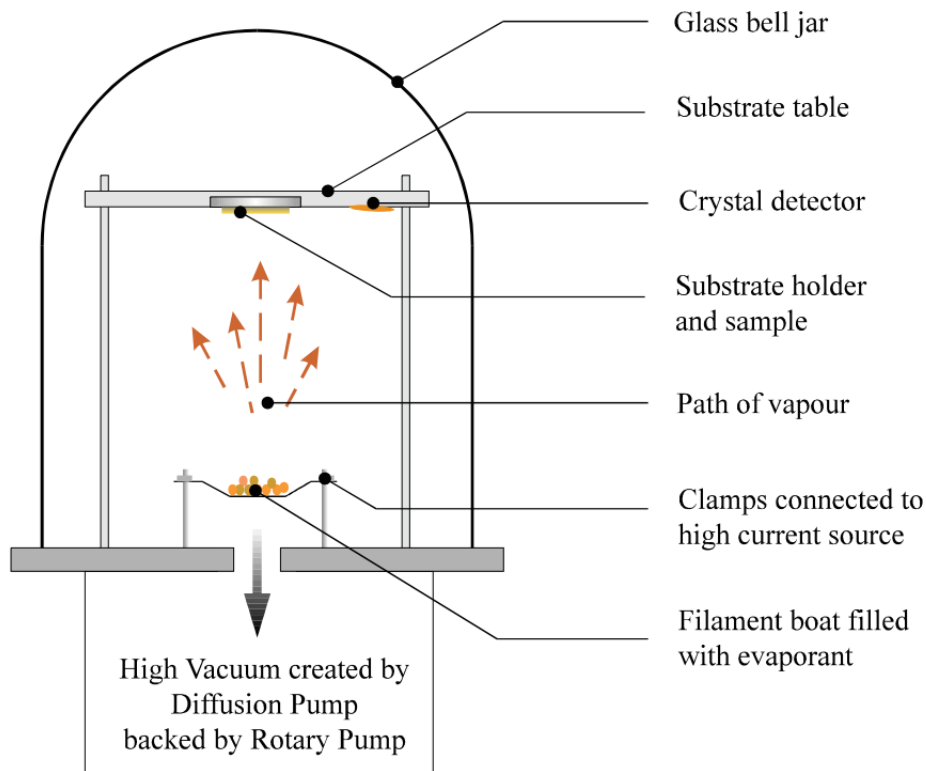


Figure 2.29 : Schéma du principe de l'évaporation thermique sous vide [27].

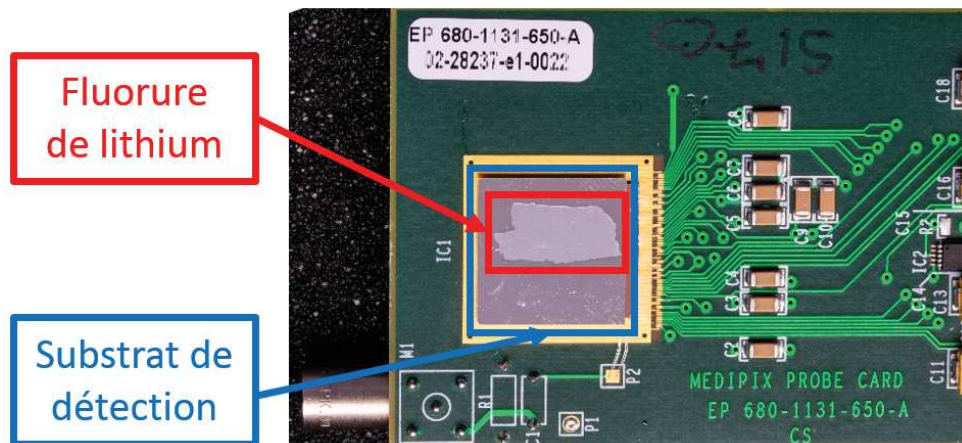


Figure 2.30 : Photographie de la puce G06-W0094 modifiée avec le dépôt de fluorure de lithium, Timepix #3.

2.2.3.7. Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux concernent tout d'abord la vérification de la capacité de détecter et de distinguer les neutrons à partir des détecteurs Timepix modifiés. Dans un deuxième temps, la possibilité de localiser les interactions des neutrons sera démontrée. Finalement, l'évaluation des efficacités intrinsèques de détection neutronique des différents détecteurs sera présentée.

Classification des particules et détection des neutrons

L'application des critères de classification permet d'obtenir les répartitions en catégories de *clusters* selon le type de sources radioactives présentées dans le tableau 2.2. Pour les photons émis par les sources ^{55}Fe , ^{57}Co et ^{241}Am , ainsi que les électrons émis par la source ^{14}C , les *clusters* générés sont majoritairement (> 97 %) des petits *clusters*. Lorsque l'énergie des électrons ou des photons émis augmente, la probabilité de générer des types de *clusters* associés à des dépôts d'énergie plus importants augmente en parallèle. Par exemple, la source ^{90}Sr a une probabilité de 14,4 % de générer des traces droites et courbées, par rapport à la source ^{36}Cl ayant une probabilité de 6,2 %. Ces résultats sont en accord avec les énergies d'émission des particules β^- de ces sources. De plus, les résultats montrent qu'il y a une faible (entre 0,17 % et 2,55 %) mais significative (intervalle de confiance > 99 %) augmentation du nombre des particules chargées lourdes lorsque les puces Timepix sont recouvertes d'un convertisseur (résultats identifiées en rouge dans le tableau 2.2). Une valeur non nulle du taux de comptage des particules chargées lourdes est obtenue en l'absence de convertisseur, ce qui suggère la présence d'évènements parasites. Ces évènements peuvent provenir de particules chargées lourdes générées dans l'environnement ou dans le détecteur par les neutrons ou du bruit de fond radioactif ambiant, par exemple les particules alpha émises par le radon ou les rayonnements cosmiques. Ils peuvent également être issus d'une mauvaise classification de l'algorithme. Nous soulignons que l'apparition de ce phénomène reste faible : au niveau de nos mesures, il représente au maximum 0,03 ($\pm 0,01$) % des évènements enregistrés. En se basant sur ce résultat, toute valeur strictement supérieure à 0,04 % sera considérée comme significative.

Type de sources radioactives	Petit <i>cluster</i>	Petit <i>blob</i>	Trace droite	Trace courbée	Large <i>blob</i> léger	Large <i>blob</i> lourd	Large trace légère	Large trace lourde	Inconnu	Nombre total de <i>clusters</i>
¹⁴ C	97,17 %	2,82 %	< 0,01 %	< 0,01 %	< 0,01 %	0 %	0 %	0 %	< 0,01 %	443 619
³⁶ Cl	32,19 %	55,02 %	1,41 %	4,83 %	0,24 %	0,02 %	0,30 %	0,01 %	5,98 %	130 154
⁹⁰ Sr	31,09 %	48,68 %	5,83 %	8,60 %	0 %	0,03 %	0,32 %	0,01 %	5,44 %	3 104
⁵⁵ Fe	99,99 %	< 0,01 %	< 0,01 %	< 0,01 %	0 %	< 0,01 %	0 %	0 %	< 0,01 %	437 683
⁵⁷ Co	98,68 %	1,27 %	0,01 %	0,02 %	0 %	< 0,01 %	0 %	0 %	0,01 %	48 004
²⁴¹ Am	99,87 %	0,11 %	0,01 %	< 0,01 %	< 0,01 %	0 %	0 %	< 0,01 %	0,01 %	47 623
¹³⁷ Cs	66,73 %	27,72 %	0,66 %	2,12 %	0,11 %	< 0,01 %	0,15 %	< 0,01 %	2,90 %	77 831
²² Na	54,49 %	37,18 %	1,42 %	3,78 %	0,08 %	< 0,01 %	0,07 %	< 0,01 %	2,59 %	92 204
⁶⁰ Co	38,40 %	44,18 %	2,88 %	7,91 %	0,16 %	0 %	0,38 %	0,01 %	6,08 %	29 473
²⁵² Cf (Timepix sans convertisseur)	68,72 %	24,22 %	1,71 %	3,15 %	0,06 %	0,03 %	0,11 %	< 0,01 %	2,00 %	54 721
²⁵² Cf thermalisée (Timepix #3)	69,48 %	23,30 %	1,81 %	3,05 %	0,04 %	0,17 %	0,13 %	0 %	2,01 %	46 367
²⁵² Cf (Timepix #2)	65,28 %	26,79 %	1,63 %	3,23 %	0,08 %	0,51 %	0,15 %	0,01 %	2,31 %	14 223
²⁴¹ AmBe (Timepix #2)	51,19 %	34,64 %	4,05 %	4,64 %	0,19 %	2,55 %	0,07 %	0,05 %	2,62 %	4 200

Tableau 2.2 : Répartitions des *clusters* en fonction du type de sources radioactives (en gras les valeurs identifiées comme significatives, *i. e.* strictement supérieures à 0,04 % et en rouge celles liées à la détection des neutrons).

Localisation des neutrons

Les mesures ont été réalisées avec une source de ^{252}Cf ayant un débit d'émission neutronique d'environ 5×10^4 neutrons.s⁻¹. Les images neutroniques brutes de la figure 2.31 et de la figure 2.33 ont été obtenues, respectivement à l'aide des puces Timepix modifiées #1 (paraffine) et #3 (fluorure de lithium). Ces images neutroniques brutes représentent la répartition dans la matrice de détection de la position du centre géométrique des *clusters* identifiés comme étant des neutrons. Les résultats montrent que cette répartition est très semblable à la position de la couche de convertisseur. Par exemple, pour la paraffine, le comptage neutronique par unité de surface montre qu'il y a une différence significative (intervalle de confiance > 99 %) de 215 neutrons.cm⁻² entre la zone recouverte et celle non-recouverte. Par contre, tous les neutrons ne semblent pas être localisés sous la surface de paraffine (10,23 % des neutrons et 0,23 % du nombre total de *clusters*). Cette présence a également pu être confirmée par des simulations MCNP6 dont une image neutronique brute est montrée sur la figure 2.32. Ce comportement pourrait s'expliquer par l'existence de certains protons ayant une trajectoire non perpendiculaire à la surface du semi-conducteur mais dont le dépôt d'énergie ne permettrait pas d'identifier cette trajectoire. Dans ce cas particulier, le centre géométrique du *cluster* et le lieu d'interaction du neutron dans la paraffine serait différent et mènerait à une erreur importante de sa localisation. L'impact de ces événements, non corrélés à la position de l'interaction neutron, a été évalué à partir des résultats de simulation et ne représente que 2,90 % des neutrons. De plus, cette présence d'événements hors de la zone recouverte par un convertisseur se retrouve aussi dans le cas du fluorure de lithium. Cette explication ne suffit donc pas. Cela pourrait également être dû au phénomène de contamination du comptage neutronique par l'interaction des neutrons dans l'environnement ou dans le détecteur ou par le bruit de fond ambiant identifié dans le paragraphe ci-dessus. Dans le cas particulier où l'événement proviendrait d'une interaction avec un neutron dans le détecteur, réaction (n, α) par exemple, il s'agirait d'un événement intéressant. Par contre, dans tous les autres cas, il s'agirait d'événements parasites, les particules alpha émises par le radon ou les rayonnements cosmiques par exemple. Ces résultats permettent malgré tout de conclure sur la capacité de localiser des interactions neutrons rapides et thermiques avec un détecteur Timepix recouvert d'un convertisseur. La quantification exacte de l'origine des événements parasites, classés comme étant dus à une interaction avec un neutron mais détectés hors de la couche de conversion, pourra faire l'objet d'une étude ultérieure.

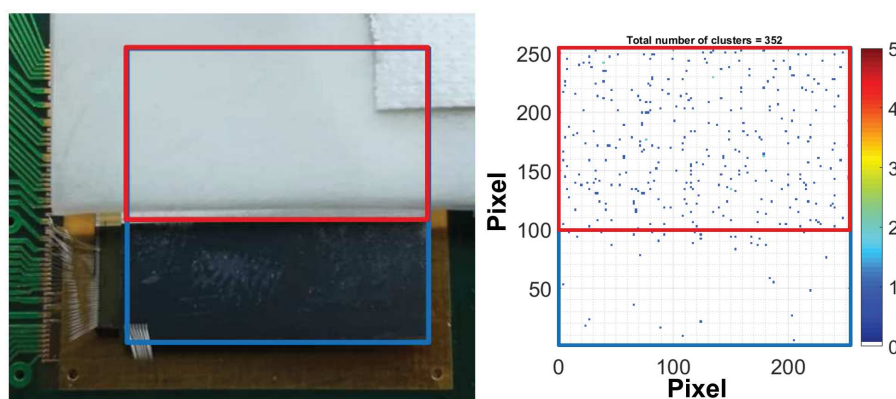


Figure 2.31 : A gauche : photographie de la puce Timepix #1 (semi-conducteur entouré en bleu) avec le dépôt de paraffine (entouré en rouge) ; à droite : image neutronique brute réalisée avec cette puce avec une source de ^{252}Cf séparée du détecteur par une épaisseur de 5 cm de plomb pendant 2 heures.

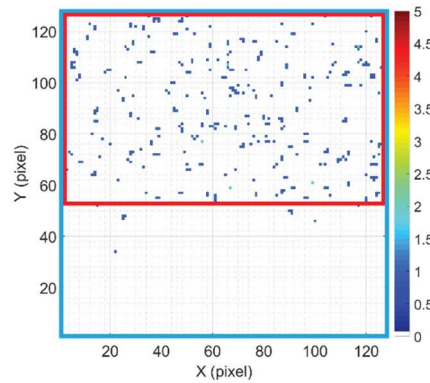


Figure 2.32 : Image neutronique brute réalisée par simulation MCNP6. La zone complète de détection entourée en bleu et la couche de paraffine en rouge.

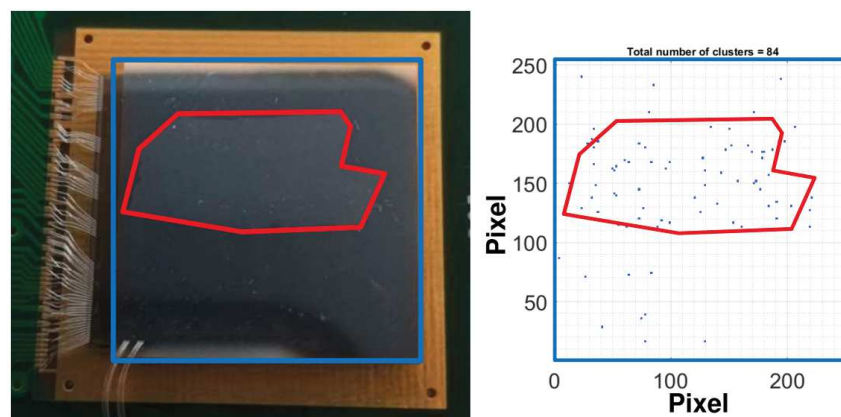


Figure 2.33 : A gauche : photographie de la puce Timepix #3 (semi-conducteur entouré en bleu) avec le dépôt de fluorure de lithium (entouré en rouge) ; à droite : image neutronique brute réalisée avec cette puce avec une source de ^{252}Cf séparée du détecteur par une épaisseur de 5 cm de polyéthylène pendant 3,37 heures.

Efficacité intrinsèque de détection neutronique

Deux objets émetteurs de neutrons ont été utilisés pour évaluer l'efficacité intrinsèque du détecteur Timepix #2 : une source CmBe et un générateur D-T. Le détail des conditions expérimentales et des sources est présenté dans les chapitres 3 et 4. Les sources sont considérées comme étant ponctuelles. Le débit d'émission neutronique de la source de CmBe placée à 50 cm du détecteur est de $2,0 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹. Le taux de comptage neutronique mesuré est de 32 coups.min⁻¹, l'efficacité intrinsèque de détection neutronique est donc de $1,1 \times 10^{-3} \pm 0,1 \times 10^{-3}$. Le débit d'émission neutronique du générateur D-T placé à 1 m est de $5,0 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹. Le taux de comptage neutronique mesuré est de 179 coups.min⁻¹, l'efficacité intrinsèque de détection neutronique est donc de $3,8 \times 10^{-3} \pm 0,3 \times 10^{-3}$. Ces résultats sont comparés, dans le tableau 2.3, à ceux trouvés par simulation dans le § 2.2.2.2.

	Source simulée d' ²⁴¹ AmBe	Source mesurée de CmBe	Générateur D-T simulé	Générateur D-T mesuré
Efficacité intrinsèque	$0,9 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-3}$	$2,4 \times 10^{-3}$	$3,8 \times 10^{-3}$
Incertitudes (k=2)	$0,2 \times 10^{-3}$	$0,1 \times 10^{-3}$	$0,2 \times 10^{-3}$	$0,3 \times 10^{-3}$

Tableau 2.3 : Récapitulatif des résultats de l'évaluation de l'efficacité intrinsèque du détecteur Timepix #2.

Pour la source CmBe, dont le spectre neutronique est plus énergétique que celui d'une source d'AmBe, le résultat expérimental est supérieur d'environ 16 % à celui de la simulation ($0,9 \times 10^{-3} \pm 0,2 \times 10^{-3}$). En prenant en compte les incertitudes sur les efficacités intrinsèques de détection neutronique ainsi que sur l'épaisseur de paraffine déposée, cette différence n'est pas significative. Pour le générateur D-T, le résultat expérimental est supérieur d'environ 56 % à celui de la simulation ($2,4 \times 10^{-3} \pm 0,2 \times 10^{-3}$). L'intervalle de confiance est supérieur à 99,7 %, cette différence est donc significative. Deux raisons principales peuvent expliquer ces différences. La première explication concerne le seuil de détection en énergie des particules chargées utilisé dans les simulations. Pour des valeurs de seuil comprises entre 250 keV et 1 MeV, cela peut conduire à des différences de l'ordre de grandeur de quelques pourcents. Ce seuil a été défini par rapport à l'énergie minimum à partir de laquelle la méthode d'identification des particules par la forme de clusters est applicable, qu'il est possible de trouver dans la littérature [19]. Or, il est possible que celui-ci soit différent pour le détecteur et le paramétrage utilisés. L'étalonnage en énergie, présenté au § 2.2.3.5, a été réalisé à partir de dépôts d'énergie d'électrons, et non de protons ; il a donc seulement permis de confirmer l'ordre de grandeur de ce seuil de détection (entre 500 keV et l'ordre du MeV). La deuxième explication est l'absence de prise en compte dans les simulations des interactions neutroniques génératrices de particules chargées ayant lieu dans le silicium. Par exemple, pour le générateur D-T, la section efficace est de 0,689 b pour la réaction de diffusion élastique sur l'hydrogène et de 0,571 b pour l'ensemble des réactions génératrices de particules chargées sur le ²⁸Si. Si l'on corrige l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en considérant uniquement la section efficace des diffusions élastiques, elle est de $2,1 \times 10^{-3} \pm 0,2 \times 10^{-3}$ et est alors comparable à celle simulée. Des mesures et des simulations complémentaires, avec une meilleure précision, permettraient malgré tout de confirmer ces explications.

2.3. Modification du substrat de détection de Timepix avec un semi-conducteur en diamant

La deuxième voie de développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position par la modification d'un détecteur Timepix a pour ambition d'utiliser un semi-conducteur en diamant comme substrat pour la puce de détection Timepix en lieu et place du silicium. Ces travaux ont été réalisés en collaboration avec le Laboratoire Capteur Diamant (DRT/LIST/DM2I/SCI/LCD). Dans cette partie, nous introduisons tout d'abord le principe de détection des neutrons à l'aide d'un diamant et les raisons de ce choix d'axe de recherche. Puis, les études réalisées pour vérifier la capacité d'un diamant à détecter des neutrons sont présentées.

2.3.1. Principe de détection des neutrons par un diamant

Le principe repose sur la conversion du neutron en une particule chargée dans le diamant tel qu'illustré sur la figure 2.34. L'idée est d'utiliser les interactions (n,α) , (n,d) , (n,p) et $(n,n+3\alpha)$ et les réactions de diffusion d'un neutron rapide sur du carbone, afin de détecter les neutrons incidents sur le détecteur. Les particules α , les deutons, les protons et les carbones de recul générés dans le diamant vont induire une impulsion électrique que la puce Timepix pourra alors mesurer. Dans le cas d'une couche de conversion, la particule chargée générée doit d'abord traverser une partie du convertisseur avant d'interagir avec le semi-conducteur. Tel que cela a pu être mis en évidence dans le § 2.2.3.7, cela peut engendrer une perte d'information sur la localisation de l'interaction du neutron ainsi qu'une perte d'efficacité de l'ensemble de détection. Dans le cas d'un semi-conducteur en diamant, cette perte d'information devrait logiquement être réduite, étant donné que la conversion et la génération des impulsions ont lieu directement à l'intérieur du substrat de détection.

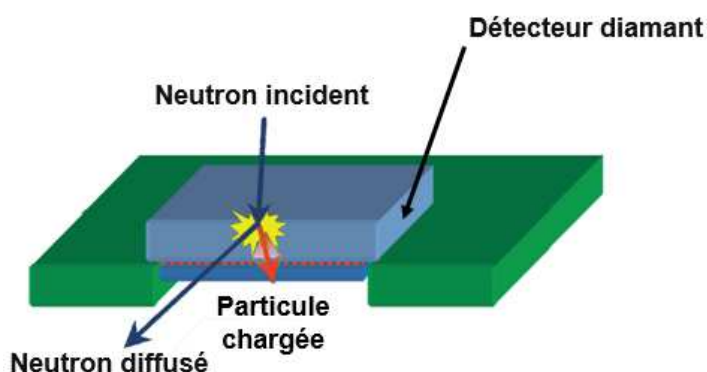


Figure 2.34 : Illustration du principe de détection des neutrons par un diamant.

Les interactions (n,α) , (n,d) , (n,p) et $(n,n+3\alpha)$ n'apparaissent toutefois qu'à partir d'un certain seuil d'énergie ($\geq \sim 7,5$ MeV), comme le montrent les courbes vertes et bleues sur la figure 2.35. De plus, dans le cas des réactions de diffusion (courbe rouge sur la figure 2.35), le seuil de détection en énergie des carbones de recul n'est pas connu. Le domaine d'énergie des neutrons détectables devrait malgré tout être réduit, ce qui aura un impact sur l'efficacité intrinsèque de détection. En revanche, les volumes accessibles de détection pourraient être plus importants. Actuellement l'impact de cette solution sur le comptage neutronique n'est pas quantifiable mais elle semble d'ores et déjà principalement dédiée à la détection des neutrons très énergétiques (réacteurs à neutrons rapides ou exploitant la réaction de fusion).

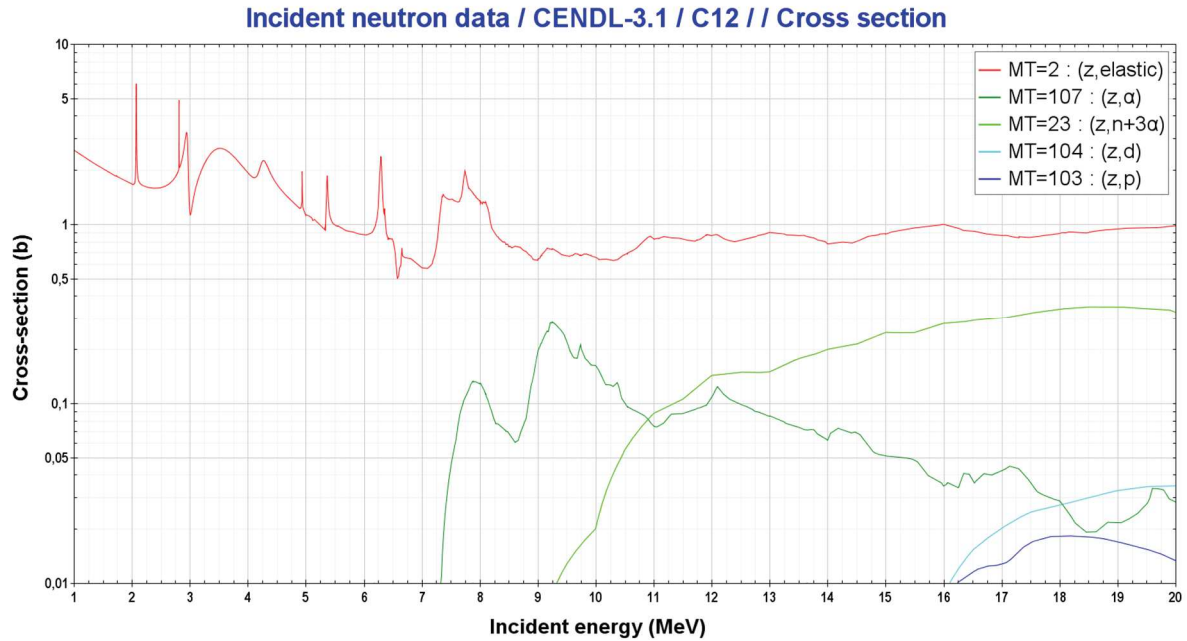


Figure 2.35 : Sections efficaces des interactions d'intérêt entre un neutron et le noyau de ^{12}C , issues de la bibliothèque CENDL-3.1.

2.3.2. Vérification de la détection des neutrons à l'aide d'un diamant

En 2003, une étude [28] a montré la capacité de détecter des neutrons, des photons gamma et des particules chargées à partir d'un détecteur en diamant. Dans le cadre de ces travaux de thèse, les expériences menées avaient pour objectif principal de vérifier la capacité d'un capteur diamant à détecter des neutrons rapides. L'étape d'hybridation d'un détecteur Timepix à un diamant a été initiée dans le cadre de ces travaux de thèse. À ce jour, elle est en cours de réalisation et n'est donc pas présentée dans ce manuscrit.

2.3.2.1. Description de la chaîne d'acquisition

Le matériel utilisé pour réaliser ces expériences comprend :

- un générateur haute tension, utilisé principalement entre -500 V et 500 V ;
- une alimentation électrique ($\sim 12\text{ V}$) ;
- un amplificateur combiné à une résistance de polarisation ;
- un oscilloscope ou un convertisseur analogique-numérique (ADC pour l'anglais *Analog to Digital Converter*) associé à un ordinateur d'acquisition ;
- un diamant, installé dans un support, voir figure 2.36.

Le diamant utilisé est de type monocristallin, fabriqué par dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour l'anglais *Chemical Vapor Deposition*), de la marque Element Six, de haute pureté, de taille $4 \times 4 \times 0,5\text{ mm}^3$. Le détecteur en diamant a été fabriqué par un chercheur du LCD. Les électrodes sont en aluminium et mesurent environ $3 \times 3\text{ mm}$. Le diamant est installé sur un support pour permettre de brancher l'électronique de mesure et placer une source proche du détecteur.

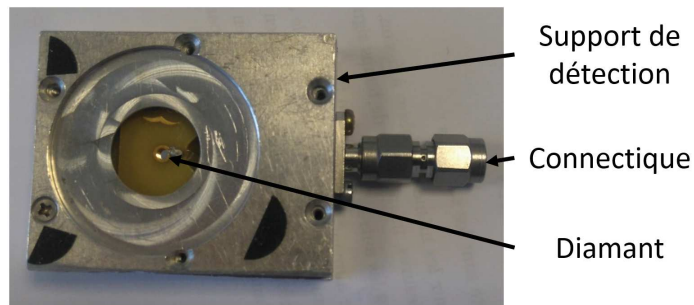


Figure 2.36 : Détecteur en diamant installé sur son support de détection.

La chaîne d'acquisition utilisée est schématisée sur la figure 2.37. Le générateur haute tension sert, par le biais de la tête de polarisation, à créer un champ électromagnétique au sein du diamant. Ce champ donne au diamant les propriétés nécessaires pour assurer la migration des charges (déplacement des paires électron-trou) générées suite à une interaction avec une particule. Ces signaux étant trop faibles pour être mesurés directement, un amplificateur est alors utilisé pour produire une tension de sortie proportionnelle à la charge collectée. Les signaux électriques sont ensuite, soit traités directement à l'aide d'un oscilloscope, soit enregistrés avec un ADC puis traités sur l'ordinateur.

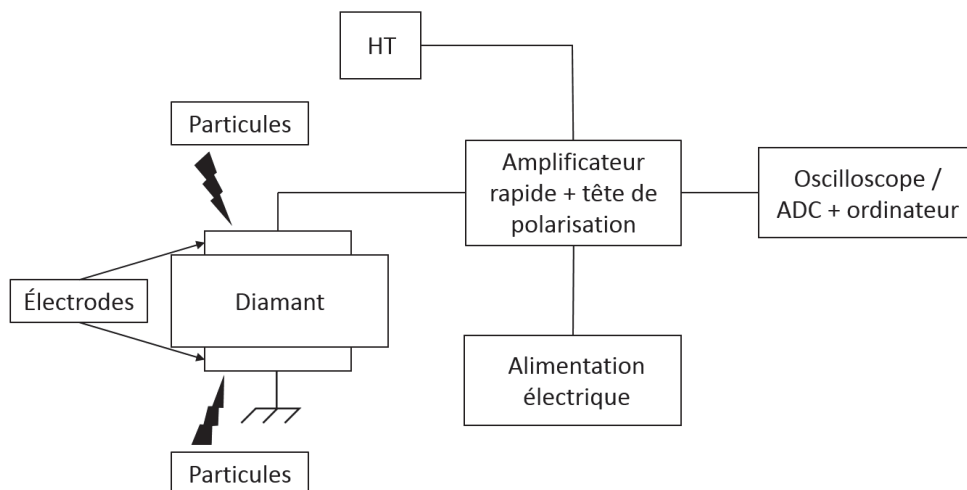


Figure 2.37 : Schéma de la chaîne d'acquisition utilisée pour les mesures à l'aide du détecteur diamant.

Les acquisitions ont été réalisées au bâtiment 451 (figure 2.38) du LCD pour celles impliquant l'utilisation d'une source alpha et au bâtiment 516 (figure 2.39) du LCAE pour celles nécessitant des sources gamma et des sources mixtes neutron/gamma.

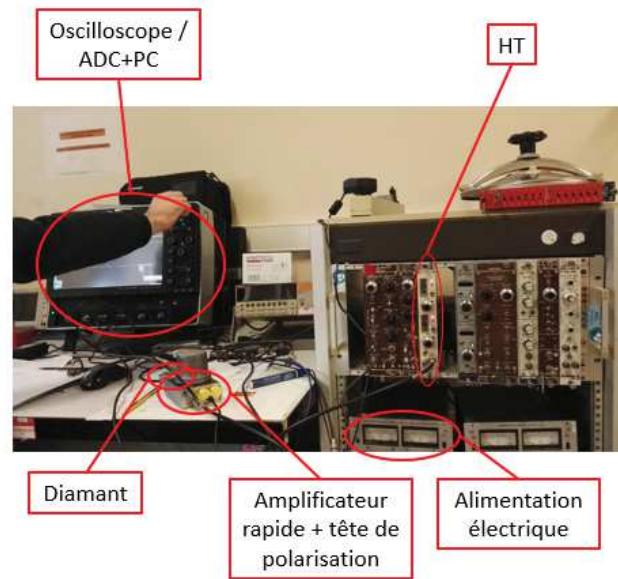


Figure 2.38 : Mise en place de la chaîne d'acquisition au bâtiment 451 du LCD.

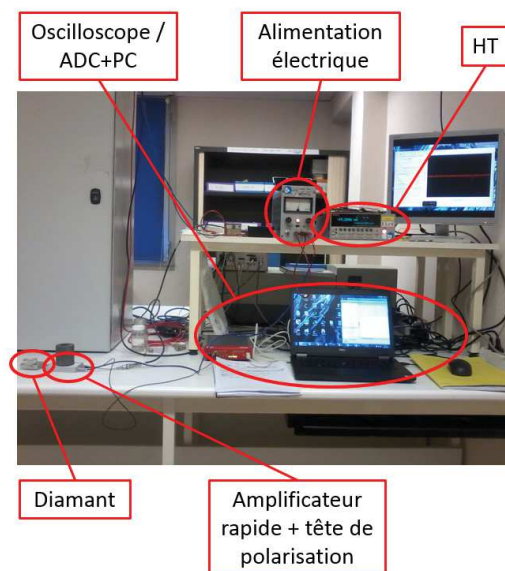


Figure 2.39 : Mise en place de la chaîne d'acquisition au bâtiment 516 du LCAE.

2.3.2.2. Identification des particules par la forme des impulsions

La discrimination entre les neutrons et les photons est basée sur la différence de forme de l'impulsion générée en fonction de la particule incidente et de l'emplacement de l'interaction [29]. Trois types de formes d'impulsions sont attendus selon le type de particules et le lieu d'interaction :

- une forme triangulaire (voir figure 2.40) dans le cas d'un dépôt d'énergie tout au long du passage de la particule, dans notre cas l'électron généré par une interaction avec un photon gamma ;

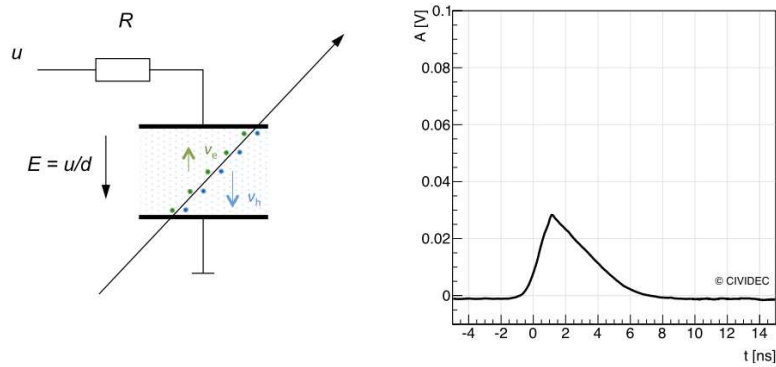


Figure 2.40 : Impulsion triangulaire [30].

- trois formes rectangulaires (voir figure 2.41, figure 2.42 et figure 2.43) dans le cas d'un dépôt d'énergie ponctuel et selon le lieu d'interaction, dans notre cas l'alpha ou l'ion carbone généré par une interaction avec un neutron. Les lieux d'interaction intéressants sont au niveau des électrodes et du centre balistique. Le centre balistique correspond au point d'interaction, pour lequel les électrons et les trous mettront autant de temps pour traverser le volume actif de détection ;

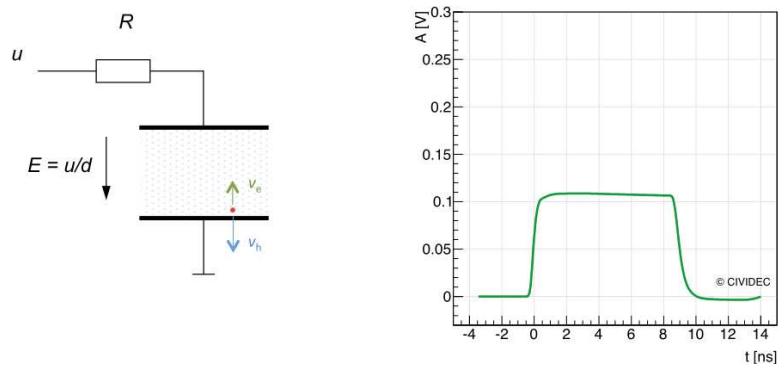


Figure 2.41 : Impulsion rectangulaire lors d'un déplacement des électrons [30].

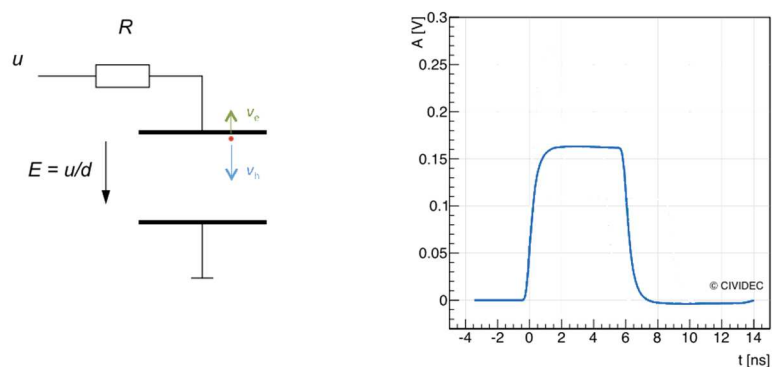


Figure 2.42 : Impulsion rectangulaire lors d'un déplacement des trous [30].

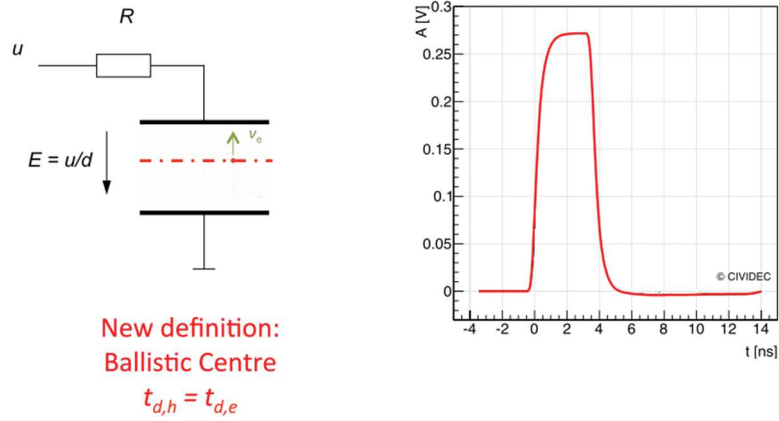


Figure 2.43 : Impulsion rectangulaire lors d'un déplacement des électrons ($t_{d,e}$) et des trous ($t_{d,h}$) à partir du centre balistique [30].

- deux formes de marche (voir figure 2.44 et figure 2.45) dans le cas d'un dépôt d'énergie ponctuel et lorsque le lieu d'interaction est situé entre une électrode et le centre balistique.

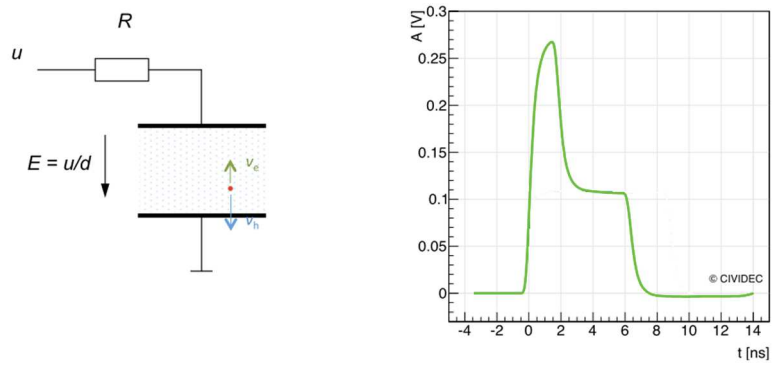


Figure 2.44 : Impulsions en forme de marche lors d'une interaction entre l'anode et le centre balistique du volume [30].

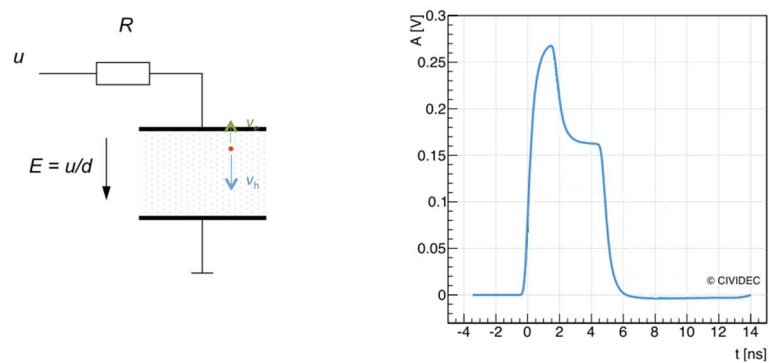


Figure 2.45 : Impulsions en forme de marche lors d'une interaction entre la cathode et le centre balistique du volume [30]

2.3.2.3. Analyse des signaux

Les signaux numérisés ont été analysés dans l'objectif d'étudier spécifiquement deux phénomènes physiques : le déplacement des charges au sein du diamant et les formes d'impulsion

selon le type de particules ayant interagi. Pour réaliser ces études, les caractéristiques extraites des impulsions, proposées par la référence [29], et représentées sur la figure 2.40 sont les suivantes :

- l'amplitude maximale de l'impulsion (A) ;
- la largeur à mi-hauteur du maximum de l'impulsion ($FWHM$ pour l'anglais *Full Width at Half Maximum*) ;
- l'aire de l'impulsion (Q_{tot}) ;
- la durée de traversée (D) : durée pendant laquelle l'impulsion est supérieure à 10% de l'amplitude maximale.

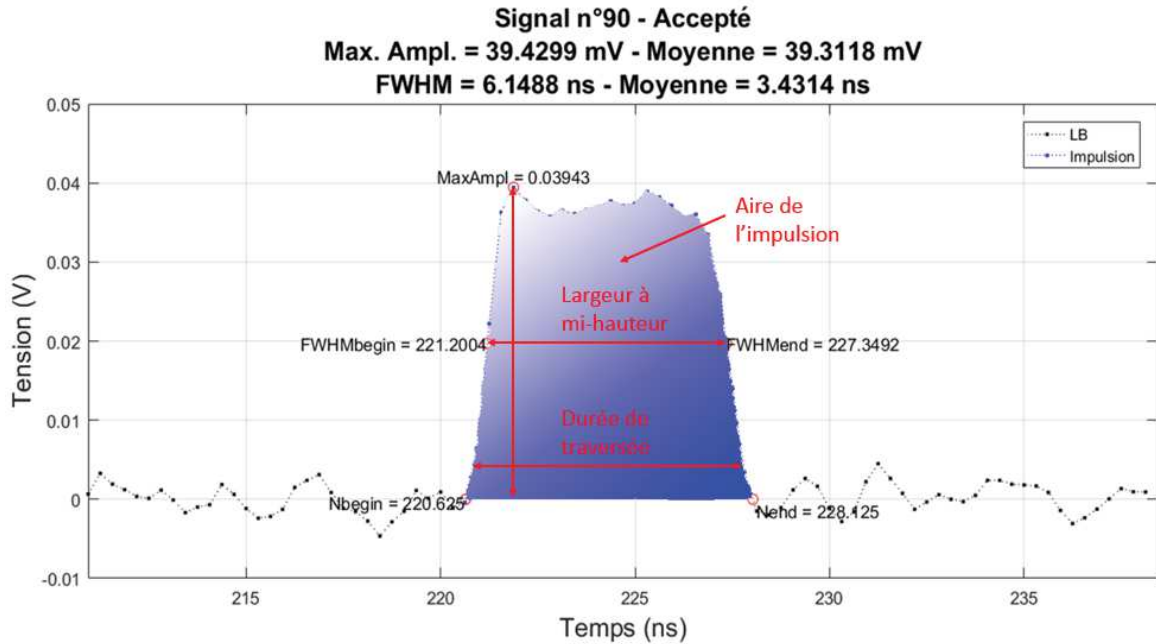


Figure 2.46 : Exemple de traitement d'une impulsion obtenue dans le détecteur diamant utilisé.

Le facteur de forme, utilisé dans la littérature [29], permettant de discriminer les différents types d'impulsions est défini par le ratio du produit de l'amplitude et de la durée de traversée par l'aire :

$$F = A \times D / Q_{tot} \quad (2.2)$$

En considérant cette formule, les impulsions de forme rectangulaire vont avoir un facteur de forme proche de 1, tandis que les impulsions de forme triangulaire et en forme de marche vont avoir un facteur de forme proche de 2. Pour évaluer le critère de discrimination, les histogrammes de facteur de forme entre une source alpha d' ^{241}Am , dont les impulsions seront plutôt rectangulaires, et une source de photons gamma ^{60}Co , dont les impulsions seront plutôt triangulaires, ont été comparés sur la figure 2.47. La courbe rouge correspond à la distribution des facteurs de forme avec la source alpha lors du déplacement des trous et la courbe noire lors du déplacement des électrons. Comme il n'a pas été observé de différences significatives entre le déplacement des trous et des électrons avec la source de photons gamma, la courbe bleue correspond au cumul des deux histogrammes. Ces résultats montrent que les impulsions générées par une interaction avec une particule alpha vont effectivement avoir un facteur de forme proche de 1. A l'inverse, les impulsions générées suite à l'interaction d'un photon gamma au sein du détecteur vont plutôt avoir un facteur de forme proche de 2. Les histogrammes issus de ces expériences sont assez similaires à ceux

issus de la littérature [29], ce qui conforte la justesse des conditions expérimentales et de l'analyse de nos acquisitions. De plus, les résultats montrent que la séparation entre les histogrammes alpha et gamma se fait pour des valeurs de facteurs de forme comprises entre 1,25 et 1,35. Pour la suite des études, un critère de 1,25 sera donc utilisé sur le facteur de forme pour sélectionner les impulsions rectangulaires, et de 1,35 pour sélectionner les impulsions triangulaires. La largeur à mi-hauteur sera ensuite utilisée pour différencier les trois formes rectangulaires.

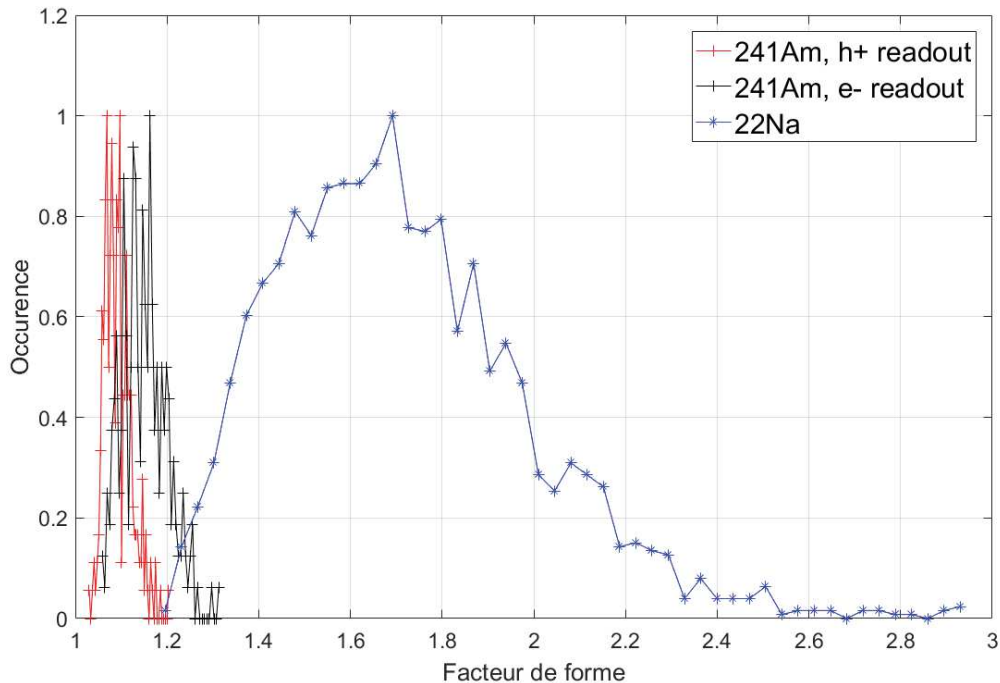


Figure 2.47 : Histogramme des facteurs de forme en fonction des sources d' ^{241}Am et de ^{22}Na normalisée à la valeur maximale pour chaque histogramme. « h+ readout » déplacement des trous, « e- readout » déplacement des électrons.

2.3.2.4. Résultats expérimentaux

Tout d'abord, l'étude du déplacement des charges au sein d'un détecteur en diamant ayant permis de choisir le matériel d'acquisition pour la suite des études est présentée. Puis, les résultats au niveau de la discrimination des neutrons et des photons gamma sont décrits et analysés.

Choix du matériel d'acquisition par l'étude du déplacement des charges au sein du diamant

La première étude concerne la vitesse de déplacement des charges dans le diamant. La source utilisée pour cette étude est la source d' ^{241}Am , les particules observées sont donc des particules alpha mono-énergétiques (environ 5,5 MeV). Ces dernières vont déposer la totalité de leur énergie au niveau des électrodes. Ce dépôt d'énergie va donc générer des paires électrons-trous. Si l'électrode où le dépôt a lieu est positive, alors ce sont les trous qui vont se déplacer. Si l'électrode est négative, alors ce sont les électrons qui vont se déplacer. La largeur à mi-hauteur (FWHM) est le paramètre étudié dans ce cas car elle correspond au temps moyen de déplacement des charges dans le diamant.

Les résultats de la figure 2.48 ont été obtenus avec un amplificateur CIVIDEC (« *Broadband Diamond Amplifier C2HV0183 2GHz-40dB* ») et un oscilloscope LeCroy (« *wavePro 725Zi 2.5 GHz Oscilloscope 40 GS/s* »). La diminution de la largeur à mi-hauteur lorsque la tension de polarisation augmente est observable. Ceci est cohérent avec le fait que les charges se déplacent plus

rapidement lorsque le champ électrique augmente. Il est également possible d'observer que les trous se déplacent plus vite que les électrons, ce qui est cohérent avec les vitesses de déplacement des porteurs de charges dans le diamant [31]. L'épaisseur du diamant est de 500 μm . Pour une tension de polarisation de +500 V, les trous se déplacent à une vitesse de $8,36 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ et les électrons de $6,02 \times 10^6 \text{ cm.s}^{-1}$. Pour une tension de polarisation de +100 V, la mobilité des trous est de $1\,688 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ et des électrons de $1\,340 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Ces résultats sont proches (entre 1 % et 11 % d'écart) de ceux disponibles dans la littérature [31].

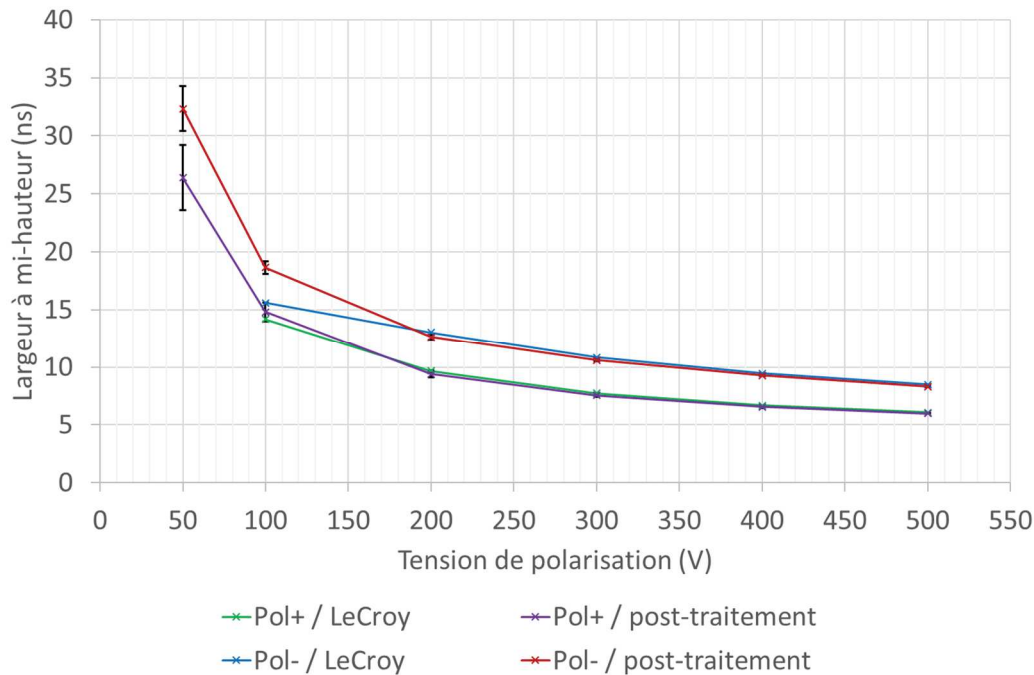


Figure 2.48 : Largeur à mi-hauteur en fonction de la tension de polarisation. « Pol+ » déplacement des trous, « Pol- » déplacement des électrons. « LeCroy » calcul fait par l'oscilloscope LeCroy, « post-traitement » calcul fait à partir de l'enregistrement des impulsions sur l'ordinateur.

Par ailleurs, l'écart entre les valeurs mesurées directement sur l'oscilloscope LeCroy et celles analysées en post-traitement n'est pas significatif : il se situe quasiment exclusivement dans l'écart-type évalué à partir des enregistrements. Seule la largeur à mi-hauteur mesurée avec l'oscilloscope LeCroy lors d'un déplacement des électrons (« Pol- / LeCroy ») avec une tension de polarisation de 100 V se trouve en dehors de l'écart-type évalué et ne semble pas suivre l'évolution des autres valeurs. Cela peut être expliqué par le fait que l'oscilloscope ne trie pas les signaux « bruits » qui peuvent apparaître lors d'une mesure. Il est donc tout à fait possible que quelques impulsions de ce type se soient produites pendant cette mesure et aient modifié la valeur moyenne.

Ces résultats ont été comparés au niveau de la figure 2.49 et de la figure 2.50, à ceux obtenus avec deux autres amplificateurs, un Ortec (« *Fast preamp Ortec VT120 n°822* ») et un DBA (pour l'anglais *Diamond Broadband Amplifiers*, « *DBA III* »). La figure 2.49 montrent qu'il n'y pas de différence significative de fonctionnement observable au niveau du déplacement des charges, quel que soit le matériel utilisé. Il n'y a pas non plus de différence entre les numériseurs : en effet, un oscilloscope LeCroy a été utilisé avec le CIVIDEC, alors que pour l'Ortec et le DBA, ce fut un numériseur CAEN (« *DT5743* »). Par ailleurs, la comparaison entre les différents amplificateurs au niveau de la valeur d'amplitude des impulsions, présentée sur la figure 2.50, montre que celui de CIVIDEC permet d'avoir le meilleur gain d'amplification des signaux. Le numériseur DT5743 est le

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

plus pratique à utiliser car il est plus petit et plus léger, et l'enregistrement des impulsions se fait directement sur l'ordinateur et dans un format plus simple à analyser. L'amplificateur CIVIDEC et le numériseur DT5743 ont donc été retenus pour la suite des expériences. De plus, la tension de +500 V, valeur maximale recommandée par le LCD et permettant d'obtenir l'amplitude la plus importante, sera donc appliquée.

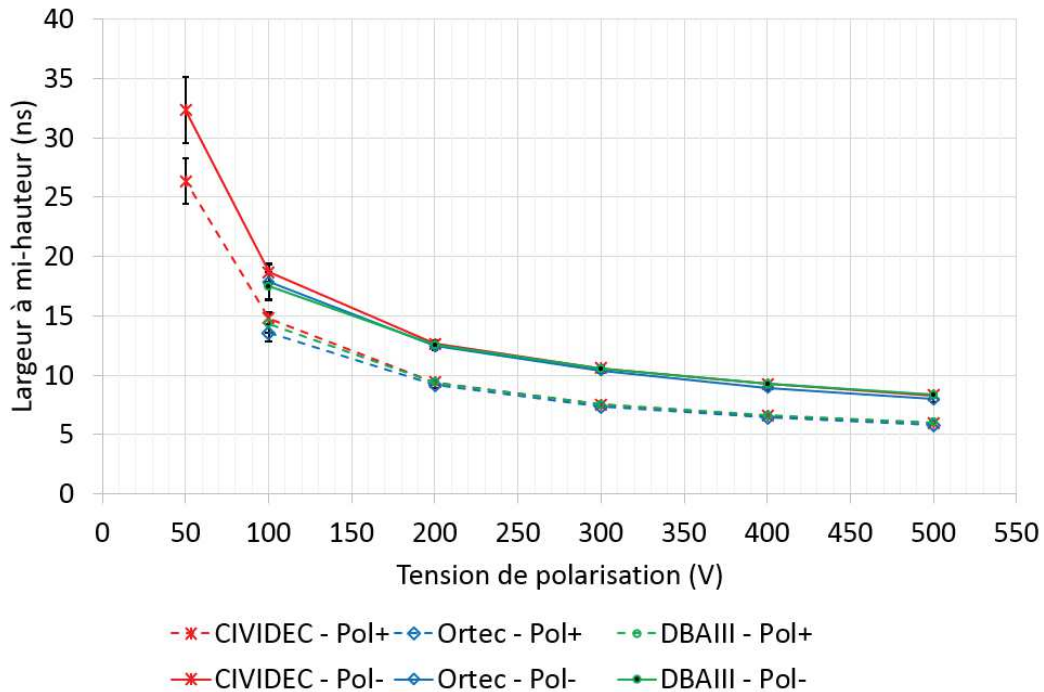


Figure 2.49 : Évolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la tension de polarisation et de l'amplificateur (CIVIDEC, Ortec, DBAIII). « Pol+ » déplacement des trous, « Pol- » déplacement des électrons.

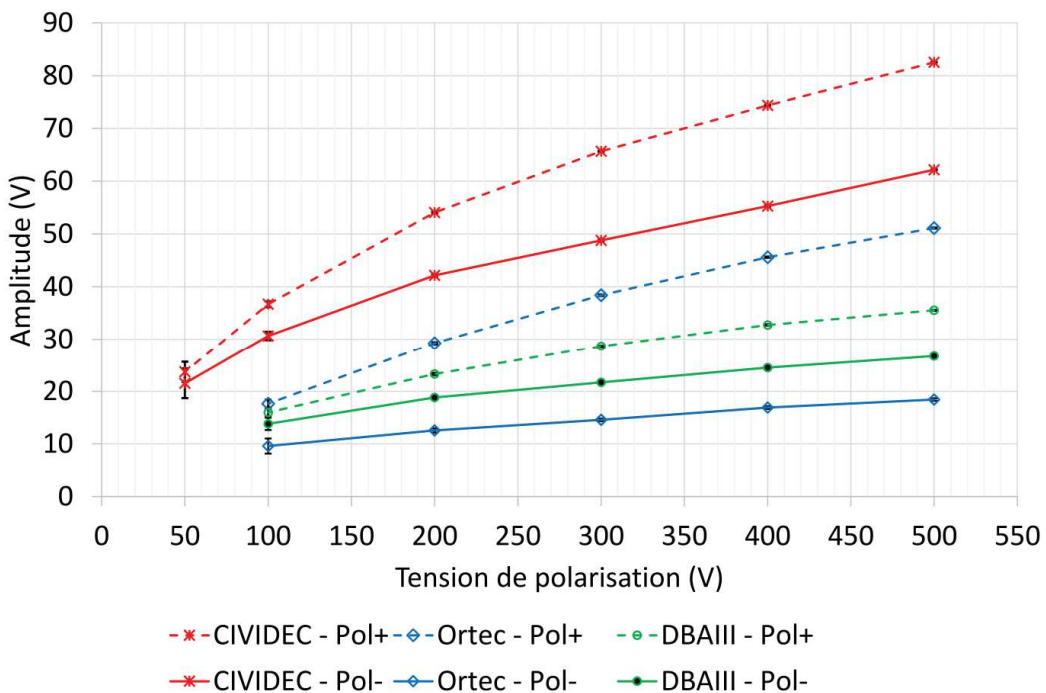


Figure 2.50 : Évolution de l'amplitude en fonction de la tension de polarisation et de l'amplificateur (CIVIDEC, Ortec, DBAIII). « Pol+ » déplacement des trous, « Pol- » déplacement des électrons.

Démonstration de la discrimination des neutrons rapides et des photons gamma dans un diamant

La deuxième étude concerne la discrimination des neutrons rapides et des photons gamma, basée sur la forme des impulsions délivrées par un détecteur diamant. Les acquisitions ont été réalisées avec l'amplificateur rapide CIVIDEC et le numériseur DT5743. Le diamant a été polarisé à une tension de +500 V. Les histogrammes des figures 45 à 49 ont été obtenus à partir de l'ensemble des mesures réalisées au bâtiment 516 pour les deux types de sources précédemment cités dans le § 2.2.3.3 : les sources de photons gamma (^{137}Cs , ^{22}Na et ^{60}Co) et les sources mixtes neutron/gamma (^{252}Cf et $^{241}\text{AmBe}$).

L'histogramme en figure 2.51 présente la distribution des impulsions en fonction de leur largeur à mi-hauteur et de leur aire, obtenue à partir du cumul des trois sources de photons gamma., tandis que les histogrammes de la figure 2.52 correspondent chacun à une source de photons gamma spécifique. Les résultats (figure 2.51) montrent que l'ensemble des impulsions semble être situé dans une zone, encadrée en rouge, assez bien délimitée en termes d'aire et de largeur à mi-hauteur. En étudiant les histogrammes (figure 2.52) selon l'énergie de la source de photons gamma, ces limites semblent être déterminées par l'énergie initiale du photon gamma. Si on se réfère à la littérature, ce résultat est cohérent [29].

De plus, les impulsions classifiées comme des neutrons à partir du critère sur le facteur de forme présenté dans le § 2.3.2.3 sont identifiées par des points rouges. Les sources n'émettant pas de neutrons, cela signifie qu'il y a des impulsions classifiées comme provenant d'une interaction avec un neutron alors que celle-ci provient d'une interaction avec un photon gamma. Cette méthode de classification comporte effectivement une part d'imperfections, résultat que l'on retrouve également dans la littérature [29]. Malgré ces erreurs de classification, les différences au niveau des zones de répartition des impulsions dues à une interaction neutronique entre les sources de photons gamma et les sources mixtes neutron/gamma sont suffisamment différentes pour pouvoir exploiter les résultats. La figure 2.53 montre que les impulsions neutrons sont principalement situées dans trois zones bien délimitées en termes de largeur à mi-hauteur. De nouveau, si on se réfère à la littérature (figure 2.54), ce résultat est cohérent.

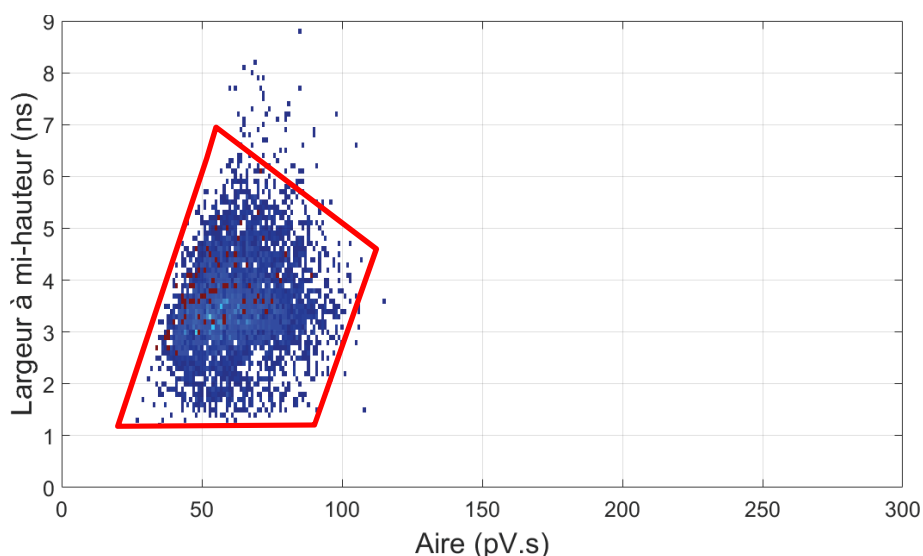


Figure 2.51 : Histogrammes bi-dimensionnels de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur, acquisitions réalisées en laboratoire avec les sources de photons gamma. En bleu : l'ensemble des 5 498 impulsions, en rouge : les 78 impulsions identifiées comme des neutrons.

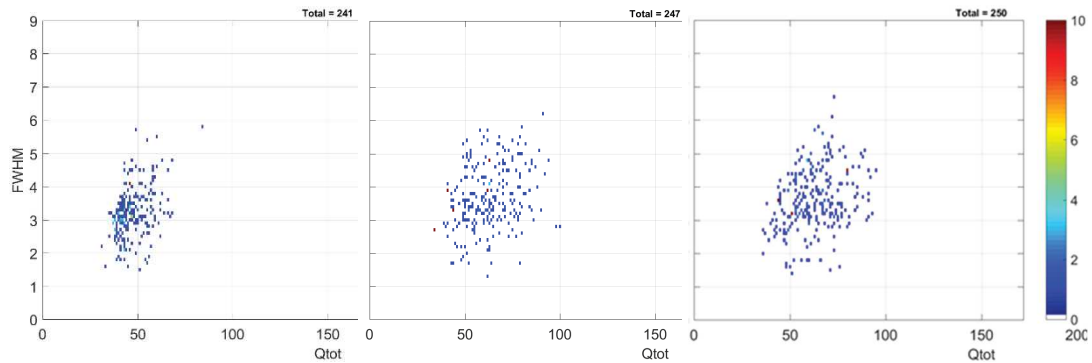


Figure 2.52 : Histogrammes bi-dimensionnels de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur : à gauche, source ^{137}Cs (erreur de classification : 2,4 %) ; au centre, source ^{22}Na (1,2 %) ; à droite, source ^{60}Co (1,4 %).

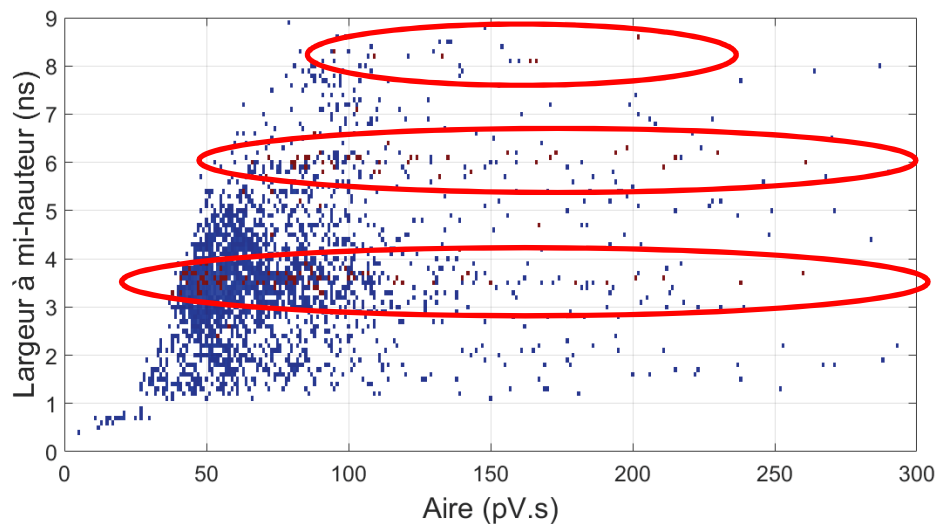


Figure 2.53 : Histogramme bi-dimensionnel de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur, acquisitions réalisées en laboratoire avec les sources mixtes neutron/gamma (en bleu : l'ensemble des impulsions, en rouge : impulsions identifiées comme des neutrons).

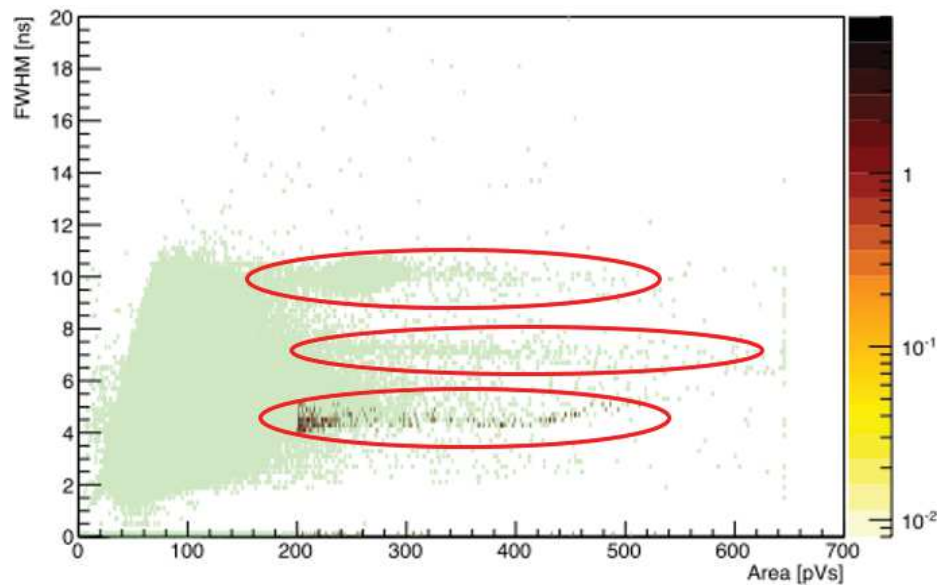


Figure 2.54 : Histogramme bi-dimensionnel de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur, résultats issus de la littérature [Weiss16] (en vert clair : l'ensemble des impulsions ; barre de couleur : impulsions identifiées comme des neutrons rapides au niveau du centre balistique) [29].

Cette étude qualitative des résultats permet de confirmer que les détecteurs diamants offrent effectivement la possibilité de détecter et d'identifier des neutrons. Une étude quantitative sur la distribution des largeurs à mi-hauteur a été menée pour confirmer cette conclusion. Cette répartition des impulsions dans les trois zones identifiées sur l'histogramme bidimensionnel est bien identifiable sur l'histogramme des largeurs à mi-hauteur (figure 2.55). Ces trois zones correspondent aux trois formes rectangulaires observables dans le cas d'une interaction avec un neutron. Dans cette configuration expérimentale, lors d'une interaction au centre balistique du volume, la largeur à mi-hauteur ($FWHM_{cb}$) sera d'environ 3,48 ns, définie par l'équation suivante :

$$FWHM_{cb} = \frac{1}{1/FWHM_e + 1/FWHM_h} \quad (2.3)$$

Avec :

- $FWHM_e$, largeur à mi-hauteur d'une impulsion rectangulaire générée par le déplacement des électrons ;
- $FWHM_h$, largeur à mi-hauteur d'une impulsion rectangulaire générée par le déplacement des trous.

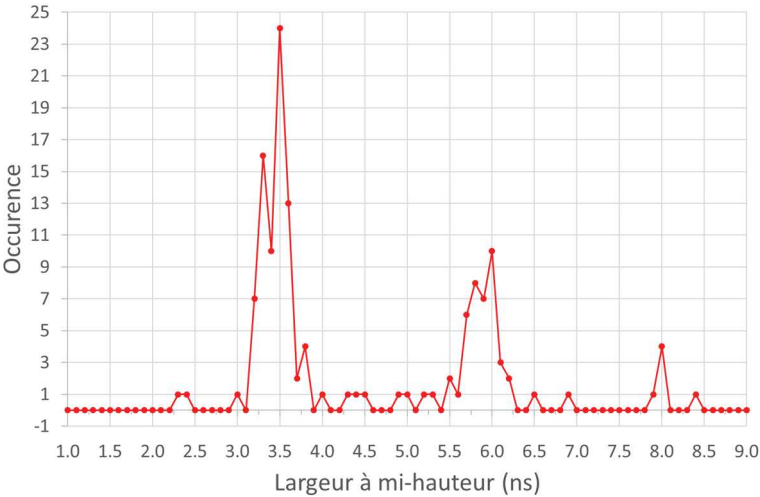


Figure 2.55 : Histogramme de la largeur à mi-hauteur des impulsions identifiées comme des neutrons.

Les moyennes et les écarts-types des résultats présentés dans le tableau 2.4 ont été calculés dans les domaines de valeurs suivants : [3,0 ns ; 4,0 ns], [5,5 ns ; 6,5 ns] et [7,8 ns ; 8,8 ns]. Ces résultats ont été comparés à ceux obtenus lors de l'étude du déplacement des charges avec les mesures avec la source alpha d'²⁴¹Am dans le paragraphe ci-dessus. Les écarts entre les deux mesures sont faibles et inférieurs à 3 %.

Emplacement de l'interaction	Source 241Am		Sources neutron/gamma		Écarts relatifs entre les deux types de sources
	Moyenne	Écart-type	Moyenne	Écart-type	
Centre balistique	3,48 ns	0,02 ns	3,46 ns	0,17 ns	0,5 %
Anode	5,98 ns	0,04 ns	5,89 ns	0,19 ns	1,5 %
Cathode	8,31 ns	0,05 ns	8,05 ns	0,16 ns	3,1 %

Tableau 2.4 : Tableau de comparaison des largeurs à mi-hauteur des acquisitions avec la source alpha et celles avec les sources mixtes neutron/gamma selon les lieux d'interaction.

Ces résultats permettent de confirmer l'identification des impulsions issues d'une interaction avec un neutron ainsi que la capacité des diamants à détecter et identifier des neutrons.

2.4. Couplage d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium

Dans cette partie, nous nous focaliserons principalement sur les travaux relatifs à la discrimination entre les neutrons et les photons gamma à partir du couplage d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium. Le principal objectif visé par l'utilisation de ces technologies est d'améliorer la sensibilité de détection tout en gardant un encombrement faible. Tout d'abord, le principe de détection dans les scintillateurs organiques est présenté. Puis, les différents outils expérimentaux développés et utilisés dans le cadre de cette thèse sont explicités. Dans un troisième temps, les résultats expérimentaux relatifs à la détection des neutrons sont détaillés.

2.4.1. Principe de détection des neutrons dans les scintillateurs organiques

Le mécanisme de scintillation est d'abord rappelé, puis le principe de la discrimination entre les neutrons et les photons gamma dans les scintillateurs est détaillé.

2.4.1.1. Mécanisme de scintillation dans les scintillateurs organiques

Le mécanisme de scintillation dans les scintillateurs organiques a pu être décrit par Birks [32]. Dans le cas d'une particule chargée (alpha, bêta, proton, par exemple), son déplacement dans la matière va directement l'ioniser. Dans notre cas, le rayonnement incident (neutron ou photon gamma) n'est pas chargé électriquement. Il va interagir avec le scintillateur et générer une particule ionisante, principalement un proton de recul pour le neutron et un électron de recul pour le photon gamma. Cette particule secondaire ionisante va ensuite exciter le scintillateur dont la désexcitation s'accompagne de l'émission de photons dont le domaine d'énergie est proche de celui de la lumière visible. Lorsqu'un électron est excité dans le scintillateur, cela conduit à un état singulet uniquement ou à un état singulet passant par un état triplet. Dans le cas de l'état singulet, le retour à l'état fondamental se fait de manière prompte tandis que dans le cas d'une étape de transition par un état triplet, il se fait de manière retardée. La réponse d'un scintillateur peut donc s'écrire sous la forme d'une somme de deux exponentielles décroissantes, contenant une composante rapide et une composante lente. La représentation graphique d'une telle réponse est donnée en figure 2.56. Dans le § 2.4.1.2 suivant, nous présentons la manière d'utiliser ce mécanisme de scintillation pour réaliser la discrimination entre les neutrons et les photons gamma.

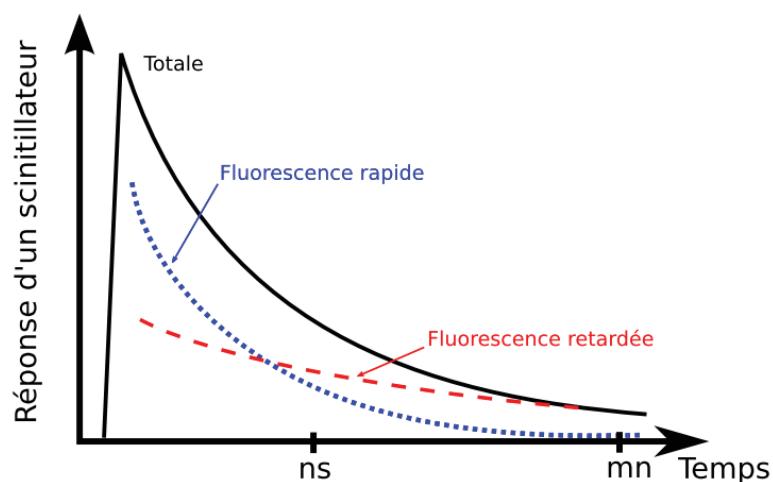


Figure 2.56 : Réponse d'un scintillateur, comportant une composante rapide liée à la fluorescence rapide et une composante lente liée à la fluorescence retardée [33]. Le symbole « mn » correspond à « minute ».

2.4.1.2. Principe de la discrimination entre les neutrons et les photons gamma

Les neutrons rapides de notre gamme en énergie (entre 100 keV et 8 MeV) interagissent principalement par diffusion élastique sur les noyaux d'hydrogène d'un scintillateur organique. Les photons gamma de basse énergie (<150 keV) vont majoritairement interagir par effet photoélectrique, tandis que pour des énergies plus importantes, le phénomène de diffusion Compton deviendra prépondérant. Il est donc nécessaire de discriminer les neutrons des événements créés par des photons gamma. Cette discrimination dans les scintillateurs a été théorisée par Voltz et Laustriat [34]. Elle est basée sur les différences temporelles, existant entre les signaux générés dans le scintillateur suivant le type de particules, présentées dans le § 2.4.1.1. En d'autres termes, l'évolution temporelle de chaque impulsion constitue une signature du phénomène qui est à l'origine de ladite impulsion. La différence, entre les types de particules, identifiable sur les signaux électriques, trouve son origine au niveau de la densité des états excités générés par la particule ionisante. Cette densité augmente avec le pouvoir d'ionisation de la particule. Le pouvoir d'ionisation d'un proton de recul étant plus grand que celui d'un électron de recul, le degré d'excitation du milieu est donc plus important, favorisant ainsi la formation d'états transitoires triplets. Le dépôt d'énergie d'un proton génère donc plus de désexcitation retardée que celui d'un électron. Il en résulte que pour une même quantité d'énergie déposée, l'impulsion générée par une interaction avec un neutron va être plus étalée dans le temps (~ 150 ns) qu'une impulsion générée par une interaction avec un photon gamma (~ 75 ns). Cette différence sur la forme de l'impulsion, illustrée sur la figure 2.57, sera utilisée pour discriminer les neutrons et les photons gamma. La figure 2.57 représente deux impulsions, une dite « neutron » et une dite « gamma », normalisées par rapport à leur surface, *i.e.* correspondant à une même quantité de lumière de scintillation détectée.

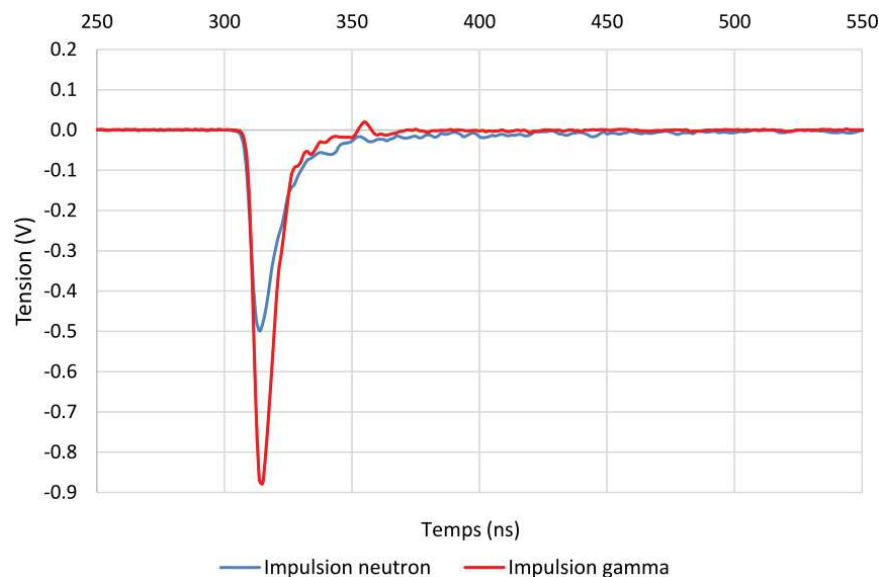


Figure 2.57 : Illustration de la différence de forme d'impulsions, d'énergie équivalente-électron similaire, générées au sein d'un scintillateur discriminant.

D'après la littérature [35–37], la qualité de la discrimination semble être associée à une bonne collecte de la lumière de scintillation, *i.e.* un rendement lumineux élevé. La forme, la taille et l'enrobage du scintillateur [38–40], le rendement quantique du photomultiplicateur et l'énergie déposée par la particule [41, 42] vont influencer cette collecte. À partir des volumes compris entre quelques centimètres cubes et la dizaine de centimètres cubes, la capacité de discrimination neutron/gamma d'un scintillateur est inversement proportionnelle à sa taille [37]. Plus le scintillateur

est petit, meilleure est la collecte de la lumière donc la capacité de discrimination neutron/gamma. Dans notre cas, nous prévoyons d'utiliser des volumes de l'ordre de grandeur du centimètre cube, comme expliqué au § 2.4.2.

2.4.2. Évaluation par simulation Monte Carlo du gain attendu sur l'efficacité intrinsèque de détection neutronique à l'aide d'un scintillateur

Le principal objectif visé par l'utilisation de scintillateurs couplés à une matrice de SiPM est d'améliorer de manière significative la sensibilité de détection par rapport au détecteur Timepix modifié par une couche de 1 mm de paraffine présenté dans le § 2.2. La problématique principale liée à ce détecteur, dans le cadre d'une utilisation sur un chantier de démantèlement ou la caractérisation de déchets, réside dans sa faible efficacité de détection. Pour pallier au phénomène d'auto-absorption des protons dans la couche de conversion, qui limite l'efficacité et le volume de détection, l'utilisation d'un scintillateur a été envisagée. Les étapes de conversion et de détection se faisant alors au sein du même volume, l'efficacité intrinsèque de détection neutronique devrait être plus importante. De plus, l'efficacité totale pourrait être améliorée en augmentant de manière notable le volume de détection. Cette configuration alternative constitue donc une voie d'évolution majeure pour le développement d'un imageur neutronique dédié aux besoins du démantèlement. Cette étude a donc pour objectif d'évaluer le gain attendu, au niveau de l'efficacité de détection, par l'utilisation d'un scintillateur.

Pour cette étude, la source simulée correspond au spectre en énergie des neutrons de fission spontanée du radionucléide ^{252}Cf . Celle-ci a été placée à 50 cm du scintillateur. Le scintillateur n'est pas pixelisé. Le seuil de détection des protons de recul est de 1 MeV. Ce seuil a été pris, de manière pénalisante, égal à celui des simulations avec le détecteur Timepix, bien que la littérature [43] semble montrer que cette énergie de seuil pourrait être plus basse (~500 keV). Les incertitudes statistiques de simulation sont inférieures à 5 %. En considérant que la détection se fait directement dans le scintillateur, nous nous attendons, avec un volume identique, à une amélioration de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique. De plus, la limite sur l'épaisseur de volume de convertisseur due au phénomène d'auto-absorption des protons observée dans le § 2.2.2 du chapitre 2 n'étant plus présente, l'augmentation de l'épaisseur du scintillateur devrait également permettre d'augmenter l'efficacité intrinsèque de détection neutronique. En outre, la structure matricielle du SiPM rend aisément possible l'agrandissement, dans les limites de volume permettant de discriminer les neutrons des photons gamma, de la surface de détection. Trois géométries de scintillateur plastique en poly(vinyltoluène) (PVT) ont donc été étudiées :

- une première dont le volume sensible aux neutrons est identique au détecteur Timepix : un scintillateur d'1 mm d'épaisseur et d'une surface de $1,408 \times 1,408 \text{ cm}^2$;
- une deuxième, avec un volume deux fois supérieur : un scintillateur d'une épaisseur de 2 mm et d'une surface de $1,408 \times 1,408 \text{ cm}^2$;
- une troisième, avec un volume quatre fois supérieur : un scintillateur d'une épaisseur de 1 mm et d'une surface de $2,816 \times 2,816 \text{ cm}^2$.

Le tableau 2.5 synthétise les résultats de simulation obtenus avec le code de calcul MCNP6. À dimensions égales, l'utilisation d'un scintillateur par rapport à un détecteur Timepix recouvre d'une couche de 1 mm de paraffine permettrait un gain très appréciable de plus d'une décade au niveau de l'efficacité totale. L'efficacité totale est définie comme étant le ratio du nombre de protons de recul, générés dans le polyéthylène puis détectés dans le substrat, par le nombre total de neutrons émis

par la source. D'autre part, comme attendu pour les géométries simulées, l'efficacité totale de détection neutronique est proportionnelle au volume du scintillateur. Le gain pourrait donc être bien plus notable, via l'augmentation du volume de détection. Toutefois, cette augmentation risque d'être limitée par les performances de discrimination neutron/gamma. Une étude expérimentale sur cette limite sera à mener pour identifier les volumes envisageables.

n°	Simulation	Efficacité intrinsèque	Efficacité totale	Gain sur l'efficacité totale
1	300 μm Si + 1 mm CH_2 1,408×1,408 cm^2	$3,86 \times 10^{-4}$	$2,43 \times 10^{-8}$	-
2	1 mm PVT 1,408×1,408 cm^2	$4,57 \times 10^{-3}$	$2,88 \times 10^{-7}$	Par rapport à n°1 : 11,8
3	2 mm PVT 1,408×1,408 cm^2	$9,67 \times 10^{-3}$	$6,10 \times 10^{-7}$	Par rapport à n°2 : 2,1
4	1 mm PVT 2,816×2,816 cm^2	$4,82 \times 10^{-3}$	$1,21 \times 10^{-6}$	Par rapport à n°2 : 4,2

Tableau 2.5 : Tableau récapitulatif permettant de comparer les performances en sensibilité entre un scintillateur plastique (n°2, 3 et 4) et un détecteur Timepix sensible aux neutrons (n°1).

2.4.3. Vérification de la détection des neutrons à partir d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium

En 2014, une étude [43] a montré la capacité de détecter des neutrons et des photons gamma à partir d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium. Dans le cadre de ces travaux de thèse, les expériences menées avaient deux objectifs principaux : le premier consistait à détecter les neutrons ; le deuxième à localiser ces derniers. Cette dernière étape de localisation est toujours en cours d'étude et n'est donc pas présentée dans ce manuscrit.

2.4.3.1. Description de la chaîne d'acquisition

Le matériel utilisé pour réaliser les expériences présentées dans le § 2.4.3.7 est récapitulé ci-dessous :

- un générateur délivrant une haute tension comprise entre 1,5 kV et 2 kV pour le PMT ;
- un générateur de tension pour le SiPM entre 25 V et 30 V ;
- un convertisseur analogique-numérique associé à un ordinateur ;
- un scintillateur organique, EJ276 (plastique) et BC501A (liquide) ;
- un photomultiplicateur, PMT Hamamatsu de type R7724-100 et matrice de SiPM SensL de type ArrayC-30035-16P composée de 4×4 SiPM.

La chaîne d'acquisition est schématisée sur la figure 2.58. Lors d'une interaction avec une particule, le scintillateur couplé au photomultiplicateur va générer un signal électrique, suite à la création de photons visibles au sein du scintillateur. Les signaux, *i.e.* l'évolution temporelle de la tension en sortie du photomultiplicateur, sont ensuite numérisés et enregistrés à l'aide d'un convertisseur analogique-numérique.

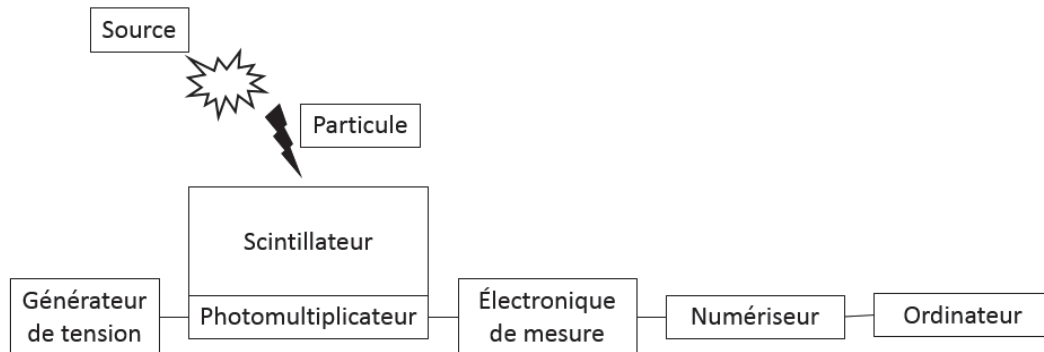


Figure 2.58 : Schéma de principe de la chaîne d'acquisition mise en place pour les expériences de discrimination entre les neutrons et les photons gamma.

Le scintillateur liquide utilisé comme comparaison (à gauche de la figure 2.59) a été fabriqué par Matthieu Hamel (LCAE) à partir de la composition du scintillateur BC501A [44] commercialisé par la société Saint-Gobain. Le scintillateur plastique utilisé (à droite de la figure 2.59) a été fabriqué par Guillaume Bertrand (LCAE) à partir de la composition du scintillateur EJ276 [45] (anciennement EJ-299-33), commercialisé par la société Eljen Technology. Les caractéristiques principales des scintillateurs sont récapitulées dans le tableau 2.6 et sont issues des fiches commerciales.

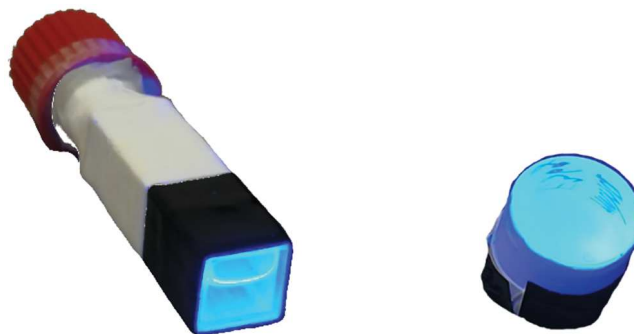


Figure 2.59 : Aperçu des scintillateurs organiques utilisés pour ces essais et fabriqués au laboratoire : à gauche, scintillateur liquide de type BC501A, à droite scintillateur plastique de type EJ276.

Caractéristiques	Unités	Liquide BC501A	Plastique EJ276
Rendement lumineux	photons.MeV ⁻¹	13 600	8 600
Longueur d'onde au maximum d'émission	nm	425	425
Masse volumique	g.cm ⁻³	0,874	1,096
Temps de décroissance	ns	3,2	13

Tableau 2.6 : Caractéristiques principales des scintillateurs liquides et plastiques utilisés lors de ces essais.

Le tube photomultiplicateur utilisé comme comparaison (à gauche de la figure 2.60) est un PMT de type R7724-100 [46] commercialisé par la société Hamamatsu. Ce PMT n'est pas pixellisé. Le photomultiplicateur de silicium utilisé (à droite de la figure 2.60) est une matrice de SiPM de type ArrayC-30035-16P [47] composée de 4×4 SiPM, de 3×3 mm² par SiPM, commercialisée par la société SensL. L'aspect pixellisation de cette matrice n'a été exploité dans ces travaux de thèse et tous les SiPM de la matrice ont été connectés à une sortie unique. Les dimensions des scintillateurs ont été choisies pour être compatibles avec la surface de détection du SiPM ArrayC-30035-16P, afin d'optimiser la collection lumineuse. Pour permettre une meilleure transmission des photons de

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

scintillation au photomultiplicateur (PMT et SiPM), le couplage optique est assuré par une couche de graisse optique fabriquée au LCAE. Les caractéristiques principales des photomultiplicateurs sont récapitulées dans le tableau 2.7 et sont issues des fiches commerciales. Les longueurs d'onde du maximum de réponse (λ_p) des photomultiplicateurs correspondent bien à la longueur d'onde au maximum d'émission des scintillateurs. L'efficacité de conversion des photons à la longueur d'onde du maximum de réponse sont sensiblement les mêmes et, couplée au gain typique de ces deux photomultiplicateurs, sont suffisantes, selon le retour d'expérience du LCAE, pour réaliser de la discrimination neutron/gamma pour des énergies plutôt basses des neutrons rapides (~ 1 MeV). Le plus fort courant d'obscurité dans la matrice devrait diminuer ses performances de discrimination neutron/gamma mais, selon la littérature [43], cela ne semble pas la rendre impossible.

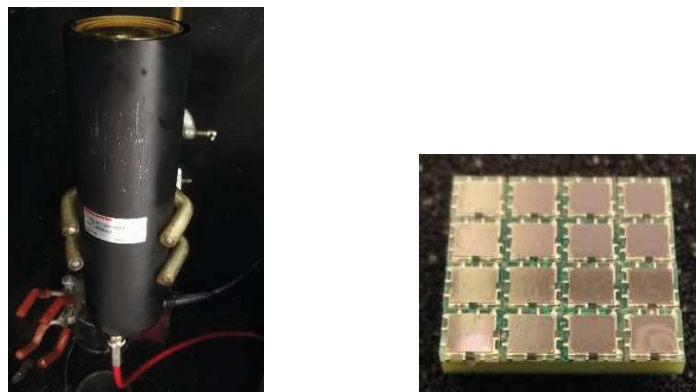


Figure 2.60 : À gauche : tube photomultiplicateur de type R7724-100 et de marque Hamamatsu ; à droite : matrice de SiPM de type ArrayC-30035-16P et de marque SensL.

Caractéristiques	PMT R7724-100	SiPM ArrayC-30035-16P	Unités
Constructeur	Hamamatsu	SensL	-
Gain typique	$3,3 \times 10^6$	3×10^6	-
Longueur d'onde au maximum de réponse (λ_p)	400	420	nm
Courant d'obscurité	moy. 6 ; max. 40	moy. 154 ; max. 443	nA
Efficacité de conversion des photons à λ_p	QE : 35	PDE : 41	%

Tableau 2.7 : Caractéristiques principales des photomultiplicateurs (PMT et SiPM).

Les circuits électroniques utilisés dans ces travaux de thèse sont décrits dans ce paragraphe. Dans le cas du PMT, la haute tension appliquée est de $-1,4$ kV et permet d'amplifier le signal généré par la conversion de photons visibles en électrons au sein de la photocathode d'un gain d'environ 8×10^5 . Dans le cas du SiPM, la mise sous tension à -30 V donne les capacités au semi-conducteur de générer le signal et de l'amplifier d'un gain d'environ 6×10^6 , afin que celui-ci devienne détectable. Pour le PMT, l'assemblage des connecteurs des dynodes et le pont diviseur de tension ont été fournis par Hamamatsu et ce circuit électronique permet de relier, en ajoutant une impédance de 50Ω , le numériseur au PMT. Les impulsions en sortie du circuit de lecture du PMT ont une polarité négative. Pour la matrice de SiPM, un circuit électronique, dont le schéma est présenté en figure 2.61, a été développé à partir des recommandations données dans les manuels d'utilisateur du constructeur SensL. La matrice de SiPM est symbolisée sur ce schéma par une photodiode. Le montage expérimental du circuit électronique de lecture avec la matrice de SiPM est

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

présenté sur la figure 2.62. Dans la configuration expérimentale utilisée, la sortie de la matrice de SiPM correspond à la somme de toutes les sorties des SiPM. Les impulsions en sortie du circuit de lecture de la matrice de SiPM ont une polarité positive.

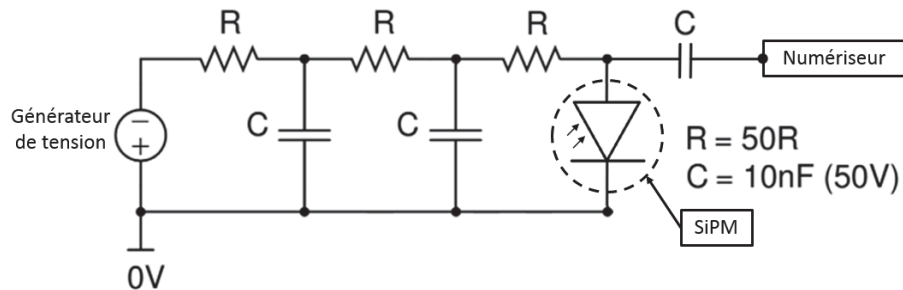


Figure 2.61 : Schéma de l'électronique de mesure pour la matrice de SiPM.

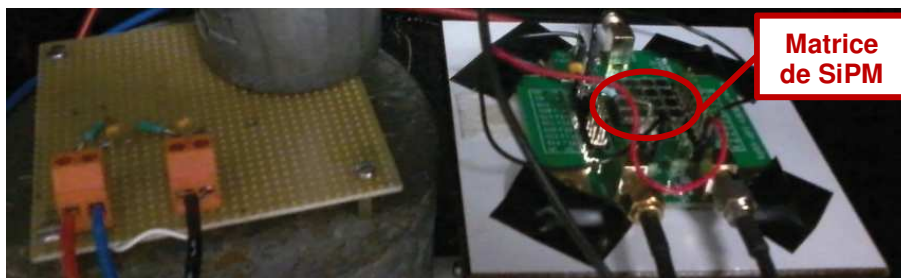


Figure 2.62 : Mise en place de la chaîne d'acquisition avec la matrice de SiPM.

Les caractéristiques principales du numériseur DT5743 [48] commercialisé par CAEN sont récapitulées dans le tableau 2.8 et sont issues de sa fiche commerciale. Le pilotage du numériseur, *i.e.* l'acquisition des données et la modification des paramètres opérationnels, est réalisé depuis l'ordinateur à l'aide du logiciel *WaveCatcher* [49]. Selon le retour d'expérience du laboratoire, sa bande passante et sa dynamique de résolution sont suffisantes pour réaliser des mesures de discrimination neutron/gamma et les amplitudes des impulsions devraient se situer dans le domaine de tension pic à pic. La fréquence d'échantillonnage a été ajustée à la durée des impulsions, et le seuil de déclenchement à l'amplitude du bruit électronique, qui dépend principalement du photomultiplicateur. Pour les chaînes d'acquisition comprenant le PMT, la fréquence d'échantillonnage a été réglée à 800×10^6 échantillons. s^{-1} car les durées des impulsions se situent entre 100 ns et 1100 ns. Par ailleurs, le seuil de déclenchement a été fixé à -50 mV pour se situer au-dessus de l'amplitude des impulsions de bruit thermoïonique résultant de l'activation thermique de la photocathode. Avec la matrice de SiPM, la fréquence d'échantillonnage vaut 400×10^6 échantillons. s^{-1} car la durée des impulsions se situe entre 500 ns et 2000 ns et le seuil de déclenchement a été fixée à 7 mV pour se situer au-dessus de l'amplitude des impulsions de bruit d'obscurité intrinsèque à la matrice de SiPM.

Caractéristiques	Valeurs				Unités
Bande passante	500				MHz
Dynamique de résolution	12				bits
Tension pic à pic	2,5				V
Fréquence d'échantillonnage	400	800	1 600	3 200	$\times 10^6$ échantillons. s^{-1}
Fenêtre temporelle	2 560	1 280	640	320	ns

Tableau 2.8 : Caractéristiques principales du numériseur CAEN (« DT5743 »).

2.4.3.2. Identification des particules sur la forme des impulsions par la méthode de comparaison de charges

La méthode de comparaison de charges (CCM pour l'anglais *Charge Comparison Method*) est l'une des méthodes de traitement du signal permettant de réaliser de la PSD pour discriminer des signaux suivant leur origine [50–53]. La CCM peut s'appliquer lorsque les signaux observables possèdent des évolutions temporelles caractéristiques de leur origine. Elle consiste à intégrer l'impulsion, $T(t)$, sur deux périodes de temps différentes, une période dite lente, Q_{lent} , et une dite totale, Q_{tot} . Le début de l'impulsion, $t_{début}$, est défini comme le temps à partir duquel l'impulsion est supérieure à 5 % de l'amplitude. La définition des deux autres bornes d'intégration, t_{rapide} et t_{long} , est discutée dans le § 2.4.3.4. La figure 2.63 illustre le placement des portes d'intégrations. Ces deux intégrales sont calculées selon les équations suivantes :

$$Q_{lent} = \int_{t_{rapide}}^{t_{long}} T(t).dt \quad (2.4)$$

$$Q_{tot} = \int_{t_{début}}^{t_{long}} T(t).dt \quad (2.5)$$

Avec :

- $t_{début}$: début de l'impulsion ;
- t_{rapide} : fin de la période rapide et début d'intégration de la période lente de l'impulsion ;
- t_{long} : fin de l'impulsion ;
- $T(t)$: impulsion.

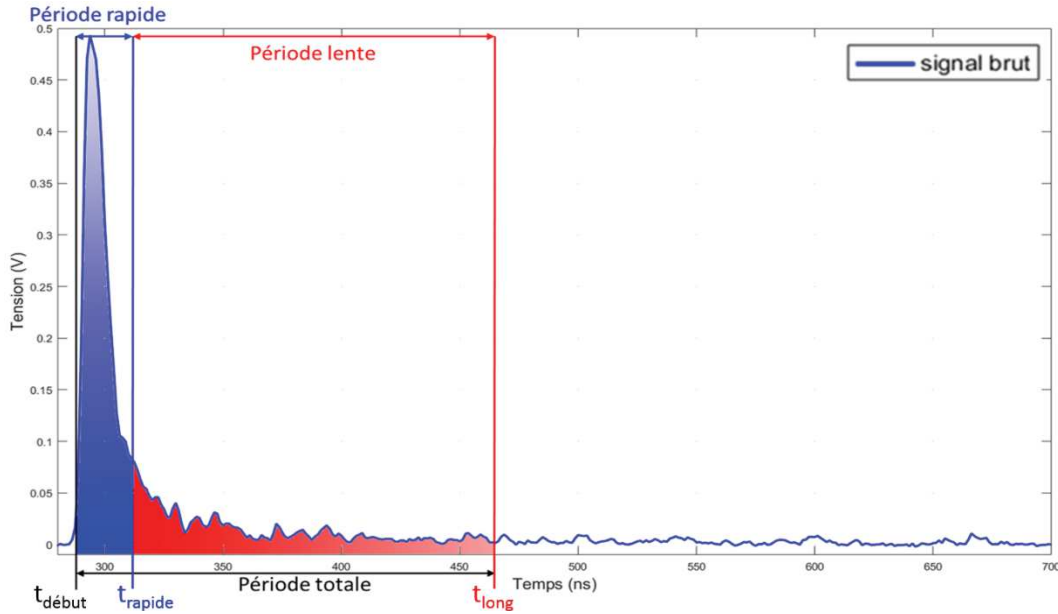


Figure 2.63 : Exemple de traitement d'une impulsion

Le facteur de discrimination utilisé pour différencier les impulsions dues à des neutrons de celles provenant de photons gamma est le rapport (R_c) de la charge lente sur la charge totale, défini par l'équation suivante :

$$R_c = Q_{lent}/Q_{tot} \quad (2.6)$$

2.4.3.3. Critère de discrimination neutron/gamma

Le facteur de mérite (FoM pour l'anglais *Figure of Merit*) permet d'évaluer les capacités de discrimination, en quantifiant le pouvoir de séparation des neutrons et des photons gamma d'un

scintillateur dans un domaine d'énergie définie [54]. Les rapports de charge vont se répartir autour de deux valeurs selon la nature de la particule incidente. Le facteur de mérite est déterminé à partir d'une analyse effectuée sur l'histogramme des rapports de charges. Un exemple, obtenu avec une source de ^{252}Cf mesurée par le biais d'un scintillateur liquide et d'un PMT, de cette distribution est montré sur la figure 2.64. Sur cet histogramme, il est possible de distinguer la zone propre à la détection des neutrons (rapport des charges supérieur à 0,21) et la zone propre aux gamma (rapport des charges inférieur à 0,21). En faisant l'hypothèse d'une répartition normale, cette distribution est ajustée avec une fonction gaussienne à deux composantes. Sur la figure 2.64, la somme des fonctions gaussiennes est représentée en trait plein, tandis que le nombre d'impulsions pour chaque valeur du facteur de discrimination est repéré par une croix. De plus, la barre noire sur la figure 2.64 correspond à l'intersection des composantes de la fonction gaussienne. La FoM est évaluée à partir des deux moyennes ($\mu_{neutron}$ et μ_{gamma}) et des deux largeurs à mi-hauteur ($FWHM_{neutron}$ et $FWHM_{gamma}$) identifiées par l'ajustement, selon l'équation suivante :

$$FoM = \frac{|\mu_{gamma} - \mu_{neutron}|}{FWHM_{gamma} + FWHM_{neutron}} \quad (2.7)$$

% impulsions traitées = 58

FOM = 2.346

Intersection = 0.21

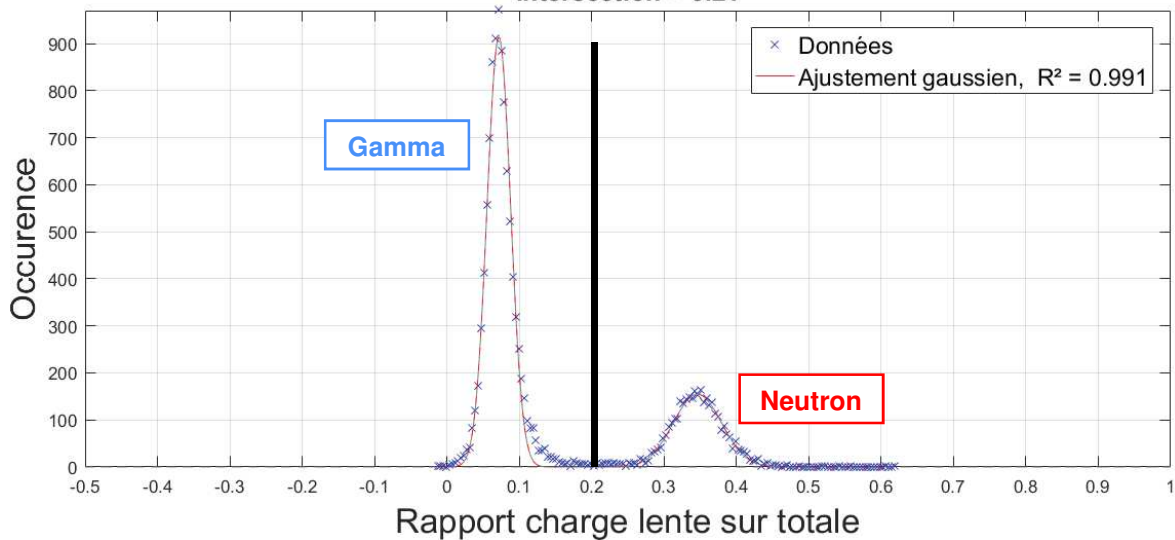


Figure 2.64 : Exemple d'analyse d'un histogramme des rapports de charges obtenu à partir d'un scintillateur organique liquide, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf . La barre noire correspond à l'intersection des deux composantes de la fonction gaussienne.

La distribution des impulsions en fonction des charges totales, dont un exemple est donnée sur la figure 2.65, est calculée. Après l'étalonnage en énergie de la chaîne d'acquisition présentée dans le § 2.4.3.6, établissant la relation entre la charge totale et l'énergie déposée, cet histogramme correspond alors au spectre en énergie et, dans le cas où la source est uniquement émettrice de photons gamma, il permet une analyse spectrale des sources mesurées. De plus, pour évaluer l'impact de l'énergie déposée par la particule sur les performances de discrimination, le calcul de la FoM peut être fait dans un certain domaine d'énergie. Le ratio du nombre d'impulsions se trouvant dans ce domaine par le nombre total d'impulsions mesurées est aussi évalué. L'histogramme bi-paramétrique présenté en figure 2.66 correspond à la représentation graphique en deux dimensions de la distribution des rapports des charges en fonction de l'énergie déposée par la particule. Cette représentation permet d'apprécier qualitativement l'évolution des capacités de

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

discrimination de la chaîne d'acquisition en fonction de l'énergie des particules. Deux zones sont visibles, la zone au-dessus de la barre noire correspondant aux interactions dues aux neutrons et la zone en-dessous regroupant la contribution des photons gamma. Pour faire ressortir les zones densément peuplées, la valeur maximale du niveau de couleur a été choisie pour un nombre de cinq occurrences. Dans l'exemple en figure 2.64, les 58 % d'interactions (impulsions) d'une source de ^{252}Cf recueillies par le biais d'un scintillateur liquide et d'un PMT se situent dans la gamme d'énergie [500 keVee ; 7 MeVee]. Les bornes de ce domaine d'énergie correspondent aux barres rouges sur les figures 67 et 68.

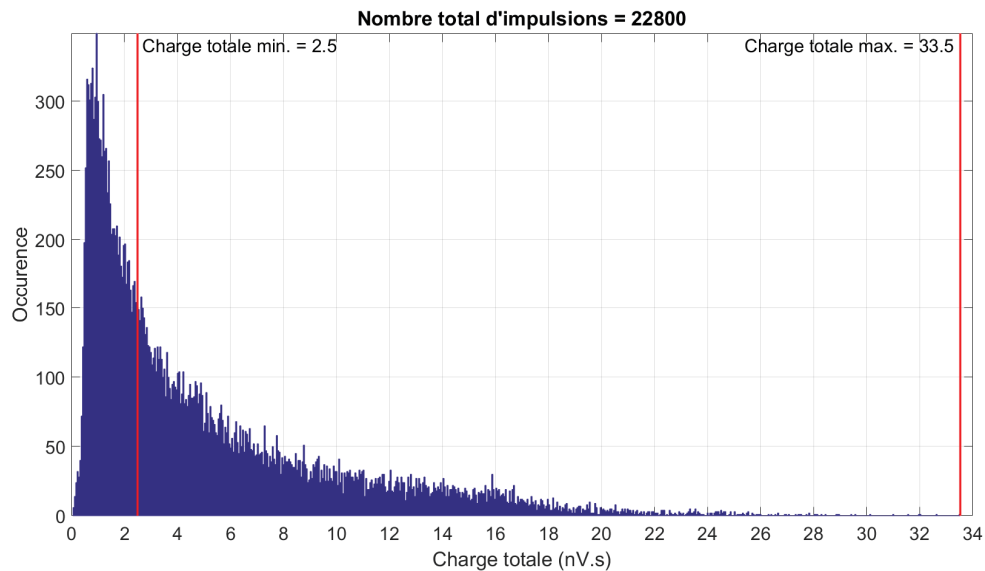


Figure 2.65 : Exemple d'un histogramme des charges totales (spectre) obtenu à partir d'un scintillateur organique liquide, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf . Les barres rouges correspondent aux bornes de la gamme d'énergie [500 keVee ; 7 MeVee].

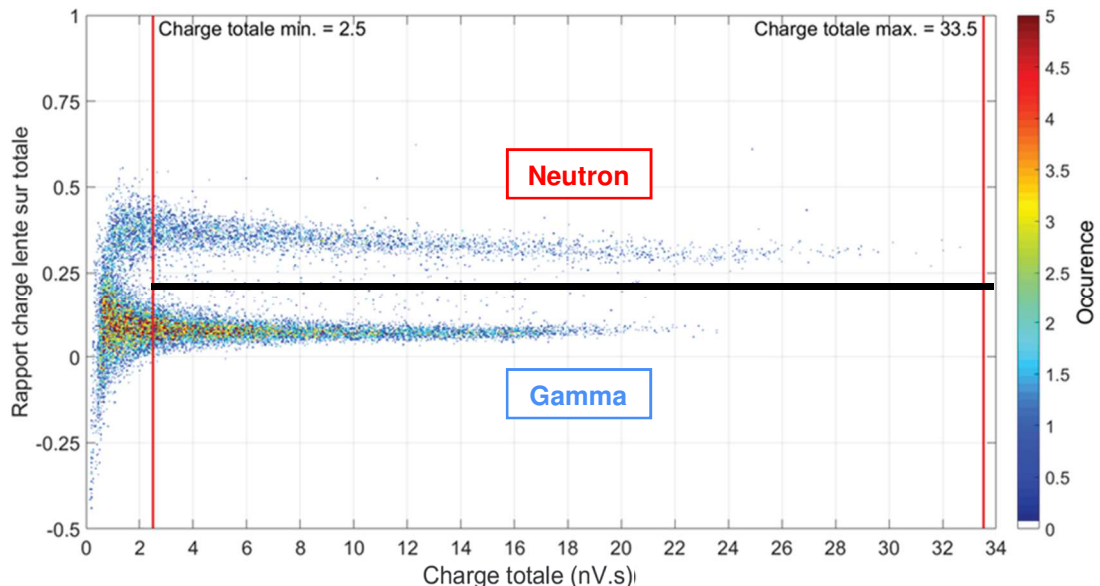


Figure 2.66 : Exemple d'un histogramme bi-paramétrique des rapports de charge en fonction de la charge totale obtenu à partir d'un scintillateur organique liquide, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf . Les barres rouges correspondent aux bornes de la gamme d'énergie [500 keVee ; 7 MeVee]. La barre noire correspond à l'intersection des deux composantes de la fonction gaussienne.

La relation entre la FoM et la probabilité d'erreur d'identification d'un photon gamma comme un neutron (GRR pour l'anglais *Gamma Rejection Ratio*) est faite selon l'équation (2.8) issue des références [54, 55] et utilise l'intersection des deux composantes gaussiennes comme critère de sélection. Ce GRR correspond à la probabilité de classer un photon gamma comme étant un neutron lorsque son facteur de discrimination est supérieur à la valeur d'intersection. L'intérêt d'utiliser l'intersection comme critère est que le GRR est également équivalent à la probabilité de classer un neutron comme étant un photon gamma lorsque son facteur de discrimination est inférieur à la valeur d'intersection. Ce deuxième critère vient en complément de la FoM car il permet une représentation plus concrète des performances de discrimination neutron/gamma.

$$GRR = \frac{1}{2} \cdot \operatorname{erfc}(2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot FoM) \quad (2.8)$$

2.4.3.4. Procédure d'optimisation de la discrimination par la CCM par le biais de la corrélation d'ajustements gaussiens

Le principal inconvénient de la CCM est que la valeur de la FoM et, par conséquent, les performances du détecteur en matière de discrimination, sont fortement dépendantes des périodes d'intégration. Or, chaque partie de la chaîne d'acquisition et chaque paramétrage influencent les valeurs des portes temporelles correspondant à une discrimination optimale. Ces dernières peuvent également varier de manière très notable d'une chaîne d'acquisition à une autre. Par exemple, pour une chaîne avec un scintillateur liquide BC-501A et en considérant l'utilisation d'un PMT, les périodes optimales ont été trouvées, à l'aide de la procédure décrite dans le paragraphe suivant, à 27 ns pour la période longue et à 300 ns pour la période totale, alors que dans le cas d'une chaîne avec le même scintillateur, mais équipées d'un SiPM, elles ont respectivement été trouvées à 100 ns et à 500 ns. Si l'on utilise ce type de méthode, il apparaît donc que le choix des portes d'intégration a une influence fondamentale sur la capacité à caractériser les particules auxquelles est exposé le détecteur. Par ailleurs, les valeurs optimales n'étant *a priori* pas connues dans tous les cas, plusieurs solutions ont été envisagées dans la littérature [33, 56, 57] pour résoudre ce problème. Néanmoins, ces méthodes ne donnaient pas entière satisfaction pour notre application pour plusieurs raisons : besoin d'un étalonnage préalable au cours duquel la nature des phénomènes à l'origine du signal de détection est connue par une autre méthode de discrimination ; limitations à deux types de particules ; absence de solutions pour exclure les résultats incohérents avec les phénomènes physiques mis en jeu. L'approximation par une fonction de deux gaussiennes, alors qu'un seul type de particules est mis en jeu, constitue un exemple de résultats incohérents à exclure. Avec de telles limitations, une optimisation des portes d'intégration lorsque le détecteur est exposé à un flux inconnu de deux, et plus, types de particules est difficilement envisageable. Le but de la procédure d'optimisation mise en place au cours de la thèse, consiste à obtenir la meilleure discrimination possible entre les neutrons et les photons gamma par la méthode de comparaison de charges. Elle a pour objectif d'identifier les périodes optimales d'intégration en analysant les signaux de détection non classés produits par deux, ou plus, types de particules. La finalité de cette procédure est d'optimiser la chaîne d'acquisition dans son ensemble pour ensuite en permettre une utilisation optimale. La mise en place de cette procédure d'optimisation au cours de ces travaux de thèse a été essentielle pour pouvoir comparer les performances de discrimination du scintillateur plastique au scintillateur liquide et de la matrice de SiPM au PMT.

Le principe de la procédure proposée se décompose en trois parties imbriquées. Le programme principal correspond à la première séquence (à gauche sur la figure 2.67) et évalue la FoM pour l'ensemble des périodes d'intégration possibles en fonction des paramètres d'enregistrement des impulsions. À partir de cette évaluation, la valeur maximale de la FoM est

identifiée et les périodes d'intégration optimales ayant permis d'obtenir cette valeur sont alors extraites. Les résultats pour les périodes d'intégration optimales sont finalement affichés. La deuxième séquence (au centre sur la figure 2.67) correspond au sous-programme évaluant la FoM appelé par la première séquence pour chaque combinaison de périodes d'intégration. Cette évaluation de la FoM est réalisée en calculant le facteur de discrimination pour l'ensemble des échantillons. Puis un ensemble d'ajustements gaussiens est réalisé sur la distribution du facteur de discrimination calculé. Cet ensemble d'ajustements gaussiens est constitué de mélanges gaussiens dont le nombre de composantes varie entre un jusqu'au nombre attendu de composantes. Le respect d'un critère d'acceptation, défini par l'utilisateur, au niveau des coefficients de corrélation de l'ensemble des ajustements est vérifié et, le cas échéant, la FoM calculée. La troisième séquence (à droite sur la figure 2.67) correspond au sous-programme de la deuxième séquence vérifiant le respect du critère d'acceptation au niveau des coefficients de corrélation de l'ensemble des ajustements et calculant la FoM. Si aucun des coefficients de corrélation des ajustements ne respecte le critère, la valeur de FoM est nulle. Si l'un des coefficients de corrélation des ajustements dont le nombre de composantes est inférieur à celui attendu respecte le critère, la valeur de FoM est nulle. Si aucune des deux conditions précédentes n'est remplie, cela signifie que le coefficient de corrélation de l'ajustement gaussien dont le nombre de composantes est égal au nombre attendu de composantes respecte le critère d'acceptation. Dans les cas d'application étudiés dans ce chapitre, le nombre de composantes attendues est de deux (neutrons et photons gamma), la FoM est alors calculée selon l'équation (2.7). Lorsque le nombre de composantes attendues est supérieur à deux, une ou des nouvelles FoM sont à définir spécifiquement en fonction des besoins de l'expérience.

La figure 2.67 représente la procédure sous la forme d'un logigramme et dont les notations sont explicitées ci-dessous :

- [PR_min : PR_pas : PR_max], le domaine des périodes, t_{rapide} , à tester ;
- [PT_min : PT_pas : PT_max], le domaine des périodes, t_{tot} , à tester ;
- N_e , nombre d'échantillons ;
- N_c , nombre attendu de composantes ;
- CAA, le critère d'acceptation de l'ajustement ;
- $R_{carre}[x]$, coefficient de corrélation de l'ajustement gaussien à x composante(s).

Grâce à la mise en œuvre conjointe des conditions sur le nombre de composantes attendues et le coefficient de corrélation, la procédure est apte à écarter les résultats qui correspondraient à une approximation satisfaisante au regard du coefficient de corrélation, mais qui ne reflèterait pas la réalité physique des phénomènes mis en jeu. À titre d'exemple, on peut citer le cas où une approximation par une fonction de deux gaussiennes satisfèrait le critère sur le coefficient de corrélation, alors qu'un seul type de particules est mis en jeu.

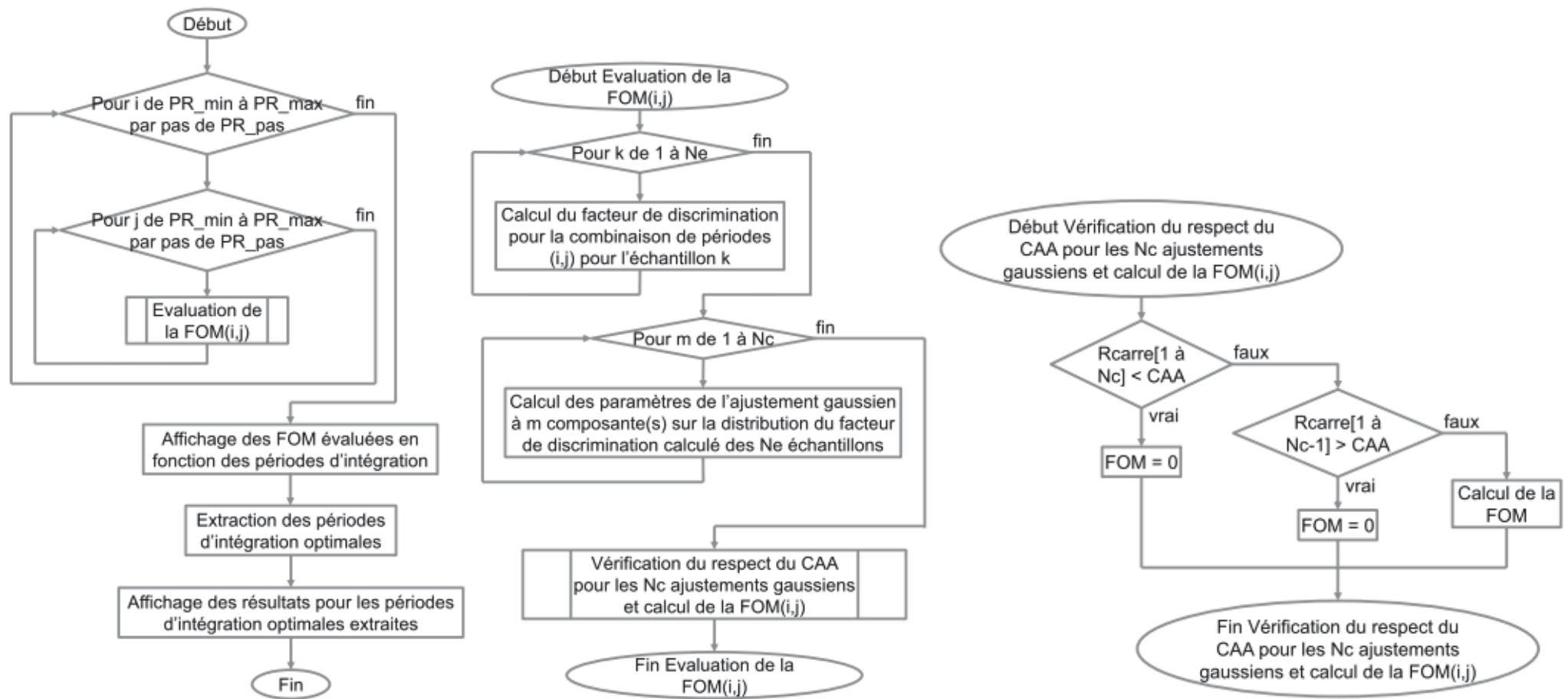


Figure 2.67 : Procédure pour l'optimisation de la discrimination par la méthode de comparaison de charges.

2.4.3.5. Méthodes de partitionnement de données multiparamétriques appliqués à la discrimination neutron/gamma dans les scintillateurs organiques

Comme présenté dans le § 2.4.3.2, la discrimination est basée sur l'utilisation d'un unique paramètre de discrimination, le rapport entre la charge lente et la charge totale. Or, d'autres paramètres, recensés dans la référence [37], peuvent être utilisés, tels que le passage par zéro ou l'intégration du temps de montée. Par ailleurs, à l'instar des méthodes d'ajustement identifiant des groupements de valeurs sur un paramètre, il existe des méthodes de partitionnement de données sur plusieurs paramètres [58]. Ces méthodes permettent de représenter et d'identifier les différents comportements et origines physiques des impulsions en classifiant, sans supervision, en sous-groupes une base de données. Ces méthodes ont été étudiées dans l'objectif d'obtenir une meilleure discrimination en passant par la valorisation d'autres paramètres pouvant être extraits des impulsions. Ces méthodes ont fait l'objet d'une première étude appliquée à la chaîne d'acquisition composée du scintillateur plastique EJ276 et du PMT R7724-100 introduits au § 2.4.3.1. Les paramètres extraits des impulsions et analysés avec ces méthodes de partitionnement sont répertoriés dans le tableau 2.9.

Paramètres	Définitions	Équations	Unités
Durée de traversée	Durée pendant laquelle l'impulsion est supérieure à 10% de l'amplitude	$\Delta t_{10\%} = t_{<10\%} - t_{>10\%}$	ns
Amplitude	Valeur maximale de l'impulsion	$A = \max T(t)$	V
Charge totale	Intégrale de l'impulsion	(4.2)	nV.s
Rapport des charges	Rapport de la charge lente sur la charge totale	(4.3)	-
Rapport d'amplitude	Rapport de l'amplitude sur la charge totale	$R_A = A/Q_{tot}$	ns ⁻¹

Tableau 2.9 : Caractéristiques extraites des impulsions.

Avec :

- $t_{>10\%}$: moment à partir duquel l'impulsion devient supérieure à 10% de l'amplitude ;
- $t_{<10\%}$: moment à partir duquel l'impulsion devient inférieure à 10% de l'amplitude.

La visualisation et l'implémentation des méthodes ont été réalisées à l'aide des fonctions intégrées dans le logiciel *Matlab*. L'utilisation et l'adaptation de ces fonctions à la problématique de la discrimination neutron/gamma ont fait l'objet d'échanges techniques avec deux chercheurs du SID (Service d'Intelligence des Données), experts dans le traitement des données de grand volume. Les méthodes ayant été testées sont :

- l'algorithme de Lloyd [59] ;
- l'algorithme des *k*-médoides [60] ;
- le modèle de mélanges gaussiens (GMM pour l'anglais *Gaussian Mixture Model*) [61] ;
- la méthode de Ward [62].

2.4.3.6. Étalonnage en énergie

L'évaluation des courbes d'étalonnage en énergie (figure 2.68) donne la correspondance entre l'énergie et la charge totale mesurée. Cette étape d'étalonnage a été réalisée, selon les

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

procédures présentées dans les références [63, 64], à l'aide des pics d'absorption totale ou plus généralement des fronts Compton (FC) des sources radioactives suivantes :

- ^{241}Am (gamma : émission majoritaire à 59,5 keV) ;
- ^{133}Ba (gamma : émission majoritaire à 81,0 keV) ;
- ^{57}Co (gamma : émission majoritaire à 122,1 keV) ;
- ^{137}Cs (gamma : émission majoritaire à 661,7 keV ; FC à 477,3 keV) ;
- ^{22}Na (gamma : émission majoritaire à 511,0 et 1 274,5 keV ; FC respectivement à 340,7 keV et à 1 062,2 keV).

Elle a été réalisée pour quatre chaînes d'acquisition différentes :

- le scintillateur liquide BC501A et le PMT R7724-100 (en noir sur la figure 2.68) ;
- le scintillateur plastique EJ276 et le PMT R7724-100 (en bleu sur la figure 2.68) ;
- le scintillateur liquide BC501A et le SiPM ArrayC-30035-16P (en vert sur la figure 2.68) ;
- le scintillateur plastique EJ276 et le SiPM ArrayC-30035-16P (en rouge sur la figure 2.68).

La courbe d'étalonnage pour ce type de détecteurs se caractérise par une zone linéaire pour des énergies supérieures à 100 keV [64]. La résolution en énergie n'a pas été évaluée. Pour l'ensemble des régressions linéaires, le coefficient de corrélation est supérieur à 0,99. Les coefficients des régressions linéaires ($a \times x + b$) sont donnés dans le tableau 2.10.

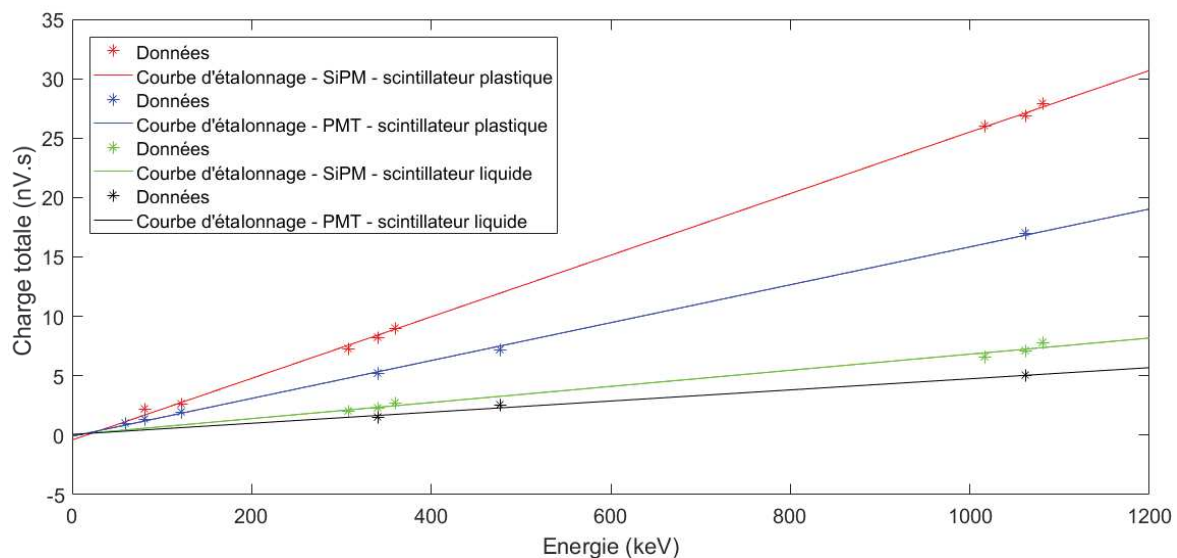


Figure 2.68 : Courbes d'étalonnage en énergie obtenues pour les quatre configurations décrites ci-dessus.

Coefficients	Scintillateur plastique		Scintillateur liquide	
	PMT	SiPM	PMT	SiPM
a	0,0163	0,0257	0,0049	0,0068
b	-0,3602	-0,264	-0,095	0,0713

Tableau 2.10 : Coefficients des régressions linéaires de l'étalonnage en énergie obtenus pour les quatre configurations décrites ci-dessus.

Les fonctions ainsi déterminées seront utilisées par la suite pour déterminer les seuils de détection en énergie lors des comparaisons de la discrimination entre les différentes chaînes d'acquisition. Cet étalonnage ayant été réalisé avec le dépôt d'énergie des électrons générés par les

interactions des photons gamma avec la matière, la relation d'équivalence en énergie est valable pour les électrons. Or, cette relation d'équivalence est dépendante du pouvoir d'ionisation de la particule chargée comme mentionné dans la référence [32]. Pour un dépôt d'énergie donné, le pouvoir d'ionisation des protons étant plus fort que celui des électrons, le nombre de photons de scintillation généré sera moins important. Pour comparer directement les impulsions, sans considérer le type de la particule ionisante, l'unité utilisée lorsque la relation d'équivalence est uniquement connue pour les électrons est appelée l'électronvolt équivalent-électron (eVee).

2.4.3.7. Résultats expérimentaux

Tout d'abord, un exemple de la mise en œuvre de la procédure d'optimisation de la CCM appliquée à la discrimination des neutrons et des photons gamma est présenté. Puis, les résultats au niveau de la discrimination des neutrons et des photons gamma sont décrits et analysés. Finalement, l'application des méthodes de partitionnement de données multiparamétrique à la discrimination neutron/gamma par PSD est étudiée.

Mise en œuvre expérimentale de la procédure d'optimisation de la CCM appliquée à la discrimination entre les neutrons et les photons gamma

L'application, à une chaîne d'acquisition comprenant une matrice de SiPM, de la procédure d'optimisation de la CCM pour discriminer les neutrons et les photons gamma a été vérifiée. Un exemple de résultat est montré ci-dessous. La chaîne d'acquisition utilisée est composée du scintillateur plastique EJ276 couplé au SiPM ArrayC-30035-16P introduits au § 2.4.3.1 et a été exposée à une source mixte neutron/gamma de ^{252}Cf . Le domaine des énergies déposées est compris dans la gamme d'énergie [250 keVee ; 4,5 MeVee]. La figure 2.69 montre l'ensemble des FoM calculées en fonction des périodes d'intégration, ainsi que l'identification des périodes optimales. La figure 2.70 montre la distribution du facteur de discrimination, l'ajustement gaussien et la FoM obtenus pour les périodes d'intégration optimales.

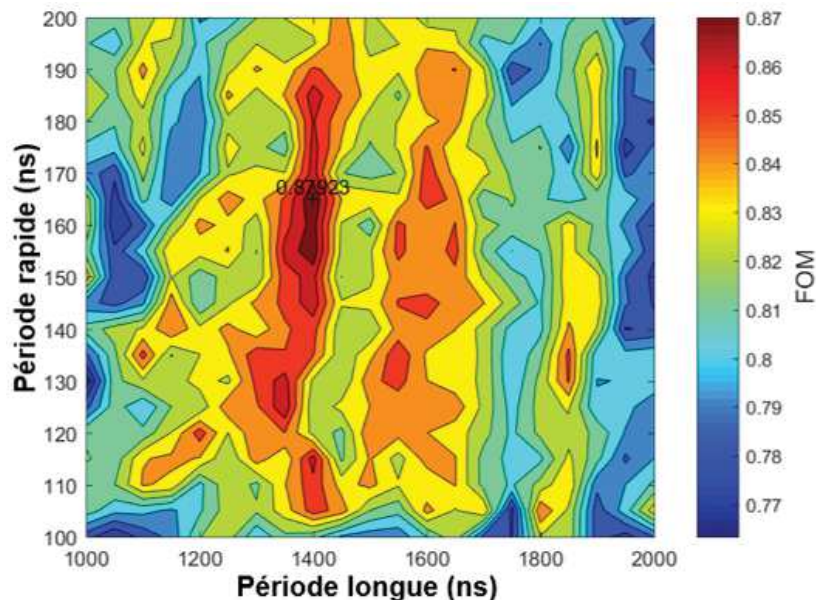


Figure 2.69 : Exemple d'optimisation des périodes d'intégration pour la discrimination neutron/gamma : valeur de la FoM en fonction des périodes d'intégration obtenue à partir d'un scintillateur organique plastique, d'une matrice de SiPM et d'une source ^{252}Cf .

Comme cela apparaît sur la figure 2.69, la valeur maximale de la FoM de 0,88 est obtenue pour une porte d'intégration totale valant 1400 ns et une porte d'intégration rapide valant 165 ns. La

distribution du nombre d'impulsions en fonction du facteur de discrimination pour cette combinaison de portes d'intégration optimales est représentée à gauche sur la figure 2.70. Avec une telle optimisation, environ 43 % des impulsions détectées présentent une probabilité d'erreur de classification de 1,9 %. Pour illustrer l'apport de cette procédure d'optimisation sur les performances de discrimination neutron/gamma, à droite sur la figure 2.70 se trouve le résultat obtenu en utilisant les périodes d'intégration habituellement employées au laboratoire dans le cas d'une chaîne d'acquisition comprenant un PMT (R7724-100) et un scintillateur plastique (proche de l'EJ276). Ces périodes valent 800 ns pour la période totale et 56 ns pour la période rapide. La FoM alors obtenue est de 0,58, inférieure de 34 % par rapport à celle optimisée. L'erreur de classification aurait alors été de 8,6 %.

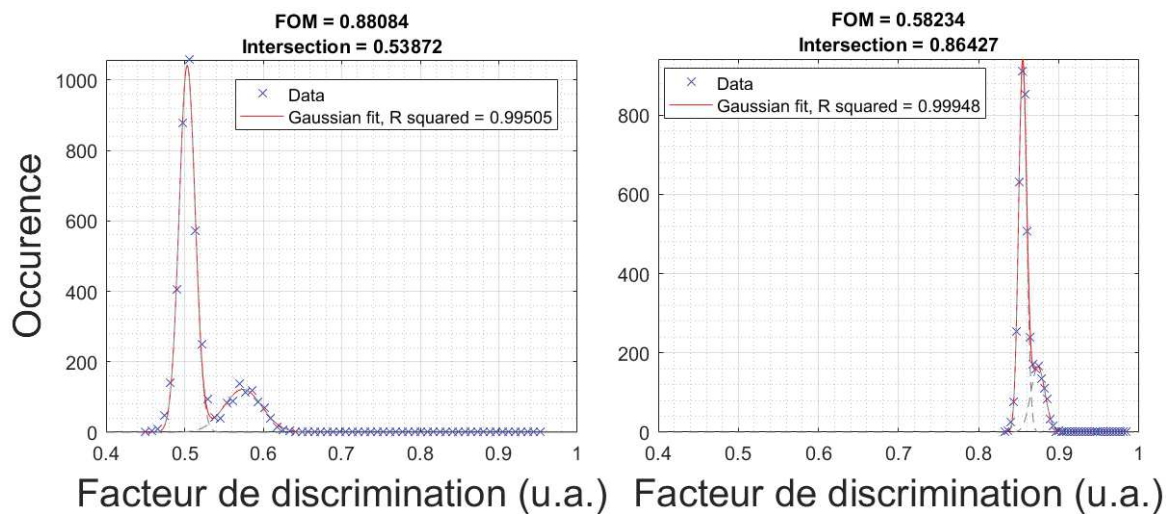


Figure 2.70 : Histogramme du facteur de discrimination obtenu à partir d'un scintillateur organique plastique, d'une matrice de SiPM et d'une source ^{252}Cf : à gauche, avec les portes optimisées ; à droite, avec les portes habituellement employées au laboratoire.

Comparaison de la discrimination neutron/gamma entre un PMT et un SiPM avec un scintillateur plastique

Les chaînes d'acquisition comparées dans ce paragraphe correspondent à celles présentées au § 2.4.3.1 et étalonnées au § 2.4.3.6. Les mesures ont été réalisées avec une source de ^{252}Cf placée à proximité du scintillateur. La figure 2.71 représente la FoM en fonction de l'énergie de seuil. On peut noter une très forte corrélation entre ces deux paramètres. L'énergie de seuil correspond à l'énergie équivalente-électron minimale déposée par les protons de recul utilisée pour l'évaluation de la FoM, *i.e.* que les impulsions retenues pour le calcul correspondent à un dépôt d'énergie supérieure à ce seuil. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 2.11. Les résultats présentés en figure 2.71 montrent que pour l'ensemble des seuils d'énergie, la chaîne d'acquisition avec un PMT est meilleure de 30 % à 70 % au niveau des valeurs de FoM par rapport à celle avec un SiPM.

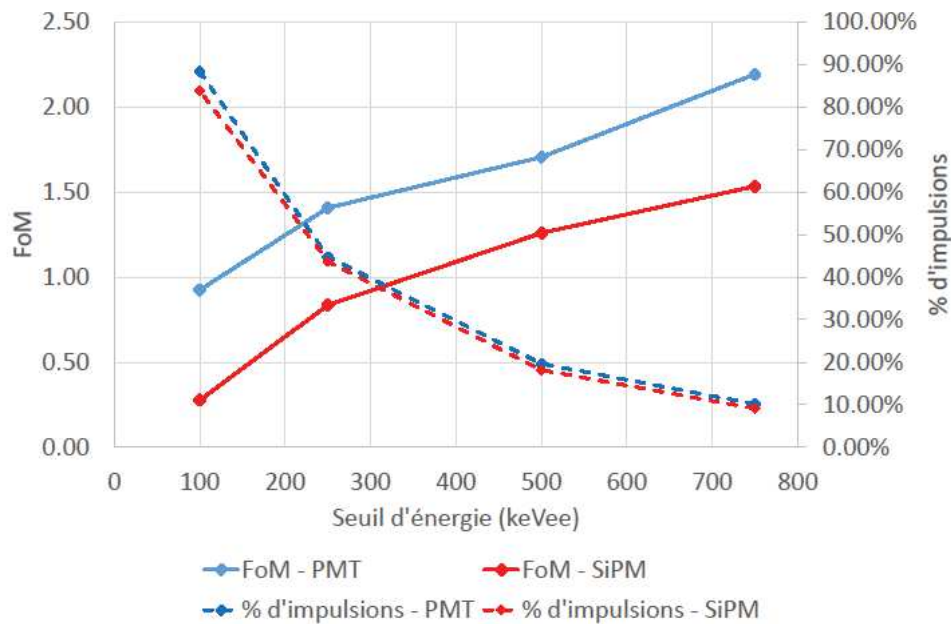


Figure 2.71 : Comparatif avec un scintillateur plastique entre un PMT et un SiPM : FoM et pourcentage d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee).

Énergie (keVee)	PMT		SiPM	
	FoM	% d'impulsions	FoM	% d'impulsions
100	0,92	88,34 %	0,28	83,87 %
250	1,38	44,76 %	0,88	43,07 %
500	1,70	19,63 %	1,26	18,15 %
750	2,19	10,15 %	1,53	9,11 %

Tableau 2.11 : Tableau des FoM et des pourcentages d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee) : comparatif avec un scintillateur plastique entre un PMT et un SiPM.

Les deux histogrammes en figure 2.72 et figure 2.73 illustrent pour un même scintillateur plastique les différences de performances au niveau de discrimination entre un PMT et un SiPM en prenant un seuil en énergie de 250 keVee. Cette différence est également observée dans la littérature [65] et peut en partie s'expliquer par le fait que le courant d'obscurité est plus important dans un SiPM que dans un PMT. Malgré cela, les capacités de discrimination de la chaîne d'acquisition avec un SiPM sont suffisantes pour considérer celle-ci exploitable. Nous avons considéré que la discrimination neutron/gamma était satisfaisante lorsque la séparation entre les moyennes des deux composantes était supérieure à 2 sigma, *i.e.* une FoM supérieure à 0,85. Pour la chaîne d'acquisition avec un SiPM, au seuil d'énergie de 250 keVee, la FoM est de 0,88 et cela correspond à un GRR d'environ 1,92 %. Par ailleurs, une évaluation de la FoM avec cette même chaîne d'acquisition a été réalisée pour des neutrons dont l'énergie se situe plus spécifiquement entre 250 keVee et 500 keVee. D'après la référence [66], cette valeur de 250 keVee correspondrait à une énergie initiale du neutron d'environ 2,3 MeV et du proton de recul de 1 MeV. La FoM est alors de 1,07, correspondant à un GRR d'environ 0,60 %. Il est donc possible, en étudiant la FoM sur des plages d'énergie plus restreintes, d'améliorer la discrimination. Par ailleurs, cette sélection en énergie se traduira logiquement par une diminution de la sensibilité de détection. La représentation

du pourcentage d'impulsions (en pointillés sur la figure 2.71) en fonction de l'énergie de seuil permet d'illustrer cette dégradation de la sensibilité.

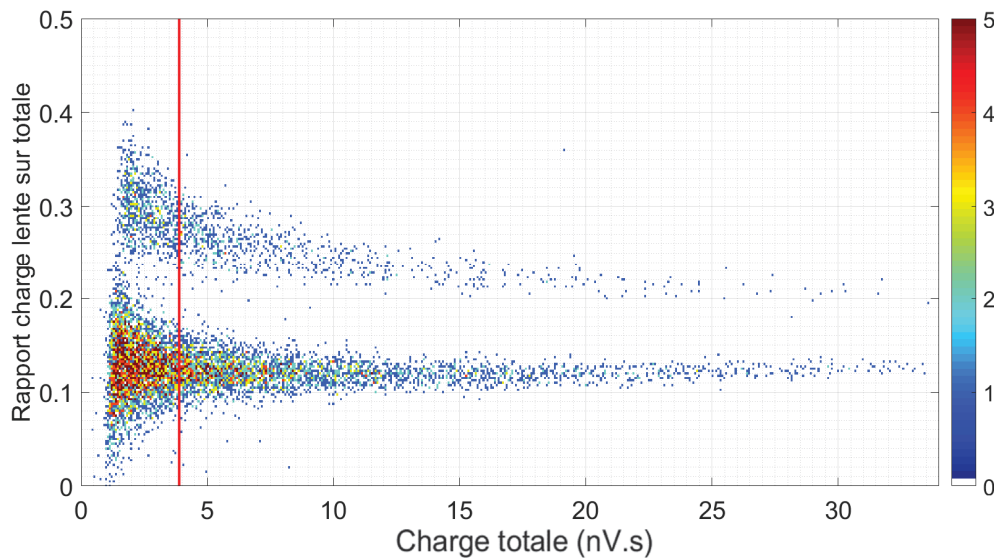


Figure 2.72 : Histogramme bi-paramétrique des rapports de charge en fonction de la charge totale obtenu à partir d'un scintillateur organique plastique, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf en prenant un seuil en énergie de 250 keVee.

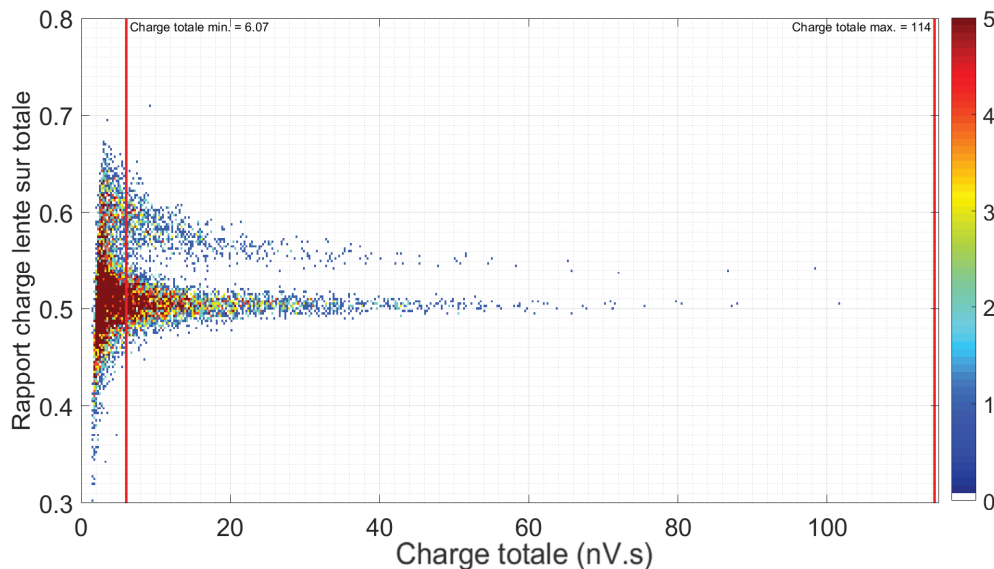


Figure 2.73 : Histogramme bi-paramétrique des rapports de charge en fonction de la charge totale obtenu à partir d'un scintillateur organique plastique, d'un SiPM et d'une source ^{252}Cf en prenant un seuil en énergie de 250 keVee.

Comparaison de la discrimination neutron/gamma entre un scintillateur liquide et un scintillateur plastique avec une matrice de SiPM

Les résultats présentés en figure 2.74 montrent que sur l'ensemble des seuils d'énergie, la chaîne d'acquisition avec une matrice de SiPM est meilleure de 13 % à 31 % pour le scintillateur plastique par rapport au scintillateur liquide. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 2.12. Ceci est contradictoire avec les résultats précédemment obtenus dans la littérature [67] avec un PMT. Cette différence peut s'expliquer par le fait que le circuit électronique de mesure mis en

place pour la matrice de SiPM est plus approprié pour des impulsions plus lentes d'après la documentation du fournisseur [68]. Or, les impulsions du scintillateur plastique EJ276 sont plus lentes que celles générées par le scintillateur liquide BC501A. Comme rappelé dans le tableau 2.6, le temps de décroissance de la composante rapide est de 13 ns pour l'EJ276 et de 3,2 ns pour le BC501A. Il semble donc que la chaîne d'acquisition avec une matrice de SiPM dégrade plus les performances de discrimination d'un scintillateur liquide que celles d'un scintillateur plastique.

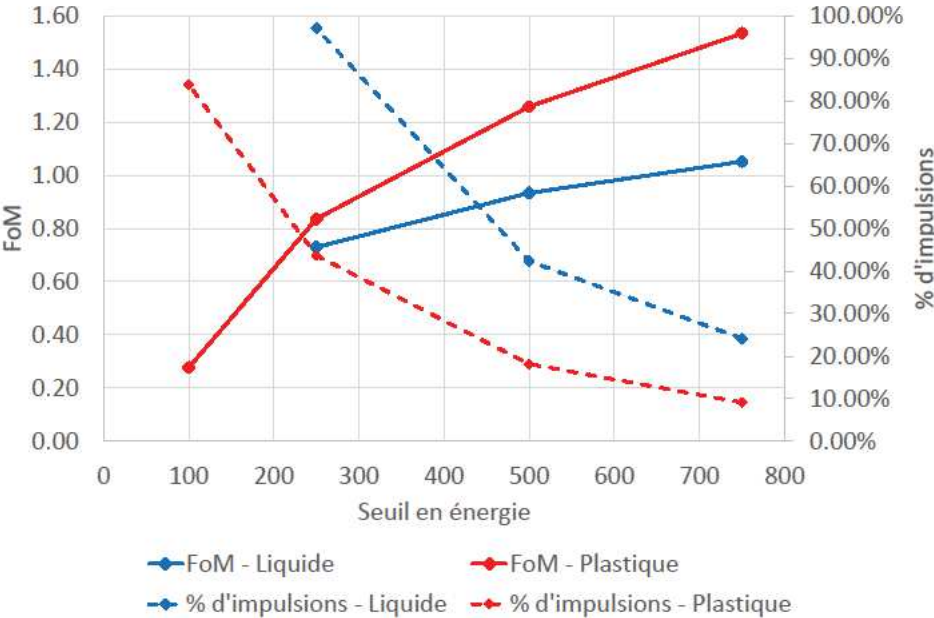


Figure 2.74 : Comparatif avec un SiPM entre un scintillateur plastique et un scintillateur liquide : FoM et pourcentage d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee).

Énergie (keVee)	Plastique		Liquide	
	FoM	% d'impulsions	FoM	% d'impulsions
100	0,28	83,87 %	-	-
250	0,88	43,07 %	0,73	97,09 %
500	1,26	18,15 %	0,93	42,32 %
750	1,53	9,11 %	1,05	24,14 %

Tableau 2.12 : Tableau des FoM et des pourcentages d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee) : comparatif avec un SiPM entre un scintillateur plastique et un scintillateur liquide.

Étude préliminaire de l'application des méthodes de partitionnement de données multiparamétrique à la discrimination neutron/gamma par PSD

Les données pour lesquelles les méthodes de partitionnement ont été étudiées correspondent à une mesure réalisée avec une source de ^{252}Cf placée à proximité du scintillateur plastique EJ276 couplé au PMT R7724-100. Le seuil de déclenchement du numériseur DT5743 a été fixé pour enregistrer également les impulsions issues de la photocathode. Cela permet de diminuer le seuil de détection en énergie mais induit l'inconvénient de rajouter du bruit. La visualisation, présentée en figure 2.75 avec l'ensemble des combinaisons d'histogrammes à une et deux dimensions, a permis d'identifier les impulsions saturées (entourées en rouge) et les impulsions issues de la photocathode (entourées en vert). L'origine de ces impulsions saturées est issue d'une trop faible tension pic à pic pour certaines impulsions dues à un dépôt très énergétiques

Chapitre 2 : Études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position

(> 2,5 MeVee). Après l'application de critères de sélection, ces impulsions ont pu être filtrées, comme cela est illustré en figure 2.76. Les impulsions dont l'amplitude est supérieure à 1,249 V, valeur maximale liée aux paramètres d'enregistrement du numériseur DT5743, sont considérées comme étant saturées et peuvent ainsi être supprimées. Les impulsions issues de la photocathode sont quant à elle identifiées en considérant une valeur minimale de durée de traversée, fixée arbitrairement et égale à 12 ns.

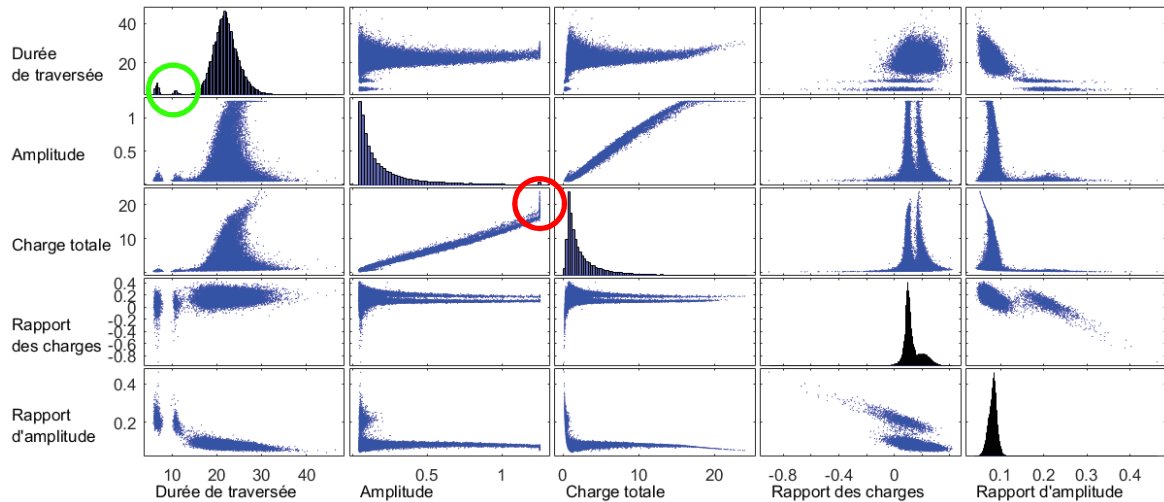


Figure 2.75 : Visualisation avec l'ensemble des combinaisons d'histogrammes à une et deux dimensions (en rouge les impulsions saturées et en vert les impulsions issues de la photocathode).

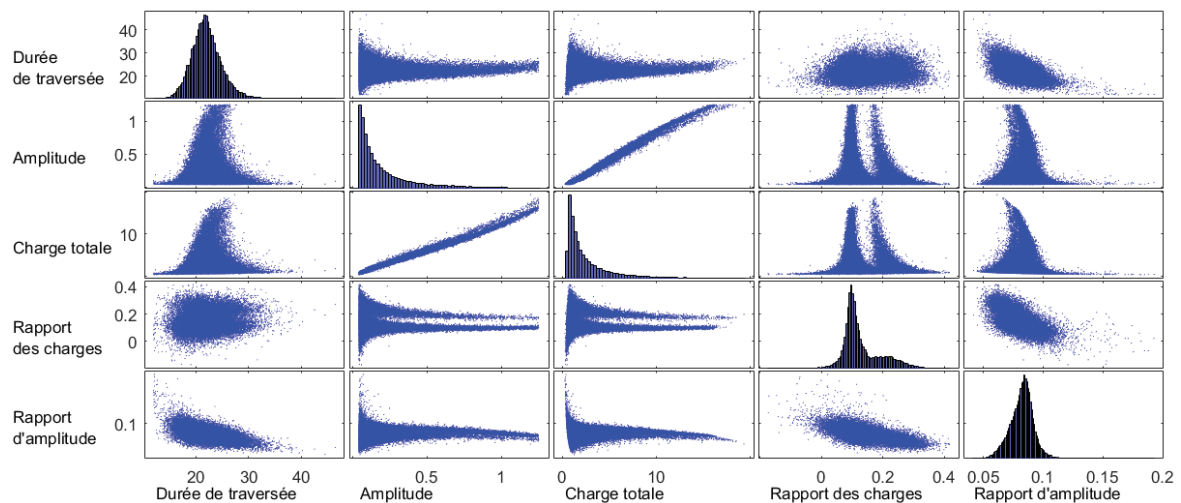


Figure 2.76 : Visualisation avec l'ensemble des combinaisons d'histogrammes à une et deux dimensions après l'application des filtres sur les impulsions saturées et les impulsions issues de la photocathode.

L'application des méthodes de partitionnement de données multiparamétriques à la discrimination neutron/gamma a été le plus probant avec l'ajustement d'un GMM. Dans un premier temps, nous avons choisi de supprimer uniquement les impulsions saturées pour ne garder que les impulsions ayant une origine liée à la physique, incluant donc même celles issues de la photocathode. Dans ce cas, un modèle de quatre mélanges gaussiens appliqué à trois paramètres (charge totale, rapport des charges et rapport d'amplitude) permet d'identifier, comme cela est illustré sur la figure 2.77, les quatre groupes d'impulsions suivants :

- impulsions « neutron » en rouge ;

- impulsions « gamma » en bleu ;
- impulsions « basse énergie » (~100 keVee) en vert ;
- impulsions « photocathode » en noir.

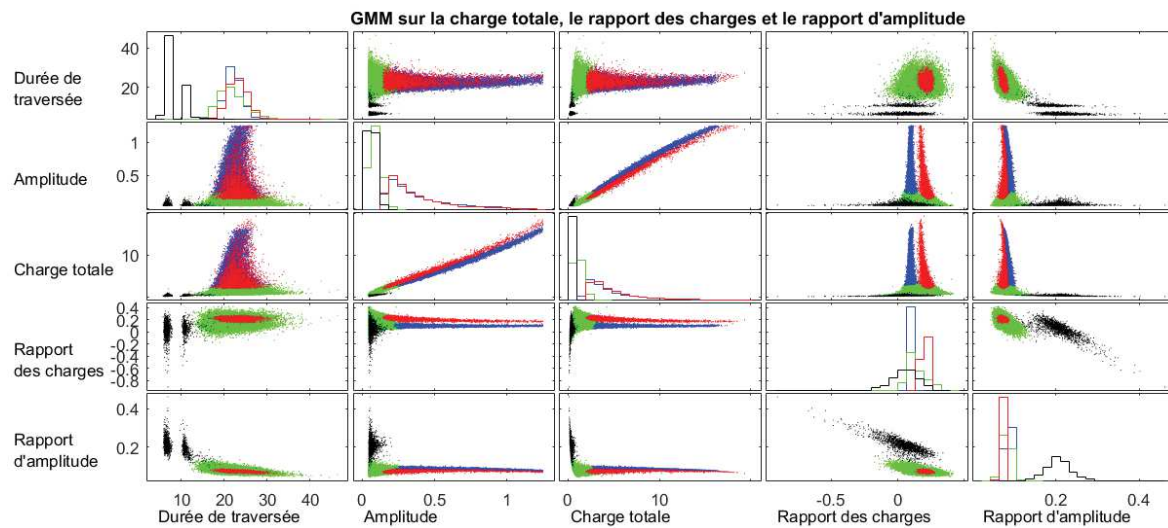


Figure 2.77 : Application d'un GMM avec quatre composantes sur la charge totale, le rapport des charges et le rapport d'amplitude (en rouge les impulsions dues aux neutrons, en bleu aux photons gamma, en vert aux particules de basse énergie (~100 keVee) et en noir à la photocathode).

Dans le cas où les impulsions saturées, les impulsions issues de la photocathode et les impulsions de basse énergie sont filtrées, un modèle de deux mélanges gaussiens appliqué à deux paramètres (rapport des charges et rapport d'amplitude) permet d'identifier sur la figure 2.78 les deux groupes d'impulsions restants : les impulsions issues des neutrons en rouge et les impulsions issues des photons gamma en bleu. Les lignes de niveau représentent les densités de probabilité du GMM calculé et permettent d'apprécier le degré de confiance dans l'identification des groupes.

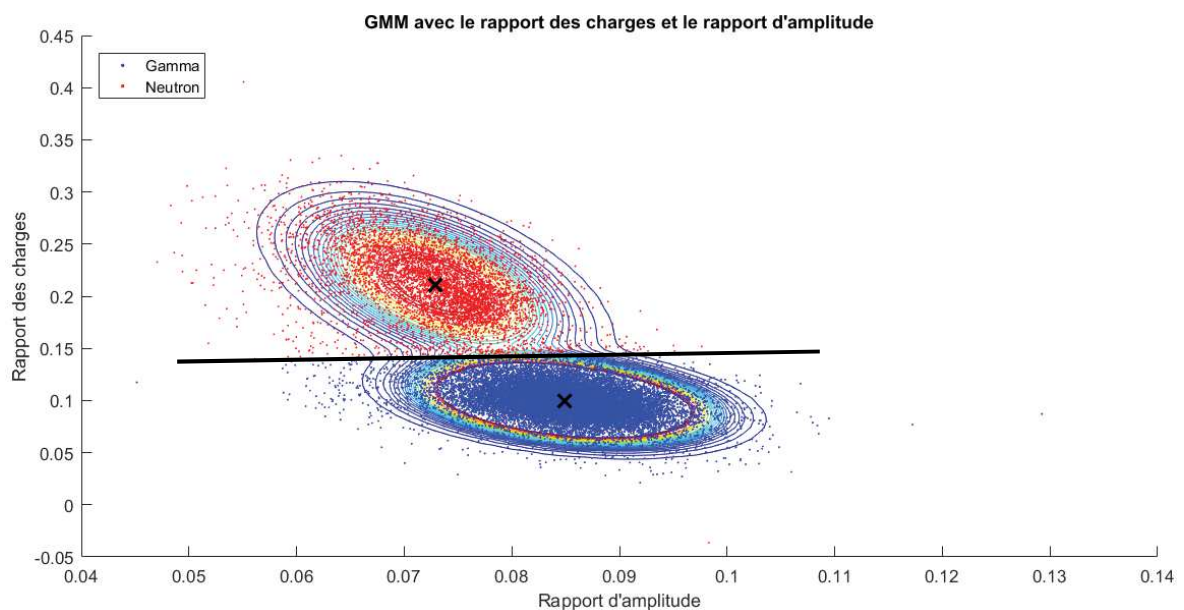


Figure 2.78 : Application d'un GMM avec deux composantes sur le rapport des charges et le rapport d'amplitude.

La probabilité d'erreur de classification (3,00 %) est très légèrement améliorée par rapport à celle obtenue avec la méthode classique (3,07 %). Ce gain marginal s'explique par le fait que le rapport d'amplitude n'est pas très intéressant pour la discrimination. Cela peut s'observer par le fait que la frontière de séparation (barre noire sur la figure 2.78) entre les deux zones est presque horizontale et que les deux distributions gaussiennes sont très étalées selon ce paramètre. Cette étude montre donc un gain négligeable sur la discrimination mais présente en revanche un réel intérêt pour filtrer les impulsions parasites. De plus, une amélioration peut être attendue par l'utilisation de paramètres plus appropriés pour la discrimination entre les neutrons et les photons gamma.

2.5. Bilan du chapitre 2

L'objectif de ce chapitre était de développer un détecteur de neutrons sensible à la position soit en modifiant le détecteur Timepix, soit en couplant un scintillateur organique avec une matrice de photomultiplicateur de silicium. Deux voies de développement ont été envisagées pour la modification de la puce Timepix : en ajoutant une couche de conversion sur le semi-conducteur ou en utilisant du diamant pour le semi-conducteur.

Concernant la modification par l'ajout d'une couche de conversion, l'absence d'influence du matériau et de l'épaisseur du semi-conducteur a été mise en évidence par simulation. Pour la détection des neutrons rapides, il a pu être identifié que les matériaux fortement hydrogénés étaient les plus intéressants. L'optimisation de l'épaisseur de ce type de convertisseur a pu être réalisée par simulation. Un détecteur Timepix modifié par le dépôt d'une couche d'environ 800 μm de paraffine a ensuite été fabriqué. Pour atteindre l'épaisseur optimale de paraffine (~ 1 mm pour une source d'AmBe), d'autres méthodes de dépôt de paraffine ou de polyéthylène seraient à envisager. Puis, les expériences mises en place ont permis de paramétrer et d'étalonner en énergie une puce de détection Timepix ainsi que de développer les algorithmes de traitement spécifiques à ce type de détecteur pour l'identification de différents types de particules. Les capacités d'identification et de localisation des interactions dues aux neutrons rapides à l'aide d'un convertisseur en paraffine et d'une puce de détection Timepix ont ainsi pu être confirmées expérimentalement. L'efficacité intrinsèque de détection neutronique de ce détecteur a été évaluée comme étant égale à $3,8 \times 10^{-3}$ pour un générateur D-T et à $1,1 \times 10^{-3}$ pour une source CmBe. Pour la détection des neutrons thermiques, des simulations préliminaires ont été menées et une première étude sur le dépôt de fluorure de lithium a été réalisée. Elles ont permis de vérifier la possibilité de détecter des neutrons thermiques en modifiant Timepix avec ce dépôt. Des simulations complémentaires avec d'autres convertisseurs composés de ^6Li ou de ^{10}B et d'autres études sur les méthodes de dépôt de la couche de conversion seraient nécessaires pour confirmer la faisabilité de détecter les neutrons thermiques à l'aide de ce type de solutions technologiques. Dans l'objectif d'avoir un détecteur sensible aux composantes rapide et thermique, une superposition des couches de conversion pourrait également être étudiée.

Concernant les travaux sur les diamants en tant que détecteurs de neutrons, des algorithmes spécifiques pour le traitement des impulsions, issues de ce type de semi-conducteur, ont été développés. Les premières études expérimentales sur leur fonctionnement ont permis de choisir les matériels les plus appropriés pour les études postérieures ainsi que de caractériser leur comportement. La capacité des diamants à détecter et identifier les neutrons rapides a alors pu être vérifiée expérimentalement. Suite à ces études, les différentes contraintes pour la fabrication d'une puce Timepix avec un diamant par un processus d'hybridation ont été abordées au cours de deux réunions techniques réunissant XIE (fabricant de puce Timepix), le LCD et le LCAE. À ce jour, les détecteurs Timepix modifiés avec un diamant sont en cours de fabrication. Le projet CAPT'R (Capteurs diAmants Pixelisés pour la déTectiOn neutRonique) dans le cadre des Programmes Transversaux de Compétences (PTC) internes au CEA, fait suite à ces travaux de thèse.

Les études expérimentales menées sur l'utilisation de scintillateurs couplés à une matrice de SiPM pour discriminer les neutrons des photons gamma ont permis de mettre en place un premier circuit électronique de lecture permettant de confirmer leur capacité à détecter et identifier les neutrons. Grâce à la procédure d'optimisation de la CCM, les valeurs optimales des portes d'intégration sont déterminées de manière automatique et sans qu'un classement préalable de

chaque impulsion du signal de détection soit requis. Cette procédure est indépendante de la chaîne d'acquisition et il est possible de l'utiliser sans connaître parfaitement le fonctionnement de cette dernière. Un autre avantage de la procédure est qu'elle s'adapte à des cas expérimentaux où des signaux d'origine multiple et très différents peuvent être rencontrés. Cet avantage est particulièrement intéressant dans un objectif de développement d'un détecteur basé sur un scintillateur capable de discriminer également les neutrons thermiques, des neutrons rapides et des photons gamma. De plus, l'étude des méthodes de partitionnement de données multiparamétriques a permis de montrer l'intérêt de l'application de ce type de méthodes à la discrimination neutron/gamma. Dans l'objectif d'améliorer le traitement de données et les performances de la discrimination neutron/gamma, d'autres méthodes de partitionnement de données et d'autres paramètres pourraient être examinés. La continuité logique de ces travaux de thèse pour aboutir à un détecteur de neutrons sensible à la position par le couplage d'un scintillateur et d'une matrice de SiPM concerne la conception d'une électronique de lecture spécifique permettant de discriminer les neutrons et les photons gamma en parallèle de la localisation de l'interaction.

Parmi ces trois axes de recherche, celui reposant sur l'utilisation d'un détecteur Timepix modifié par un ajout de paraffine est actuellement le plus mature techniquement. Cette solution technologique a donc été retenue pour constituer la brique de détection du futur imageur neutronique. Le chapitre suivant présente les études de prototypage d'un imageur neutronique utilisant la méthode de localisation par encodage spatial et basé sur ce détecteur.

2.6. Bibliographie du chapitre 2

- [1] Llopart X. et al., « Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2007. Vol. 581, n°1-2 SPEC. ISS., pp. 485-494.
- [2] Granja C. et al., « The SATRAM Timepix spacecraft payload in open space on board the Proba-V satellite for wide range radiation monitoring in LEO orbit », *Planet. Space Sci.*, 2016. Vol. 125, pp. 114-129.
- [3] Kraus V. et al., « FITPix - Fast interface for Timepix pixel detectors », *J. Instrum.*, 2011. Vol. 6, pp. 6.
- [4] Glodo J. et al., « Fast Neutron Detection With Cs₂LiYCl₆ », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2013. Vol. 60, n°2, pp. 864-870.
- [5] Cherepy N. J. et al., « Bismuth- and lithium-loaded plastic scintillators for gamma and neutron detection », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 778, pp. 126-132.
- [6] S-O F., Marmonier C., « PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications », [s.l.], [s.n.], 2002, 311 p.
- [7] Gaglione R., « Electronique d'acquisition d'une gamma-caméra », Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrant II, 2005, 137 p.
- [8] Pani R. et al., « 8 inch diameter PSPMT for gamma ray imaging », 1998. pp. 1654-1658.
- [9] Zioc K., Nakae L. F., « A Large-Area PSPMT-Based Gamma-Ray Imager », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 2002. Vol. 49, n°3, pp. 1552-1559.
- [10] Gal O. et al., « The CARTOGAM Portable Gamma Imaging », *Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf.*, [s.l.], [s.n.], 1999, pp. 725-729.
- [11] Mirzoyan R. et al., « An evaluation of the new compact hybrid photodiodes R7110U-07 / 40 from Hamamatsu in high-speed light detection mode », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2000. Vol. 442, pp. 140-145.
- [12] Mehrez F., « Design and test of a readout ASIC for a SiPM-based camera : ALPS (ASIC de lecture pour un photodétecteur SiPM) », Thèse de doctorat, 2016, 200 p.
- [13] Saveliev V., « Silicon Photomultiplier - New Era of Photon Detection », *Adv. Opt. Photonic Devices*, 2010. pp. 249-272.
- [14] Masri Y. El et al., « Comment détecter les neutrons ? », *Ec. thématique. Ec. Joliot Curie "Physique nucléaire Instrum. des éléments pour un bon choix"*, 1994. pp. 47.
- [15] Jakubek J. et al., « Neutron Detector Based on Timepix Pixel Device with Micrometer Spatial Resolution », *SPIE Proc.*, 2009. Vol. 7449, pp. 11.
- [16] Pelowitz D. B., « MCNPX USER'S MANUAL », 2008. pp. 551.
- [17] Goorley J. T. et al., « Initial MCNP6 Release Overview - MCNP6 version 1.0 », [s.l.], [s.n.], 2013, 0-42 p.
- [18] ISO, « ISO8529-1: Reference neutron radiations - part 1: Characteristics and methods of production », [s.l.], [s.n.], 2001, 6, 7, 13-19 p.
- [19] Bergmann B. et al., « Time-of-flight measurement of fast neutrons with Timepix detectors », *J. Instrum.*, 2014. Vol. 9, pp. 9.
- [20] Turecek D. et al., « Pixelman: A multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors », *J. Instrum.*, 2011. Vol. 6, pp. 6.
- [21] Martin Ester, Hans-Peter Kriegel, Jiirg Sander X. X., « Density-Based Clustering Methods », *Proc. 2nd Int. Conf. Knowl. Discov. Data Min.*, 1996. pp. 226-231.
- [22] Holy T. et al., « Pattern recognition of tracks induced by individual quanta of ionizing radiation

- in Medipix2 silicon detector », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2008. Vol. 591, pp. 287-290.
- [23] Bouchami J. et al., « Measurement of pattern recognition efficiency of tracks generated by ionizing radiation in a Medipix2 device », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, [s.l.], [s.n.], 2011, pp. 2010-2012.
- [24] George S. P. et al., « Measurement of an accelerator based mixed field with a Timepix detector », *J. Instrum.*, 2015. Vol. 10, pp. 10.
- [25] Lemaire H., « Développement d'une caméra gamma de troisième génération », Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2015, 206 p.
- [26] Jakubek J., « Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2011. Vol. 633, pp. 262-266.
- [27] Bashar S. A., « Study of Indium Tin Oxide (ITO) for Novel Optoelectronic Devices », Thèse de doctorat, University of London, 1998, 278 p.
- [28] Schmid G. J. et al., « A neutron sensor based on single crystal CVD diamond », 2004. Vol. 527, pp. 554-561.
- [29] Weiss C., « Ionization signals from diamond detectors in fast-neutron fields », 2016. pp. 8-13.
- [30] Weiss C., « Neutron Diagnostics », *GSI*, 15.12.2016, [s.l.], [s.n.], 2016,
- [31] Jansen H., « Chemical Vapour Deposition Diamond - Charge Carrier Movement at Low Temperatures and Use in Time-Critical Applications », Thèse de doctorat, Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013, 164 p.
- [32] J. B. Birks, « Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations », *Proc. Phys. Soc. Sect. A*, 1951. Vol. 64, pp. 874-877.
- [33] Sardet A., « Spectres en énergie des neutrons prompts de fission : optimisation du dispositif expérimental et application à l'238U », Thèse de doctorat, Université de Paris-Saclay, 2015, 247 p.
- [34] Voltz R., Laustriat G., « Radioluminescence des milieux organiques - I. Etude cinétique », *J. Phys. Fr.*, 1968. Vol. 29, pp. 159-166.
- [35] Zhmurin P. N. et al., « Polystyrene-based scintillator with pulse-shape discrimination capability », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2014. Vol. 761, pp. 92-98.
- [36] Bertrand G. H. V et al., « Pulse shape discrimination between (fast or thermal) neutrons and gamma rays with plastic scintillators : State of the art », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 776, pp. 114-128.
- [37] Montbarbon E., « Etude des phénomènes photophysiques de la discrimination entre neutrons rapides et photons gamma dans les scintillateurs plastiques », Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2017, 231 p.
- [38] Auffray E. et al., « A Comprehensive & Systematic Study of Coincidence Time Resolution and Light Yield Using Scintillators of Different Size and Wrapping », 2013. Vol. 60, n°5, pp. 3163-3171.
- [39] Scheu S. et al., « Studies on wrapping materials and light collection geometries in plastic scintillators.pdf », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2006. Vol. 567, pp. 345-349.
- [40] Stuhl L. et al., « A newly developed wrapping method for scintillator », *J. Phys. Conf. Ser.*, [s.l.], [s.n.], 2016, pp. 1-5.
- [41] Peng Z., « Chapter 3 - Sensors and actuators », *Adv. Ind. Control Technol.*, [s.l.], [s.n.], 2010, pp. 73-116.
- [42] Haas J. T. M. De et al., « Measuring the absolute light yield of scintillators », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2005. Vol. 537, n°1-2, pp. 97-100.

- [43] Preston R. M., « Neutron Detection using Scintillators with Silicon Photomultiplier Readout and Digital Pulse Processing », *PhD Thesis. Univ. Wollongong*, 2014.
- [44] Saint-Gobain, « BC-501, BC-501A, BC-519 Liquid Scintillators datasheet », 2016. pp. 1-2.
- [45] Eljen Technology, « PSD PLASTIC SCINTILATOR EJ-276 & EJ-276G datasheet », 2017. n°October, pp. 1.
- [46] Hamamatsu, « Photomultiplier Tube R7723, R7724, R7725 datasheet », 2015. pp. 1-2.
- [47] SensL, « C-series Low Noise, Blue-Sensitive Silicon Photomultipliers datasheet », 2016. pp. 1-17.
- [48] CAEN, « DT5743 User manual », 2015. n°January, pp. 1-46.
- [49] CAEN, « WaveCatcher User Manual », 2014. n°November, pp. 1-57.
- [50] Flaska M., Pozzi S. A., « Identification of shielded neutron sources with the liquid scintillator BC-501A using a digital pulse shape discrimination method », 2007. Vol. 577, pp. 654-663.
- [51] Zaitseva N. et al., « Plastic scintillators with efficient neutron / gamma pulse shape discrimination », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2012. Vol. 668, pp. 88-93.
- [52] Pozzi S. A. et al., « Pulse shape discrimination in the plastic scintillator EJ-299-33 », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2013. Vol. 723, pp. 19-23.
- [53] Zaitseva N. et al., « Scintillation properties of solution-grown trans-stilbene single crystals », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 789, pp. 8-15.
- [54] Winyard R. A. et al., « Pulse shape discrimination in inorganic and organic scintillators. I », *Nucl. Instruments Methods*, 1971. Vol. 95, n°1, pp. 141-153.
- [55] McDonald B. S. et al., « A wearable sensor based on CLYC scintillators », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2016. Vol. 821, pp. 73-80.
- [56] Flaska M., Pozzi S. A., « Optimization of an Offline Pulse-Shape Discrimination Technique for the Liquid Scintillator BC-501A September 2006 », [s.l.], [s.n.], 2006, 27 p.
- [57] Wang Z. et al., « Optimization of integration limit in the charge comparison method based on signal shape function », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2014. Vol. 760, pp. 5-9.
- [58] Jain, A K. et al., « Data clustering: a review », *ACM Comput. Surv.*, 1999. Vol. 31, n°3, pp. 264-323.
- [59] Lloyd S. P., « Least Squares Quantization in PCM », *IEEE Trans. Inf. Theory*, 1982. Vol. 28, n°2, pp. 129-137.
- [60] Park H. S., Jun C. H., « A simple and fast algorithm for K-medoids clustering », *Expert Syst. Appl.*, 2009. Vol. 36, pp. 3336-3341.
- [61] Lei Xu, Michael L. Jordan, « On Convergence Properties of the EM Algorithm for Gaussian Mixtures », *Neural Comput.*, 1996. Vol. 8, pp. 129-151.
- [62] Joe H. Ward J., « Hierarchical Grouping to Optimize an Objective Function », *J. Am. Stat. Assoc.*, 1963. Vol. 58, n°301, pp. 236-244.
- [63] Swiderski L. et al., « Measurement of Compton edge position in low-Z scintillators », *Radiat. Meas.*, 2010. Vol. 45, pp. 605-607.
- [64] Li X. et al., « Energy calibration for plastic scintillation detectors based on Compton scatterings of gamma rays », *J. Instrum.*, 2017. Vol. 12, pp. 11.
- [65] Grodzicka-Kobylka M. et al., « Study of n- γ discrimination by zero-crossing method with SiPM based scintillation detectors », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2018. Vol. 883, n°July 2017, pp. 159-165.
- [66] Pozzi S. A. et al., « Analysis of neutron and photon detection position for the calibration of plastic (BC-420) and liquid (BC-501) scintillators », 2008. Vol. 524, n°2004, pp. 92-101.

- [67] Woolf R. S. et al., « Comparing the response of PSD-capable plastic scintillator to standard liquid scintillator », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2015. Vol. 784, pp. 80-87.
- [68] SensL, « Manual User C-Series : Low Noise, Fast, Blue-Sensitive Silicon Photomultipliers », *Rev 1.9*, 2016. pp. 1-17.

Chapitre 3 – Conception, démonstration et prototypage d'un imageur portable de neutrons rapides par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix

Le détecteur Timepix modifié par paraffine a finalement été retenu pour la suite des travaux. Ce troisième chapitre se consacre essentiellement au développement d'un prototype d'imageur neutronique reposant sur ce détecteur spécifique. Tout d'abord, la géométrie de l'imageur et des masques codés utilisés est présentée. Puis, les outils d'analyse des résultats d'imagerie mis en place sont détaillés. Ensuite, le principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix modifié est démontré expérimentalement. La conception et la caractérisation de l'imageur sont alors étudiées par simulation Monte-Carlo. Enfin, la méthode de fabrication des masques codés et les différentes réalisations effectuées sont exposées.

3.1. Présentation du concept d'imageur de neutrons rapides et de photons gamma

Nous présentons dans un premier temps les motifs de masque codé qui seront utilisés pour le prototype d'imageur neutronique. Dans un second temps, la géométrie et le champ de vue de ce système, basé sur l'architecture du prototype GAMPIX développé par le laboratoire [1, 2], sont détaillés.

3.1.1. Présentation du motif du masque codé : réseaux uniformément redondants modifiés en configuration carré et antisymétrique

Le LCAE utilise, depuis le milieu des années 2000, des motifs de type MURA [3] (pour l'anglais *Modified Uniformly Redundant Array*) et plus spécifiquement des ASM [4] (pour l'anglais *Antisymmetric Square MURA*). Trois raisons principales ont motivé ce choix :

- lorsque leur motif est corrélé avec lui-même, le résultat est dépourvu de fluctuations statistiques en dehors du signal, contrairement aux motifs aléatoires, ce qui garantit l'absence de bruit de décodage ;
- en utilisant l'antisymétrie des motifs ASM par une rotation de 90°, le bruit de fond peut être éliminé. Le § 3.2.1 décrit plus en détails la procédure à mettre en œuvre ;
- leur motif est carré ce qui est compatible avec la géométrie également carrée du détecteur Timepix.

Ces atouts étant valables quel que soit le type d'imagerie (gamma ou neutronique), le choix du motif de type ASM a été maintenu dans le cadre de ces travaux de thèse. Les motifs peuvent être définis par leur rang, p , le nombre d'éléments de leur motif élémentaire (également appelé ordre), $p \times p$, ou le nombre d'éléments de leur motif complet, $(2p - 1) \times (2p - 1)$, avec p un nombre premier suivant l'équation (1) :

$$p = 4 \times k + 3 \quad (1)$$

Avec :

- k , l'ensemble des entiers naturels comprenant zéro.

Le motif complet est construit à partir de la matrice A du motif élémentaire, de taille $p \times p$, dont les éléments, $A_{i,j}$, avec i et j variant de 0 à $p - 1$, sont définis par les équations (2) et (3).

$$A_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i = 0 \\ 1 & \text{si } j = 0, i \neq 0 \\ 1 & \text{si } C_i C_j = +1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2)$$

Avec :

$$C_i = \begin{cases} +1 & \text{si } i \text{ est un résidu quadratique modulo } p \\ -1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3)$$

Les éléments, $G_{i,j}$, de la matrice de décodage du motif élémentaire sont quant à eux définis selon l'équation (4) suivante :

$$G_{ij} = \begin{cases} +1 & \text{si } i + j = 0 \\ +1 & \text{si } A_{ij} = 1, (i + j \neq 0) \\ -1 & \text{si } A_{ij} = 0, (i + j \neq 0) \end{cases} \quad (4)$$

Un exemple de motif élémentaire, à gauche sur la figure 3.1, et de matrice de décodage, à droite sur la figure 3.1, est donné ci-dessous, avec le motif ASM de rang 7.

0	0	0	0	0	0	0		+	-	-	-	-	-	-	-
1	1	1	0	1	0	0		+	+	+	-	+	-	-	-
1	1	1	0	1	0	0		+	+	+	-	+	-	-	-
1	0	0	1	0	1	1		+	-	-	+	-	+	+	+
1	1	1	0	1	0	0		+	+	+	-	+	-	-	-
1	0	0	1	0	1	1		+	-	-	+	-	+	+	+
1	0	0	1	0	1	1		+	-	-	+	-	+	+	+

Figure 3.1 : Masque de motif ASM de rang 7 : à gauche, motif élémentaire ; à droite, matrice de décodage.
« + » correspond à « +1 » et « - » à « -1 ».

Le motif complet, et sa matrice de décodage, sont alors construits en réalisant une permutation cyclique des lignes et des colonnes de telle sorte que la ligne supérieure et la colonne de gauche se retrouvent en position centrale. Les motifs complets des masques ASM de rang 3, 7 et 11 sont présentés sur la figure 3.2.

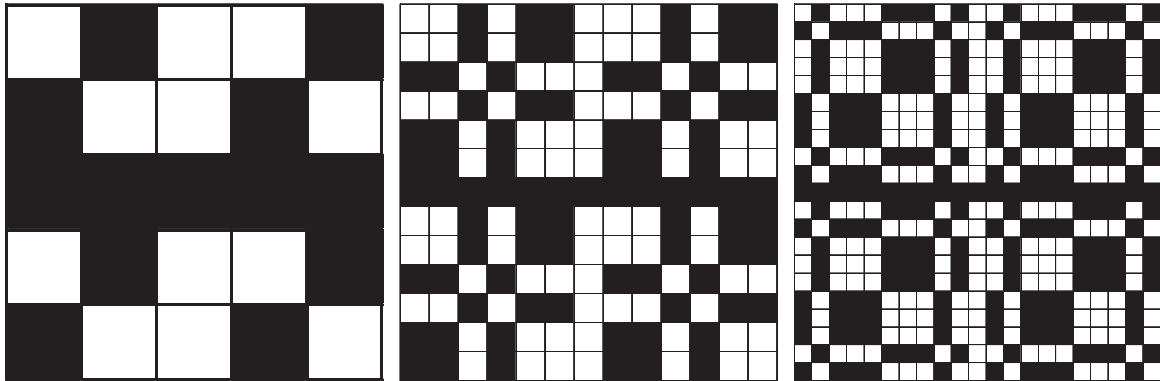


Figure 3.2 : Masques de motif ASM : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11.

3.1.2. Géométrie et champ de vue basés sur le prototype d'imageur gamma GAMPIX

La géométrie du prototype, illustrée sur la figure 3.3, est basée sur celle du prototype d'imageur gamma GAMPIX. La distance, d , entre la surface inférieure du masque codé et la surface supérieure du détecteur étant le seul paramètre fixé par la géométrie de GAMPIX, nous présentons dans ce paragraphe la seule performance de l'imageur directement influencée par celui-ci, *i.e.* le champ de vue théorique. L'influence des autres paramètres du masque codé (épaisseur, rang et matériau) sur les performances de l'imageur est étudiée dans le § 3.4.1.

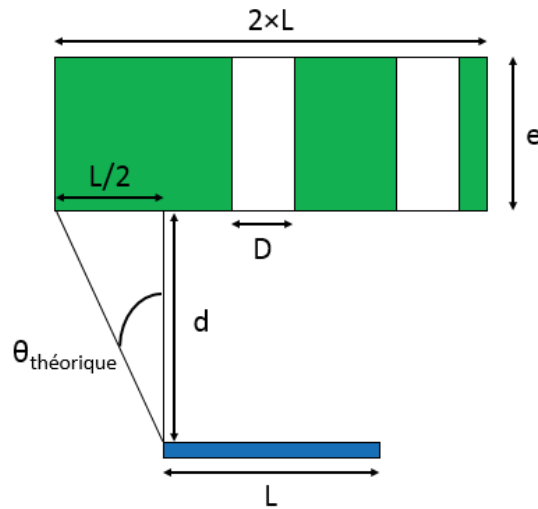


Figure 3.3 : Géométrie du prototype d'imageur.

Avec :

- L , largeur du détecteur ;
- d , distance entre la surface inférieure du masque codé et la surface supérieure du détecteur ;
- D , diamètre d'un trou cylindrique ;
- e , épaisseur du masque.

Le champ de vue des masques codés peut être divisé en plusieurs zones, illustrées sur la figure 3.4. À cause de la redondance des motifs élémentaires au sein du motif complet, les masques MURA ont le défaut de générer des artéfacts, également appelés des sources fantômes dans ce cas, lorsque la source se situe dans la zone de champ de vue partiellement codée. Pour que la reconstruction soit exempte de ces sources fantômes, il faut que l'encodage du flux de particules soit complet [2]. Des techniques particulières existent, tels que le blindage tronconique ou les algorithmes de décodage de type ML-EM, afin de corriger de manière algorithmique ces artéfacts. Ces techniques n'ayant pas été mises en œuvre dans le cadre de ces travaux de thèse, nous considérons uniquement la zone complètement codée pour le décodage des images brutes.

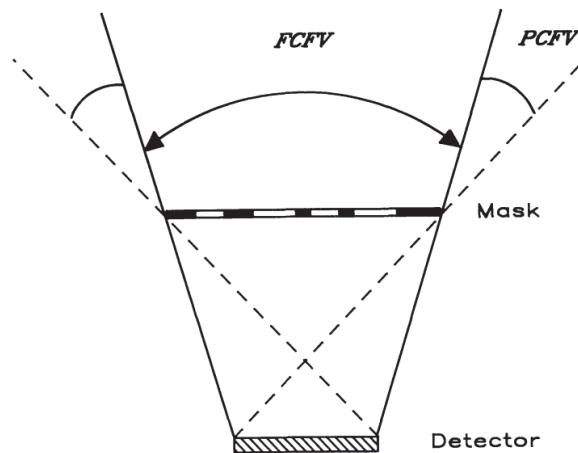


Figure 3.4 : Division en plusieurs zones du champ de vue d'un imageur à masque codé [5]. « FCFV » pour l'anglais *Full Coded Field of View*, « PCFV » pour l'anglais *Partially Coded Field of View*.

La distance entre la surface inférieure du masque codé et la surface supérieure du détecteur étant fixée à 1,5 cm pour GAMPIX, le demi-angle de cette zone est évalué à 25,1° selon l'équation (5). Le champ de vue (FoV pour l'anglais *Field-of-View*) théorique du système, défini arbitrairement comme la diagonale de la surface de la zone totalement codée, est finalement de 71,1°, calculé à l'aide de l'équation (6).

$$\theta_{théorique} = \tan^{-1} \frac{L/2}{d} = 25,1^\circ \quad (5)$$

$$FoV_{théorique} = 2\sqrt{2} \times \theta_{théorique} = 2\sqrt{2} \times \tan^{-1} \frac{L/2}{d} = 71,1^\circ \quad (6)$$

Avec :

- $L = 1,408 \text{ cm}$, largeur de la puce de détection Timepix ;
- $d = 1,5 \text{ cm}$, distance entre la surface inférieure du masque codé et la surface supérieure du détecteur.

3.2. Outils mis en place pour l'analyse des résultats d'imagerie

3.2.1. Reconstruction des images : le produit de convolution couplé à la procédure « masque/anti-masque »

Les méthodes d'identification et de localisation des particules à partir des données brutes issues du détecteur sont présentées dans le chapitre 2 du manuscrit. À partir de cette identification et de cette localisation, une image dite brute peut être générée par type de particules. La méthode utilisée pour décoder les images présentées dans ce chapitre est la méthode classique, l'algorithme analytique du produit de convolution [3]. Pour rappel, cette méthode reconstruit une image décodée directement à partir d'une convolution, selon les équations (7) et (8), de l'image brute et d'une matrice de décodage représentative du motif du masque. Dans son cas d'application le plus simple, utilisée dans ces travaux, cet algorithme de reconstruction est appelée la méthode d'intercorrélation car la matrice de décodage correspond à la matrice d'encodage, *i.e.* le motif du masque.

Soient A la matrice brute de dimensions $[p ; q]$, B la matrice de décodage de dimensions $[m ; n]$, C la matrice complète du résultat de l'intercorrélation et D la matrice correspondant au champ de vue totalement décodé de dimensions identiques à la matrice brute :

$$C(i, j) = \sum_{k=1}^p \sum_{l=1}^q A(k, l) \times B(k + i - 2 \times p + 1, l + j - 2 \times q + 1) \quad (7)$$

Avec des indices i et j balayant respectivement les valeurs de 1 à $m + p - 1$ et de 1 à $n + q - 1$ pour des indices possibles de $A(k, l)$ et $B(k + i - 1, l + j - 1)$.

$$D(a, b) = C(a, b) \quad (8)$$

Avec des indices a et b balayant respectivement les valeurs de $m - 2$ à $m + p - 3$ et de $n - 2$ à $n + q - 3$.

Un exemple de reconstruction avec une source placée au centre du champ de vue est montré sur la figure 3.5. Dans cet exemple, l'image de gauche sur la figure 3.5 correspond à l'image brute, en l'absence de bruit, d'un détecteur parfait de 5×5 pixels couplé à un masque encodant parfaitement un flux simulé de particules quelconques avec un motif ASM de rang 3 de dimensions 5×5 , où de manière idéale, un coup par pixel face à un trou du masque a été détecté. L'image au centre de la figure 3.5 correspond à la matrice de décodage telle que définie dans la référence [3]. L'image de droite sur la figure 3.5 est le résultat de la convolution de ces deux matrices. Cette image correspond à la zone totalement codée par le masque où chaque pixel du détecteur reçoit un signal ayant traversé le masque. La localisation de la valeur maximale au centre de l'image de droite sur la figure 3.5 correspond bien à l'emplacement de la source. Le contraste entre le bruit de reconstruction et la source, défini ici par le quotient de la valeur maximale en dehors de la position de la source par celle au niveau de la source, est de 17 %. Plus cette valeur de contraste est faible, meilleure est la différenciation entre le bruit et la source.

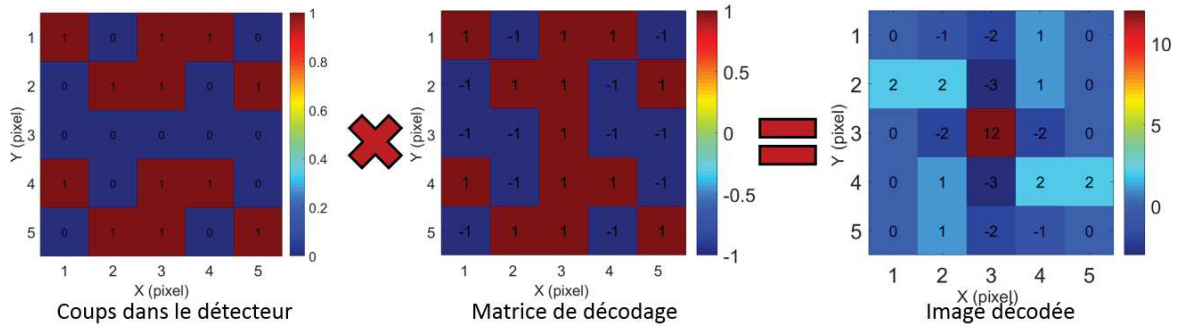


Figure 3.5 : Exemple simulé de reconstruction d'une source centrée, sans bruit de fond, avec un détecteur parfait et un masque parfait par la méthode d'intercorrélacion.

Un deuxième exemple de reconstruction avec une source placée au centre du champ de vue et en présence d'un bruit de fond est montré sur la figure 3.6. Dans cet exemple, l'image de gauche sur la figure 3.6 correspond à l'image brute, en présence d'un bruit homogène de vingt coups par pixel (choisi arbitrairement), d'un détecteur parfait de 5×5 pixels couplé à un masque encodant parfaitement un flux simulé de particules quelconques avec un motif ASM de rang 3 de dimensions 5×5, où de manière idéale, deux coups par pixel face à un trou du masque ont été détectés. La matrice de décodage au centre de la figure 3.6 reste identique. Sur l'image de droite de la figure 3.6, on peut observer que la localisation de la source n'est plus possible.

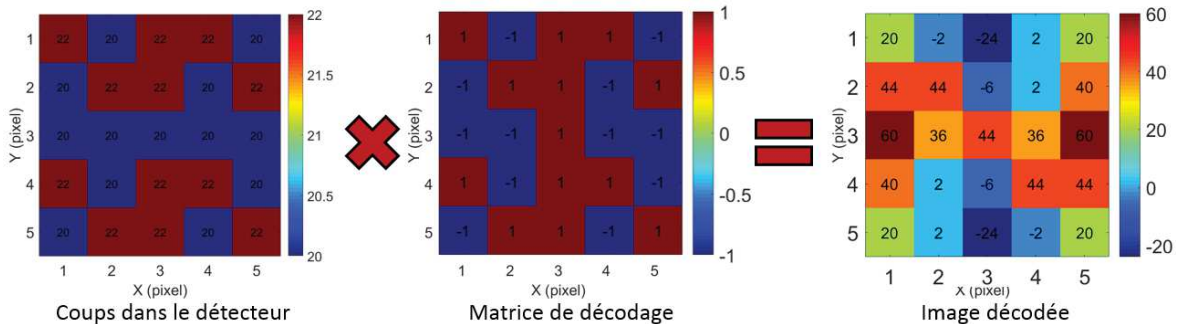


Figure 3.6 : Exemple simulé de reconstruction d'une source centrée, en présence d'un bruit de fond, avec un détecteur parfait et un masque parfait par la méthode d'intercorrélacion.

La procédure « masque/anti-masque », présentée dans les références [5, 6], permet, lors du processus de décodage, d'améliorer la qualité de l'image reconstruite en diminuant le bruit de fond et en compensant le faible contraste du flux encodé obtenu en neutrons rapides. Cette procédure implique une mesure en mode « masque » et une mesure en mode « anti-masque ». Cette dernière consiste à faire une rotation de 90°, dans le cas des motifs de type ASM, du masque codé. L'image brute en mode « anti-masque » est d'abord soustraite à l'image brute en mode « masque » puis on réalise le produit de convolution de ce résultat via l'utilisation de la matrice de décodage. Cette approche permet de combiner les images obtenues dans les deux positions pour calculer l'image décodée.

Un exemple de reconstruction avec la procédure « masque/anti-masque » avec une source placée au centre du champ de vue est montré sur les figures 10 et 11. Dans cet exemple, l'image de gauche sur la figure 3.7 correspond à l'image brute en mode « masque », en présence d'un bruit homogène de dix coups par pixel, d'un détecteur parfait de 5×5 pixels couplé à un masque encodant

parfaitement un flux simulé de particules quelconques avec un motif ASM de rang 3 de dimensions 5×5, où de manière idéale, un coup par pixel face à un trou du masque a été détecté. Puisque la durée totale des deux mesures est égale à celle de la mesure simulée dans le précédent paragraphe, le bruit de fond est équivalent. L'image au centre de la figure 3.7 correspond à l'image brute en mode « anti-masque ». L'image à droite sur la figure 3.7 et à gauche sur la figure 3.8 est le résultat de la soustraction des images brutes des deux modes. L'image de droite sur la figure 3.8 est le résultat de la convolution de cette matrice avec la matrice de décodage. La valeur maximale de ce résultat de décodage redevient positionnée au niveau de l'emplacement de la source, *i.e.* au milieu de l'image de droite de la figure 3.8. On peut également observer une amélioration du contraste minimum qui est alors de 13 %. Par ailleurs, un exemple expérimental de l'intérêt de cette procédure est montré dans le § 3.3.2.

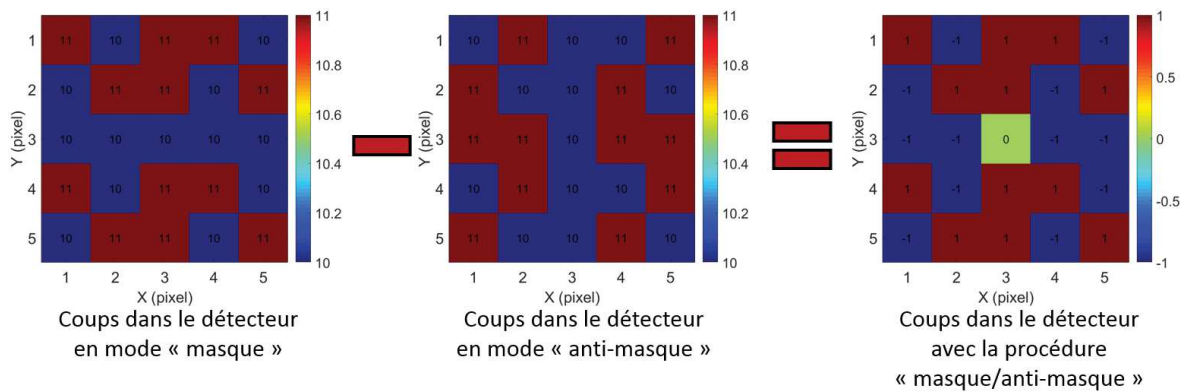


Figure 3.7 : Exemple simulé de la soustraction des images brutes lors de la mise en œuvre de la procédure « masque/anti-masque ».

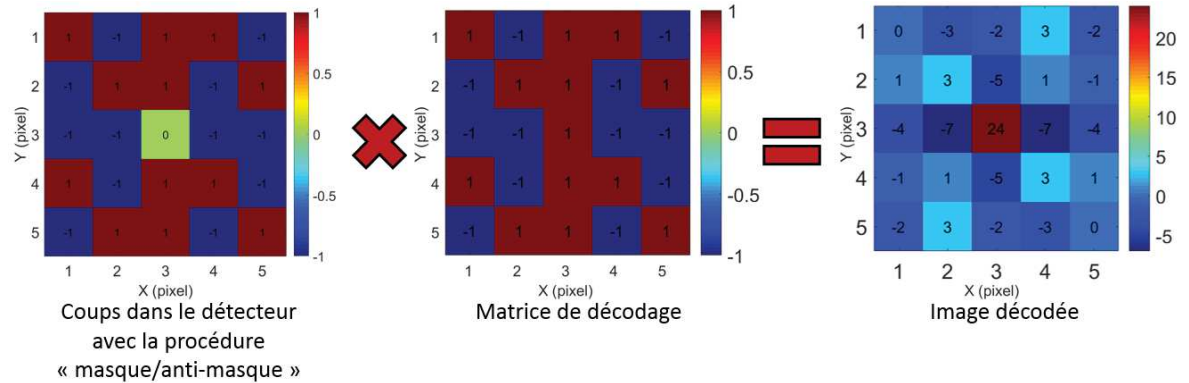


Figure 3.8 : Exemple simulé de reconstruction d'une source centrée, en présence d'un bruit de fond, avec un détecteur parfait et un masque parfait. Utilisation de la méthode d'intercorrélation avec application de la procédure « masque/anti-masque ».

3.2.2. Représentation graphique du résultat de décodage

L'image décodée peut être présentée sous plusieurs formes. Les deux présentations les plus courantes sont sous la forme 2D ou 3D, avec une échelle de couleur² du type de celle présentée sur les images de la figure 3.9. Les données utilisées correspondent à l'une des simulations présentées dans le § 3.4.1.4. Elle a été réalisée avec une source de neutrons placée au centre du champ de vue de l'imageur. Le masque simulé est un masque de motif ASM de rang 3 et de 1 mm d'épaisseur de tungstène. Le nombre de neutrons simulés correspond à une durée équivalente d'acquisition de deux heures pour une source de ^{252}Cf émettant $1,4 \times 10^6$ neutrons.s⁻¹ placée à 50 cm de l'imageur. L'image 3D permet de mettre en évidence les variations d'intensité. Par ailleurs, l'image 2D est un moyen plus simple pour la lecture de l'image décodée et permet de la voir dans son intégralité. Les deux présentations sont assez complémentaires et seront donc gardées pour l'analyse des résultats présentés dans la suite du manuscrit. L'échelle de couleur est calculée à chaque image entre la valeur maximale dans celle-ci et une valeur de seuil. Pour l'image 3D, aucun seuil n'est appliqué, il s'agit donc de la valeur minimale. Pour l'image 2D, la valeur de seuil est zéro, *i.e.* toute valeur négative est mise à zéro. Ce seuil est appliqué pour que la localisation de la source soit plus visible. Sachant que les valeurs négatives sont dues au bruit de reconstruction, l'application de ce seuil ne supprime pas d'information concernant la localisation de la source.

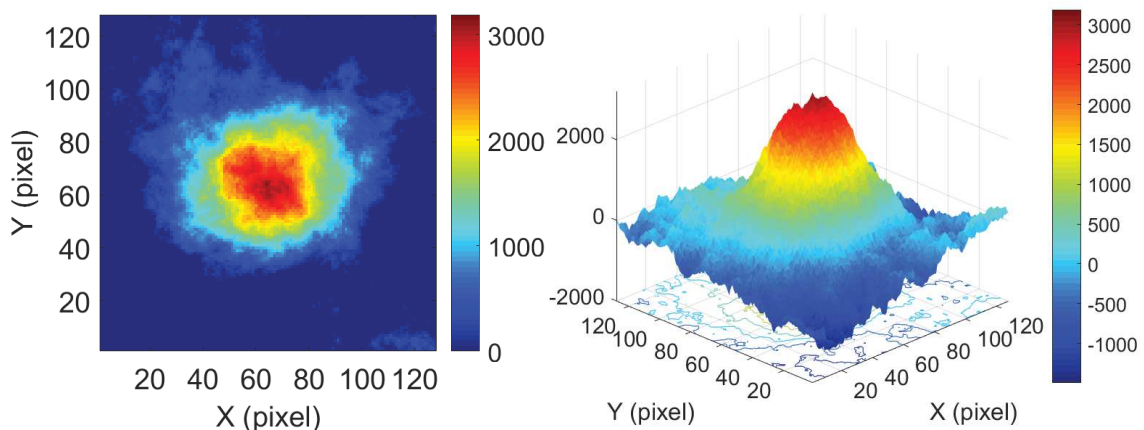


Figure 3.9 : Exemple simulé de présentation d'une image neutronique décodée correspondant à une source placée au centre du champ de vue de l'imageur : à gauche, visualisation 2D ; à droite, visualisation 3D.

3.2.3. Superposition de l'image décodée et de l'image visible

Le prototype de caméra GAMPIX intègre une caméra dans le spectre visible dans l'objectif de représenter les images décodées sur une photographie de la scène et de permettre une localisation à distance des points chauds radioactifs. Cette superposition est réalisée à partir de l'image décodée qui aura été au préalable lissée puis sur laquelle un seuil à 50 % du maximum aura été appliqué. Le lissage utilisé est un filtre de Gauss, habituellement mis en œuvre pour identifier les contours dans une image [7]. Les pixels étant très petits (55 μm) devant le diamètre des trous du masque, dont la valeur minimale dans nos mesures est égale à 900 μm (16 pixels de 55 μm), la

² Sur l'ensemble des images décodées présentées dans ce manuscrit, sauf indication contraire, cette échelle de couleur correspond au nombre de coups reconstruits par la méthode du produit de convolution couplé à la procédure « masque/anti-masque ».

résolution de l'imageur est donc surtout limitée par ce dernier paramètre. Un filtre de Gauss d'environ 3 pixels de largeur à mi-hauteur permet donc, sans dégrader la résolution, de réduire les irrégularités et les singularités en lissant l'image. L'impact du lissage sur l'image décodée est présenté au niveau de l'image de gauche sur la figure 3.10. Le paramètre le plus pratique pour définir la limite de distinction entre deux sources adjacentes est la résolution spatiale [8]. Cette résolution étant généralement définie comme la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) de la zone correspondant au pic du signal dans l'image décodée. Le seuil à 50 % est donc appliqué pour rendre compte de cette limite de distinction entre deux sources adjacentes directement sur les images superposées. L'impact du seuil à 50 % sur l'image décodée lissée est présenté au niveau de l'image de droite de la figure 3.10. Les données utilisées pour les trois exemples de ce paragraphe correspondent à la même simulation illustrant l'exemple du § 3.2.2.

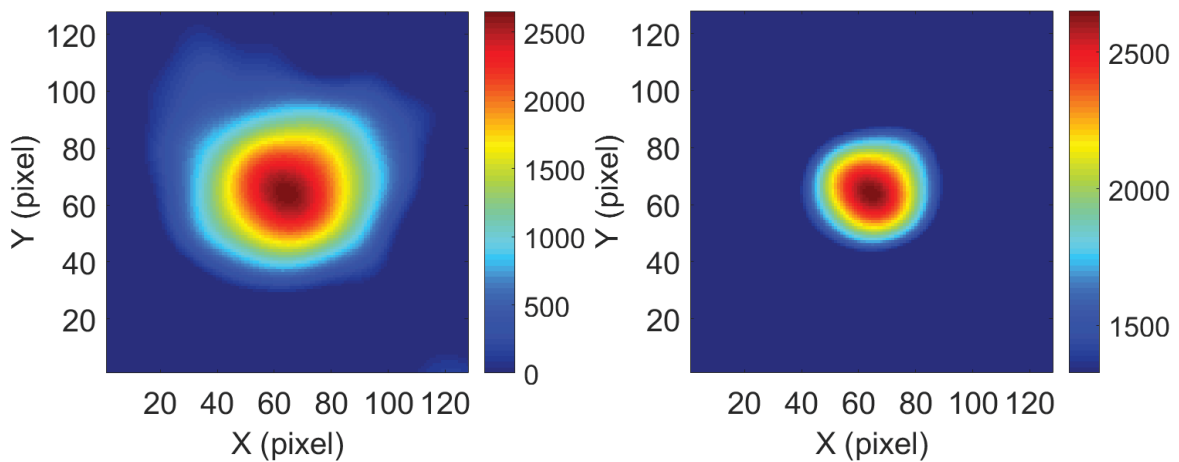


Figure 3.10 : Exemple simulée d'une image neutronique décodée d'une source placée au centre du champ de vue de l'imageur : à gauche avec un filtre de Gauss avec une largeur à mi-hauteur de 3 pixels et à droite avec le seuil à 50 % du maximum.

Cette image décodée, lissée et seuillée est alors redimensionnée et positionnée sur l'image visible à l'aide de facteurs de superposition. Ces facteurs de superposition dépendent de la distance entre la source et le détecteur, ainsi que de l'épaisseur du masque. Des mesures en imagerie gamma ont été réalisées au LCAE et ont permis d'obtenir les facteurs de superposition pour les quatre distances utilisées dans les expériences (150 cm, 100 cm, 50 cm et 25 cm). Ces mesures ont été faites pour une seule épaisseur de masque. Les facteurs de superposition sont ensuite corrigés pour prendre en compte la relation entre le champ de vue et l'épaisseur du masque mise en évidence dans le § 3.4.1.3. Un exemple de superposition est présenté sur la figure 3.11.

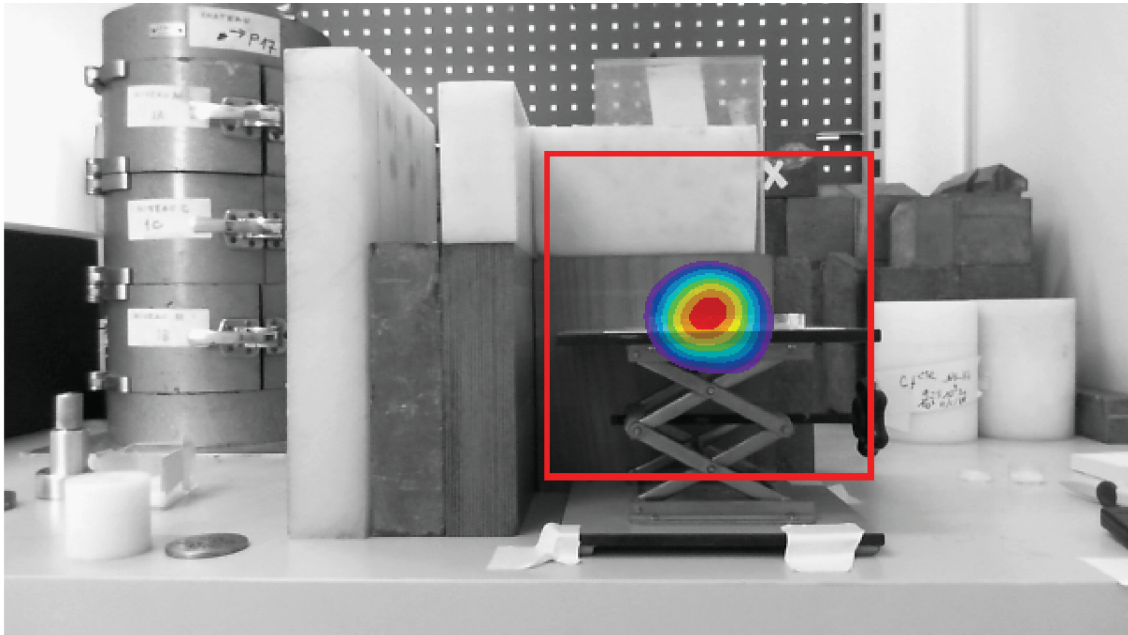


Figure 3.11 : Exemple simulé de la superposition de l'image visible et de l'image neutronique décodée, lissée et seuillée d'une source placée au centre du champ de vue de l'imageur.

3.2.4. Calcul des critères de performances

Le rapport signal sur comptage (RSC) extrait d'une image doit être représentatif de la capacité d'encodage du flux de neutrons par le masque. Tout d'abord, deux RSC, un dit de décodage et l'autre dit d'encodage, ont été définis selon les besoins et les contraintes, liés à l'expérience ou aux simulations, et sont présentés. La méthode d'évaluation du champ de vue est ensuite expliquée, puis le calcul de la résolution spatiale est finalement donné. Ces critères, inspirés du NEC (pour l'anglais *Noise Equivalent Count*) des références [9–11], sont calculés à partir de l'image décodée pour le RSC décodage, le champ de vue et la résolution spatiale, et de l'image brute pour le RSC d'encodage.

3.2.4.1. Rapport signal sur comptage (RSC) de décodage

Pour évaluer le poids relatif du point chaud dans une image reconstruite par la méthode de déconvolution avec la procédure « masque/anti-masque », un RSC de décodage a été défini comme étant le ratio de la valeur maximale dans l'image décodée, par rapport au nombre total de neutrons détectés. Ce RSC a l'avantage d'être simple à calculer et analyser, ainsi que d'être indépendant du détecteur. Plus le RSC est élevé, plus le nombre d'événements participant à la localisation de la source est important par rapport au nombre total d'événements donc plus rapide sera la localisation de la source. Il permet ainsi de comparer les sensibilités de deux configurations différentes sans les évaluer de manière absolue. Par ailleurs, l'évolution du RSC de décodage en fonction de la position de la source dans le champ de vue n'a pas été spécifiquement étudié dans le cadre de ces travaux de thèse.

3.2.4.2. RSC d'encodage

Concernant l'étude des matériaux, et dans l'optique de comparer leur capacité intrinsèque à encoder le flux de neutrons, un RSC simplifié, dit d'encodage, a été défini comme étant le ratio du nombre de neutrons détectés traversant les trous du masque, par rapport au nombre total de

neutrons détectés. Lors de cette étude, la source est positionnée au centre du champ de vue, la projection du motif sur le détecteur est alors connue. Le nombre de neutrons détectés traversant les trous du masque a été pris comme étant le nombre de protons détectés dans la surface de la projection du motif. Ce RSC permet d'éviter de mettre en place la procédure « masque/anti-masque » pour évaluer les capacités d'encodage du flux neutronique et donc de diviser par deux le nombre de simulations.

3.2.4.3. Champ de vue

La méthode utilisée pour évaluer le champ de vue de l'imageur, telle que définie dans le § 115, est de décaler, selon plusieurs angles, la source par rapport à la position centrale et d'évaluer le décalage du point chaud dans l'image décodée. Les angles utilisés correspondent aux trois valeurs suivantes [3°, 6° et 9°]. Ce décalage selon ces angles est illustré sur la figure 3.12.

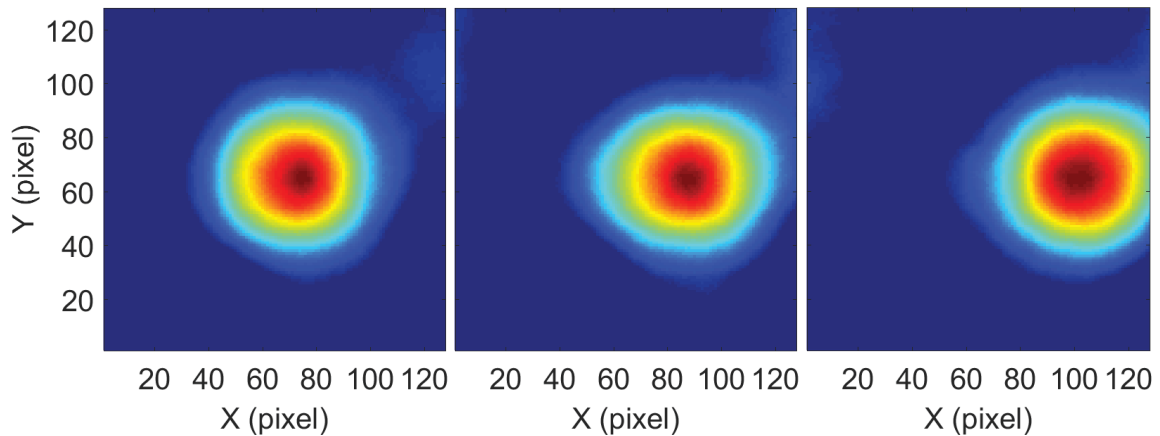


Figure 3.12 : Exemple simulé du décalage du point chaud en fonction de l'excentrage de la source : à gauche, 3° ; au centre, 6° ; à droite, 9°.

En prenant également en compte la position de la source dans l'axe (0°), un ajustement linéaire, dont un exemple est donné sur la figure 3.13, est ensuite réalisé sur la distribution des valeurs obtenues. À partir de cet ajustement, la valeur de l'angle maximal de la source, *i.e.* au bord de l'image, est alors extrapolée. Comme l'image décodée est carrée, la largeur, et la hauteur, sont égales au double de cette valeur. Le champ de vue, défini arbitrairement comme la diagonale, correspond donc à la racine carrée de la somme des carrés de la largeur et de la hauteur de l'image. Le champ de vue est classiquement exprimé en angle (souvent donné en °), mais, lorsque la profondeur de champ de la source est connue, il est également possible de le faire en distance (souvent donné en cm).

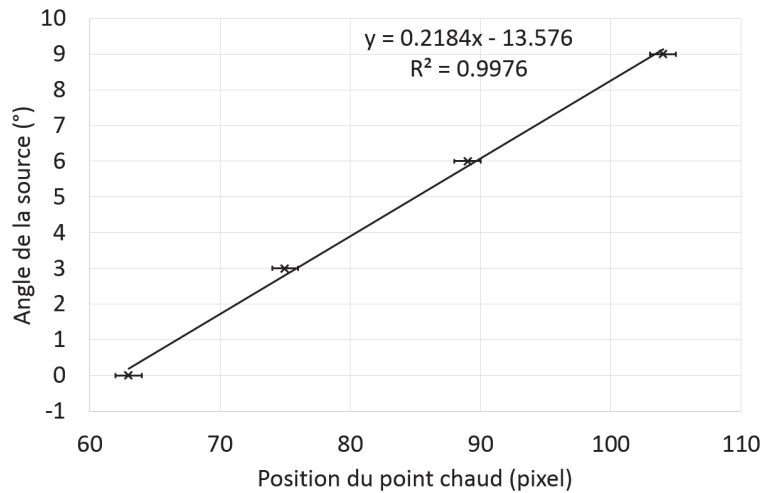


Figure 3.13 : Exemple d'application d'un ajustement linéaire sur la simulation d'un décalage du point chaud en fonction de l'excentrage de la source.

3.2.4.4. Résolution spatiale

La résolution spatiale est déterminée à partir de la zone dans l'image décodée où les valeurs sont supérieures à 50 % à la valeur maximale. L'ellipse circonscrite à cette zone est identifiée et son petit axe et son grand axe sont évalués. Un exemple d'identification de cette ellipse est donné sur la figure 3.14.

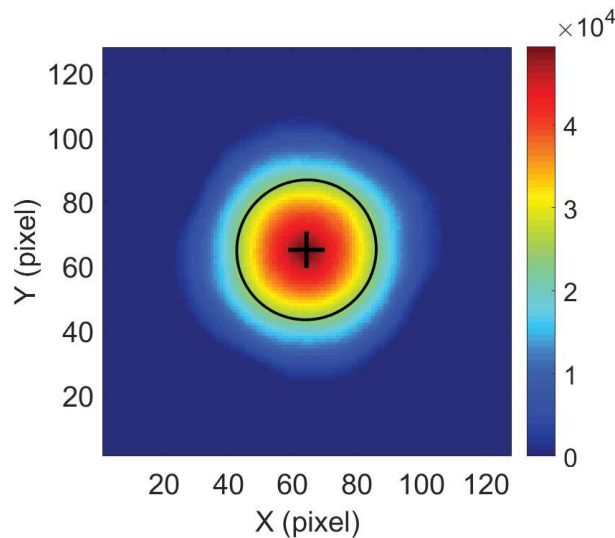


Figure 3.14 : Exemple simulé d'une image décodée d'une source centrée sur laquelle est identifiée l'ellipse circonscrite de la zone supérieure à 50 % de la valeur maximale. La croix noire correspond au centre de l'ellipse.

Sachant que la résolution spatiale est donnée dans le cas d'une source ponctuelle centrée, la valeur des deux axes de l'ellipse est très similaire et la moyenne est alors calculée. Cette moyenne s'exprime en nombre de pixels. La dimension d'un pixel, en angle (°) ou en distance (cm), est déterminée en calculant le ratio du champ de vue et du nombre de pixels constituant la diagonale de l'image. La résolution spatiale est donc définie en fonction de celui-ci selon l'équation (9). De la même manière que pour le champ de vue, elle s'exprime, soit en angle, soit en distance. L'impact

de l'auto-collimation du masque, liée à son épaisseur, sur la résolution spatiale lorsque les sources ne sont pas centrées n'a pas été précisément caractérisé dans le cadre de ces travaux de thèse.

$$résolution_{spatiale\ évaluée} = D_{ellipse} \times FoV / Nbr_{pixels} \quad (9)$$

Avec :

- $D_{ellipse}$, le diamètre moyen en pixels de l'ellipse circonscrite ;
- FoV , le champ de vue de l'image ;
- Nbr_{pixels} , le nombre de pixels composant le champ de vue.

3.3. Démonstration du principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix modifié

Ces premiers essais expérimentaux avaient pour objectif de démontrer la faisabilité de réaliser des mesures d'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix sensible aux neutrons rapides.

3.3.1. Dispositif expérimental

Selon le retour d'expérience [1, 8] du laboratoire et de CANBERRA, désormais Mirion Technologies, la limite de détection semble se dégrader lorsque le rang des masques codés augmente. Afin de maximiser la probabilité de réussite de cette démonstration, le plus petit rang, *i.e.* le rang 3, a été sélectionné lors de ces essais. Le LCAE ne possédant pas de masque pour ce rang, un masque spécifique a dû être usiné. Connu pour ses capacités de thermalisation des neutrons et pour des raisons de simplicité d'approvisionnement, le polyéthylène a été retenu comme matériau. Les dimensions du masque ont été choisies pour être compatibles avec la surface de Timepix et les dimensions de GAMPIX, *i.e.* les dimensions actuelles des masques utilisés en imagerie gamma : $28,16 \times 28,16 \text{ mm}^2$ pour la surface du masque et 5 cm pour son diamètre externe. Pour que l'usinage soit aisé, les trous ronds du masque de 5,4 mm de diamètre ont été percés dans un bloc de 5 cm d'épaisseur. Les photographies à gauche et au centre de la figure 3.15 montrent son usinage. Le masque usiné par un membre du LCAE est présenté à droite sur la figure 3.15.

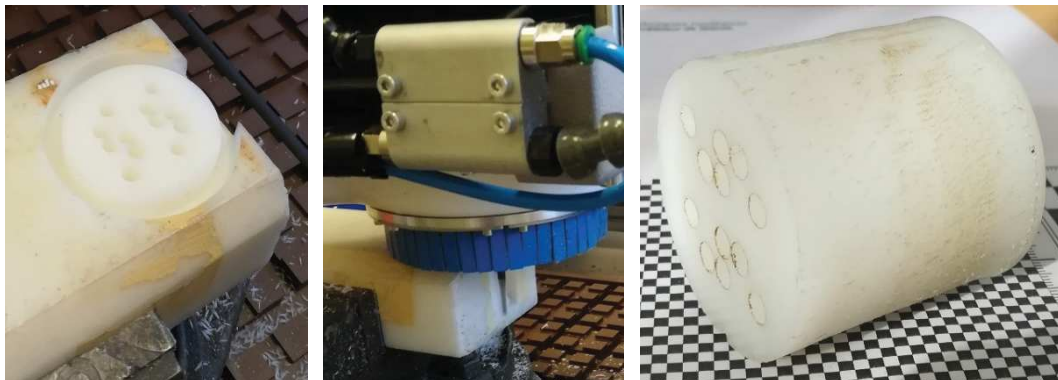


Figure 3.15 : Photographies du masque de motif ASM de rang 3 de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène : à gauche et au centre, usinage du masque ; à droite, masque usiné.

Le système complet du prototype d'imageur neutronique, présenté sur la figure 3.16, est composé :

- d'un corps de caméra GAMPIX installé sur la rotule d'un trépied, détaillé sur la figure 3.17 et constitué :
 - d'un masque codé avec un motif ASM de rang 3 de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène,
 - d'une puce électronique Timepix recouverte d'une couche d'environ 1 mm d'épaisseur de paraffine,
 - d'un boîtier d'acquisition FITPix,
 - d'une caméra visible ;
- d'un boîtier d'alimentation de 55 V ;
- d'un ordinateur équipé du logiciel Pixelman.

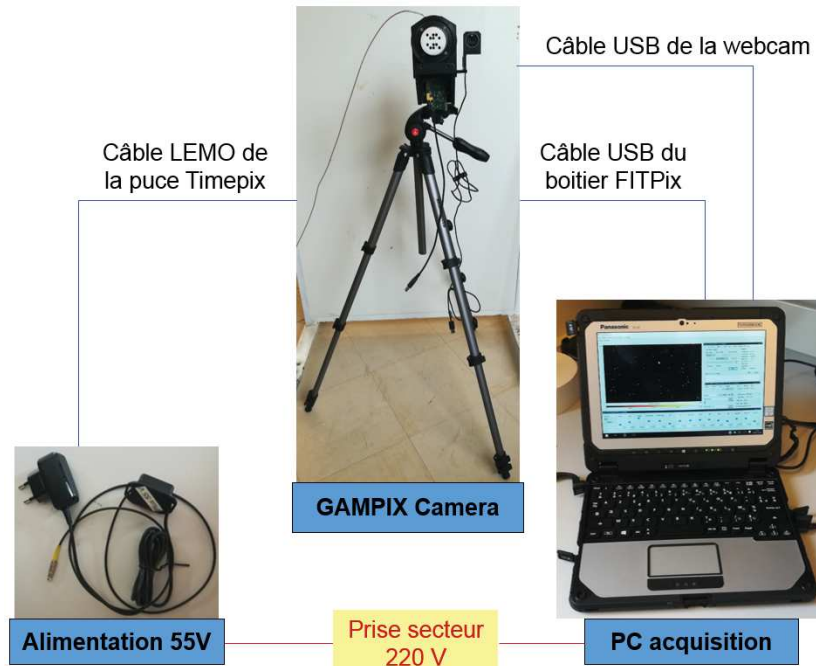


Figure 3.16 : Vue d'ensemble du système complet du prototype d'imageur neutronique sur un premier trépied.

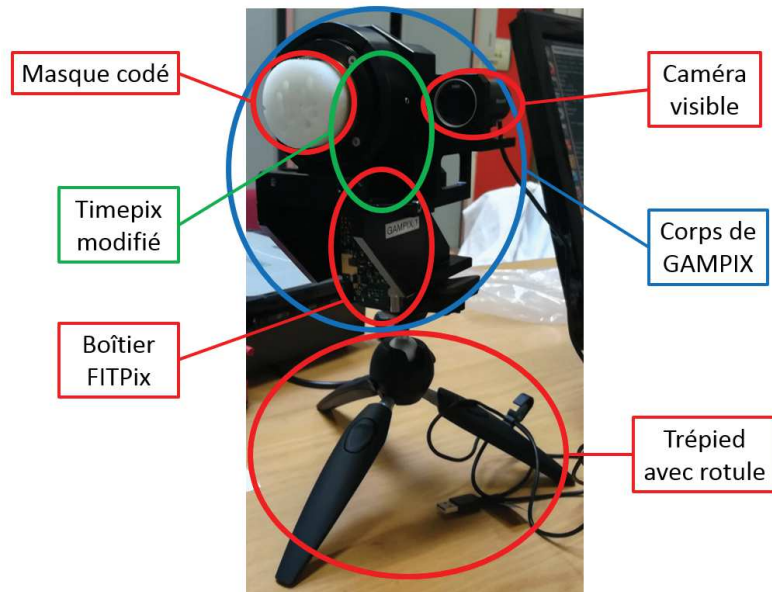


Figure 3.17 : Photographie du prototype d'imageur neutronique sur un deuxième trépied.

Le prototype d'imageur de neutrons rapides a été testé trois fois avec le même dispositif expérimental et dans la même configuration pour vérifier la reproductibilité de la mesure. La source de neutrons utilisée est le générateur D-T de neutrons de 14 MeV du système RRTNIS (pour l'anglais *Rapidly Relocable Tagged Neutron Inspection System*), présenté sur la figure 3.18 et utilisé dans le cadre du projet européen H2020 C-BORD [12]. Les blocs de détection (scintillateurs NaI:TI et LaBr₃:Ce) étaient en place lors des mesures. Les dimensions hors-tout du blindage en polyéthylène sont 1,2×1,3×1,54 m³.

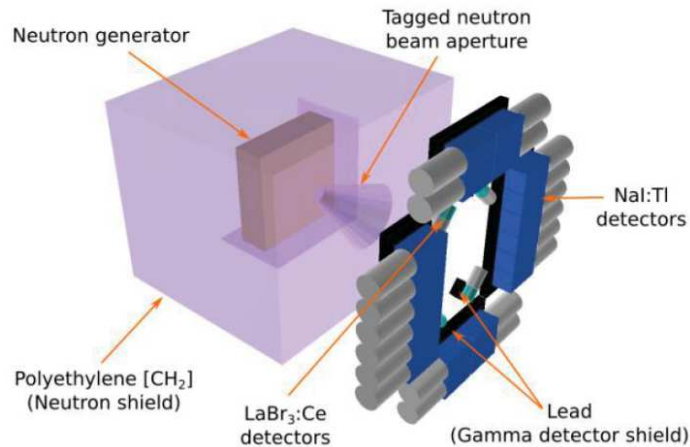


Figure 3.18 : Schéma du système RRTNIS [12].

Le montage expérimental est illustré sur la figure 3.19. Le prototype d'imageur de neutrons rapides a été placé devant l'ouverture du faisceau de neutrons à environ 1 m de distance. La géométrie de la source est un disque de 1 cm de diamètre et de quelques millimètres d'épaisseur. Le générateur est configuré pour émettre 5×10^7 neutrons.s⁻¹.

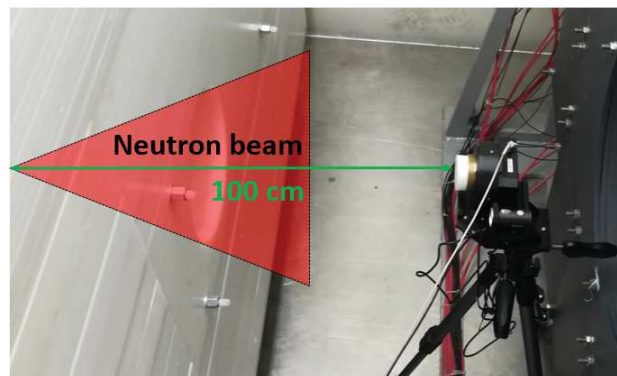


Figure 3.19 : Configuration expérimentale de l'imageur face au générateur D-T. Le faisceau de neutrons est représenté par le cône rouge.

3.3.2. Résultats expérimentaux

Les trois mesures ont été réalisées en utilisant la procédure « masque/anti-masque ». La stabilité de la détection des neutrons durant les mesures a été vérifiée. La figure 3.20 représente le comptage cumulé de neutrons détectés pour l'une des acquisitions en mode « anti-masque ». La donnée exclue correspond à la durée avant que le générateur D-T ne démarre. Le pas de temps utilisé est de 50 s. Le taux de comptage neutronique se situe aux alentours de 1,76 neutrons.s⁻¹. Ce taux est relativement stable au cours de l'acquisition puisque le coefficient de corrélation d'un ajustement linéaire est supérieur à 0,999. La durée d'acquisition utilisée pour calculer ce taux de comptage neutronique prend en compte le temps nécessaire à l'enregistrement des données pendant lequel le détecteur est paralysé.

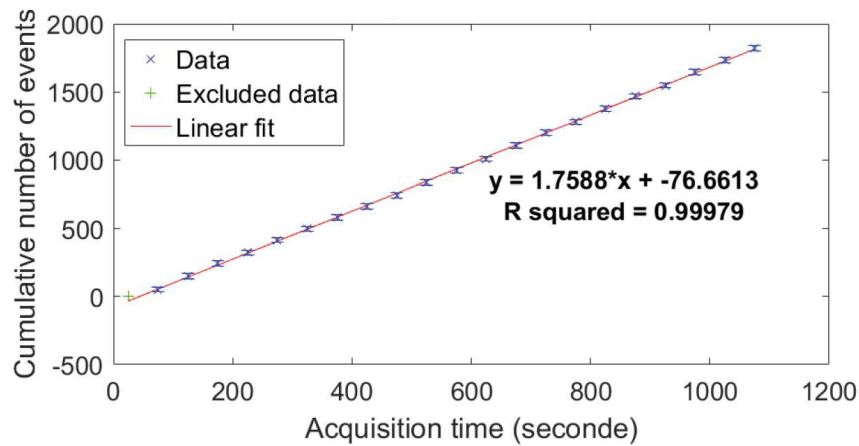


Figure 3.20 : Comptage neutronique cumulé d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s⁻¹ placé à 1 m pendant environ 15 min d'acquisition.

Les trois mesures avec le générateur D-T placé à environ 1 m de distance au centre du champ de vue de l'imageur pour une durée totale de 30 min (15 min en mode « masque » et 15 min en mode « anti-masque ») sont très similaires. La figure 3.21 montre les images obtenues pour l'un de ces trois résultats expérimentaux. L'image en bas de la figure 3.21 permet effectivement la localisation du générateur de neutrons sous la forme d'une tâche en niveaux de couleur superposée à l'image visible de la scène. Le décalage entre le centre du point chaud neutronique et la croix dans l'image visible est dû au fait que la position du générateur de neutron n'est pas exactement celle de la croix et aux incertitudes de correction de parallaxe. De plus, il n'y a aucun type d'interférences ou d'artéfacts visibles sur l'image neutronique 2D avec un seuil à 0, qui est présentée en haut à droite de la figure 3.21. Enfin, sur l'image 3D, en haut à gauche de la figure 3.21, on peut observer qu'il y a un unique point chaud bien identifié et la distribution autour de celui-ci décroît de manière assez homogène malgré une légère dissymétrie. Nous expliquons principalement cette dissymétrie par un manque de statistique de comptage puisque le résultat de simulation présentés dans le § 3.3.3 ne présente pas non plus une forme circulaire parfaite.

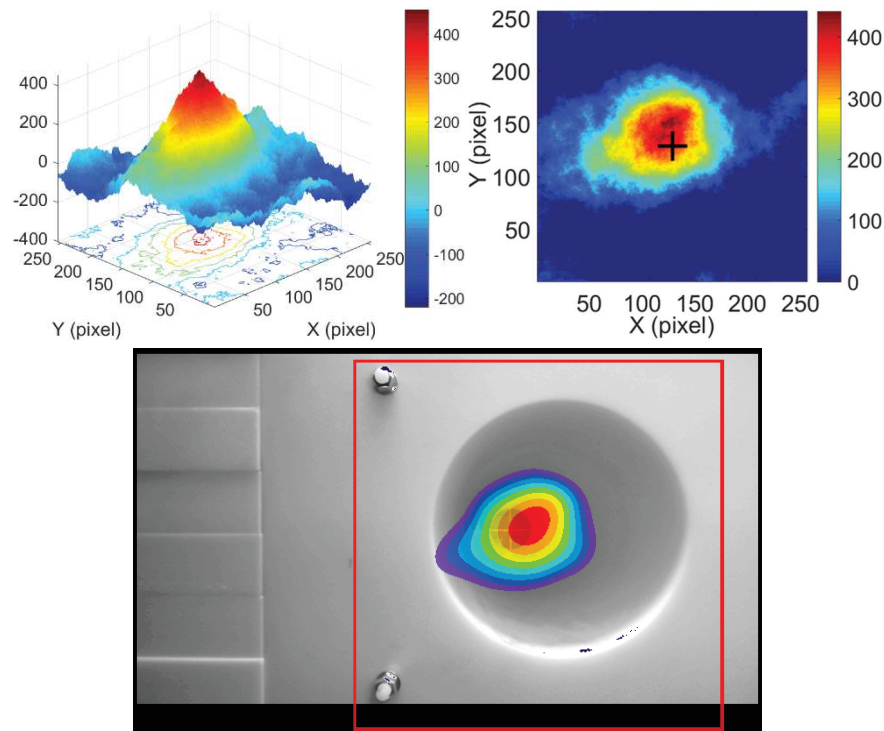


Figure 3.21 : Image neutronique expérimentale d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s⁻¹ placé à 1 m pendant 30 min d'acquisition : en haut à gauche, la forme 3D ; en haut à droite, la forme 2D ; en bas, sous la forme d'une tâche en niveaux de couleur lissée et superposée à l'image visible de la scène. La croix noire sur l'image en 2D correspond au centre de l'image.

À partir de l'analyse de l'image décodée en fonction du temps d'acquisition sur ces trois mesures, le nombre minimum de neutrons à détecter a été qualitativement évalué à 3 000 neutrons, pour réussir à localiser sans ambiguïté le générateur de neutrons. De plus, le taux de comptage neutronique d'une mesure faite sans la présence du masque codé a été comparé à la mesure réalisée le même jour et dans la même configuration expérimentale mais avec la présence du masque codé. Cette présence induit une diminution de 23,05 % ($\pm 0,15$ %) du taux de comptage neutronique.

Par ailleurs, l'intérêt de la procédure « masque/anti-masque » sur une mesure expérimentale est montré sur les figures 25 et 26. Les données utilisées correspondent à un autre des trois résultats présentés dans ce § 3.3.2. Sur les images de la figure 3.22, sans la procédure « masque/anti-masque », on peut observer que la source commence à être identifiable au centre des images, mais que la présence d'un fort comptage aux bords du champ de vue vient perturber ce résultat de décodage. Ce phénomène est dû au décodage du bruit de fond, environ deux fois plus important que la valeur au niveau de la source. La durée d'acquisition pour chacune de ces images est de 15 min. Pour avoir une durée équivalente, seule la moitié des données de chaque mesure a été utilisée pour le décodage avec la procédure « masque/anti-masque ». Avec cette dernière, sur la figure 3.23, la source est alors localisable sans ambiguïté et le bruit de reconstruction est quant à lui deux fois inférieur à la valeur maximale au niveau de la source.

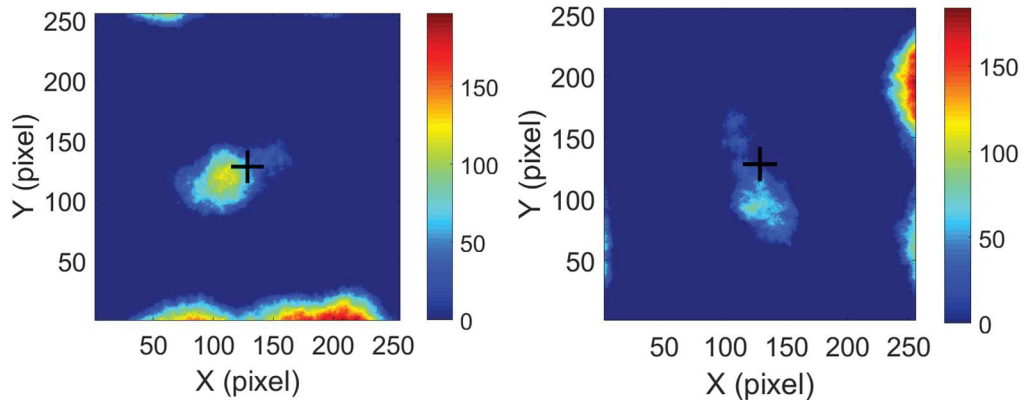


Figure 3.22 : Exemples expérimentaux d'une image neutronique décodée d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s⁻¹ placé à environ 1 m pendant 15 min d'acquisition sans appliquer la procédure « masque/anti-masque » : à gauche en mode « masque » et à droite en mode « anti-masque ». La croix noire correspond au centre de l'image.

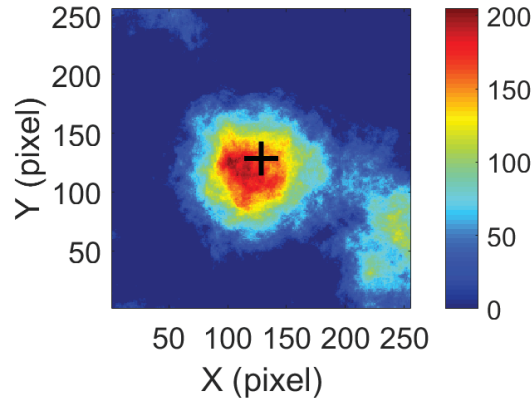


Figure 3.23 : Exemple expérimental d'une image neutronique décodée d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s⁻¹ placé à environ 1 m pendant 15 min d'acquisition en appliquant la procédure « masque/anti-masque ». La croix noire correspond au centre de l'image.

3.3.3. Comparaison aux simulations Monte-Carlo

La cohérence de ces résultats expérimentaux a été vérifiée par comparaison avec des simulations Monte-Carlo. La géométrie utilisée dans ces simulations pour le bouclier neutronique autour du générateur de neutrons est exactement la même que celle présentée dans la référence [12]. La distance entre le masque et la source de neutrons est de 100 cm. Pour la source de neutrons à 14 MeV, nous avons utilisé un disque monodirectionnel avec un rayon de 0,5 cm. La géométrie du détecteur Timepix sensible aux neutrons correspond à un substrat de 300 μ m d'épaisseur de silicium, recouvert par 1 mm de paraffine. La pixellisation est de 128×128 pixels avec une taille de pixel égale à 110 μ m recouvert par 1 mm de paraffine. Le nombre de pixels a été divisé par quatre dans le but de réduire les temps de simulation, tout en gardant une résolution spatiale cohérente avec la taille des trous du masque codé. Le modèle de simulation du dispositif expérimental est illustré sur la figure 3.24. Le nombre de particules simulées a été défini de telle sorte que le nombre de neutrons détectés dans l'image brute simulée (~3 600 neutrons) soit comparable à celui de l'expérience (~3 000 neutrons).

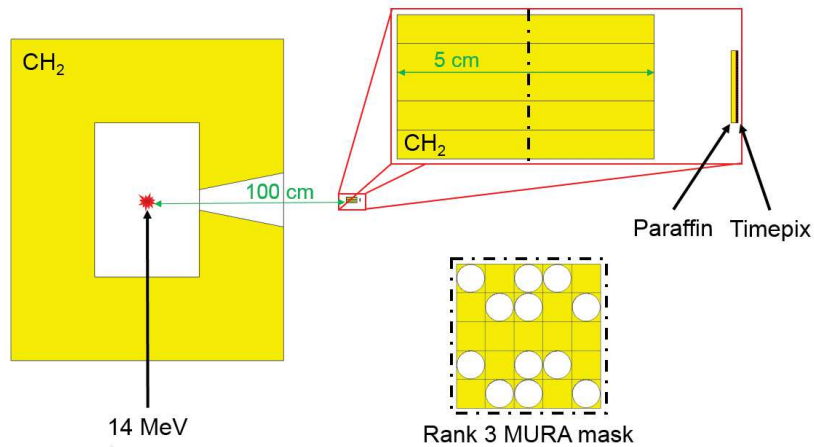


Figure 3.24 : Modèle de simulation MCNP6 du dispositif expérimental.

La grande similitude entre l'image décodée expérimentale (à gauche sur la figure 3.25) et l'image décodée simulée (à droite sur la figure 3.25) nous conforte dans nos conclusions. Nous soulignons que ces deux images n'ont pas exactement la même échelle de couleur parce que le nombre de pixels utilisés dans la simulation a été réduit. La différence de position des barycentres ($\sim 13/256$ pixels) s'explique par le fait que le générateur de neutrons n'était pas parfaitement centré dans le champ de vue du prototype. L'écart entre les résolutions spatiales de chaque image est faible ($< 7\%$). Ces résultats expérimentaux et simulés permettent donc de confirmer la capacité du prototype d'imageur neutronique à localiser une source émettrice de neutrons par encodage spatial avec un masque codé et un détecteur Timepix modifié. Ils ont également permis de vérifier la pertinence d'évaluer par simulation la réponse attendue de l'imageur.

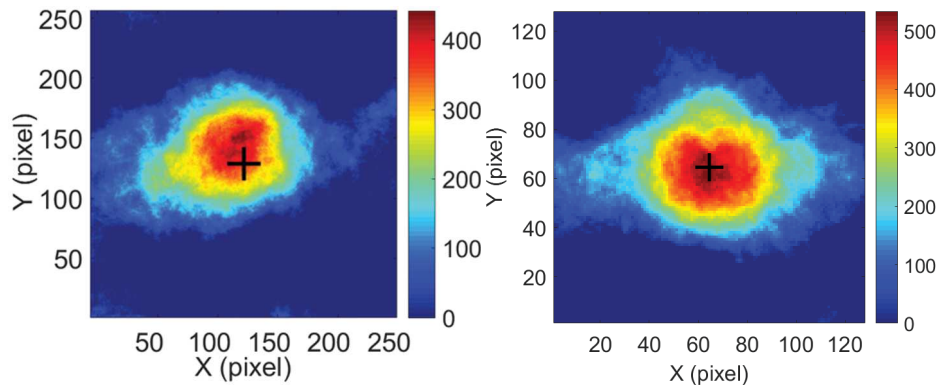


Figure 3.25 : Image neutronique réalisée à l'aide de la procédure « masque/anti-masque » d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons. s^{-1} placé à 1 m pendant environ 30 min d'acquisition : à gauche, le résultat expérimental ; à droite, le résultat de simulation. La croix noire correspond au centre de l'image.

3.4. Conception par simulation Monte-Carlo et fabrication des masques codés

L'influence des caractéristiques du masque codé sur les performances d'imagerie neutronique a été étudiée par simulation Monte-Carlo, à l'aide du code de transport MCNP6. Les caractéristiques des masques qui ont été étudiées sont : le matériau, le rang du motif ASM et l'épaisseur. Les critères d'intérêt sont : le rapport signal sur bruit (RSC), la résolution spatiale et le champ de vue. À partir de ces études, un ensemble de masques codés a été fabriqué pour confirmer expérimentalement les performances évaluées.

3.4.1. Conception par simulation Monte-Carlo

3.4.1.1. Modélisation du prototype d'imageur neutronique

La modélisation du prototype d'imageur neutronique, présentée sur la figure 3.26, est basée sur la géométrie de la caméra GAMPIX. Pour le détecteur Timepix sensible aux neutrons, la géométrie simulée correspond à celle présentée dans le § 3.3.3. Le masque représente une surface d'environ $7,95 \text{ cm}^2$ placée à 1,5 cm du semi-conducteur. Les sources simulées correspondent aux spectres en énergie des neutrons émis par les sources ^{252}Cf (énergie moyenne des neutrons d'environ 2,3 MeV) et $^{241}\text{AmBe}$ (spectre issu de la norme ISO 8529, énergie moyenne des neutrons d'environ 4,3 MeV), ainsi que celui émis par un générateur D-T (neutrons mono-énergétiques de 14 MeV). La distance entre la source et la surface de paraffine a été fixée arbitrairement à 50 cm. Selon le retour d'expérience du laboratoire, cette distance a été considérée comme un bon compromis entre une distance trop faible induisant l'apparition des premiers effets dus au champ proche et une distance trop importante qui aurait augmenté les durées de calcul. L'impact de cette distance n'a pas été étudié par simulation dans le cadre de ces travaux de thèse.

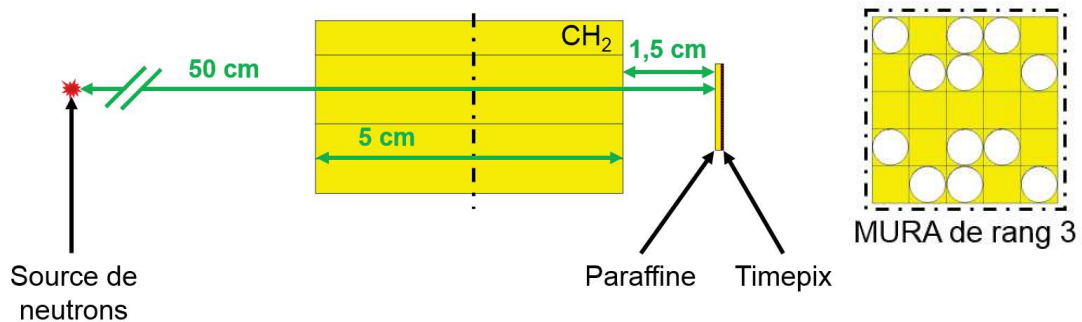


Figure 3.26 : Illustrations du modèle MCNP6 avec un masque avec un motif ASM de rang 3 de 5 cm de polyéthylène : à gauche, coupe sagittale avec la source placée à 50 cm au centre du champ de vue ; à droite, coupe frontale au niveau du masque selon les pointillés visibles sur la coupe sagittale.

3.4.1.2. Étude de l'influence du matériau

Pour cette étude, le masque simulé est un motif ASM de rang 3 et d'une épaisseur de 2 cm d'épaisseur. Comme cela a été mentionné dans le § 3.2.4.2, et dans l'optique de réduire les durées de simulation, nous avons réalisé uniquement une simulation en mode « masque », suivi d'un calcul pour le RSC d'encodage. Les caractéristiques des matériaux, définies dans les simulations MCNP6, sont listées dans le tableau 3.1. Ces matériaux ont été retenus en rapport avec l'état de l'art réalisé dans le chapitre 1 et en fonction des contraintes d'approvisionnement et de fabrication. Le tungstène, le polyéthylène, le graphite, le carbure de bore, le gadolinium, le cadmium et le plomb ont déjà pu

être utilisés pour réaliser de l'imagerie neutronique et plus généralement pour atténuer des flux de neutrons (état de l'art du chapitre 1). Le polyméthacrylate de méthyle (PMMA, ou également plexiglas), le polyéthylène téréphtalate glycolisé (PETG), le polytétrafluoroéthylène (PTFE, ou également téflon), le polyoxyméthylène (POM, ou également delrin), l'acide polylactique (PLA) et l'acrylonitrile butadiène styrène (ABS) sont des matériaux hydrogénés et carbonés que l'on peut retrouver dans la fabrication additive. Le laboratoire ayant facilement accès à des machines de fabrication additive (impression 3D), ces matériaux ont également été étudiés. En particulier le polyméthacrylate de méthyle, par l'ajout d'additifs photosensibles, peut être utilisé en tant que photopolymère pour réaliser de la photolithographie.

Matériau	Composition chimique	Densité
Polyéthylène	CH ₂	0,93
Acrylonitrile butadiène styrène	C ₁₅ H ₁₇ N	1,05
Polyméthacrylate de méthyle	C ₅ H ₈ O ₂	1,19
Acide polylactique	C ₃ H ₄ O ₂	1,25
Polyéthylène téréphtalate glycolisé	C ₅ H ₄ O ₂	1,38
Polyoxyméthylène	CH ₂ O	1,43
Graphite	C	1,70
Polytétrafluoroéthylène	CF ₂	2,25
Carbure de bore	CB ₄	2,52
Gadolinium	Gd	7,90
Cadmium	Cd	8,65
Plomb	Pb	11,35
Tungstène	W	19,60

Tableau 3.1 : Caractéristiques des matériaux pour les simulations MCNP6.

Pour un rang donné, le nombre de neutrons détectés traversant les trous du masque ne devrait pas changer selon le matériau. Plus le matériau encode le flux neutronique, plus le nombre de neutrons détectés traversant les pleins du masque diminue. Le nombre total de neutrons détectés va donc également diminuer et, en conséquence le RSC d'encodage augmente. En conséquence, plus le RSC d'encodage est élevé, meilleur est le matériau pour la réalisation de mesures en imagerie neutronique. Les résultats de simulation de cette étude sont récapitulés dans le tableau 3.2. Les incertitudes calculées correspondent à l'incertitude de type Poisson donnée à deux sigma et sont négligeables ($\leq 0,6\%$).

Matériau	²⁵² Cf		²⁴¹ AmBe		Générateur D-T	
	RSC _{encodage}	Incertitudes (k=2)	RSC _{encodage}	Incertitudes (k=2)	RSC _{encodage}	Incertitudes (k=2)
Polyéthylène	44,29 %	0,53 %	42,55 %	0,32 %	38,60 %	0,13 %
Acrylonitrile butadiène styrène	42,62 %	0,51 %	41,32 %	0,31 %	38,52 %	0,13 %
Polyméthacrylate de méthyle	43,08 %	0,51 %	41,62 %	0,31 %	38,89 %	0,13 %
Acide polylactique	42,17 %	0,50 %	40,75 %	0,30 %	38,72 %	0,13 %
Polyéthylène téréphtalate glycolisé	42,02 %	0,50 %	41,08 %	0,31 %	38,95 %	0,14 %
Polyoxyméthylène	43,72 %	0,52 %	41,92 %	0,31 %	39,42 %	0,14 %
Graphite	41,17 %	0,51 %	40,22 %	0,31 %	39,43 %	0,15 %
Polytétrafluoroéthylène	42,12 %	0,52 %	40,95 %	0,28 %	40,28 %	0,15 %
Carbure de bore	45,03 %	0,57 %	43,77 %	0,34 %	42,54 %	0,16 %
Gadolinium	42,20 %	0,52 %	41,56 %	0,32 %	41,08 %	0,15 %
Cadmium	43,54 %	0,54 %	43,06 %	0,34 %	42,92 %	0,16 %
Plomb	44,25 %	0,54 %	43,35 %	0,34 %	41,89 %	0,16 %
Tungstène	50,33 %	0,63 %	48,98 %	0,39 %	47,31 %	0,18 %

Tableau 3.2 : Résultats de simulation des RSC d'encodage en fonction des matériaux. Selon chaque type de source, le meilleur RSC d'encodage a été identifié en vert et le moins bon en rouge.

Sur l'ensemble des sources simulées, le tungstène est le matériau donnant le meilleur RSC d'encodage, ce qui est en accord avec la littérature [13–16]. Par ailleurs, l'impact de l'excentrage de la source sur la localisation n'ayant pas été approfondi, cette conclusion est valable dans le cas où la source est centrée dans le champ de vue. De plus, il est possible d'observer une baisse du RSC d'encodage lorsque l'énergie moyenne des sources augmente. Ceci est cohérent avec le fait que la probabilité d'interaction des neutrons diminue lorsque son énergie augmente. Le graphique, présenté sur la figure 3.27, illustre cette baisse du RSC d'encodage. Les matériaux ont été classés par ordre décroissant du RSC d'encodage pour la source ^{252}Cf . Malgré cette supériorité du tungstène pour encoder un flux neutronique, le polyéthylène sera malgré tout conservé pour la suite des études. Sa très grande facilité d'accès et de fabrication par rapport au tungstène le rend très intéressant pour du prototypage. Pour réduire le nombre de simulations, donc leur durée totale, seuls le polyéthylène et le tungstène seront simulés pour la suite des études.

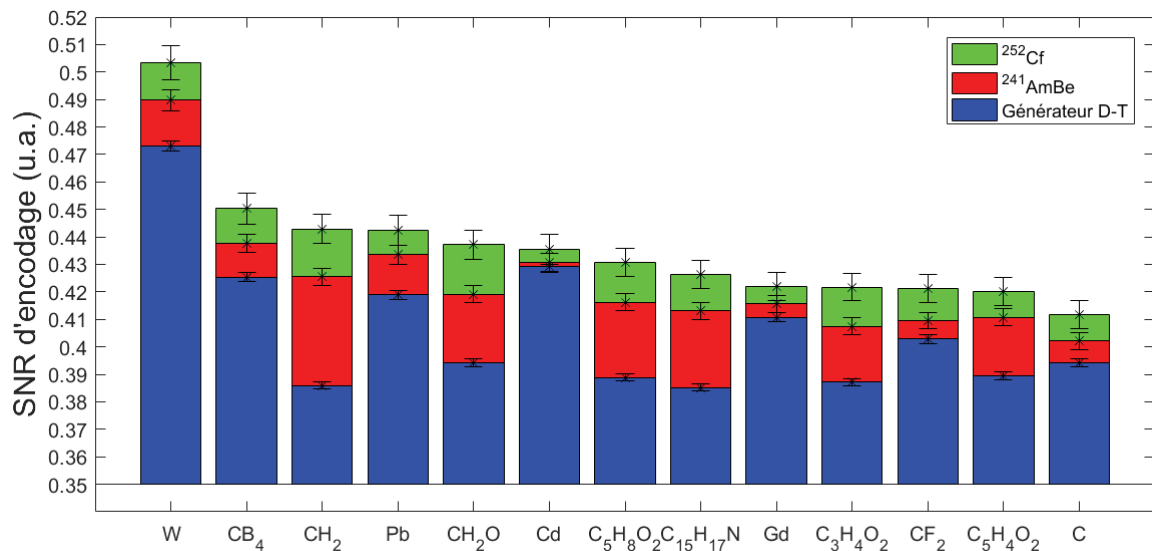


Figure 3.27 : Évolutions du RSC d'encodage en fonction du matériau et du type de source.

La relation entre la probabilité d'interaction des neutrons dans les matériaux en fonction du RSC d'encodage a été étudiée pour le générateur D-T. Cette probabilité d'interaction est calculée à partir de la section efficace microscopique totale pour des neutrons de 14 MeV et la masse atomique des éléments composant le matériau et sa densité. Lorsqu'on exclue les résultats pour les matériaux hydrogénés, on peut observer que cette relation est linéaire. Dans ce domaine de probabilité, le RSC d'encodage est donc directement proportionnel à la probabilité d'interaction des neutrons au sein du masque. Les matériaux hydrogénés ont été exclus de la régression linéaire car un phénomène supplémentaire existe. À cause de l'énergie importante des neutrons, il est possible qu'un proton obtienne suffisamment d'énergie et traverse les épaisseurs d'air, puis de paraffine, pour être finalement détecté dans le semi-conducteur. Cela engendre donc un bruit de comptage de protons qui diminue le RSC d'encodage et ne le rend plus seulement proportionnel à la probabilité d'interaction des neutrons dans le masque.

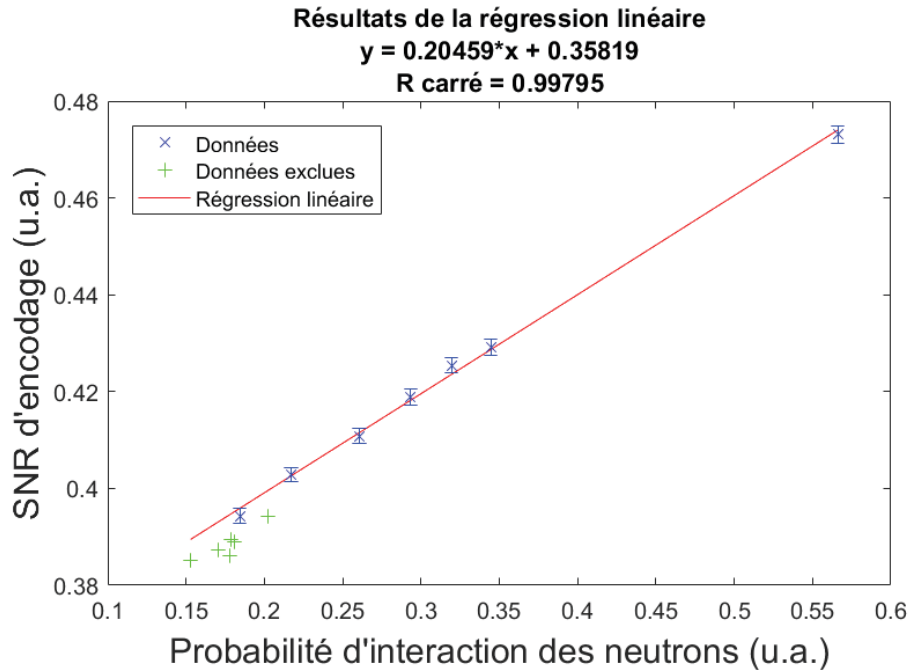


Figure 3.28 : Évolution du RSC d'encodage en fonction de la probabilité d'interaction d'un neutron de 14 MeV dans le matériau.

Pour l'évaluation de la résolution spatiale et du champ de vue, le masque simulé était de rang 3 et de 2 cm d'épaisseur, soit en polyéthylène, soit en tungstène. Le champ de vue moyen est de 42,1° et la résolution spatiale est en moyenne de 8,5°. Les écarts maximaux obtenus au niveau des résultats sont inférieurs à 5 %, 1,9° pour le champ de vue et 0,4° pour la résolution spatiale. Sachant qu'une erreur d'uniquement deux pixels sur la position du point chaud peut engendrer une erreur d'évaluation d'environ 4° sur le champ de vue et d'environ 1° sur la résolution spatiale, les résultats, récapitulés dans le tableau 3.3, mettent donc en évidence l'absence d'impact du matériau et du type de source sur ces deux paramètres. La résolution spatiale semble donc indépendante, dans la gamme simulée, de l'énergie des neutrons. Ce résultat est similaire à ce qui a pu être observé en imagerie gamma [1]. Par ailleurs, la résolution spatiale du rang 3 n'est pas connue en imagerie gamma et n'a pas été évaluée mais ne devrait pas être radicalement différente. Dans la suite de ces travaux, les simulations pour l'étude de l'influence du rang seront donc réalisées avec un masque en polyéthylène et la source d'²⁴¹AmBe. Le polyéthylène a été retenu pour la suite des simulations car ce matériau sera utilisé pour la fabrication des masques de rang 3. La source d'²⁴¹AmBe est sélectionnée car l'énergie moyenne des neutrons qu'elle émet correspond à une énergie intermédiaire par rapport aux deux autres sources. Afin d'étudier l'influence de l'épaisseur du masque et d'aboutir à une relation entre le RSC de décodage et l'épaisseur en fonction du type de source, des simulations ont été effectuées avec du polyéthylène et du tungstène pour les trois types de sources (²⁵²Cf, ²⁴¹AmBe et générateur D-T). Concernant l'évaluation du champ de vue et de la résolution spatiale, seule la source d'²⁴¹AmBe a été considérée.

Matériau	Source	Champ de vue	Résolution spatiale
Polyéthylène	^{252}Cf	40,7°	8,3°
	$^{241}\text{AmBe}$	42,6°	8,7°
	Générateur D-T	41,9°	8,4°
Tungstène	^{252}Cf	42,3°	8,5°
	$^{241}\text{AmBe}$	42,6°	8,6°
	Générateur D-T	42,3°	8,6°

Tableau 3.3 : Résultats de simulation du champ de vue et de la résolution spatiale en fonction du matériau du masque et du type de source pour un masque de rang 3 et de 2 cm.

3.4.1.3. Étude de l'influence du rang

Pour cette étude, les trois premiers rangs de motif ASM ont été étudiés, *i.e.* les rangs 3, 7 et 11. Le masque simulé présentait une épaisseur de polyéthylène de 2 cm. La source simulée était celle d' $^{241}\text{AmBe}$. Le tableau 3.4 synthétise les résultats de simulation obtenus. Tout d'abord, il est possible d'observer que l'augmentation du rang engendre une dégradation du RSC de décodage. Nous attribuons cette diminution du RSC de décodage, lorsque le rang augmente, à la diminution de la surface représentée par les trous car ceux-ci sont ronds. Cela correspond à une diminution du facteur de recouvrement, défini comme le ratio de la surface utile, par rapport à la surface totale. Plus le rang est important, plus le nombre de trous est grand donc plus il y a de perte de surface par élément du masque laissant passer les neutrons, ce qui diminue la surface utile. On peut également remarquer que le rang a un faible impact ($\leq 7\%$) sur le champ de vue inférieur à l'erreur relative d'évaluation du champ de vue ($\sim 8\%$). Le phénomène d'auto-collimation du masque pourrait expliquer ce faible impact du rang sur le champ de vue. Des simulations complémentaires, étudiant spécifiquement ce phénomène en imagerie neutronique, permettraient de confirmer cette absence relative d'impact. De plus, ce résultat est différent de celui observé en imagerie gamma [17] avec des photons de basse énergie où plus le rang du masque est élevé, plus l'effet d'auto-collimation est important. Le comportement en imagerie neutronique du phénomène d'auto-collimation se rapproche plus de celui rencontré avec des photons de haute énergie, comme ceux émis par le ^{137}Cs ou le ^{60}Co . En outre, comme cela a déjà été observé dans la littérature en imagerie neutronique [18] et en imagerie gamma [1], plus le rang est important, meilleure est la résolution spatiale. Ceci est cohérent avec le fait que la résolution spatiale est proportionnelle à la taille des trous du masque et que leur taille est inversement proportionnelle au rang du masque. Il est d'ailleurs proposé dans la référence [8] de calculer théoriquement la résolution spatiale selon l'équation (10). À l'incertitude d'évaluation près, les valeurs théoriques sont en accord avec celles évaluées par simulation.

$$résolution_{spatiale\ théorique} = \tan^{-1} \frac{D}{d+e} \quad (10)$$

Avec :

- D , diamètre des trous ;
- d , distance entre la surface inférieure du masque et la surface du détecteur ;
- e , épaisseur du masque.

Rang	RSC _{décodage}	Incertitudes (k=2)	Champ de vue	Incertitudes (k=2)	Résolution spatiale		Incertitudes (k=2)
					théorique	évaluée	
3	11,25 %	0,11 %	42,6°	3,6°	8,8°	8,7°	1,3°
7	9,64 %	0,10 %	45,6°	4,4°	3,2°	3,8°	0,9°
11	7,94 %	0,09 %	44,7°	4,4°	1,9°	2,4°	0,7°

Tableau 3.4 : Résultats de simulation du RSC de décodage, du champ de vue et de la résolution spatiale en fonction du rang du masque pour un masque de 2 cm de polyéthylène avec une source d'AmBe.

3.4.1.4. Étude de l'influence de l'épaisseur

Pour cette étude, le masque simulé était un motif ASM de rang 3, soit en polyéthylène, soit en tungstène. Les domaines d'épaisseurs des masques en tungstène ont été choisis par rapport aux masques disponibles au laboratoire et qui sont prévus pour être testés en imagerie neutronique. Ces masques sont listés dans le tableau 3.6. Pour le polyéthylène, les épaisseurs simulées correspondent à celles prévues pour les masques devant être fabriqués puis, le domaine a été étendu pour que les RSC de décodage obtenus se trouvent dans le même domaine que ceux du tungstène. L'ensemble des résultats obtenus pour ces simulations est présenté sur la figure 3.29. Un ajustement avec un polynôme du second degré « Poly. ([nom de la simulation]) » a été utilisé pour pouvoir procéder à des interpolations dans le domaine des épaisseurs simulées. Les incertitudes statistiques de simulation sont inférieures à 1 %.

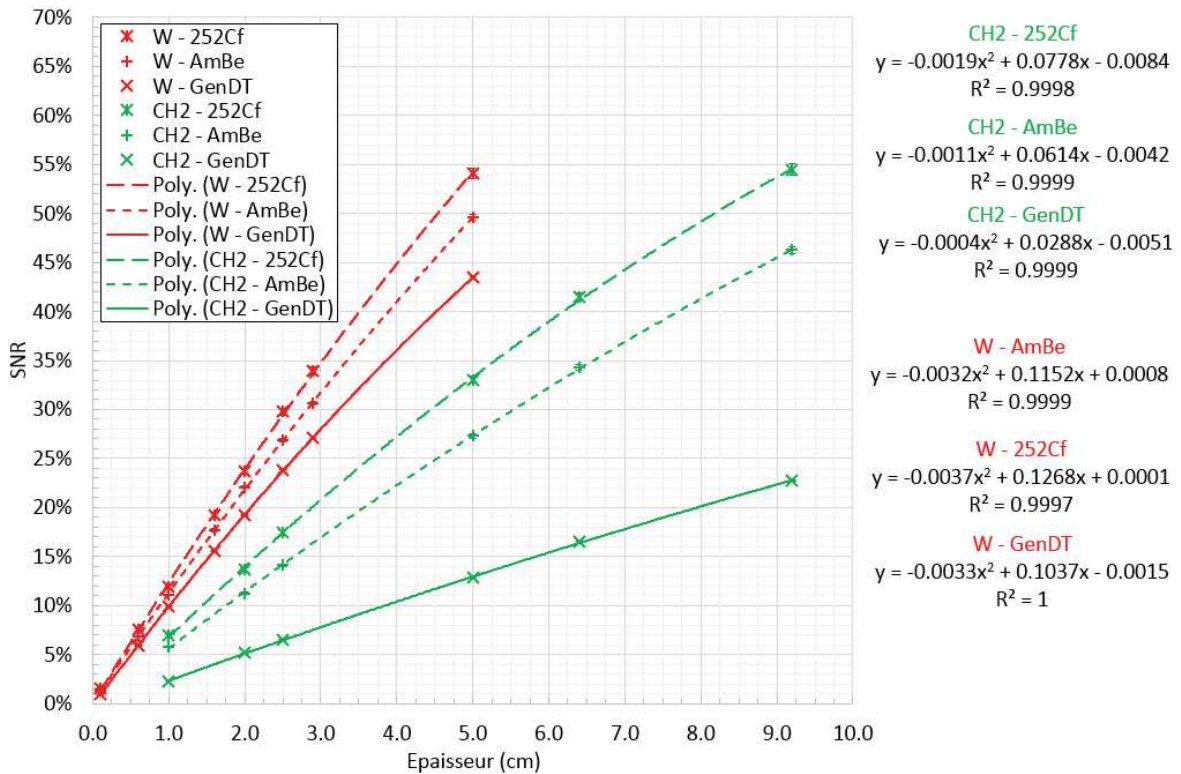


Figure 3.29 : Évolutions du RSC de décodage en fonction de l'épaisseur de matériau (tungstène « W » et polyéthylène « CH2 ») et du type de source (²⁵²Cf « 252Cf », ²⁴¹AmBe et générateur D-T « GenDT »). Lorsque les barres d'erreurs ne sont pas visibles, elles sont inférieures aux marques.

Tel que déjà observé dans le § 3.4.1.2, pour une même épaisseur de masque, le tungstène encode mieux le flux de neutrons que le polyéthylène et plus l'énergie des neutrons augmente, plus le flux est difficile à atténuer. Par ailleurs, comme attendu, plus l'épaisseur de matériau est importante, meilleur est le RSC de décodage. À partir des ajustements réalisés, il est possible d'en déduire une relation d'équivalence entre les épaisseurs de tungstène et de polyéthylène selon le type de source, afin d'obtenir un RSC de décodage équivalent. Ces relations d'équivalence sont présentées sur la figure 3.30. Ces relations montrent qu'il faut environ quatre fois plus d'épaisseur de polyéthylène que de tungstène pour encoder un flux de neutrons de 14 MeV, tandis qu'il en faut environ deux fois plus lorsqu'il s'agit des sources d' $^{241}\text{AmBe}$ et de ^{252}Cf .

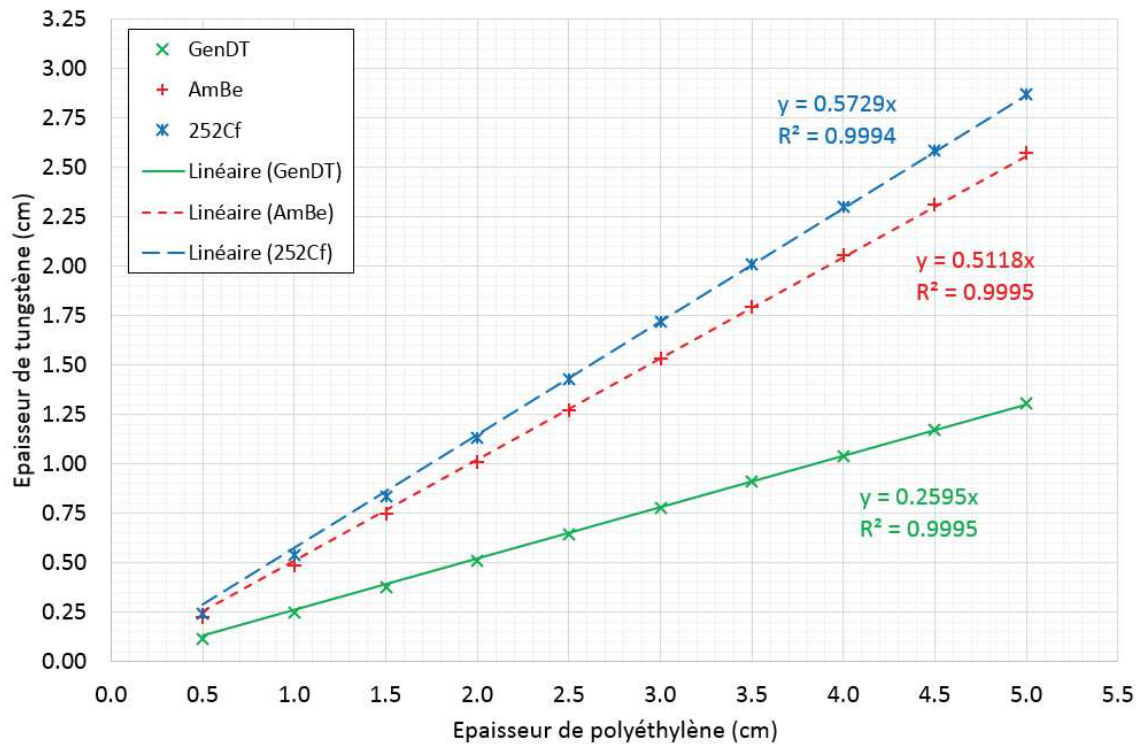


Figure 3.30 : Relation d'équivalence entre les épaisseurs de tungstène et de polyéthylène en fonction du type de source.

Pour l'évaluation de la résolution spatiale et du champ de vue, le masque simulé était de rang 3 et en polyéthylène. La source simulée était celle d' $^{241}\text{AmBe}$. Les épaisseurs simulées correspondent à celles prévues lors de l'étape de fabrication des masques. Le tableau 3.5 récapitule les résultats de simulation obtenus. Il est possible d'observer qu'il n'y a pas d'impact sur la résolution spatiale en termes de nombre de pixels dans l'image. Mais, tel que précisé dans le § 3.2.4.4, comme elle est proportionnelle au champ de vue en termes d'angle, plus l'épaisseur augmente, meilleure est la résolution spatiale. De plus, on constate que le champ de vue diminue lorsque l'épaisseur du masque augmente. Cette constatation, s'apparentant à l'effet d'auto-collimation observé en imagerie gamma [1], est discuté dans le paragraphe ci-dessous.

Épaisseur	Champ de vue		Incertitudes (k=2)	Résolution spatiale		Incertitudes (k=2)
	corrigé	évalué				
1,0 cm	54,8°	57,3°	7,8°	36 pixels	11,5°	2,4°
2,0 cm	44,5°	42,6°	3,6°	37 pixels	8,7°	1,3°
2,5 cm	40,6°	39,5°	3,0°	37 pixels	8,0°	1,1°
5,0 cm	28,2°	28,5°	1,4°	37 pixels	5,9°	0,6°

Tableau 3.5 : Résultats de simulation du champ de vue et de la résolution spatiale en fonction de l'épaisseur du masque pour un masque de rang 3 avec une source d'AmBe.

La relation entre le champ de vue de l'imageur en fonction de l'épaisseur du masque a été plus spécifiquement étudiée. Elle correspond à la courbe bleue sur la figure 3.32. L'équation (6) permet quant à elle de calculer le champ de vue théorique d'un imageur. La limite associée à cette formule est qu'elle ne prend pas en compte l'épaisseur du masque (courbe rouge sur la figure 3.32). Contrairement à l'imagerie photonique, où l'impact de l'épaisseur du masque sur le champ de vue n'est pas considéré car celle-ci est négligeable, ce n'est plus le cas en imagerie neutronique à cause des épaisseurs mises en jeu. L'équation (6) du calcul théorique a donc été modifiée pour prendre en compte le paramètre lié à l'épaisseur (courbe verte sur la figure 3.32), selon l'équation (11).

$$FoV_{corrigé} = 2\sqrt{2} \times \tan^{-1} \frac{L/2}{d+e/2} \quad (11)$$

Avec :

- $L = 1,408 \text{ cm}$, largeur de la puce de détection Timepix ;
- $d = 1,5 \text{ cm}$, distance entre la surface inférieure du masque et la surface supérieure du détecteur ;
- e , épaisseur du masque.

Cette modification revient à considérer que le centre de la projection du motif sur le détecteur, qui est équivalent après décodage à la position du point chaud, correspond au centre du trou au milieu du masque, et non au niveau de la surface inférieure du masque. La figure 3.31 illustre ce principe pour une position désaxée d'une source considérée à l'infini. La trajectoire des particules traversant le centre ($D/2$) d'un trou au milieu ($e/2$) du masque, *i.e.* la croix rouge, est représentée en rouge. Les particules traversant la zone comprise entre les lignes noires ne sont pas du tout atténuées par les pleins du masque. A l'inverse, celles situées en dehors de la zone limitée en gris sont les plus atténuées. Les particules passant dans la zone entre les lignes noires et grises sont quant à elles partiellement atténuées en fonction de l'épaisseur de matériau traversée. La projection d'un trou du masque correspond finalement à la projection, non homogène, du cylindre de ce trou sur le plan du détecteur car le matériau du masque n'est pas complètement opaque aux neutrons. Les différences entre le champ de vue théorique modifié ($FoV_{corrigé}$) et celui évalué par simulation se situe aux alentours de 2°, ce qui est inférieur à l'erreur d'évaluation de 3,4°. Les résultats de simulation sont donc en bon accord avec cette nouvelle équation décrivant la relation entre le champ de vue et l'épaisseur du masque codé.

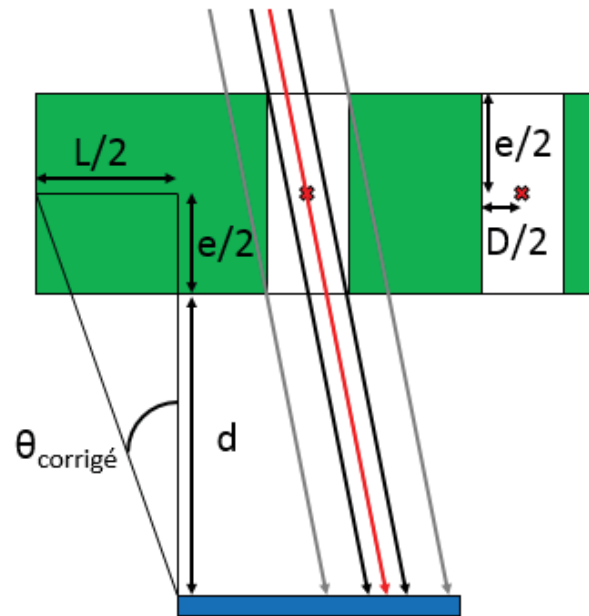


Figure 3.31 : Illustration du phénomène d'auto-collimation des neutrons : modification de la projection du motif sur le détecteur (bleu) en fonction de l'épaisseur du masque codé (vert).

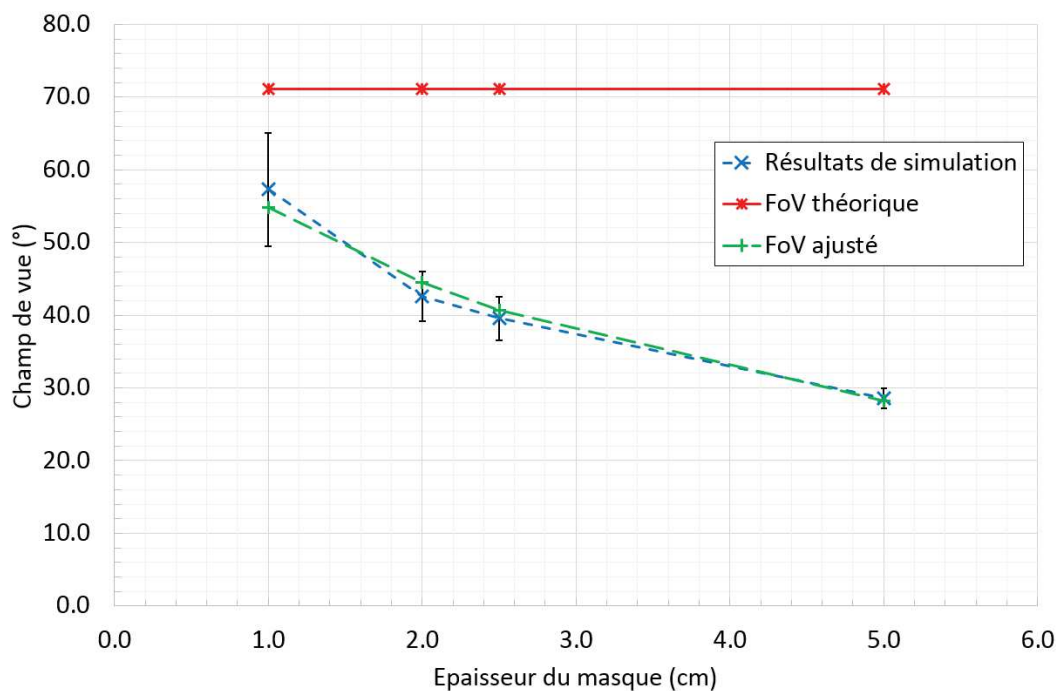


Figure 3.32 : Évolution du champ de vue en fonction de l'épaisseur de masque.

3.4.2. Fabrication des masques codés

Le laboratoire possède déjà un jeu de masques codés en tungstène qu'il est envisagé de tester en imagerie neutronique et dont les principales caractéristiques sont rappelées dans le tableau 3.6.

Rang	Épaisseur	Nombre
7	1 mm	1
7	4 mm	2
7	8 mm	1
7	12 mm	1
11	12 mm	1

Tableau 3.6 : Liste des masques codés de motif ASM en tungstène du LCAE pouvant être utilisés pour les mesures en imagerie neutronique.

Suite au retour d'expérience issu de la production du masque utilisé pour la démonstration du système présentée dans le § 3.3, il a été décidé de fabriquer les masques en polyéthylène sous la forme d'un empilement ajustable par tranche de 5 mm. Deux avantages principaux sont liés à cette approche. Le premier concerne l'utilisation des masques lors des expériences. Ce système d'empilement permet un ajustement très aisé de l'épaisseur du masque. Le deuxième se situe au niveau même du processus de fabrication. En réduisant l'épaisseur du bloc de polyéthylène à usiner, il est rendu possible de programmer la machine-outil robotique pour produire en série les masques. La liste des masques usinés par un membre du LCAE est donnée dans le tableau 3.7.

Rang	Épaisseur	Nombre
3	5 mm	10
7	5 mm	10
11	5 mm	10

Tableau 3.7 : Liste des masques codés fabriqués en polyéthylène.

Les modèles 3D ont été conçus à l'aide du logiciel SolidWorks. Une base commune à tous les motifs de masque a été dessinée. Cette base, illustrée sur la figure 3.33, comprend quatre encoches pour permettre son positionnement dans le corps de la caméra GAMPIX. De plus, quatre trous ont été ajoutés pour pouvoir insérer un détrompeur permettant de bien aligner, et de manière aisée, les différentes strates entre elles. Les modèles 3D sont présentés sur la figure 3.34 et les masques usinés sur la figure 3.35. Un assemblage de plusieurs masques est exposé sur la figure 3.36.

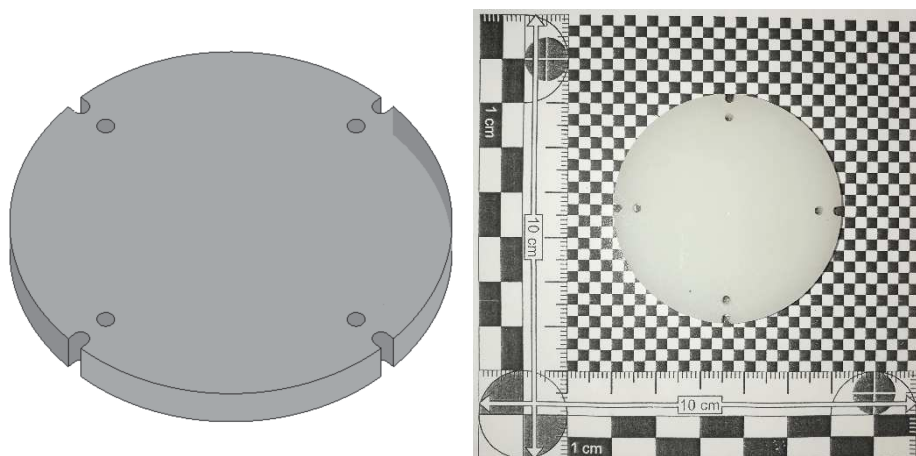


Figure 3.33 : Base des masques : à gauche, modèle 3D ; à droite photographie.

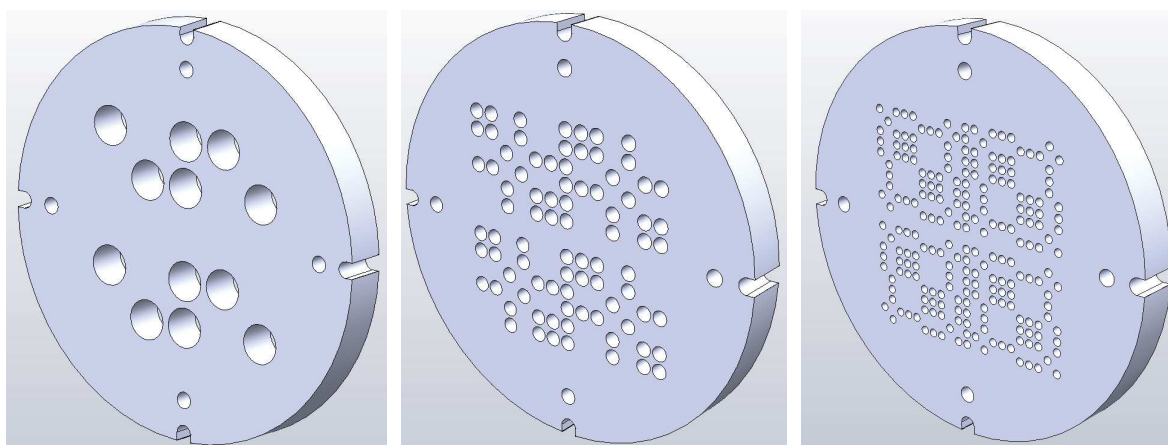


Figure 3.34 : Modèles 3D des masques : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11.

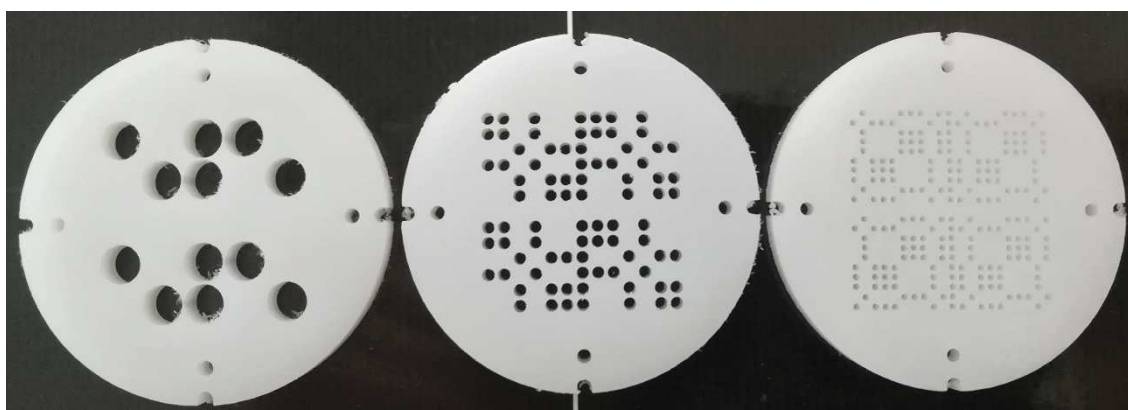


Figure 3.35 : Photographies des masques : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11.

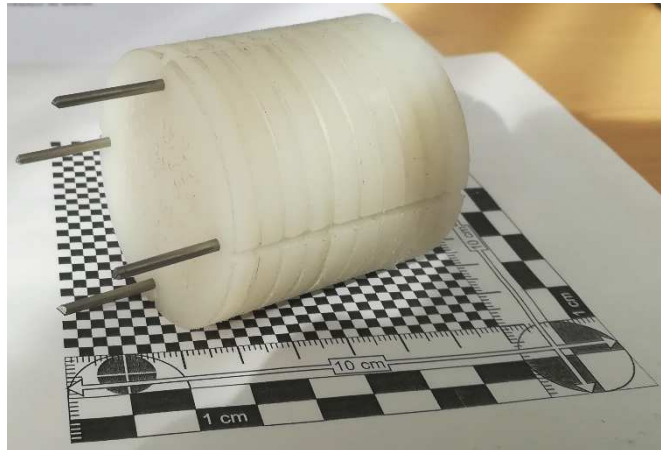


Figure 3.36 : Photographie de l'assemblage d'un masque.

En prenant en compte la distance inter-trous, les matrices de décodage ont alors été adaptées à cette géométrie avec des trous circulaires et aux dimensions des matrices brutes issues de la puce Timepix. La figure 3.37 illustre un exemple de matrice de décodage pour un masque de motif ASM de rang 7 et une distance inter-trou de 0,1 mm.

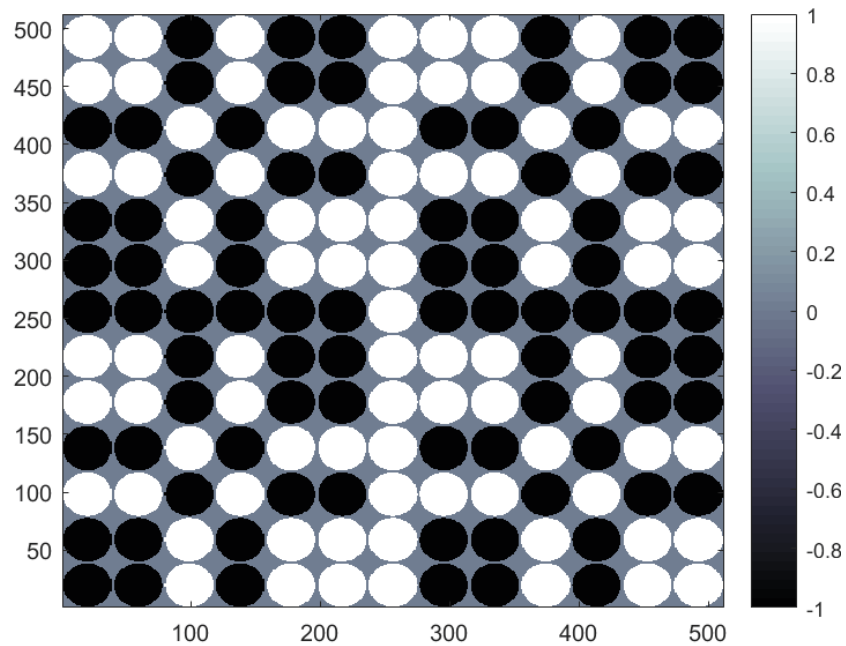


Figure 3.37 : Matrice de décodage du masque avec un motif ASM de rang 7 et une distance inter-trou de 0,1 mm.

3.5. Bilan du chapitre 3

Les objectifs de ce chapitre étaient de concevoir et de réaliser un prototype d'imageur neutronique portable par encodage spatial à l'aide d'un masque codé et d'un détecteur Timepix.

La géométrie de l'imageur de neutrons rapides est celle du prototype de caméra gamma GAMPIX développé par l'institut de recherche technologique List de CEA Tech. Les masques codés utilisés sont également les mêmes, à savoir des motifs ASM. La reconstruction des images est assurée par l'algorithme analytique de déconvolution. De plus, la procédure « masque/anti-masque » permettant de réduire le bruit de fond et compensant le faible encodage par le masque du flux de neutrons est mise en place. Par ailleurs, des outils et des méthodes rendant possibles la caractérisation des performances du prototype ont été développés.

Le principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé a tout d'abord été vérifié par simulation. Sa démonstration expérimentale à l'aide d'un masque codé de rang 3 et de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène, et d'un détecteur Timepix rendu sensible aux neutrons par l'ajout d'une couche de paraffine, est ensuite apportée. Cet essai a été réalisé, sur le centre CEA de Paris-Saclay, à l'aide d'un générateur D-T de neutrons et répété trois fois. Ces premières mesures d'imagerie neutronique ont pu être comparées aux résultats d'une simulation la plus proche possible de la configuration expérimentale.

Pour caractériser les performances de l'imageur, des études de l'influence des caractéristiques du masque codé ont été menées par simulation Monte-Carlo. L'étude sur le matériau a montré que le meilleur matériau pour encoder un flux neutronique était le tungstène. Le polyéthylène est également retenu pour des raisons de facilité d'accès et d'usinage. Les masques de motif ASM et de rang 3, 7 et 11 présentent des avantages et des inconvénients discutés ci-après. Le rang 3 est le plus petit rang et pour cette raison celui offrant le meilleur rapport signal sur comptage (11,25 % pour un masque de 2 cm de polyéthylène) pour une durée d'acquisition équivalente ; par contre sa résolution spatiale de l'ordre de la dizaine de degrés est la moins bonne. Selon le retour d'expérience du laboratoire, nous nous attendons à ce que le rang 7 soit le meilleur compromis entre la limite de détection (non quantifiée en imagerie neutronique) et la résolution spatiale (quelques degrés) ; tandis qu'au-delà du rang 11, le gain en résolution spatiale ($\sim 1^\circ$) n'est pas significatif par rapport à l'augmentation du bruit reconstruit dans l'image (non quantifiée en imagerie neutronique). En outre, l'étude sur l'épaisseur du masque a permis d'obtenir des relations d'équivalence des épaisseurs entre les deux matériaux retenus. Ces relations d'équivalence peuvent servir d'outils de comparaison des performances des masques. De plus, cette étude a mis en évidence la correction à apporter sur l'évaluation du champ de vue à cause des épaisseurs importantes mises en jeu en imagerie neutronique. À cet égard, un équilibre entre la qualité d'image, la durée d'acquisition et le champ de vue permettra d'adapter l'épaisseur en fonction de la situation de mesure. Par ailleurs, ces résultats nous ont permis de choisir et de fabriquer un ensemble de masques pour les expériences.

Le chapitre suivant présente le déploiement et la caractérisation expérimentale de ce prototype qui ont pu être réalisés lors de deux campagnes de mesures sur les sites CEA de Marcoule et de Cadarache.

3.6. Bibliographie du chapitre 3

- [1] Gmar M. et al., « GAMPIX: A new generation of gamma camera », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 2011. Vol. 652, n°1, pp. 638-640.
- [2] Lemaire H., « Développement d'une caméra gamma de troisième génération », Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2015, 206 p.
- [3] Gottesman S. R., Fenimore E. E., « New family of binary arrays for coded aperture imaging », *Appl. Opt.*, 1989. Vol. 28, pp. 4344.
- [4] Byard K., « Square element antisymmetric coded apertures », *Exp. Astron.*, 1992. Vol. 2, pp. 227-232.
- [5] Caroli E. et al., « Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy », *Space Sci. Rev.*, 1987. Vol. 45, n°3-4, pp. 349-403.
- [6] Jayanthi U. B., Braga J., « Physical implementation of an antimask in URA based coded mask systems », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, 1991. Vol. 310, pp. 685-689.
- [7] Shapiro L. G., Stockman G. C., « Computer Vision », [s.l.], [s.n.], 2000, 609 p.
- [8] Amgarou K. et al., « A comprehensive experimental characterization of the iPIX gamma imager », *J. Instrum.*, 2016. Vol. 11, n°8, pp. 377-381.
- [9] Strother S. C. et al., « Measuring PET Scanner Sensitivity: Relating Countrates to Image Signal-to-Noise Ratios using Noise Equivalent Counts S.C. Strother*, M.E. Casey' and E.J. Hoffman' », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1990. Vol. 37, n°2, pp. 783-788.
- [10] Monnet O. et al., « Development and evaluation of a portable CZT coded aperture gamma-camera . », *ANIMMA*, [s.l.], [s.n.], 2015, pp. 4.
- [11] Yang X., Peng H., « The use of noise equivalent count rate and the NEMA phantom for PET image quality evaluation », *Phys. Medica*, 2015. Vol. 31, n°2, pp. 179-184.
- [12] Sardet A. et al., « Design of the rapidly relocatable tagged neutron inspection system of the C-BORD project », *IEEE Nucl. Sci. Symp. Med. Imaging Conf. Room-Temperature Semicond. Detect.*, 2017. Vol. 2017-Janua, pp. 7-11.
- [13] Gamage K. A. A. et al., « Combined digital imaging of mixed-field radioactivity with a single detector », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2011. Vol. 635, pp. 74-77.
- [14] Beaumont J. et al., « On the Design and Test of a Neutron Collimator for Real-time Neutron Imaging in the MeV Energy Range », *2013 3rd Int. Conf. Adv. Nucl. Instrumentation, Meas. Methods their Appl.*, 2013. pp. 1-8.
- [15] Cie M. J. et al., « Coded-aperture imaging systems : Past , present and future development e A review », 2016.
- [16] Cieślak M. J. et al., « Investigation into a suitable scintillator and coded-aperture material for a mixed-field radiation imaging system », *J. Instrum.*, 2017. Vol. 12, n°12,.
- [17] Gaillard-Lecanu E. et al., « Un nouveau système d'imagerie gamma portable dédié à la détection et à la visualisation des points chauds dans les centrales nucléaires », *Radioprotection*, 2013. Vol. 48, n°4, pp. 471-492.
- [18] Hausladen P. A., « Fast-Neutron Coded-Aperture Imaging of Special Nuclear Material Configurations », *INMM*, 2012. pp. 1-11.

Chapitre 4 – Déploiement et caractérisation expérimentale du prototype d'imageur portable de neutrons rapides et de photons gamma

Le prototype d'imageur basé sur le détecteur Timepix modifié par un dépôt de de paraffine, décrit dans les chapitres 2 et 3, permettant la détection des neutrons rapides et des photons gamma, est capable de localiser des sources neutroniques et photoniques. Le comportement en imagerie gamma du prototype GAMPIX étant bien connu [1–5], l'aspect neutronique sera étudié en priorité. Pour obtenir une caractérisation précise de ce prototype, des mesures expérimentales ont été effectuées sur les sites CEA de Marcoule puis de Cadarache ; les méthodes utilisées ainsi que les principaux résultats sont exposés et discutés dans cette partie. Enfin, un bilan du déploiement et des tests de ce prototype sera présenté.

4.1. Mesures d'imagerie neutronique et gamma sur l'installation Atalante du centre CEA de Marcoule

Des essais ont été menés du 4 au 8 juin 2018 avec le prototype d'imageur au niveau de l'ATelier Alpha et Laboratoires pour ANalyses, Transuraniens et Études de retraitement (Atalante), en partenariat avec le Département de recherche sur les procédés pour la Mine et le Recyclage du Combustible (DMRC) et le Département de recherche sur les Technologies pour l'Enrichissement, le Démantèlement et les Déchets (DE2D) sur le centre CEA de Marcoule. Ces mesures ont permis de tester les performances du prototype d'imageur neutronique avec différents masques et dans différentes configurations. Dans un premier temps, le dispositif expérimental est décrit. Puis le protocole expérimental est ensuite expliqué. Les résultats obtenus sont finalement présentés et discutés.

4.1.1. Dispositif expérimental

4.1.1.1. Installation nucléaire Atalante

La totalité des opérations se sont déroulées au niveau de l'installation Atalante sur le centre CEA de Marcoule dont un schéma est présenté sur la figure 4.1. Sur cette figure, les différents emplacements et zones de prise de vue sont identifiés. La zone avant est classée radiologiquement en Zone Surveillée (ZS) et la zone arrière est en Zone Contrôlée (ZC). Les essais se sont déroulés au niveau d'un caisson de stockage de sources (entouré en rouge sur la figure 4.1). Sur la figure 4.2, à gauche, le caisson est visible depuis la zone avant selon le point de vue 1 de l'emplacement 1 et, à droite, depuis la zone arrière selon le point de vue 2 de l'emplacement 2.

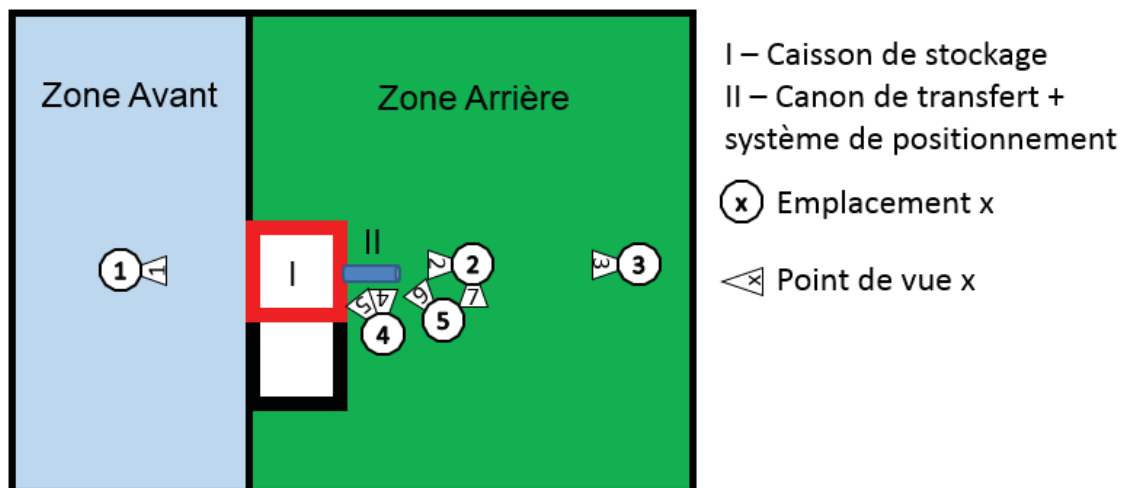


Figure 4.1 : Schéma de la configuration sur l'installation Atalante avec identification des emplacements et des points de vue.

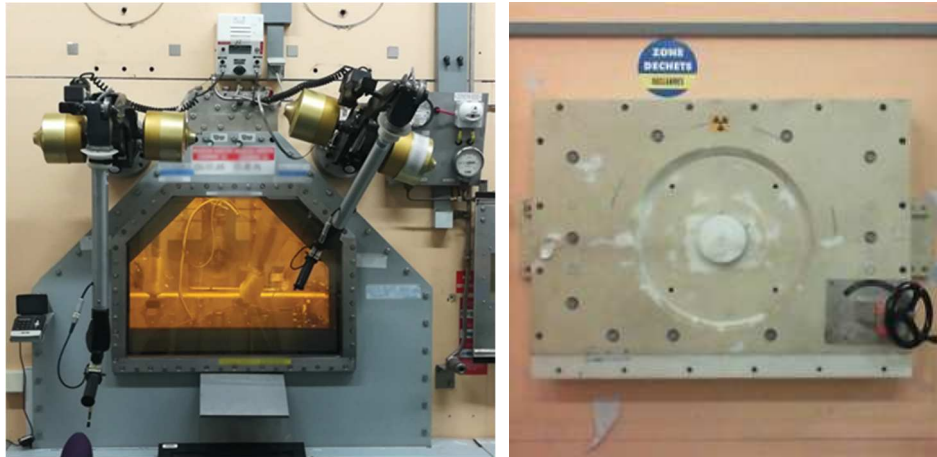


Figure 4.2 : Photographies du caisson de stockage de la source : à gauche, selon le point de vue 1 de l'emplacement 1 en zone avant ; à droite, en position fermée, selon le point de vue 2 de l'emplacement 2 en zone arrière.

Le déploiement du prototype d'imageur a pu être réalisé à l'aide des équipes de l'installation Atalante ainsi que celle du Laboratoire de Simulation et des Techniques de Démantèlement (LSTD) du DE2D. L'ordinateur pour l'acquisition des données est placé en zone avant au niveau de l'emplacement 1 identifié sur la figure 4.1, et est relié au prototype par deux câbles USB de 20 m, ce qui permet d'avoir, en parallèle, la connexion à la caméra visible et au boîtier d'acquisition FITPix. Le prototype est, quant à lui, installé en zone arrière de la chaîne, visible sur la figure 4.3 selon le point de vue 3 de l'emplacement 3.

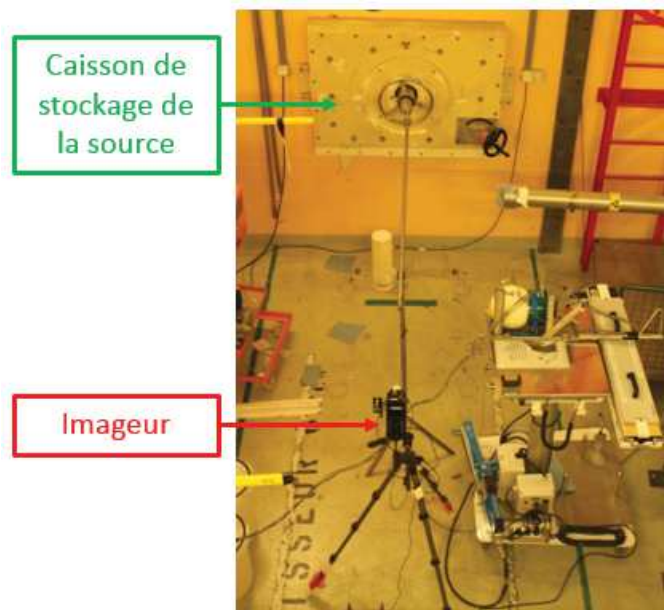


Figure 4.3 : Photographie selon le point de vue 3 de l'emplacement 3 du prototype d'imageur déployé au niveau de la Zone Arrière.

Pour évaluer le nombre et la répartition des particules par type constituant le bruit de fond ambiant dans la zone arrière d'Atalante, une mesure d'environ 1 h a été réalisée. Le prototype était placé au niveau de l'emplacement 2 et orienté selon le point de vue 2 identifié sur la figure 4.1, en l'absence de source radioactive. Le taux de comptage C_p est défini par l'équation suivante :

$$C_p = \frac{N_p}{t}$$

Avec :

- N_p , nombre de particules détectées ;
- t , durée de l'acquisition.

Le calcul de propagation des incertitudes permet d'obtenir la relation entre l'incertitude-type du taux de comptage σC_p et les incertitudes-types du nombre de particules détectées σN_p et de la durée de l'acquisition σt :

$$\sigma C_p = C_p \times \sqrt{\left(\frac{\sigma N_p}{N_p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma t}{t}\right)^2}$$

Le nombre de particules détectées N_p suit une loi de Poisson, ce qui implique que l'écart-type σN_p peut être estimé par :

$$\sigma N_p = \sqrt{N_p}$$

L'incertitude de la durée d'acquisition σt est une incertitude de type B [6] de résolution temporelle due à la précision Δt de 10^{-6} s. L'incertitude-type σt en fonction de la précision Δt est donnée par :

$$\sigma t = \frac{\Delta t}{2\sqrt{3}} \cong 2,89 \times 10^{-7} \text{ s}$$

Dans l'objectif d'avoir un niveau de confiance de 95 % dans les taux de comptage évalués, l'incertitude élargie du taux de comptage ΔC_p est définie, selon la référence [6], telle que celle-ci vaut deux fois l'incertitude-type du taux de comptage σC_p :

$$\Delta C_p = 2 \times \sigma C_p$$

L'incertitude élargie du taux de comptage ΔC_p vaut donc :

$$\Delta C_p = 2 \times \frac{N_p}{t} \times \sqrt{\frac{1}{N_p} + \frac{1}{3} \times \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2}$$

Sachant que $\Delta t^2 \ll \frac{1}{N_p}$, l'incertitude du taux de comptage ΔC_p est alors définie par :

$$\Delta C_p \approx \frac{2 \times \sqrt{N_p}}{t}$$

Le tableau 4.1 présente le nombre, la répartition et le taux de comptage en fonction du type de particules durant cette mesure de bruit de fond ambiant. Le bruit de fond ambiant global est de $17,40 \pm 1,14$ coups par minute. Dans notre étude, les particules d'intérêt sont les électrons induits par les photons de relativement basse énergie (particules chargées légères d'environ 10 à 100 keV) et les protons de recul induits par les neutrons rapides (particules lourdes chargées aux alentours du MeV). Le bruit de fond est de $16,45 \pm 1,11$ photons par minute et de $0,02 \pm 0,04$ neutrons par minute.

Type de particules	Nombre de particules	Proportion (%)	Comptage (coups.min ⁻¹)
Particules chargées légères (~10 keV)	752	80,60	14,03 ± 1,02
Particules chargées légères (~100 keV)	130	13,93	2,42 ± 0,43
Particules chargées légères (>200 keV)	22	2,36	0,41 ± 0,17
Particules au minimum d'ionisation	20	2,14	0,37 ± 0,17
Particules chargées lourdes (~MeV)	1	0,11	0,02 ± 0,04
Non identifiées	8	0,86	0,15 ± 0,11
Total	933	100	17,40 ± 1,14

Tableau 4.1 : Répartition et taux de comptage des particules pour la mesure de bruit de fond ambiant sur l'installation Atalante.

4.1.1.2. Source mixtes de photons gamma et de neutrons – CmBe

La source utilisée est une source neutronique (α , n) de CmBe constituée d'une matière alphasé, le curium (Cm), mélangée à un élément léger, le béryllium (Be). Elle est conditionnée dans une capsule métallique cylindrique de quelques centimètres de long et de quelques millimètres de diamètre. La source est introduite dans un étui fermé à ses extrémités par deux bouchons, l'un soudé avec un pas de vis et l'autre à visser permettant de sortir simplement la source de l'étui à la fin des expériences. La figure 4.4 illustre cette géométrie. Le débit d'émission neutronique de la source au moment des mesures vaut $2,0 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹. Pour des raisons de confidentialité, les spectres d'émission neutronique et photonique ne sont pas précisés.

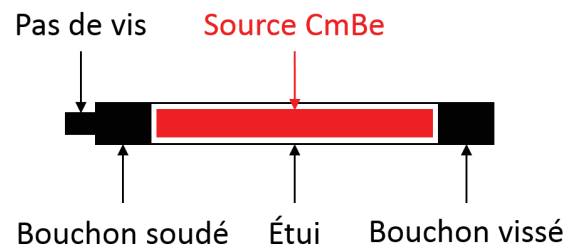


Figure 4.4 : Schéma de coupe de la source de CmBe.

Le transfert de la source, du caisson de stockage vers l'imageur, se fait par le biais d'un canon de transfert présenté sur la figure 4.5.



Figure 4.5 : Photographie du canon de transfert.

Un système de positionnement de la source, schématisé sur la figure 4.6, est ajouté au bout de ce canon de transfert pour permettre de placer correctement la source par rapport à l'imageur et de maintenir la source dans l'alignement du canon lors de la mesure. L'horizontalité du système est garantie par le biais de deux trépieds de maintien.

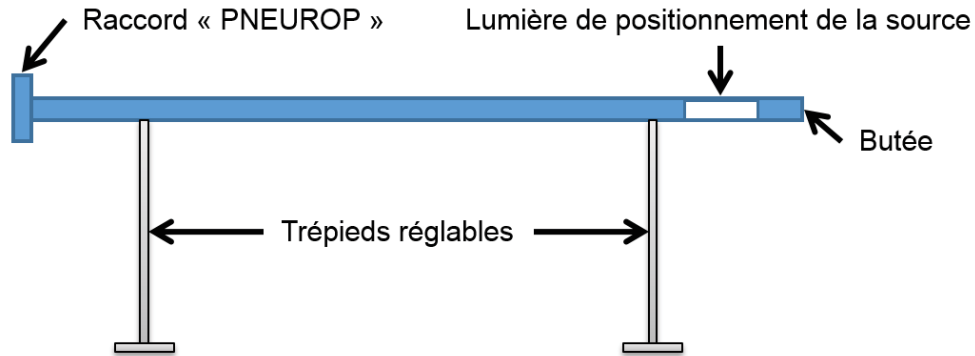


Figure 4.6 : Schéma du système de positionnement de la source.

La liaison du système de position au canon se fait par un raccord « PNEUROP » visible au centre de la figure 4.7 selon le point de vue 4 de l'emplacement 4.



Figure 4.7 : Photographie prise selon le point de vue 4 de l'emplacement 4 du canon de transfert raccordé au système de positionnement.

La figure 4.8 et la figure 4.9 présentent deux points de vue différents du canon de transfert accosté au caisson et raccordé au système de positionnement de la source.



Figure 4.8 : Photographie prise selon le point de vue 5 de l'emplacement 4 du canon de transfert accosté à la porte fermée du caisson et raccordé au système de positionnement.

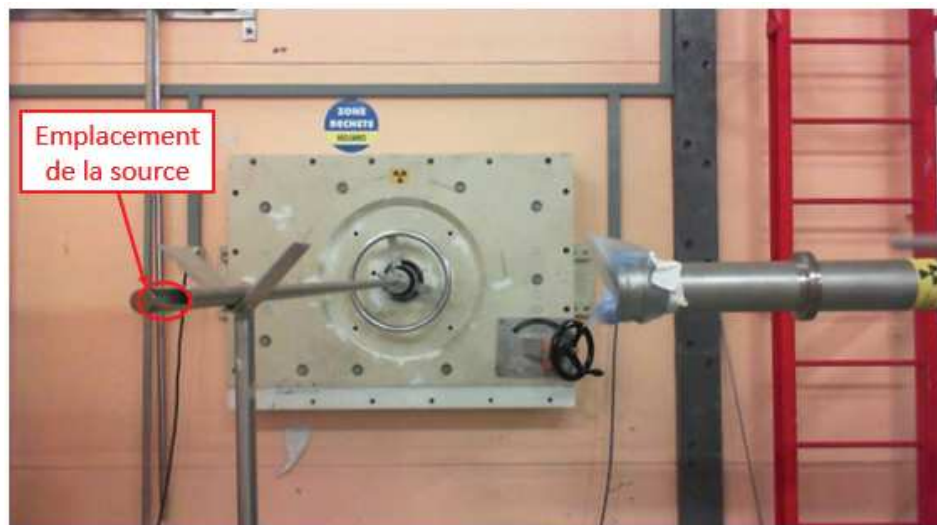


Figure 4.9 : Photographie prise selon le point de vue 2 de l'emplacement 2 du canon de transfert accosté à la porte fermée du caisson et raccordé au système de positionnement.

La source CmBe est manipulée avec un ringard souple, illustré sur la figure 4.10 et qui est vissé sur l'étui contenant la source. Cet outil permet d'amener la source depuis l'intérieur du caisson de stockage jusqu'à la butée du système de positionnement.



Figure 4.10 : Photographie du ringard souple.

Pour évaluer les taux de comptage de la puce électronique Timepix avec cette source, une mesure d'une durée arbitraire de 384 s (~6 min) a été réalisée sans la présence du masque codé. Le détecteur était placé à 50 cm de la source au niveau de l'emplacement 2 et orienté selon le point de vue 2 identifié sur la figure 4.1. Cette mesure a permis d'obtenir le nombre et la répartition des particules détectées en présence de la source et a servi de référence pour estimer la durée des acquisitions dans le § 4.1.2.1. Les images brutes des neutrons détectés lors de la mesure de bruit de fond et lors de la mesure en présence de la source sont présentées sur la figure 4.11.

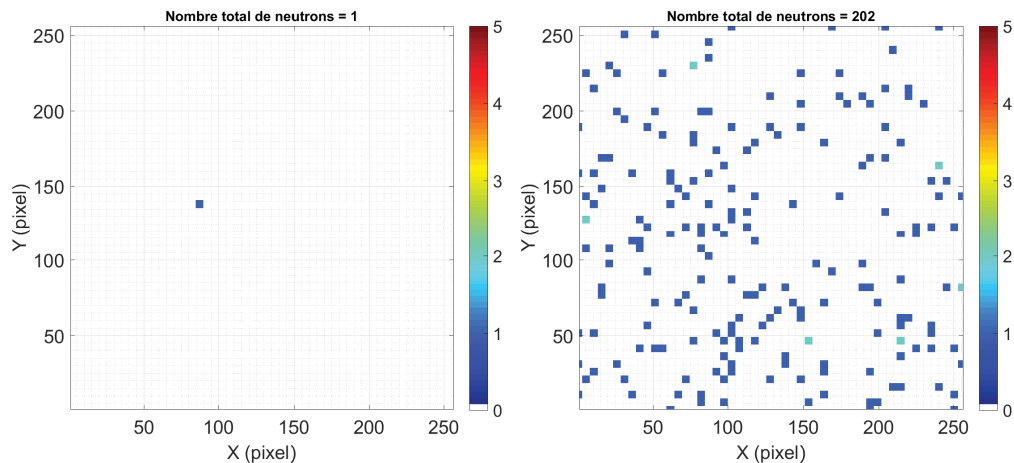


Figure 4.11 : Images brutes des neutrons détectés : à gauche, mesure de bruit de fond ambiant ; à droite, mesure avec la présence de la source de CmBe.

Le tableau 4.2 présente la répartition, le comptage et l'incertitude de comptage en fonction du type de particules pour cette mesure. Le taux de comptage global est de $2684,14 \pm 40,96$ coups par minute. Le taux de comptage est de $2531,59 \pm 39,78$ photons par minute et de $31,57 \pm 4,44$ neutrons par minute.

Type de particules	Nombre de particules	Proportion (%)	Comptage (coups.min ⁻¹)
Particules chargées légères (~10 keV)	13723	79,91	$2144,90 \pm 36,62$
Particules chargées légères (~100 keV)	2474	14,41	$386,69 \pm 15,55$
Particules chargées légères (>200 keV)	345	2,01	$53,92 \pm 5,81$
Particules au minimum d'ionisation	250	1,46	$39,07 \pm 4,94$
Particules chargées lourdes (~MeV)	202	1,18	$31,57 \pm 4,44$
Non identifiées	179	1,04	$27,98 \pm 4,18$
Total	17173	100	$2684,14 \pm 40,96$

Tableau 4.2 : Répartition et taux de comptage des particules pour la mesure de détection des neutrons, *i.e.* sans la présence du masque codé.

4.1.2. Protocole expérimental

Le calcul d'estimation de la durée des acquisitions est d'abord présenté. Puis le plan d'expériences suivi lors de cette campagne de mesure est expliqué.

4.1.2.1. Estimation de la durée des acquisitions

D'après les résultats issus du § 3.3, il a été considéré que la détection d'un total de 3000 neutrons serait suffisante pour réussir à localiser la source neutron. Le temps réel d'acquisition, t , pour chaque expérience est estimé par l'équation suivante :

$$t = \frac{N_n}{C_{n,a}}$$

Avec :

- N_n , nombre estimé de neutrons à détecter ;
- $C_{n,a}$, taux de comptage neutronique avec la présence du masque codé.

De plus, la diminution du taux de comptage de neutrons de $23,05 \pm 0,15$ % mesurée dans le § 3.3 a été prise en compte comme première approximation. Le taux de comptage neutronique avec la présence du masque est alors estimé à :

$$C_{n,a} = (1 - \alpha) \times C_{n,s} \cong 24,29 \text{ neutrons.min}^{-1}$$

Avec :

- $\alpha \cong 23,05$ %, atténuation du nombre de neutrons détectés ;
- $C_{n,s} \cong 31,57 \text{ neutrons.min}^{-1}$, taux de comptage neutrons sans la présence du masque codé.

Pour $N_n = 3000$, la durée d'expérience est donc estimé à :

$$t = \frac{N_p}{(1 - \alpha) \times C_{n,s}} \cong 123,49 \text{ min} \cong 2 \text{ h}$$

Le temps réel d'acquisition finalement choisi est de deux heures par expérience, *i.e.* 1 h en mode « masque » et 1 h en mode « anti-masque ».

4.1.2.2. Plan d'expériences

Dans l'optique de tester les performances du prototype et d'évaluer certains des paramètres pouvant influencer sur la qualité des mesures d'imagerie neutronique et gamma, différentes configurations de mesure ont été mises en œuvre. Les paramètres étudiés sont les suivants :

- Étude 1 : caractéristiques du masque codé (rang et épaisseur) ;
- Étude 2 : distance entre la source et l'imageur ;
- Étude 3 : impact de l'étendue de la source ;
- Étude 4 : impact de la présence d'un écran photonique ou neutronique ;
- Étude 5 : impact de la présence d'une source parasite.

Chaque configuration implique une mesure en mode « masque » et une mesure en mode « anti-masque ». Pour les configurations des études 1 et 4, l'imageur était placé à 50 cm de la source au niveau de l'emplacement 2 et orienté selon le point de vue 2. Pour l'étude 2, l'imageur a ensuite été placé à 25 cm au niveau de l'emplacement 2 et orienté selon le point de vue 2. Pour l'étude 3, l'imageur a été placé à 25 cm de la source au niveau des emplacements 5 et 4 puis respectivement orienté selon les points de vue 6 et 4. Pour l'étude 4, un écran neutronique ou photonique a été rajouté et le prototype placé à 50 cm de l'écran. Enfin, pour l'étude 5, simulant la présence d'une source parasite, une mesure où l'imageur était placé à 50 cm de la source au niveau de l'emplacement 2 mais orienté selon le point de vue 7 a été combinée avec celle de la configuration n°3. L'accès à la zone arrière étant restreint, les configurations ont été mises en place par l'équipe du LSTD. Les paramètres de mesure relatifs aux configurations constituant l'ensemble des études sont récapitulés dans le tableau 4.3.

N°	Étude	Rang	Épaisseur	Distance	Emplacement	Point de vue	Blindage
1	1	3	5 cm	50 cm	2	2	Absence
2	1	3	2,5 cm	50 cm	2	2	Absence
3	1,2,4,5	7	5 cm	50 cm	2	2	Absence
4	1	11	5 cm	50 cm	2	2	Absence
5	1	3	1 cm	50 cm	2	2	Absence
6	1	7	2,5 cm	50 cm	2	2	Absence
7	2,3	7	5 cm	25 cm	2	2	Absence
8	3	7	5 cm	25 cm	5	6	Absence
9	3	7	5 cm	25 cm	4	4	Absence
10	4	7	5 cm	50 cm	2	2	Polyéthylène
11	4	7	5 cm	50 cm	2	2	Plomb
12	5	7	5 cm	50 cm	2	7	Absence

Tableau 4.3 : Récapitulatif des paramètres de mesure des différentes configurations expérimentales de la campagne de mesures sur l'installation Atalante.

Par ailleurs, chaque configuration expérimentale est détaillée avant le résultat correspondant, afin de faciliter les discussions.

4.1.3. Outils d'analyse spécifique des images décodées expérimentales

Une analyse spécifique des images décodées expérimentales a été mise en place car, à l'inverse des simulations, la position de la source n'est pas parfaitement connue. Pour être cohérente avec l'image superposée, cette analyse est réalisée après l'application sur l'image décodée du filtre de Gauss, du seuil à 50 % et du redimensionnement présentés dans le § 3.2.3 du chapitre 3. Lors des essais réalisés sur le centre CEA de Cadarache et présentés dans le § 4.2, cette même analyse des images a été utilisée.

4.1.3.1. Point chaud et région d'intérêt

Le point chaud correspond au pixel unique dont la valeur reconstruite est maximale dans l'image décodée et lissée. On considère que la position du point chaud correspond à la localisation de la source.

Nous rappelons que le prototype d'imageur utilisé dans ce chapitre est capable de localiser les sources émettrices de photons gamma et de neutrons rapides. Le taux de comptage des photons gamma est, la plupart du temps, plus élevé d'environ une ou deux décades, que le taux de comptage des neutrons. Lorsque la source émettant des neutrons est située au même endroit que celle émettant des photons gamma, nous avons considéré que la localisation correcte était celle fournie après l'analyse de l'image gamma. L'erreur de localisation identifiée dans les tableaux d'analyse des images correspond donc à la différence de position entre les points chauds dans l'image gamma et dans l'image neutronique.

La région d'intérêt (ROI pour l'anglais *Region Of Interest*) correspond à la surface dans l'image décodée, lissée et seuillée incluant le point chaud. Elle est identifiée à l'aide de l'algorithme

DBSCAN, présenté dans le § 2.2.3.2, et équivaut à tous les pixels adjacents au point chaud. Cette région est alors analysée et plusieurs critères sont extraits pour la caractériser :

- la résolution spatiale, correspondant à la moyenne entre le petit axe et le grand axe de l'ellipse circonscrite à la région d'intérêt ;
- la rondeur, calculée comme indiquée dans le § 2.2.3.3, correspondant à la proportion à laquelle la région d'intérêt se rapproche d'un cercle ;
- le ratio signal sur comptage (RSC) de la ROI, correspondant au rapport entre la valeur reconstruite maximale de la région d'intérêt, *i.e.* le point chaud, et le nombre total de particules détectées. Ce RSC est identique au RSC de décodage utilisé dans le chapitre 3 ;
- la surface de la ROI, correspondant au nombre de pixels composant la région d'intérêt.

4.1.3.2. Artéfacts

Dans les cas d'utilisation d'une seule source durant des expériences, un artéfact est défini comme toute surface d'au moins un pixel présente dans l'image décodée, lissée et seuillée n'incluant pas le point chaud. Les artéfacts sont également calculés à l'aide de l'algorithme DBSCAN et correspondent à tous les regroupements de pixels non adjacents au point chaud. L'ensemble des artéfacts est alors analysé et plusieurs critères sont définis pour les caractériser :

- le nombre d'artéfacts ;
- le RSC des artéfacts, correspondant au rapport entre la valeur reconstruite maximale parmi tous les artéfacts et le nombre de particules détectées ;
- la surface relative des artéfacts, correspondant au rapport entre le nombre total de pixels composant l'ensemble des artéfacts et celui composant la région d'intérêt.

4.1.4. Résultats expérimentaux

4.1.4.1. Étude de l'influence des caractéristiques du masque codé

L'influence du rang a d'abord été étudiée. Pour cette étude, la source de CmBe était positionnée pour être le plus possible au centre du champ de vue et à 50 cm du prototype. Les masques étaient constitués de 5 cm de polyéthylène. Les motifs ASM de rang 3, 7 et 11 ont été étudiés. Les résultats en imagerie neutronique de cette étude sont présentés sur la figure 4.12. La croix noire correspond au centre de l'image³. L'analyse des images décodées est donnée dans le tableau 4.4.

³ Sur l'ensemble des images décodées du chapitre 4, la croix noire correspond au centre de l'image.

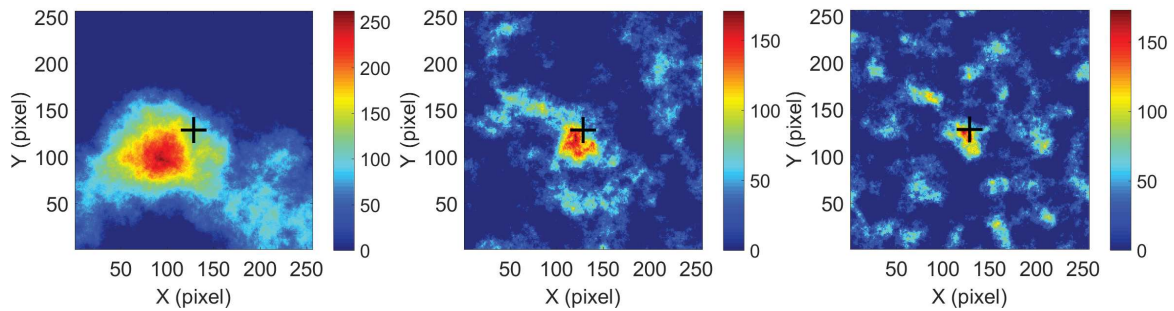


Figure 4.12 : Résultats en imagerie neutronique : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11. La croix noire correspond au centre de l'image.

Analyse en imagerie neutronique	Rang 3 5 cm	Rang 7 5 cm	Rang 11 5 cm
Résolution spatiale évaluée	$5,9 \pm 0,6^\circ$	$2,6 \pm 0,6^\circ$	$1,8 \pm 0,5^\circ$
Résolution spatiale mesurée	$7,4 \pm 0,7^\circ$ $7,3 \pm 0,7$ cm	$3,3 \pm 0,7^\circ$ $3,3 \pm 0,7$ cm	$2,5 \pm 0,6^\circ$ $2,5 \pm 0,6$ cm
Erreur de localisation	$0,5^\circ$ 0,5 cm	$0,5^\circ$ 0,5 cm	$0,4^\circ$ 0,4 cm
Rondeur	72,5 %	80,7 %	72,0 %
Point chaud (coups reconstruits)	262	144	173
RSC évalué	27,5 %	21,2 %	16,4 %
RSC de la ROI	15,4 %	9,1 %	9,0 %
Nombre d'artéfacts	0	2	8
RSC des artéfacts	-	5,5 %	6,5 %
Surface relative des artéfacts	-	12,6 %	73,7 %

Tableau 4.4 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction du rang du masque codé.

On peut observer que lorsque le rang augmente, la résolution spatiale s'améliore, comme cela a été observé dans le chapitre précédent. En revanche, le nombre d'artéfacts, leur RSC et leur surface relative augmentent également. En comparaison avec les résultats de simulation du chapitre 3, malgré le fait que les écarts soient proches de l'erreur d'évaluation, les résolutions spatiales mesurées sont, en moyenne, dégradées de 30 % et les RSC d'environ 50 %. Ces écarts entre les mesures et les simulations sont expliqués par le lissage gaussien des images, les imperfections de fabrication du détecteur Timepix modifié, et surtout par la superposition imparfaite des images liée à la procédure « masque/anti-masque ». Par ailleurs, les trois rangs de masque ont permis la localisation de la source avec une très faible erreur ($\sim 0,5$ cm). Le rang 3 possède le meilleur RSC et aucun artéfact n'est présent dans l'image seuillée à 50 %. Concernant le rang 7, malgré une baisse du RSC, seuls quelques artéfacts sont visibles et représentent dans l'image une surface relativement faible (~ 13 %) par rapport à celle de la ROI. Par contre, pour le rang 11, les artéfacts sont nombreux et leur surface représente presque la même étendue que celle liée à la ROI (73,8 %).

L'influence de l'épaisseur a ensuite été étudiée. Comme dans le cas de l'étude précédente, la source de CmBe était positionnée pour être le plus possible au centre du champ de vue et à

50 cm du prototype. Les masques étaient constitués de polyéthylène. Le motif ASM de rang 3 a été étudié pour trois épaisseurs {5,0 cm ; 2,5 cm ; 1,0 cm} et de rang 7 pour deux épaisseurs {5,0 cm ; 2,5 cm}. Les résultats en imagerie neutronique de cette étude sont présentés sur les figures 4.17 et 4.18. L'analyse des images décodées est donnée dans les tableaux tableau 4.5 et tableau 4.6.

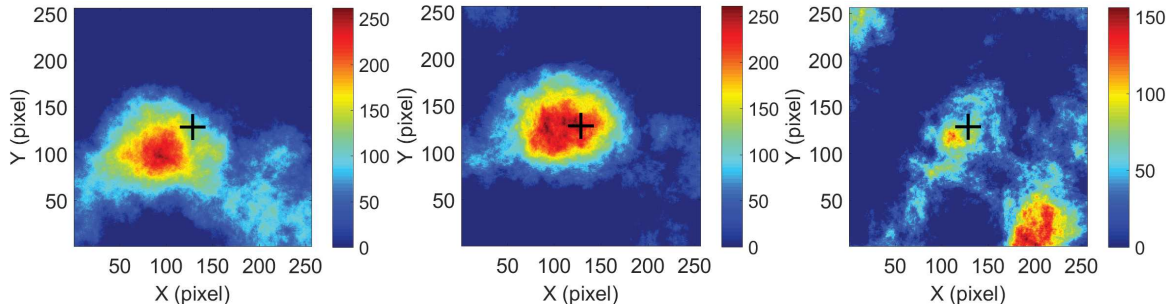


Figure 4.13 : Résultats en imagerie neutronique pour le masque de rang 3 : à gauche, de 5 cm d'épaisseur ; au centre, de 2,5 cm d'épaisseur ; à droite, de 1,0 cm d'épaisseur.

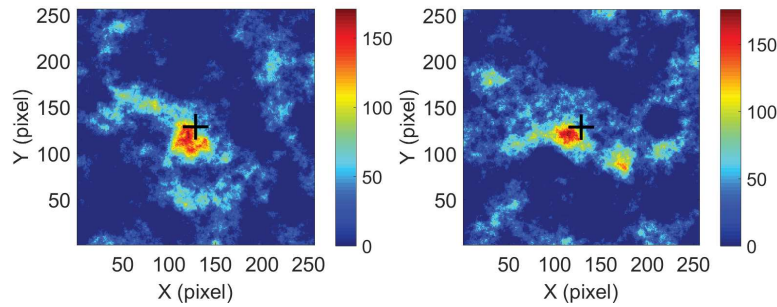


Figure 4.14 : Résultats en imagerie neutronique pour le masque de rang 7 : à gauche, de 5 cm d'épaisseur ; à droite, de 2,5 cm d'épaisseur.

Analyse en imagerie neutronique	Rang 3 5,0 cm	Rang 3 2,5 cm	Rang 3 1,0 cm
Champ de vue évalué	$28,5 \pm 1,4^\circ$	$39,5 \pm 3,0^\circ$	$57,3 \pm 7,8^\circ$
Résolution spatiale évaluée	$5,9 \pm 0,6^\circ$	$8,0 \pm 1,1^\circ$	-
Résolution spatiale mesurée	47 pixels $7,4 \pm 0,7^\circ$ $7,5 \pm 0,7$ cm	48 pixels $10,4 \pm 1,2^\circ$ $10,3 \pm 1,2$ cm	-
Erreur de localisation	$0,5^\circ$ 0,5 cm	$1,0^\circ$ 1,0 cm	$19,6^\circ$ 19,5 cm
Rondeur	72,5 %	86,3 %	-
Point chaud (coups reconstruits)	262	261	-
RSC évalué	27,5 %	14,2 %	-
RSC de la ROI	15,4 %	11,2 %	-
Nombre d'artéfacts	0	0	5

Tableau 4.5 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'épaisseur d'un masque codé de rang 3.

Analyse en imagerie neutronique	Rang 7 5,0 cm	Rang 7 2,5 cm
Champ de vue évalué	$30,5 \pm 2,9^\circ$	$42,3 \pm 4,1^\circ$
Résolution spatiale évaluée	$2,6 \pm 0,6^\circ$	$3,5 \pm 0,8^\circ$
Résolution spatiale mesurée	20 pixels $3,3 \pm 0,7^\circ$ $3,3 \pm 0,7$ cm	17 pixels $4,0 \pm 0,9^\circ$ $3,9 \pm 0,9$ cm
Erreur de localisation	$0,5^\circ$ 0,5 cm	$0,4^\circ$ 0,4 cm
Rondeur	80,7 %	66,2 %
Point chaud (coups reconstruits)	144	176
RSC évalué	21,2 %	12,0 %
RSC de la ROI	9,1 %	8,1 %
Nombre d'artéfacts	2	4
RSC des artéfacts	5,5 %	6,0 %
Surface relative des artéfacts	12,6 %	48,1 %

Tableau 4.6 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'épaisseur d'un masque codé de rang 7.

Comme attendu, lorsque l'épaisseur augmente, le RSC de la ROI est amélioré. De plus le nombre d'artéfacts, leur RSC et leur surface relative diminuent également lorsque l'épaisseur augmente. Ceci est principalement dû au fait que le flux de neutrons est plus atténué avec l'augmentation de l'épaisseur. Les différences observables au niveau de la valeur des points chauds sont directement liées au nombre de neutrons détectés. Comme décrit par les simulations et à une erreur de deux pixels près, la résolution en nombre de pixels dans l'image décodée est constante. De la même manière, le champ de vue diminuant lorsque l'épaisseur augmente, la résolution spatiale diminue. Par contre, tel qu'observé ci-dessus, on retrouve un écart par rapport aux simulations, de 24 % pour les résolutions spatiales et de 40 % pour les RSC. Concernant le masque de rang 3 de 1 cm, cette épaisseur n'a pas suffisamment encodé le flux de neutrons pour permettre une localisation de la source avec cette durée d'acquisition. Un début de localisation semble apparaître mais la valeur maximale ne se situe pas au niveau de la source. Concernant les masques de rang 3, dès l'épaisseur de 2,5 cm, la durée d'acquisition de 2 h a été suffisante pour permettre la localisation de la source avec une faible erreur ($\sim 0,5$ cm) et sans la présence d'artéfacts. Concernant les masques de rang 7, les épaisseurs du masque de 5 cm et 2,5 cm ont également été suffisantes pour localiser la source malgré la présence de quelques artéfacts. Quand l'épaisseur est plus importante, le nombre d'artéfacts, leur RSC et leur surface relative diminuent. De manière générale, ces données expérimentales confirment les résultats de simulation du § 4.1 : il y a donc une hausse du RSC de la ROI, une amélioration de la résolution spatiale mais une dégradation du champ de vue lorsque l'épaisseur du masque augmente.

Le gain de résolution spatiale d'environ 1° entre le masque de rang 7 et de rang 11 n'est pas assez important au regard de l'augmentation du nombre d'artéfacts, de leur RSC et de leur surface relative. Par contre, pour réaliser une image de l'émission de la source sur sa longueur (~ 5 cm) et observer des différences par rapport à son diamètre (~ 5 mm), la résolution spatiale de

7,4 cm pour une mesure à 50 cm de distance apportée par le masque de rang 3 de 5 cm n'est pas suffisante. De plus, l'intérêt principal de diminuer l'épaisseur du masque serait d'augmenter le champ de vue. Or, dans notre cas, il n'y a pas de besoin particulier à avoir un champ de vue plus important car l'ensemble des mesures a été prévu de telle manière que la source soit centrée. Néanmoins, cette remarque n'est plus pertinente dans le cas où la scène à imager est complètement inconnue, ce qui est généralement le cas pour les mesures d'imagerie, gamma ou neutronique. En outre, la diminution de l'épaisseur engendrerait aussi une dégradation de la résolution spatiale qui pénaliserait les résultats d'imagerie. La décision a donc été prise d'utiliser un masque de rang 7 de 5 cm d'épaisseur pour la suite des études réalisées et présentées dans ce § 4.1.

4.1.4.2. Mesure d'une source ponctuelle en champ « proche »

Les mesures ont été réalisées pour deux distances entre l'imageur et la source : 25 cm considérée en champ « proche » et 50 cm considérée en champ « lointain ». La durée totale de l'acquisition a été ajustée à 30 min (quatre fois moindre) pour prendre en compte la réduction de distance (deux fois moindre) et, ce faisant, obtenir le même nombre de neutrons que lors des précédentes mesures. Finalement, le nombre de neutrons détectés a été environ deux fois plus faible que prévu. Le fait de se rapprocher a contribué à augmenter le taux de comptage global, ce qui a induit une augmentation du temps de transfert des données du détecteur à l'ordinateur et donc diminué la durée d'acquisition utile. Malgré tout, il s'est avéré que la durée d'acquisition a été suffisante pour permettre une localisation fiable de la source. En revanche, le nombre important d'artéfacts, ayant une valeur proche de la ROI et une surface supérieure, auraient rendu l'interprétation de l'image décodée difficile si l'environnement n'avait pas été connu *a priori*. Il est également possible que ces artéfacts induisent une déformation de la ROI. Une deuxième mesure a alors été réalisée en corrigeant la durée totale d'acquisition à 1 h, le nombre de neutrons obtenu étant environ 25 % supérieur à celui enregistré lors de la mesure à 50 cm.

Les résultats en imagerie neutronique sont présentés sur les figures 4.19 et 4.20 pour les mesures à une distance de 25 cm et sur la figure 4.17 pour la mesure à une distance de 50 cm. L'analyse des images neutroniques des trois mesures est présentée dans le tableau 4.7.

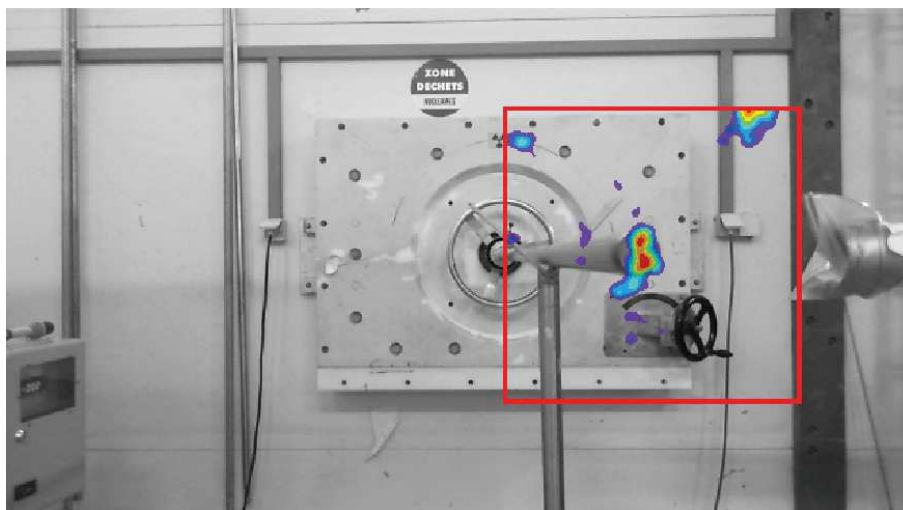


Figure 4.15 : Résultats en imagerie neutronique de la première mesure à 25 cm.

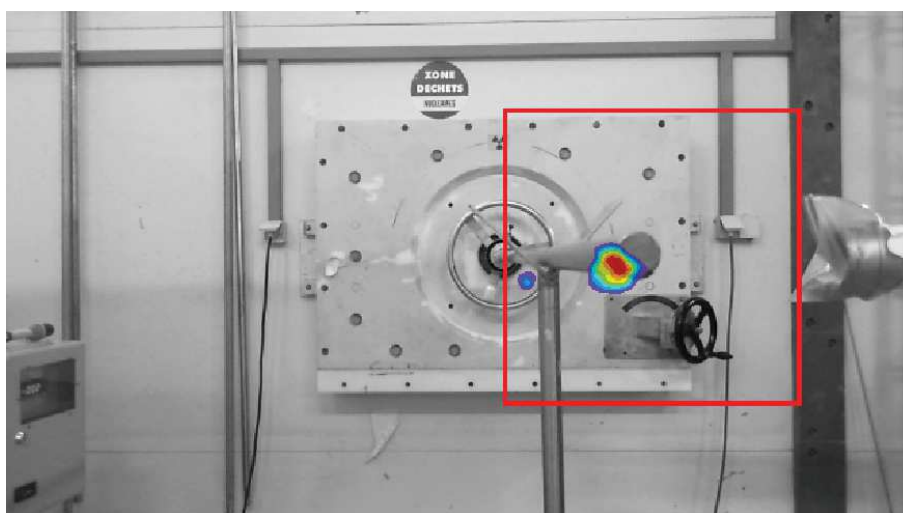


Figure 4.16 : Résultats en imagerie neutronique de la deuxième mesure à 25 cm.

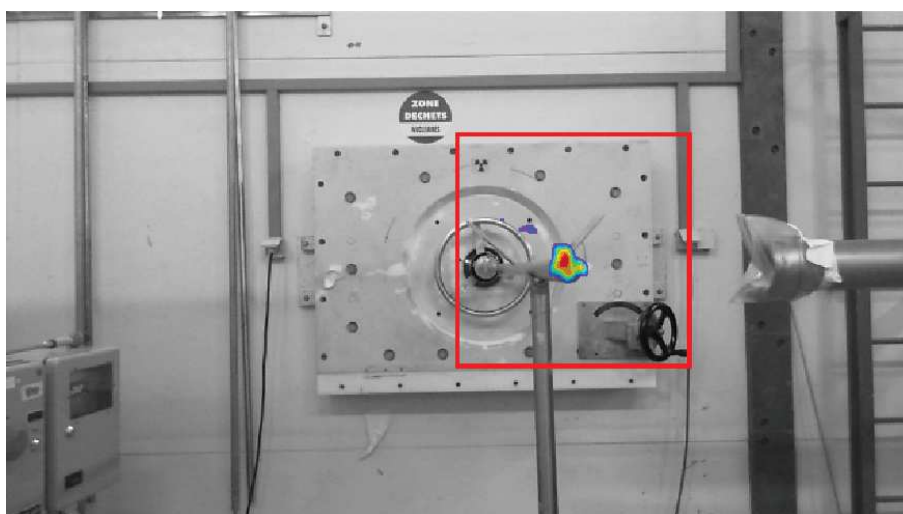


Figure 4.17 : Résultats en imagerie neutronique de la mesure à 50 cm.

Analyse en imagerie neutronique	50 cm	25 cm 2ème mesure	25 cm 1ère mesure
Champ de vue évalué	$30,5 \pm 2,9^\circ$ $30,8 \pm 2,9$ cm	$30,5 \pm 2,9^\circ$ $15,4 \pm 1,4$ cm	
Résolution spatiale mesurée	$3,3 \pm 0,7^\circ$ $3,3 \pm 0,7$ cm	$3,6 \pm 0,7^\circ$ $1,8 \pm 0,7$ cm	-
Erreur de localisation	$0,5^\circ$ 0,5 cm	$0,3^\circ$ 0,1 cm	$0,5^\circ$ 0,3 cm
Rondeur	80,7 %	86,6 %	65,7 %
Point chaud (coups reconstruits)	144	202	106
RSC de la ROI	9,1 %	10,4 %	10,2 %
Nombre d'artéfacts	2	1	1
RSC des artéfacts	5,5 %	6,7 %	9,7 %
Surface relative des artéfacts	12,6 %	12,0 %	117,0 %

Tableau 4.7 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de la distance entre la source et l'imageur.

En comparant la deuxième mesure à 25 cm de distance avec celle à 50 cm, on peut observer une invariance de la résolution spatiale exprimée en angle. En revanche, la résolution spatiale exprimée en distance, étant quant à elle proportionnelle à la profondeur de champ de la source, se retrouve divisée par deux. Par ailleurs, en prenant en compte la différence au niveau des nombres totaux des événements attribués aux neutrons entre les deux mesures, l'augmentation du point chaud et du RSC n'est pas statistiquement significatif ($k=2$).

4.1.4.3. Mesures d'une source étendue en champ proche

Pour cette étude, la source de CmBe était positionnée à 25 cm du prototype. L'émission des photons et des neutrons de la source a été cartographiée selon trois angles par rapport à l'axe central du cylindre de la source $\{0^\circ ; 45^\circ ; 90^\circ\}$. Lorsque la source est vue sous un angle de 0° , seul son diamètre ($\sim 0,5$ cm) est visible. Dans le cas d'un angle de vue à 45° , la source est vue en diagonale et cela correspond à une dimension d'environ 3,5 cm. Lorsque l'angle est de 90° , la source est vue selon sa longueur (~ 5 cm). Pour quantifier l'impact de l'orientation de la source, le grand axe de l'ellipse circonscrite à la ROI a été calculé au lieu de la moyenne des deux axes.

Les résultats en imagerie neutronique d'une source étendue en champ proche sont donnés sur les figures 4.22, 4.23, 4.24, 4.25 et 4.26. Les images neutroniques sous leur forme 2D pour la figure 4.18 et sous leur forme 3D pour la figure 4.19 correspondent : à gauche à la mesure avec un angle de 0° , au centre avec un angle de 45° et à droite avec un angle de 90° . L'analyse des images neutroniques est présentée dans le tableau 4.8 et gamma dans le tableau 4.9.

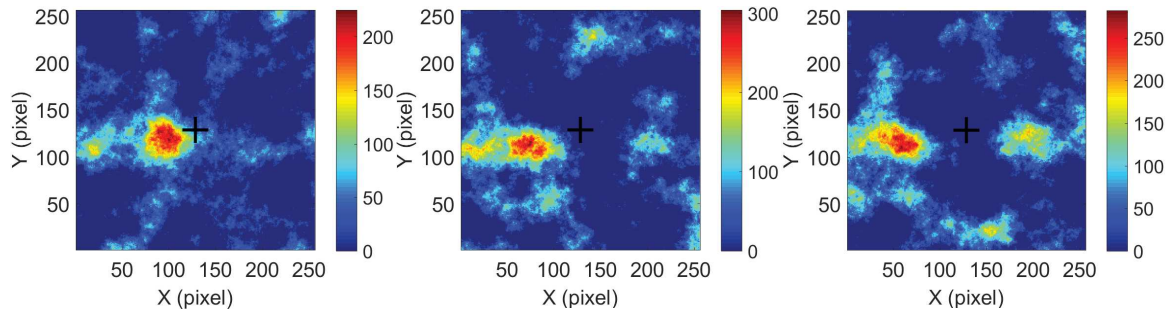


Figure 4.18 : Résultats en imagerie neutronique sous la forme 2D : à gauche, la mesure à 0° ; au centre, à 45° ; à droite, à 90°.

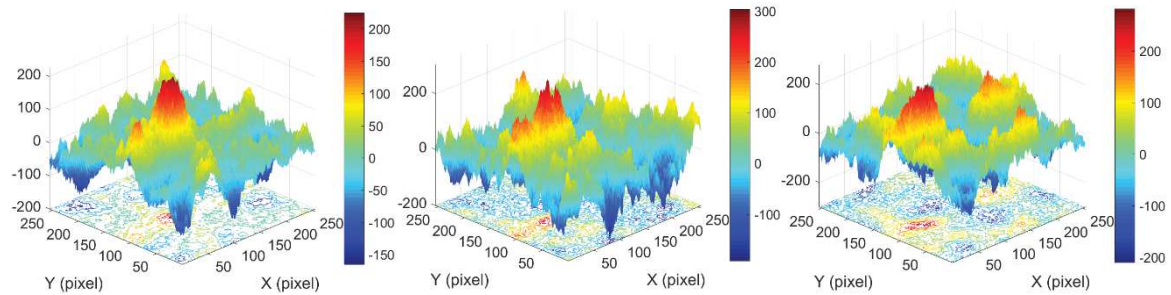


Figure 4.19 : Résultats en imagerie neutronique sous la forme 3D : à gauche, la mesure à 0° ; au centre, à 45° ; à droite, à 90°.

Analyse en imagerie neutronique	0°	45°	90°
Grand axe	3,8° 2,1 cm	8,3° 4,6 cm	6,0° 3,3 cm
Erreur de localisation	0,3° 0,2 cm	0,3° 0,2 cm	1,3° 0,7 cm
Rondeur	86,6 %	52,0 %	63,0 %
Point chaud (coups reconstruits)	202	265	249
RSC de la ROI	10,4 %	6,0 %	6,5 %
Nombre d'artéfacts	1	2	4
RSC des artéfacts	6,7 %	3,5 %	4,5 %
Surface relative des artéfacts	12,0 %	5,0 %	43,8 %

Tableau 4.8 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'angle par rapport à l'axe de la source.

Les impacts les plus notables, lorsque l'angle par rapport à l'axe de la source augmente, sont un étalement de la ROI et une altération de la qualité de l'image. L'étalement s'observe par une augmentation du grand axe et une diminution de la rondeur de la ROI. L'étalement de la ROI vient du fait qu'à cette distance et en étant vue sur sa longueur, la source perd son caractère ponctuel et devient étendue. La capacité de l'imagerie neutronique de bien avoir une relation entre la morphologie de l'image reconstruite et celle réelle, avait déjà pu être observée dans la littérature [7]. Cet étalement de la ROI se traduit par une dégradation de l'image décodée, qui peut s'apprécier par une baisse du RSC de la ROI et une augmentation du nombre et de la surface

relative des artéfacts. Concernant la valeur du point chaud, on peut aussi observer une croissance de sa valeur lorsque l'angle augmente. Nous expliquons cette croissance par un accroissement du flux neutronique dû au positionnement et à la géométrie de la source. Pour la mesure avec un angle de 0° , la distance de 25 cm correspond à celle entre la surface supérieure du masque et l'extrémité du système de positionnement. En ajoutant les épaisseurs (~ 3 cm) de métal de la butée et du bouchon, cela porte la distance entre le centre de la source et le bord du masque à environ 30 cm. Pour la mesure avec un angle de 90° , la distance de 25 cm a été mesurée entre la surface supérieure du masque et le centre de la source. Les flux neutroniques et photoniques de ces deux configurations ont été simulés avec MCNP6. Le flux de neutrons simulé est alors $2,86 \pm 0,07$ fois supérieur pour la position à 90° par rapport à celle à 0° , ce qui est cohérent avec le fait que le taux de comptage neutronique est multiplié par $2,96 \pm 0,56$ entre ces deux positions de source. Pour les photons gamma, cette influence du positionnement et de la géométrie est encore plus marquée puisque qu'il est mesuré un quotient de $12,41 \pm 0,33$ entre les taux de comptage de ces deux mêmes configurations et par simulation de $13,57 \pm 1,02$.

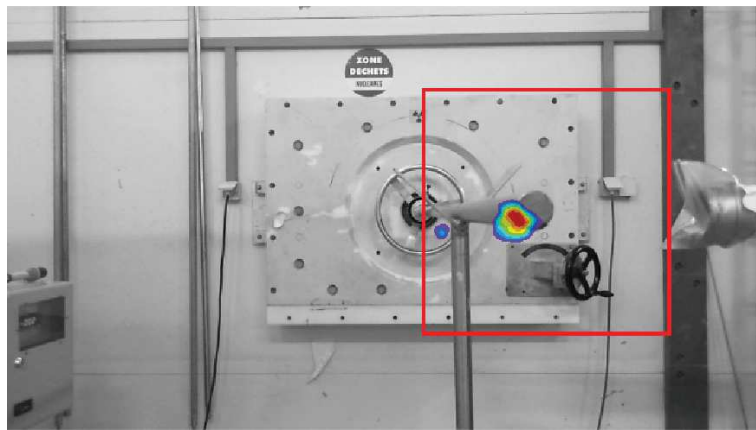


Figure 4.20 : Image neutronique superposée à l'image visible pour la mesure à 0° .

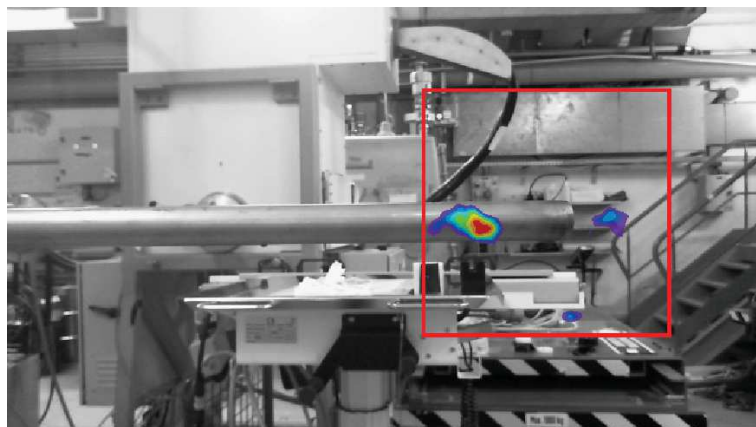


Figure 4.21 : Image neutronique superposée à l'image visible pour la mesure à 90° .

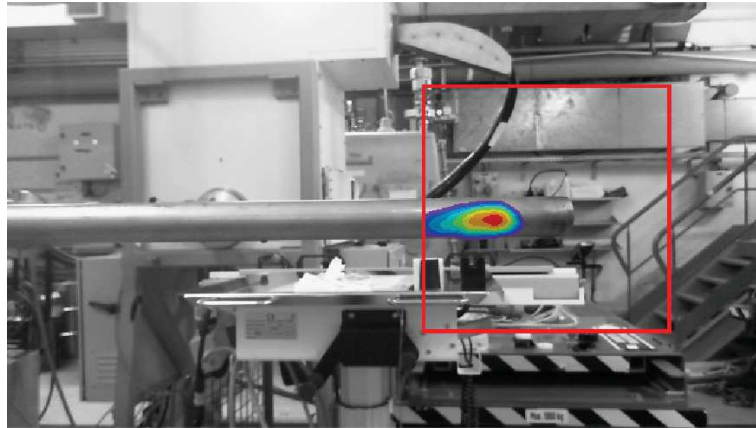


Figure 4.22 : Image gamma superposée à l'image visible pour la mesure à 90°.

Par ailleurs, une évolution progressive de ces impacts, au fur et à mesure que l'angle augmente, est attendue. En imagerie gamma, ce comportement est effectivement présent, ce qui est rappelé par les valeurs données dans le tableau 4.9. En revanche, en imagerie neutronique, dès la mesure avec un angle de 45°, une forte incidence est observée. L'analyse quantitative mise en place n'est pas appropriée pour l'étude de ce comportement ; celle qualitative est, dans ce cas, plus pertinente. Sur l'image 3D au centre de la figure 4.19, la région d'intérêt est beaucoup moins homogène et moins étalée que celle sur l'image 3D à droite. Nous imputons principalement cette différence de comportement, entre l'attendu et l'observé, au faible nombre de neutrons détectés, qui a un fort impact sur l'analyse quantitative.

En comparant la position des points chauds dans les images neutroniques et gamma pour la mesure à 90°, on peut observer sur les figures 25 et 26 une différence de localisation de la source. Cette différence s'explique en étudiant l'origine et les interactions des particules dans la matière. L'émission des neutrons est principalement située au niveau du mélange de curium et de béryllium et peu influencée par l'environnement. À l'inverse, pour la composante gamma, d'énergie déposée moyenne de 75 keV (estimée à partir du spectre en énergie des photons détectés), les photons peuvent être émis, soit directement par la source, soit à l'issue d'une interaction avec les métaux avoisinant la source (étui, bouchons et système de positionnement). Des simulations plus précises de la configuration expérimentale permettraient d'étudier cet aspect. Lorsque la source est vue avec un angle de 0° ou 45°, les deux origines vont se superposer car l'angle n'est pas suffisamment important alors qu'à 90°, cette différence est visible.

Une étude plus approfondie des images met également en évidence deux autres résultats inattendus : une hétérogénéité des valeurs reconstruites dans la ROI, ainsi qu'un plus faible étalement (écart de 36 %) de la ROI que celui prévu par rapport aux dimensions de la source. Les explications concernant ces deux observations ont pu être apportées par les fabricants de la source. L'hétérogénéité s'explique par l'inhomogénéité du remplissage du mélange de curium et de béryllium lors du conditionnement en capsule. La ROI est moins étalée que prévue car la capsule de la source n'est pas remplie à 100 %.

Analyse en imagerie gamma	0°	45°	90°
Grand axe	3,4° 1,9 cm	6,2° 3,5 cm	8,3° 4,6 cm
Rondeur	91,1 %	66,2 %	63,1 %
Point chaud (coups reconstruits)	6 602	47 239	45 532
RSC de la ROI	3,0 %	2,9 %	2,5 %
Nombre d'artéfacts	0	0	0
RSC des artéfacts	-	-	-
Surface relative des artéfacts	-	-	-

Tableau 4.9 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en fonction de l'angle par rapport à l'axe de la source.

4.1.4.4. Étude de l'impact de la présence d'écrans

Initialement, le conditionnement de la source implique la présence de la capsule atténuant déjà le flux de particules. Deux types d'écrans ont été ajoutés, un écran dit neutronique en polyéthylène et un écran dit photonique en plomb. L'écran neutronique est un couvercle de conteneur de source en polyéthylène. La géométrie de cet écran est présentée sur la figure 4.23. Cet écran a été positionné contre la butée, de telle sorte que l'épaisseur de polyéthylène entre la source et l'imageur soit de 1 cm. Cette configuration correspond aux schémas de la figure 4.24. L'écran photonique est un cylindre fermé à l'une de ses deux extrémités. Il a été emboîté sur la butée du système de positionnement de la source, afin que celle-ci soit complètement entourée. Ce placement de l'écran correspond donc à l'ajout d'une épaisseur de 6 mm de plomb entre la source et l'imageur. Les dimensions exactes de cet écran sont visibles sur la figure 4.25 et cette configuration correspond aux schémas de la figure 4.26.

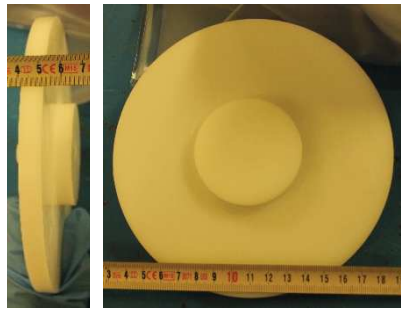


Figure 4.23 : Photographies de l'écran neutronique en polyéthylène.

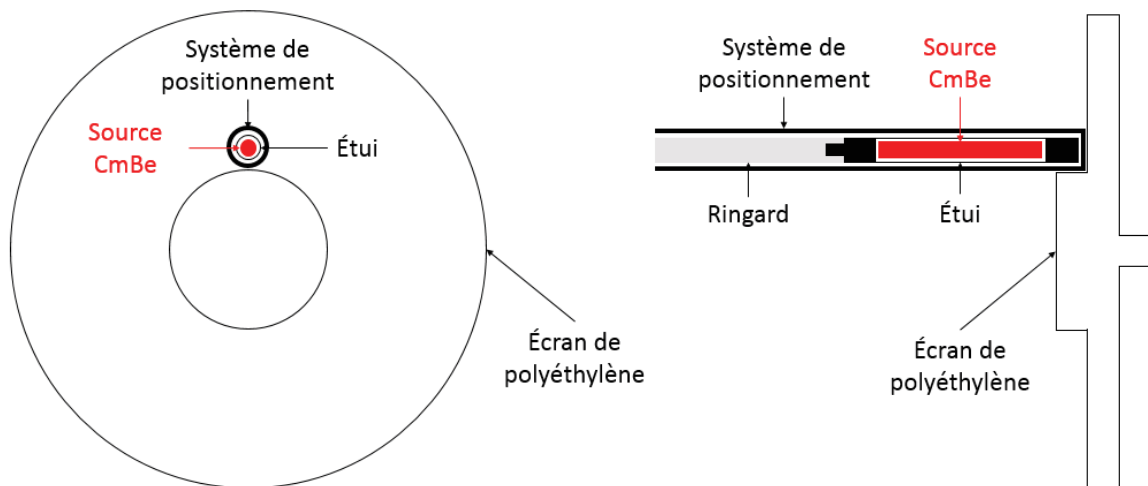


Figure 4.24 : Schéma des configurations expérimentales avec l'écran neutronique : à gauche, coupe frontale ; à droite, coupe sagittale.

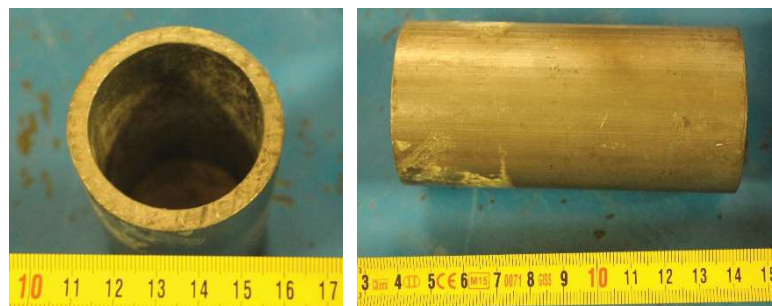


Figure 4.25 : Photographies de l'écran photonique en plomb.

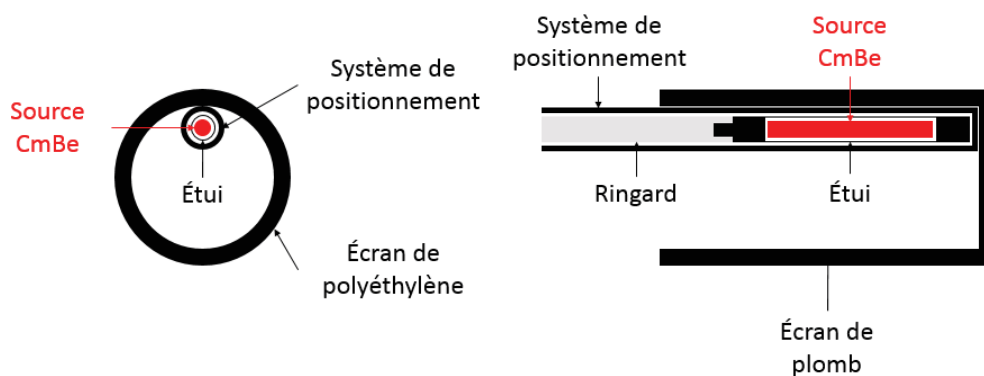


Figure 4.26 : Schéma des configurations expérimentales avec l'écran photonique : à gauche, coupe frontale ; à droite, coupe sagittale.

Les résultats en imagerie neutronique de la figure 4.27 et gamma de la figure 4.28 sont présentés dans le même ordre, à gauche avec l’écran de polyéthylène, au centre en l’absence d’écran et à droite avec l’écran de plomb. L’analyse des images neutroniques est récapitulée dans le tableau 4.10 et dans le tableau 4.11 pour les images gamma.

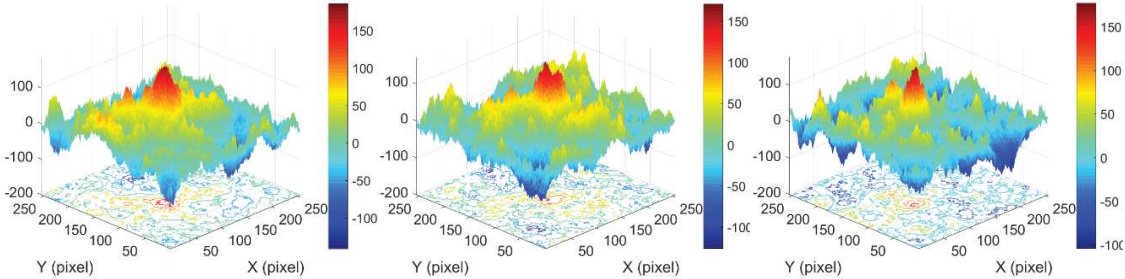


Figure 4.27 : Résultats en imagerie neutronique d’une source de CmBe émettrice de 2×10^7 neutrons.s⁻¹ placée à 50 cm pendant 2 h d’acquisition : à gauche, avec un écran en polyéthylène ; au centre, en l’absence d’écran ; à droite, avec un écran en plomb.

Analyse en imagerie neutronique	Présence d’un écran de polyéthylène	Absence d’écran	Présence d’un écran de plomb
Rondeur	81,0 %	80,7 %	81,2 %
Point chaud (coups reconstruits)	171	144	157
RSC de la ROI	$12,5 \pm 2,0$ %	$9,1 \pm 1,6$ %	$10,8 \pm 1,8$ %
Nombre d’artéfacts	1	2	2
RSC des artéfacts	8,2 %	5,5 %	6,7 %
Surface relative des artéfacts	10,4 %	12,6 %	25,1 %

Tableau 4.10 : Résultats d’analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d’écrans.

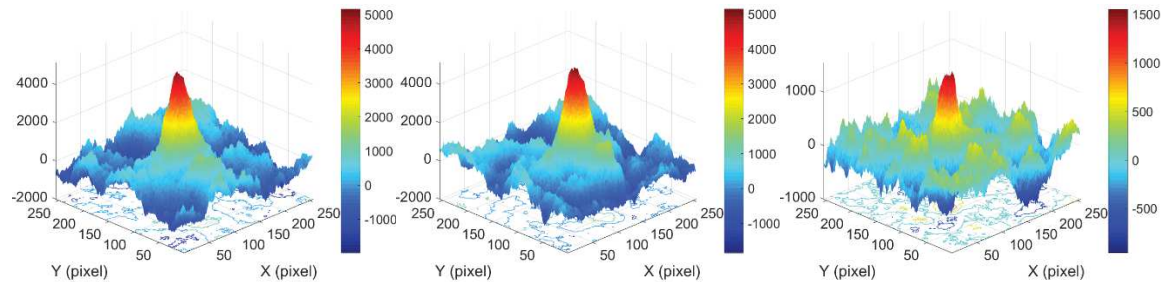


Figure 4.28 : Résultats en imagerie gamma d’une source de CmBe émettrice de 2×10^7 neutrons.s⁻¹ placée à 50 cm pendant 2 h d’acquisition : à gauche, avec un écran en polyéthylène ; au centre, en l’absence d’écran ; à droite, avec un écran en plomb.

Analyse en imagerie gamma	Présence d’un écran de polyéthylène	Absence d’écran	Présence d’un écran de plomb
Rondeur	87,5 %	91,8 %	86,6 %
Point chaud (coups reconstruits)	4872	4962	1381
RSC de la ROI	2,2 %	2,6 %	2,0 %
Nombre d’artéfacts	0	0	0

Tableau 4.11 : Résultats d’analyse des images gamma obtenues en absence et en présence d’écrans.

Comme attendu, au niveau des images neutroniques, la présence de l'écran de plomb n'a pas d'impact statistiquement significatif ($k=2$). Cette absence d'impact s'explique par la faible probabilité d'interactions des neutrons rapides, la fine épaisseur de l'écran de plomb et une incertitude de mesure élevée. L'atténuation du flux par 6 mm de plomb, estimée à partir de la longueur de diffusion de neutrons (de 1 MeV à 12 MeV) issue de la référence [8], n'est que de 6 %. Cette atténuation s'observe au niveau de la diminution de 8,1 % du taux de comptage neutronique mais ne se retrouve pas sur la valeur du point chaud. En outre, cette absence d'impact de l'atténuation sur la valeur du point chaud n'est pas statistiquement significative ($k=2$).

De manière plus inattendue, la présence de l'écran de polyéthylène n'a pas d'impact statistiquement significatif ($k=2$) sur l'image neutronique. L'atténuation du flux de neutrons par 1 cm de polyéthylène devrait, avec la même méthode d'estimation, se trouver aux alentours de 25 %. Pourtant, on observe une baisse du comptage neutronique d'uniquement 11 %, à nuancer par rapport à l'incertitude de ± 9 %, calculée en prenant les incertitudes statistiques et les erreurs de mesure de la distance. Pour avoir un ordre de grandeur de l'impact de la géométrie de la configuration de mesure et du spectre en énergie des neutrons émis par la source, des simulations ont été réalisées avec MNCP6 pour calculer le flux neutronique (de 1 MeV à 20 MeV) à travers le détecteur. La géométrie a été simplifiée par un cylindre de 1 cm d'épaisseur et de 15 cm de diamètre centré sur la source. Cette dernière est simulée comme étant ponctuelle et correspondant au spectre en énergie des neutrons du radioélément $^{241}\text{AmBe}$. Les résultats des simulations permettent d'estimer à environ 5 % l'atténuation du flux de neutrons. Cette nouvelle estimation de l'atténuation est plus cohérente avec celle mesurée. Nous expliquons donc cette absence d'impact de l'écran de polyéthylène sur l'image neutronique par la faible atténuation du flux de neutrons et par le fait que les neutrons diffusés dans l'écran n'ont ensuite plus suffisamment d'énergie pour être détectés.

En outre, comme attendu, la présence d'un écran de polyéthylène n'a pas d'impact statistiquement significatif ($k=2$) ou réellement notable au niveau de l'image gamma car, malgré une baisse d'environ 14 % du taux de comptage, le nombre de photons détectés reste suffisamment important. Par ailleurs, cette baisse est cohérente avec le fait que l'atténuation du flux est de 16 % pour cette énergie (~ 75 keV) de photons (coefficient d'absorption totale massique : $\sim 0,19 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$) et cette épaisseur de polyéthylène (1 cm).

Comme attendu, au niveau des images gamma, la présence de l'écran de plomb diminue de manière statistiquement significative la valeur du point chaud (72 %) et le RSC de la ROI (23 %). La présence d'un écran gamma diminuant le flux de photons, une baisse significative (64 %) du taux de comptage est induite, ce qui se retrouve ensuite sur la valeur du point chaud. De plus, le RSC de la ROI est relatif à l'atténuation du masque et cette dernière est inversement proportionnelle à l'énergie des photons. En d'autres termes, plus l'énergie moyenne des photons augmente, plus le contraste offert par le masque est dégradé et plus le RSC diminue. Or, de manière générale pour ce domaine d'énergie, l'atténuation des photons gamma par l'écran est plus efficace lorsque l'énergie des photons est plus faible. La diminution du RSC de la ROI est donc bien due au fait que l'énergie moyenne des photons est plus importante en présence de l'écran. Cela correspond au phénomène de durcissement du spectre où la partie basse énergie du spectre est filtrée et une augmentation des artéfacts peut être observée [9]. Par ailleurs, l'impact le plus important de la présence de l'écran photonique s'observe au niveau de la modification des variations d'intensité en dehors de la ROI. Celles-ci sont bien plus marquées en présence de

l'écran de plomb. En revanche, en dépit de cette dégradation de la qualité de la reconstruction, cet écran n'est, malgré tout, pas suffisamment épais pour rendre la localisation de la source impossible.

4.1.4.5. Étude de l'influence de la présence d'une source parasite hors champ de vue

Pour simuler la présence d'une source parasite, une mesure spécifique a été réalisée en plaçant la source hors du champ de vue de l'imageur : à 50 cm et à 90° dans le sens horaire par rapport à l'axe central de son champ de vue. Cette configuration expérimentale spécifique est illustrée sur la figure 4.29. Puis la mesure est découpée en deux périodes égales ; deux images brutes sont ensuite générées, chacune correspondant à l'une de ces deux moitiés d'acquisition. Ces images brutes sont ensuite ajoutées aux images brutes (« masque » et « anti-masque ») de la mesure où la distance entre la source et l'imageur était de 50 cm et le masque codé utilisé de rang 7 et de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène. En comparant les nombres totaux de neutrons détectés durant ces deux mesures, on observe que la source parasite simulée induit un taux de comptage neutronique ($3,29 \text{ neutrons.min}^{-1}$) environ 4,4 fois inférieur à celui généré par la source située dans le champ de vue ($14,62 \text{ neutrons.min}^{-1}$).

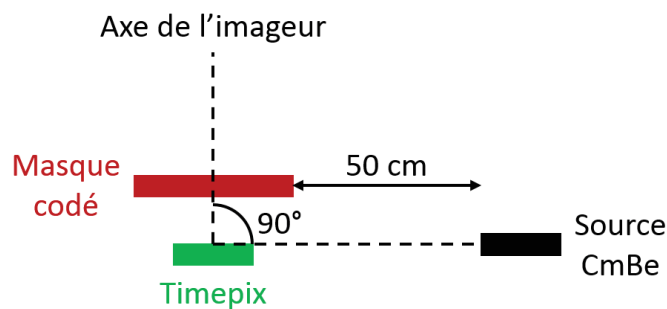


Figure 4.29 : Schéma illustrant la configuration expérimentale simulant la présence d'une source parasite.

Les résultats en imagerie neutronique sont présentés sur la figure 4.30, à gauche en l'absence de la source parasite et à droite avec la source parasite. L'analyse des images décodées est présentée dans le tableau 4.12.

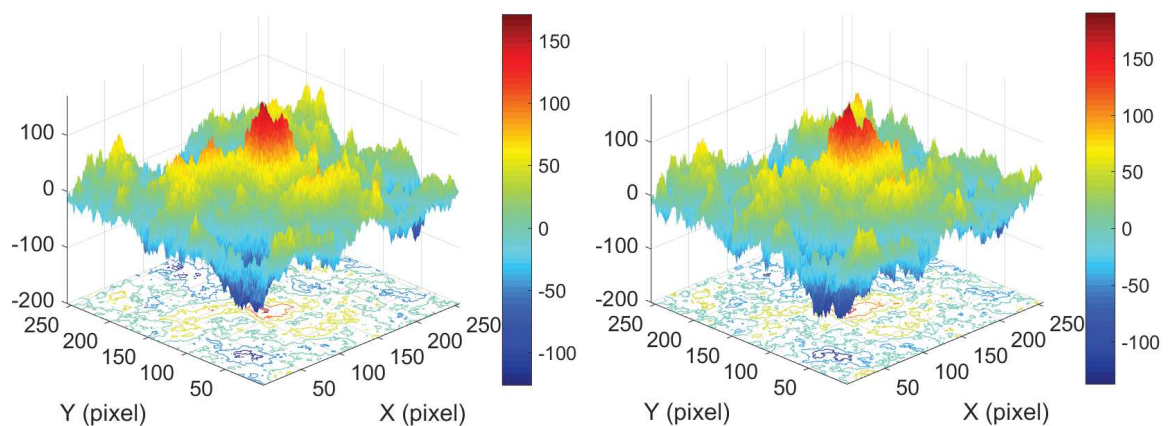


Figure 4.30 : Résultats en imagerie neutronique d'une source de CmBe émettrice de $2 \times 10^7 \text{ neutrons.s}^{-1}$ placée à 50 cm pendant 2 h d'acquisition : à gauche, en l'absence d'une source parasite simulée ; à droite, en présence de la source parasite.

Analyse	Absence de source parasite	Présence d'une source parasite
Erreur de localisation	0,5° 0,3 cm	0,5° 0,3 cm
Rondeur	80,7 %	75,2 %
Point chaud (coups reconstruits)	144	162
RSC de la ROI	9,1 %	8,4 %
Nombre d'artéfacts	2	1
RSC des artéfacts	5,5 %	4,4 %
Surface relative des artéfacts	12,6 %	2,1 %

Tableau 4.12 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'une source parasite.

La présence d'une source parasite n'a pas d'impact statistiquement significatif ($k=2$) ou réellement notable. Cette absence d'impact est attribuée à l'emploi de la méthode « masque/anti-masque » et au faible ratio ($\sim 1/4$) du taux de comptage de la source parasite par rapport à celui de la source dans le champ de vue. Cela conforte l'utilisation de cette méthode pour s'affranchir du bruit de fond induit par la présence d'une source parasite hors du champ de vue de l'imageur. Des essais complémentaires, visant à faire varier l'intensité de la source parasite par rapport à celle positionnée dans le champ de vue, restent à effectuer pour identifier une limite au niveau des taux de comptage.

4.1.5. Bilan de la campagne de mesures sur l'installation Atalante

Cette campagne de mesures, durant laquelle une dizaine de configurations d'imagerie neutronique a pu être testée avec une source de CmBe émettrice de $2,0 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹, avait deux objectifs principaux.

Le premier objectif était de mesurer et de comparer aux simulations les performances de l'imageur neutronique en fonction de certaines caractéristiques du masque, à savoir principalement le rang et l'épaisseur. Au vu des résultats obtenus, dans le cas d'une mesure où le champ de vue n'est pas un paramètre important, le masque de rang 7 de 5 cm d'épaisseur apparaît comme celui apportant le meilleur compromis entre une résolution spatiale satisfaisante d'environ 3° et un nombre d'artéfacts relativement faible. Cependant, malgré sa résolution spatiale grossière autour de la dizaine de degrés, le rang 3 de 2,5 cm d'épaisseur reste très performant puisqu'il permet d'avoir un champ de vue convenable (~40° de diagonale), tout en conservant une reconstruction sans la présence d'artéfacts.

Le deuxième objectif était d'étudier le fonctionnement du prototype d'imageur neutronique dans différentes configurations de mesure. À travers ces essais, nous avons montré que l'imageur est capable de différencier des sources ponctuelles et des sources étendues. L'étude sur l'impact des écrans de plomb et de polyéthylène n'est pas suffisante en l'état pour apporter des conclusions définitives sur ce sujet. La présence d'une source parasite ne semble pas avoir d'impact significatif mais des études plus poussées seront nécessaires, afin de confirmer ce premier résultat.

En conclusion, ces mesures ont permis de réaliser une première caractérisation des performances du prototype d'imageur neutronique et de mieux comprendre son comportement dans des situations proches de conditions opérationnelles. Le retour d'expérience du CEA sur cette problématique permet d'avoir des exemples [3, 10–12], déjà rencontrés, de configuration de mesure opérationnelle.

4.2. Mesures d'imagerie neutronique et gamma sur l'installation Danaïdes du centre CEA de Cadarache

Dans la continuité de ces essais, une deuxième campagne de mesures a été menée du 15 au 17 octobre 2018 avec le prototype d'imageur dans la casemate d'irradiation Danaïdes, en partenariat avec le Laboratoire de Mesures Nucléaires (LMN) sur le centre CEA de Cadarache. Ces mesures ont permis de continuer à tester, avec un générateur de neutrons, les performances du prototype intégrant plusieurs masques codés et dans différentes configurations. Dans un premier temps, le dispositif expérimental est décrit, puis le protocole adopté est expliqué. Les résultats obtenus sont finalement présentés et discutés.

4.2.1. Dispositif expérimental

4.2.1.1. Casemate d'irradiation Danaïdes

La totalité des opérations s'est déroulée au niveau de la casemate d'irradiation Danaïdes sur le centre CEA de Cadarache dont trois photographies sont présentées sur la figure 4.31. L'ordinateur pour l'acquisition des données est relié au prototype par un câble USB de 15 m pour pouvoir être placé à l'extérieur de la casemate. Le prototype est quant à lui installé dans la casemate face au générateur de neutrons D-T de type GENIE 16.

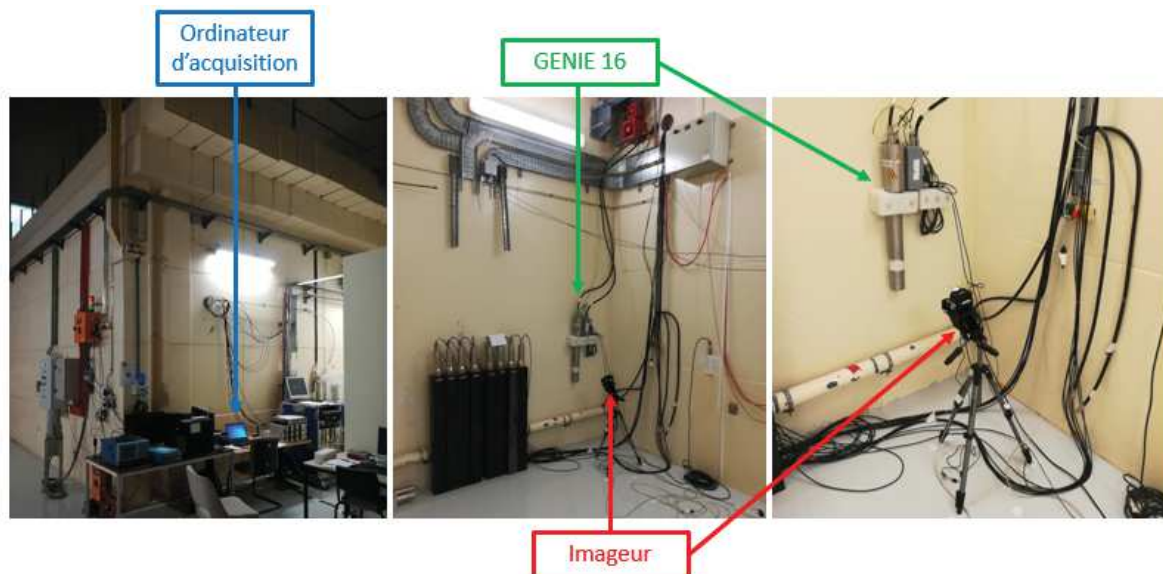


Figure 4.31 : Photographie de la casemate d'irradiation Danaïdes : à gauche, vue de l'extérieur ; au centre et à droite, vue de l'intérieur, avec le prototype au niveau de la position 4 identifiée sur la figure 4.32.

Sur le schéma de la figure 4.32, l'emplacement du GENIE 16 et les différentes positions de l'imageur sont identifiés.

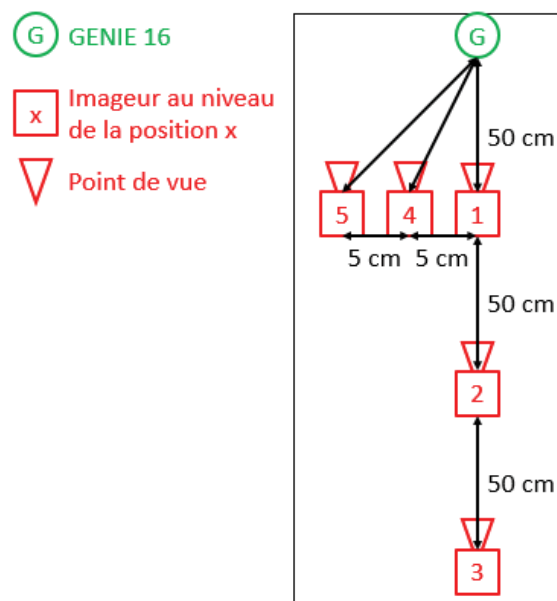


Figure 4.32 : Schéma de la configuration dans la casemate Danaïdes avec l'identification des différents positionnements de l'imageur.

Une mesure d'une heure a été réalisée pour connaître le nombre et la répartition des particules constituant le bruit de fond ambiant dans la casemate d'irradiation Danaïdes. Le prototype était placé à environ un mètre de l'emplacement du GENIE 16, au niveau de la position 2, et orienté vers celui-ci.

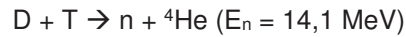
Le tableau 4.13 présente la répartition, le nombre et le taux de comptage en fonction du type de particules durant cette mesure de bruit de fond ambiant. Le bruit de fond ambiant global est de $68,12 \pm 2,12$ coups par minute. Pour rappel, dans notre étude, les particules d'intérêt sont les électrons induits par les photons de relativement basse énergie (particules chargées légères d'environ 10 à 100 keV) et les protons de recul induits par les neutrons rapides (particules lourdes chargées aux alentours du MeV). Le bruit de fond est de $58,74 \pm 1,97$ photons par minute et de $0,02 \pm 0,03$ neutrons par minute.

Type de particules	Nombre de particules	Proportion (%)	Comptage (coups.min ⁻¹)
Particules chargées légères (~10 keV)	2 025	49,25	$33,55 \pm 1,49$
Particules chargées légères (~100 keV)	1 521	36,99	$25,20 \pm 1,29$
Particules chargées légères (>200 keV)	238	5,79	$3,94 \pm 0,51$
Particules au minimum d'ionisation	195	4,74	$3,23 \pm 0,46$
Particules chargées lourdes (~MeV)	1	0,02	$0,02 \pm 0,03$
Non identifiées	132	3,21	$2,19 \pm 0,38$
Total	4 112	100	$68,12 \pm 2,12$

Tableau 4.13 : Répartition et taux de comptage des particules pour la mesure de bruit de fond ambiant dans la casemate d'irradiation Danaïdes.

4.2.1.2. Générateur de neutrons D-T de type GENIE 16

Le système GENIE 16, commercialisé par SODERN, est un tube scellé générateur de neutrons contenant un accélérateur linéaire compact pouvant produire des neutrons suivant la réaction suivante :



Les deutons sont accélérés sur une cible contenant du tritium. Les neutrons alors produits sont émis de manière quasi isotrope. L'accélérateur est scellé dans une enceinte sous vide prenant la forme d'un tube. La figure 4.33 présente une photographie de ce tube.



Figure 4.33 : Photographie du tube scellé générateur de neutrons de type GENIE 16.

Le GENIE 16 est fourni avec une alimentation à très haute tension, une unité de commande et un logiciel adapté. Le débit d'émission neutronique est déterminé par les paramètres de fonctionnement définis pour le générateur de neutrons. Par ailleurs, ce débit est proportionnel au produit du courant et du cube de la tension d'alimentation de l'accélérateur. En ajustant le courant et la tension suivant cette relation, il est possible d'obtenir des débits d'émission neutronique allant de $2,2 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ à $2,1 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹. Selon le retour d'expérience du LMN, les erreurs d'évaluation sur le débit d'émission neutronique du générateur sont estimées à $\pm 10 \%$ de la valeur de celui-ci. Le paramétrage du GENIE 16 pendant cette campagne de mesures a été réalisé par le personnel du LMN.

Pour des raisons de confidentialité, la géométrie détaillée du générateur n'est pas précisée. Par ailleurs, le spectre d'émission photonique induit directement par le générateur et indirectement par les neutrons générés n'est pas précisément connu.

4.2.2. Protocole expérimental

Le calcul d'estimation de la durée des acquisitions n'est pas réalisé pour cette campagne d'essais car les taux d'émission de neutrons mis en jeu sont tellement importants que le nombre minimum de neutrons à détecter, et donc la durée d'acquisition, n'a pas été considéré comme un critère à évaluer. Seul le plan d'expériences suivi est donc présenté dans ce paragraphe.

Dans l'optique de continuer à tester les performances du prototype et d'évaluer d'autres paramètres pouvant influencer sur la qualité des mesures d'imagerie neutronique et gamma, différentes configurations de mesure ont été mises en œuvre. Les paramètres étudiés sont les suivants :

- Étude 1 : distance entre l'imageur et le GENIE 16 ;
- Étude 2 : intensité du débit d'émission neutronique du GENIE 16 ;
- Étude 3 : caractéristiques du masque codé ;
- Étude 4 : excentrage du GENIE 16 ;
- Étude 5 : présence d'un écran photonique ou neutronique ;
- Étude 6 : présence d'une source parasite ;
- Étude 7 : présence d'une deuxième source dans le champ de vue.

Chaque configuration implique une mesure en mode « masque » et une mesure en mode « anti-masque ». Une description détaillée des configurations expérimentales est donnée au niveau de chaque résultat expérimental pour faciliter les discussions. Les paramètres de mesure relatifs aux configurations constituant l'ensemble des études sont récapitulés dans le tableau 4.14.

N°	Étude	Masque			Distance (cm)	Position	Émission du GENIE 16 (neutrons.s ⁻¹)	Blindage	Source AmBe
		Rang	Épaisseur (cm)	Matériau					
1	1	3	5	Polyéthylène	50	1	$3,3 \times 10^7$	Absence	Absence
2	1	3	5	Polyéthylène	100	2	$3,3 \times 10^7$	Absence	Absence
3	1	3	5	Polyéthylène	150	3	$3,3 \times 10^7$	Absence	Absence
4	2	3	5	Polyéthylène	50	1	$1,0 \times 10^8$	Absence	Absence
5	2 et 3	3	5	Polyéthylène	50	1	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
6	3 et 4	7	2,9	Tungstène	50	1	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
7	3	11	1,2	Tungstène	50	1	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
8	3	3	4,5	Photopolymère	50	1	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
9	4	7	2,9	Tungstène	50	4	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
10	4	7	2,9	Tungstène	50	5	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
11	5 et 6	7	2,9	Tungstène	100	2	$2,0 \times 10^8$	Absence	Absence
12	5	7	2,9	Tungstène	100	2	$2,0 \times 10^8$	11 cm de polyéthylène	Absence
13	5	7	2,9	Tungstène	100	2	$2,0 \times 10^8$	5 cm de plomb	Absence
14	6	7	2,9	Tungstène	100	2	$1,0 \times 10^8$	Absence	Hors du champ de vue
15	7	7	2,9	Tungstène	100	2	$2,8 \times 10^7$	Absence	Dans le champ de vue

Tableau 4.14 : Récapitulatif des paramètres de mesure des différentes configurations expérimentales de la campagne d'essais réalisée dans la casemate Danaïdes.

4.2.3. Résultats expérimentaux

La méthodologie d'analyse quantitative des images obtenues est identique à celle mise en place pour la campagne de mesures réalisée sur l'installation Atalante présentée dans le § 4.1.3. En outre, un désaccord, non négligeable (1~2 cm) et quasi systématique, de la localisation des points chauds neutronique et photonique a pu être mis en évidence entre les mesures avec la source de CmBe et le générateur de neutrons. Le point chaud dans l'image gamma se situe quelques centimètres en dessous du point chaud dans l'image neutronique. Nous expliquons cet écart par une différence de la zone d'émission entre les deux types de particules. L'émission neutronique se situe au niveau de la zone de fusion du deutérium et du tritium, *i.e.* au croisement du flux de deutons et de la cible tritiée. En ce qui concerne la composante « gamma », ou plus précisément photonique, nous faisons l'hypothèse qu'elle trouverait son origine dans l'irradiation du support de la cible, principalement composé de cuivre et d'aluminium et se situant juste en dessous.

Premièrement, le flux de deutons accélérés pourrait provoquer une ionisation du support, elle-même génératrice de photons de fluorescence X. Deuxièmement, suite à la fusion D-T, les particules alpha pourraient également ioniser le support. Les neutrons générés se situent principalement dans deux domaines d'énergie : une composante rapide de 14,1 MeV et une composante thermique non négligeable (environ 6%). Les neutrons rapides de 14,1 MeV peuvent d'abord diffuser de manière inélastique en émettant des photons gamma. Ils peuvent aussi interagir avec les noyaux du support de cible, produisant alors des photons gamma et des particules chargées lourdes (protons, alpha, ...) pouvant ioniser le support. Les neutrons thermiques quant à eux, peuvent être capturés par les noyaux du support, ce qui peut générer des photons gamma et des particules chargées lourdes (produits de fission, protons, alpha, ...), qui ioniseraient le support.

L'apparition de ces phénomènes, de manière prépondérante dans le support de cible, permettrait d'expliquer la localisation de la source de photons identifiée durant les mesures. Une étude plus approfondie serait à mettre en place pour confirmer l'origine du phénomène. Par ailleurs, à cause de la divergence de comportement entre les neutrons et les photons, la vérification de la bonne localisation de la source à partir de l'image gamma n'a plus de sens et n'est donc pas réalisée.

4.2.3.1. Étude de l'impact de la distance entre l'imageur et le GENIE 16

Le prototype a été placé à trois distances du GENIE 16 {50 cm ; 100 cm ; 150 cm}. Il a été positionné de telle sorte que le GENIE 16 soit le plus possible au centre du champ de vue. Le masque était de rang 3 et constitué de 5 cm de polyéthylène. Le GENIE 16 était configuré pour émettre $3,3 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹. Le temps réel d'acquisition est d'environ 30 min pour les trois mesures.

Les résultats en imagerie neutronique de cette étude sont présentés sur la figure 4.34 dans l'ordre croissant de distance. L'analyse des images décodées est donnée dans le tableau 4.15.

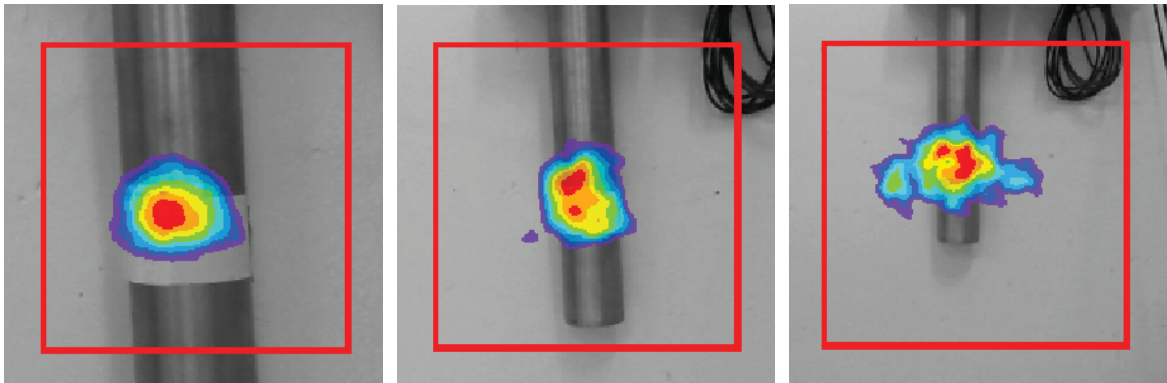


Figure 4.34 : Image neutronique d'un générateur D-T émettant $3,3 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ pendant 30 min d'acquisition superposée à l'image visible : à gauche, placé à une distance de 50 cm ; au centre, 100 cm ; à droite, 150 cm.

Analyse en imagerie neutronique	50 cm	100 cm	150 cm
Champ de vue évalué	$28,5 \pm 1,4^\circ$	$28,5 \pm 1,4^\circ$	$28,5 \pm 1,4^\circ$
	$28,7 \pm 1,4$ cm	$45,1 \pm 2,6$ cm	$79,5 \pm 3,8$ cm
Résolution spatiale évaluée	$5,9 \pm 0,6^\circ$		
Résolution spatiale mesurée	65 pixels	56 pixels	68 pixels
	$7,8 \pm 0,7^\circ$	$6,7 \pm 0,6^\circ$	$8,2 \pm 0,9^\circ$
	$7,7 \pm 0,7$ cm	$12,7 \pm 1,3$ cm	$22,8 \pm 2,1$ cm
Rondeur	85,2 %	88,1 %	66,9 %
Point chaud (coups reconstruits)	961	258	137
RSC de la ROI	9,5 %	8,2 %	8,6 %
Nombre d'artéfacts	0	1	0
RSC des artéfacts	-	4,4 %	-
Surface relative des artéfacts	-	1,8 %	-

Tableau 4.15 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de la distance entre le GENIE 16 et l'imageur.

Sur les trois acquisitions présentées, on peut localiser la source émettrice au centre de l'image. En revanche, on remarque que les contours de cette localisation sont moins précis au fur et à mesure que le prototype est éloigné de la source. De la même manière, on observe une baisse du RSC de la ROI. L'explication avancée est que l'augmentation de la distance d'acquisition ne permet pas de détecter un nombre suffisant de neutrons, l'incertitude statistique alors élevée rend la localisation moins précise.

L'évolution de la valeur reconstruite du point chaud et du taux de comptage neutronique en fonction de la distance a été plus spécifiquement étudiée. En faisant abstraction de la diffusion des neutrons dans le béton des murs de la casemate, le débit d'émission neutronique est inversement proportionnel au carré de la distance à la source. Nous nous attendons donc à ce que le taux de comptage neutronique ainsi que la valeur du point chaud suivent également une loi en carré inverse de la distance. La durée d'acquisition utilisée pour calculer ce taux de comptage neutronique prend en compte uniquement le temps actif de mesure, cela signifie donc que le temps durant lequel le détecteur est paralysé n'est pas pris en compte. La figure 4.35 présente

l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de l'inverse du carré de la distance. Dans le domaine des distances étudiées, la valeur du point chaud et le taux de comptage neutronique suivent bien une loi en carré inverse puisque le coefficient de corrélation d'un ajustement linéaire est supérieur à 0,999. Un élargissement et une discrétisation plus fine du domaine des distances permettrait de conforter cette conclusion.

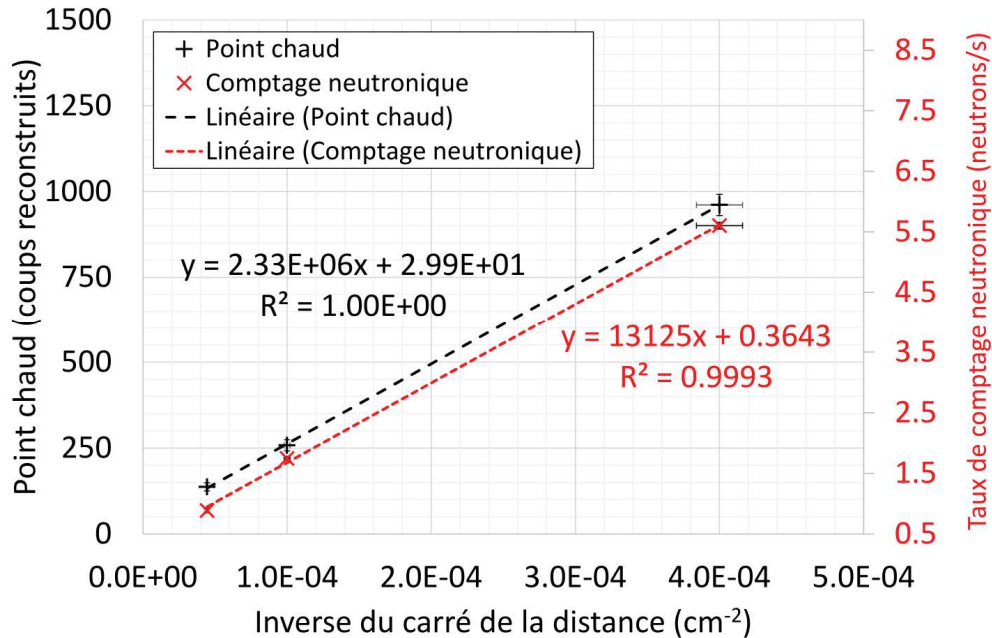


Figure 4.35 : Évolution de la valeur du point chaud et du taux de comptage neutronique en fonction de l'inverse du carré de la distance.

4.2.3.2. Étude de l'impact de l'intensité du débit d'émission neutronique du GENIE 16

Le GENIE 16 a été configuré pour émettre à trois valeurs de débit d'émission neutronique $\{3,3 \times 10^7 \text{ neutrons.s}^{-1} ; 1,0 \times 10^8 \text{ neutrons.s}^{-1} ; 2,0 \times 10^8 \text{ neutrons.s}^{-1}\}$. L'imageur était positionné de telle sorte que le GENIE 16 soit le plus possible au centre du champ de vue et à une distance de 50 cm. Le masque était de rang 3 et constitué de 5 cm de polyéthylène. Le temps réel d'acquisition est d'environ 15 min pour le débit d'émission de $3,3 \times 10^7 \text{ neutrons.s}^{-1}$ et d'environ 20 min pour les deux autres. Le temps réel d'acquisition est composé d'un temps actif durant lequel les événements sont enregistrés et d'un temps mort pendant lequel ils sont perdus. Or, le temps actif d'acquisition est, pour les trois mesures, égal à 15 min. La différence est due à l'augmentation du flux de particules qui a induit la nécessité de diminuer le pas de temps d'enregistrement et donc un allongement du temps de transfert des données. Ces deux conséquences impliquent une augmentation du temps durant lequel le détecteur est paralysé et donc du temps réel d'acquisition.

Les résultats en imagerie neutronique de cette étude sont présentés sur la figure 4.36 dans l'ordre croissant de débit d'émission neutronique. L'analyse des images décodées est donnée dans le tableau 4.16.

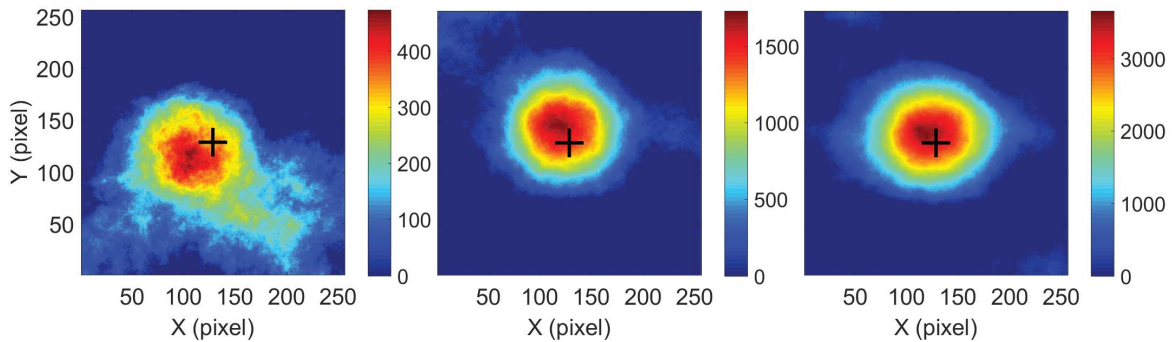


Figure 4.36 : Résultats en imagerie neutronique d'un générateur de neutrons placé à 50 cm pendant 15 min de temps actif de mesure : à gauche, avec une émission de $3,3 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ ; au centre, $1,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ ; à droite, $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹.

Analyse en imagerie neutronique	$3,3 \times 10^7$ neutrons.s ⁻¹	$1,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹	$2,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹
Résolution spatiale évaluée	$5,9 \pm 0,6^\circ$		
Résolution spatiale mesurée	68 pixels $8,1 \pm 0,9^\circ$ $8,1 \pm 0,7$ cm	56 pixels $6,7 \pm 0,6^\circ$ $6,7 \pm 0,7$ cm	59 pixels $7,0 \pm 0,9^\circ$ $7,0 \pm 0,7$ cm
Rondeur	72,5 %	93,9 %	89,8 %
Point chaud (coups reconstruits)	450	1 678	3 569
RSC de la ROI	8,6 %	10,5 %	10,0 %
Nombre d'artéfacts	0	0	0

Tableau 4.16 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction du débit d'émission neutronique du GENIE 16.

Pour le débit d'émission neutronique de $3,3 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹, on observe une moins bonne rondeur et un moins bon RSC, ce qui peut être expliqué par l'instabilité de la reconstruction liée à une plus faible statistique de comptage. En revanche pour cette durée d'acquisition, la reconstruction est très bonne pour les deux autres valeurs de débit d'émission neutronique, avec des rondeurs et RSC comparables.

L'évolution de la valeur du point chaud et du taux de comptage neutronique en fonction du débit d'émission neutronique a été plus spécifiquement étudiée. Nous avons déjà pu observer dans le § 3.3.2 que le taux de comptage neutronique était stable au cours d'une acquisition. Nous nous attendons donc à ce que le point chaud et le taux de comptage neutronique soient proportionnels au débit d'émission neutronique. La durée d'acquisition utilisée pour calculer ce taux de comptage neutronique est le temps actif de mesure. La figure 4.37 présente l'évolution de ces deux grandeurs en fonction du débit d'émission neutronique. Dans le domaine des débits d'émissions neutroniques étudiées, la valeur du point chaud et le taux de comptage neutronique sont bien proportionnels au débit d'émission neutronique puisque le coefficient de corrélation d'un ajustement linéaire est supérieur à 0,999. Un élargissement et une discrétisation plus fine du domaine des débits d'émissions neutroniques permettrait de conforter cette conclusion.

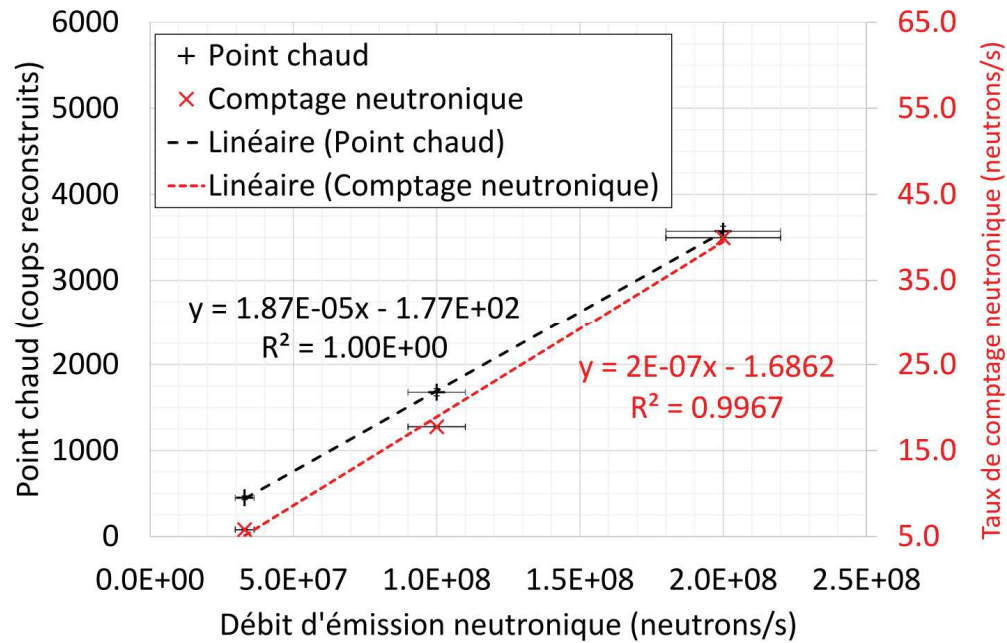


Figure 4.37 : Évolution de la valeur du point chaud et du taux de comptage neutronique en fonction du débit d'émission neutronique.

4.2.3.3. Étude de l'influence des caractéristiques du masque codé

Quatre masques ont été testés pour être comparés aux résultats de simulation et aux données expérimentales précédemment obtenues lors de la campagne de mesure sur l'installation Atalante. Les caractéristiques sont synthétisées dans le tableau 4.17. L'imageur était positionné de telle sorte que le GENIE 16 soit le plus possible au centre du champ de vue et à une distance de 50 cm. Ce dernier a été configuré pour émettre $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹. Le temps réel d'acquisition est d'environ 20 min.

Caractéristiques	Masque #1	Masque #2	Masque #3	Masque #4
Matériau	Polyéthylène	Photopolymère	Tungstène	Tungstène
Rang	3	3	7	11
Épaisseur	5 cm	4,5 cm	2,9 cm	1,2 cm

Tableau 4.17 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction des caractéristiques du masque.

Les résultats en imagerie neutronique de cette étude sont présentés sur la figure 4.38. L'analyse des images décodées est donnée dans le tableau 4.18.

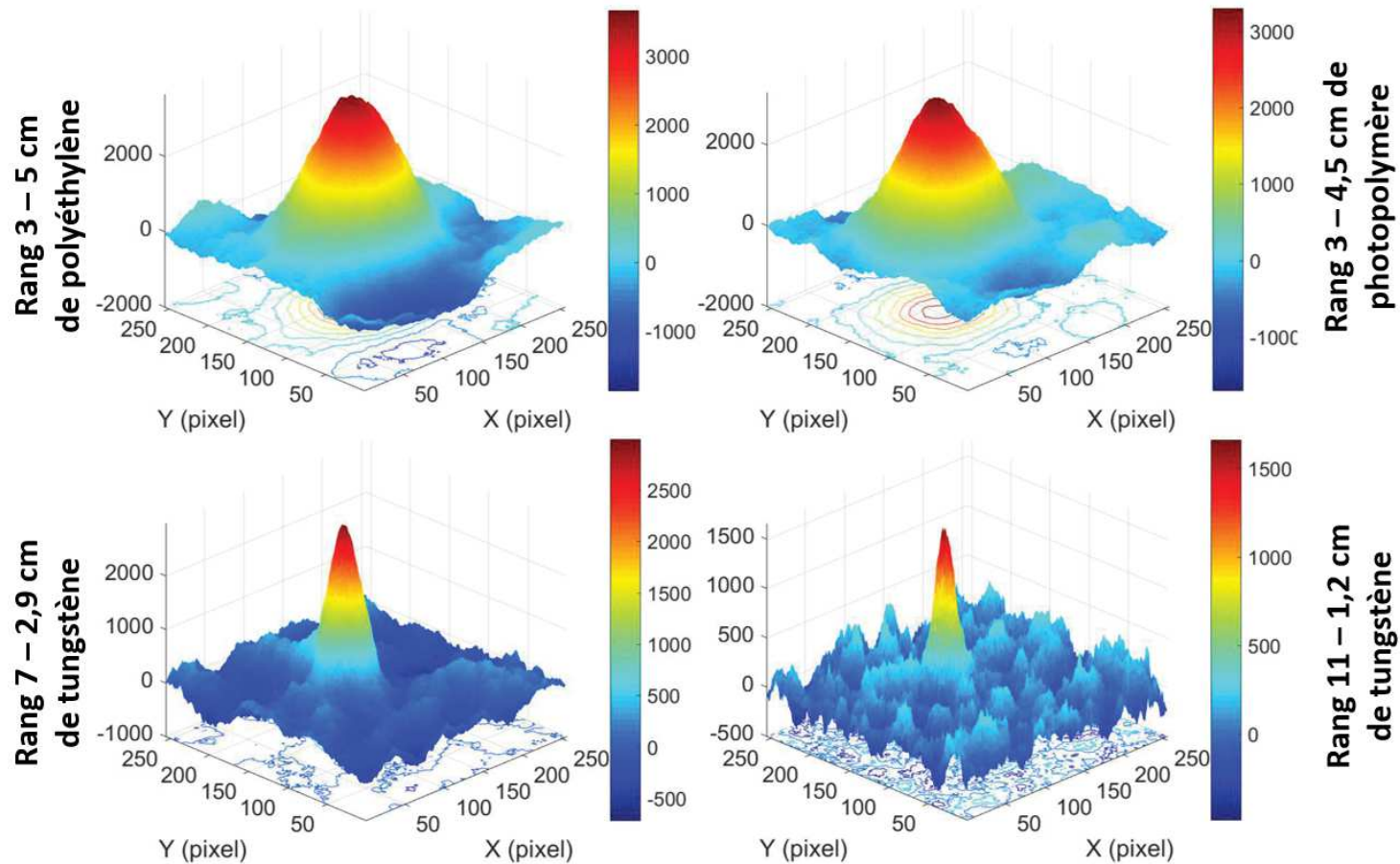


Figure 4.38 : Résultats en imagerie neutronique d'un générateur de 2×10^8 neutrons.s⁻¹ placé à 50 cm pendant 15 min d'acquisition : en haut à gauche, masque de rang 3 de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène ; en haut à droite, rang 3 de 4,5 cm d'épaisseur de photopolymère ; en bas à gauche, rang 7 de 2,9 cm d'épaisseur de tungstène ; en bas à droite, rang 11 de 1,2 cm d'épaisseur.

Analyse en imagerie neutronique	Polyéthylène Rang 3 5 cm	Photopolymère Rang 3 4,5 cm	Tungstène Rang 7 2,9 cm	Tungstène Rang 11 1,2 cm
Champ de vue évalué	28,5 ± 1,4° 28,7 ± 1,4 cm	30,1 ± 1,5° 30,1 ± 1,5 cm	38,1 ± 1,9° 37,4 ± 1,8 cm	52,4 ± 2,6° 37,4 ± 2,5 cm
Résolution spatiale évaluée	5,9 ± 0,6°	6,2 ± 0,6°	3,2 ± 0,9°	2,8 ± 0,8°
Résolution spatiale mesurée	59 pixels 7,0 ± 0,9° 7,0 ± 0,7 cm	62 pixels 7,5 ± 1,0° 7,4 ± 0,7 cm	33 pixels 4,1 ± 1,0° 3,9 ± 0,9 cm	27 pixels 3,4 ± 0,8° 3,2 ± 0,8 cm
Rondeur	89,8 %	90,7 %	93,0 %	91,4 %
Point chaud (coups reconstruits)	3 569	3 242	2 842	1 495
RSC évalué	12,9 %	12,7 %	22,2 %	8,2 %
RSC de la ROI	10,0 %	10,0 %	13,8 %	6,1 %
Nombre d'artéfacts	0	0	0	0

Tableau 4.18 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction des caractéristiques du masque.

Pour l'ensemble des masques, le nombre de neutrons détectés a été suffisamment important pour permettre de localiser le générateur de neutrons sans la présence d'artéfacts dans l'image superposée. Pour les deux masques de rang 3, la différence de matériau et d'épaisseur génère peu de différence (inférieure aux erreurs de mesure). Le gain du tungstène par rapport au polyéthylène est très visible sur le masque de rang 7 où malgré une épaisseur plus faible et un rang plus important le RSC est meilleur. Le masque de rang 11 de 1,2 cm d'épaisseur est celui qui a permis d'avoir l'image avec le plus grand champ de vue (52,4°) et la meilleure résolution spatiale (3,4°) malgré un RSC plus faible (6,1 %). Par ailleurs, tel que déjà observé avec les simulations et lors des mesures sur l'installation Atalante, lorsque le rang augmente, la résolution spatiale s'améliore. On retrouve également une dégradation, par rapport aux résultats de simulations, de la résolution spatiale ainsi que du RSC. Mais cette dégradation, d'environ 22 % pour la résolution et 27 % pour le RSC, est moindre qu'avec la source de CmBe (respectivement 30 % et 50 %). Nous expliquons cette différence par rapport aux mesures réalisées sur Atalante par le fait que le nombre de neutrons détectés est plus important et rend la reconstruction moins dépendante de la statistique.

4.2.3.4. Étude de l'impact de l'excentrage du GENIE 16

L'imageur a été positionné selon trois angles de vue au niveau des positions 1, 4 et 5. La position de référence correspond à la mesure réalisée au niveau de la position 1. Un décalage de 5 cm à la perpendiculaire de l'axe central de l'imageur a été mesuré pour la position 4 et de 10 cm pour la position 5. Le GENIE 16 a été configuré pour émettre $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ placé à 50 cm. Le temps réel d'acquisition est d'environ 40 min pour les trois mesures.

Les résultats en imagerie neutronique de cette étude sont présentés sur la figure 4.39 et l'analyse quantitative des images décodées est donnée dans le tableau 4.19.

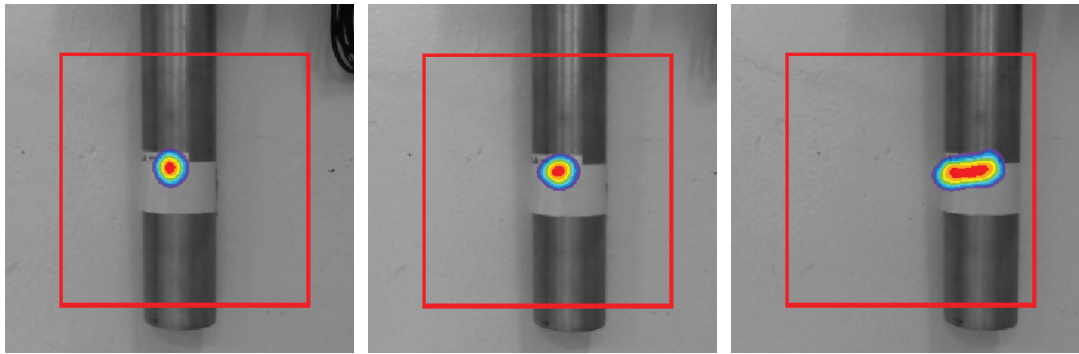


Figure 4.39 : Image neutronique d'un générateur de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ placé à une distance de 50 cm pendant 30 min d'acquisition superposée à l'image visible : à gauche, au niveau de la position 1 ; au centre, au niveau de la position 4 ; à droite, au niveau de la position 5.

Analyse en imagerie neutronique	Position 1 Référence	Position 4 5,0 cm ± 1,0 cm	Position 5 10,0 cm ± 1,0 cm
Résolution spatiale mesurée	3,9 ± 0,9 cm		
Décalage du point chaud	-	2,6 ± 0,8 cm	7,7 ± 1,6 cm
Grand axe	4,1 ± 1,0 cm	4,5 ± 1,1 cm	8,4 ± 2,0°
Rondeur	93,5 %	88,4 %	72,3 %
Point chaud (coups reconstruits)	5 660	4 389	2 127
RSC de la ROI	13,8 %	11,1 %	5,7 %
Nombre d'artéfacts	0	0	0

Tableau 4.19 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'excentrage du GENIE 16.

On observe un étalement de la surface du point chaud qui se manifeste par une augmentation jusqu'à 105 % du grand axe et une diminution de 21 % de la rondeur de l'ellipse circonscrite à la ROI. On observe également une baisse de la valeur du point chaud et du RSC de la ROI. Nous expliquons ces observations par la déformation de la projection du motif, lorsque la source n'est pas centrée, induite par l'épaisseur importante du masque. Ce comportement des neutrons s'apparente à celui de l'auto-collimation (*self-vignetting* en anglais) en imagerie gamma [13]. La figure 4.40 illustre cette similitude de comportement entre les deux types d'imagerie.

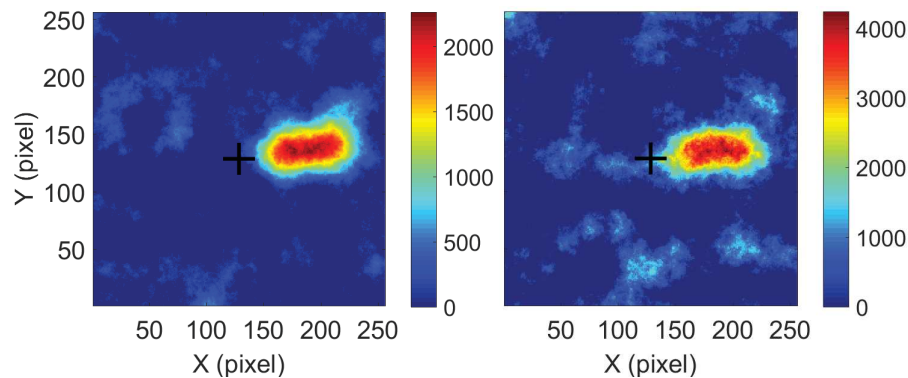


Figure 4.40 : Résultats d'imagerie obtenu à l'aide d'un générateur de neutrons placé à 50 cm avec un décalage de 10 cm par rapport à la position 1 pendant 30 min d'acquisition : à gauche, de la composante neutronique ; à droite, de la composante gamma.

4.2.3.5. Étude de l'impact de la présence d'écrans

Comme pour les mesures sur l'installation Atalante, l'impact d'un écran neutronique en polyéthylène et d'un écran photonique en plomb a été étudié. Par ailleurs, les épaisseurs ont été augmentées de manière notable par rapport à la précédente campagne d'essais. L'écran neutronique était constitué de quatre plaques d'une surface d'environ $25 \times 10 \text{ cm}^2$ de polyéthylène posées les unes après les autres, de telle sorte que l'épaisseur totale était de 11 cm entre le prototype et le GENIE 16. Cette configuration est présentée sur la figure 4.41. L'écran photonique était constitué de quatre briques de plomb de 5 cm d'épaisseur assemblés de manière à former une surface d'environ $20 \times 20 \text{ cm}$. Cette configuration est présentée sur la figure 4.42. Le GENIE 16 a été configuré pour émettre $2,0 \times 10^8 \text{ neutrons.s}^{-1}$ et la distance entre celui-ci et l'imageur était de 100 cm. Les écrans ont été positionnés à 30 cm du générateur de neutrons. Le temps réel d'acquisition est d'environ 40 min pour les trois mesures.



Figure 4.41 : Photographie de la configuration expérimentale avec l'écran neutronique en polyéthylène.



Figure 4.42 : Photographie de la configuration expérimentale de l'écran photonique en plomb.

Les résultats en imagerie neutronique et gamma sont présentés sur la figure 4.43. L'analyse des images neutroniques et gamma sont récapitulées dans les tableaux 24 et 25.

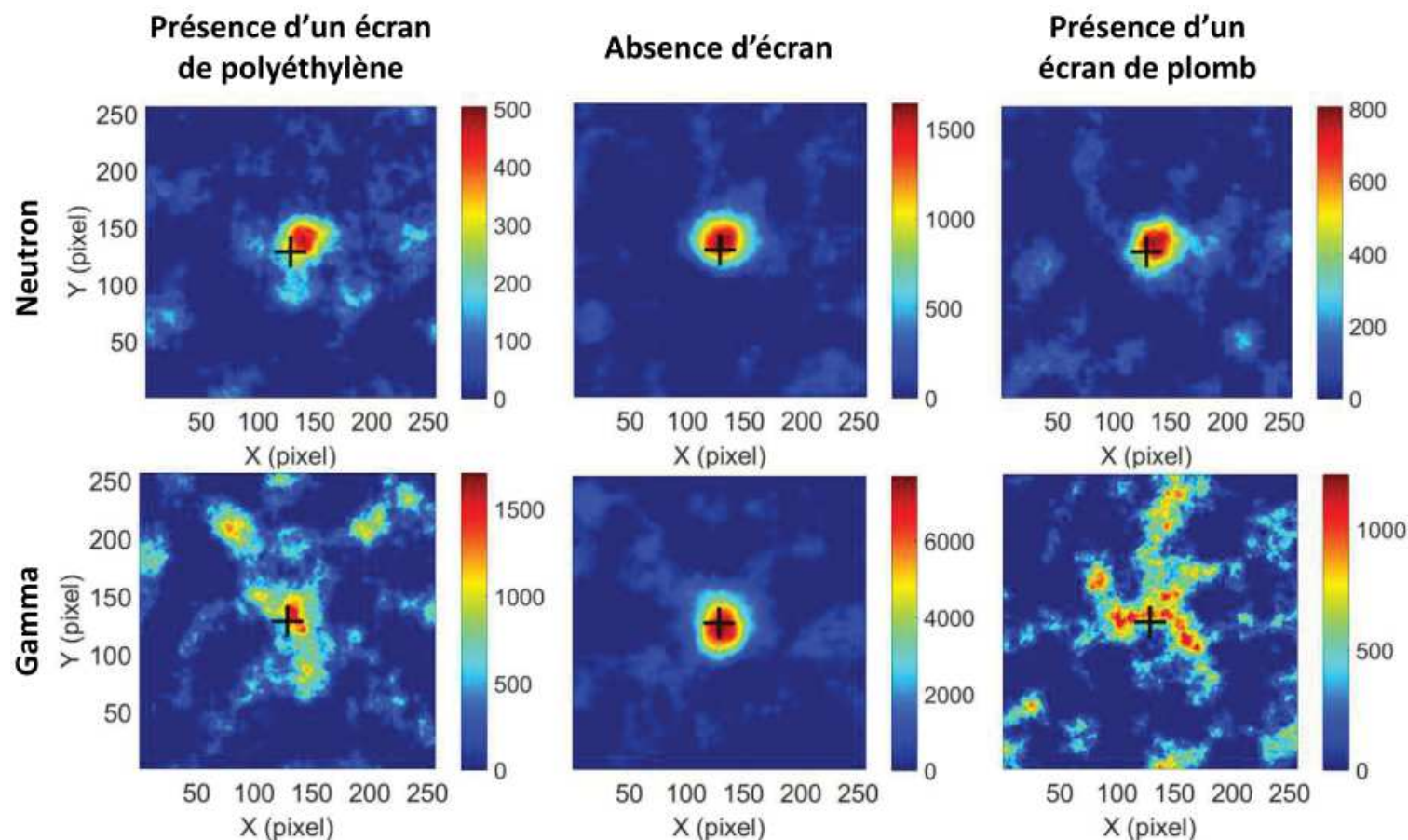


Figure 4.43 : Résultats en imagerie d'un générateur de 2×10^8 neutrons.s⁻¹ placé à 100 cm pendant 30 min d'acquisition : en haut à gauche, image neutronique en présence d'un écran de polyéthylène ; en haut au centre, image neutronique en l'absence d'écran ; en haut à droite, image neutronique en présence d'un écran de plomb ; en bas à gauche, image gamma en présence d'un écran de polyéthylène ; en bas au centre, image gamma en l'absence d'écran ; en bas à droite, image gamma en présence d'un écran de plomb.

Analyse en imagerie neutronique	Présence d'un écran de polyéthylène	Absence d'écran	Présence d'un écran de plomb
Rondeur	85,1 %	93,7 %	89,4 %
Point chaud (coups reconstruits)	460	1 577	760
RSC de la ROI	8,0 %	12,2 %	8,7 %
Nombre d'artéfacts	0	0	0

Tableau 4.20 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'écrans.

Analyse en imagerie gamma	Présence d'un écran de polyéthylène	Absence d'écran	Présence d'un écran de plomb
Rondeur	51,5 %	90,6 %	48,2 %
Point chaud (coups reconstruits)	1 439	7 309	1 017
RSC de la ROI	0,9 %	3,4 %	0,6 %
Nombre d'artéfacts	6	0	7
RSC des artéfacts	0,8 %	-	0,6 %
Surface relative des artéfacts	56,0 %	-	21,77 %

Tableau 4.21 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en absence et en présence d'écrans.

Au niveau des images neutroniques, il n'y a pas d'impact notable de la présence des écrans sur la qualité des images et l'absence d'artéfacts en permet une très bonne lecture. La présence des écrans induit une légère perte d'environ 7 % de rondeur de la ROI mais cela n'empêche pas l'interprétation de l'image. Par contre, comme attendu, une diminution très marquée de la valeur des points chauds et du RSC dans leur ROI est observée. L'atténuation du flux de neutrons de 14,1 MeV au niveau de la surface de détection par 5 cm de plomb a été estimée par simulation à $61,5 \% \pm 1,9 \%$. Cette atténuation s'observe au niveau de la baisse de $55,5 \% \pm 1,8 \%$ de la valeur du comptage neutronique ainsi que sur celle de $70,8 \% \pm 7,5 \%$ de la valeur du point chaud. Concernant l'écran de plomb, l'atténuation du flux par 5 cm d'épaisseur a été estimée à $39,7 \% \pm 1,1 \%$. Cette atténuation s'observe au niveau de la baisse de $32,4 \% \pm 0,9 \%$ de la valeur du comptage neutronique et de $51,8 \% \pm 4,6 \%$ de la valeur du point chaud. Nous expliquons la baisse des RSC par une augmentation du nombre de neutrons détectés mais ne participant pas à la reconstruction correspondant aux neutrons diffusés dans les écrans.

Concernant les images gamma, l'influence de la présence des écrans est très importante. La mauvaise qualité des images se reflète dans la chute des valeurs du point chaud et du RSC, associée à l'apparition de nombreux artéfacts. Concernant ces derniers, les valeurs de leur RSC sont du même ordre de grandeur que celle du point chaud et leurs surfaces représentent la moitié de celle de la ROI, ce qui rend très difficile l'interprétation de l'image. Ne connaissant pas exactement l'énergie des photons incidents, il n'est pas possible de comparer la baisse du RSC et du comptage photonique avec l'atténuation de la composante induite par les écrans. Par ailleurs, en plus de l'atténuation due aux écrans, cette baisse du RSC peut également être expliquée, comme pour les neutrons, par la diffusion des photons dans les écrans. Le phénomène de diffusion inélastique des neutrons dans les écrans peut aussi entrer en jeu et engendre une

émission de photons gamma. Les écrans agissent alors comme une source secondaire non ponctuelle et perturbent, voire rendent impossible, la localisation du GENIE 16. Une étude de l'origine des photons permettrait d'étudier plus spécifiquement cet impact.

Comme attendu et illustré sur la figure 4.44, l'écran de polyéthylène a le plus d'impact sur l'imagerie neutronique, et celui de plomb sur l'imagerie gamma. Par contre, alors que les écrans influencent peu la localisation de la composante neutronique du générateur, leur présence dégrade, voire rend impossible celle de la composante gamma. Nous expliquons ce phénomène par le fait que la probabilité de diffusion des photons gamma est plus importante que celle des neutrons donc l'impact est plus important. De plus, il faut ajouter que la composante gamma du générateur n'est initialement pas ponctuelle, ce qui complique aussi sa localisation.

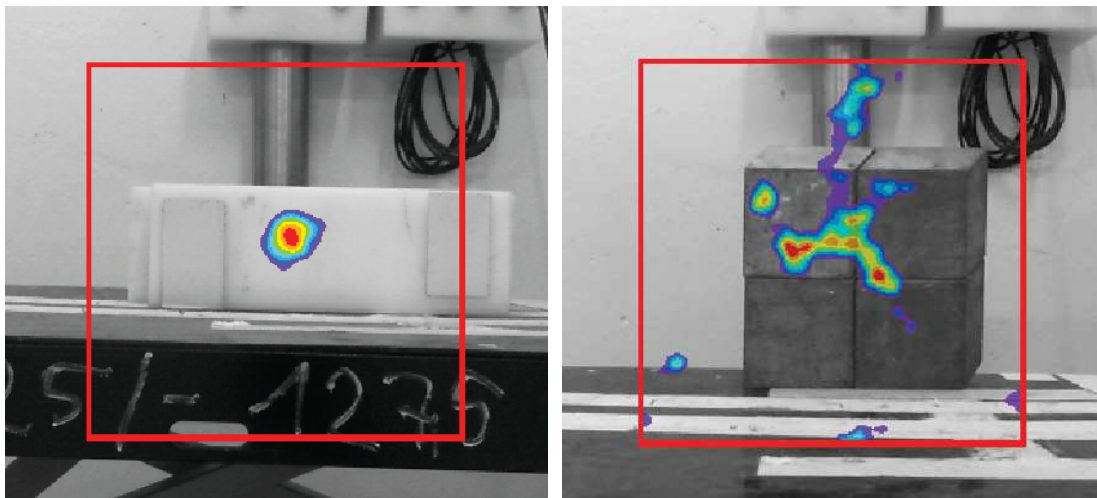


Figure 4.44 : Image de la radioactivité d'un générateur de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ placé à une distance de 50 cm pendant 40 min d'acquisition superposée à l'image visible : à gauche, image neutronique avec un écran de 11 cm de polyéthylène ; à droite, image gamma avec un écran de 5 cm de plomb.

4.2.3.6. Étude de l'impact de la présence d'une source parasite d'AmBe

L'impact sur la localisation du GENIE 16 de la présence d'une source hors du champ de vue de l'imageur a été étudié. La source parasite est une source d'AmBe de 3,7 MBq (débit d'émission neutronique de $2,3 \times 10^5$ neutrons.s⁻¹) et a été posée directement sur le corps de l'imageur. Cette configuration est présentée sur la figure 4.45. La mesure sans la source parasite a été réalisée pour une configuration où le débit d'émission neutronique du GENIE 16 était de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ et la distance entre celui-ci et l'imageur était de 100 cm. Pour celle avec la source parasite, le GENIE 16 était configuré pour émettre $1,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ et la distance entre celui-ci et l'imageur était également de 100 cm. Comme cela a été montré dans le § 4.2.3.2, le comptage neutronique est proportionnel au débit d'émission neutronique. Il est donc possible de comparer les données en divisant par deux la durée d'acquisition de la mesure sans la source parasite. Le temps actif d'acquisition pour un flux équivalent de $1,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ est égal à 30 min. Le temps réel d'acquisition à flux équivalent est donc d'environ 40 min pour la mesure sans la source parasite et de 60 min pour celle avec la source parasite.

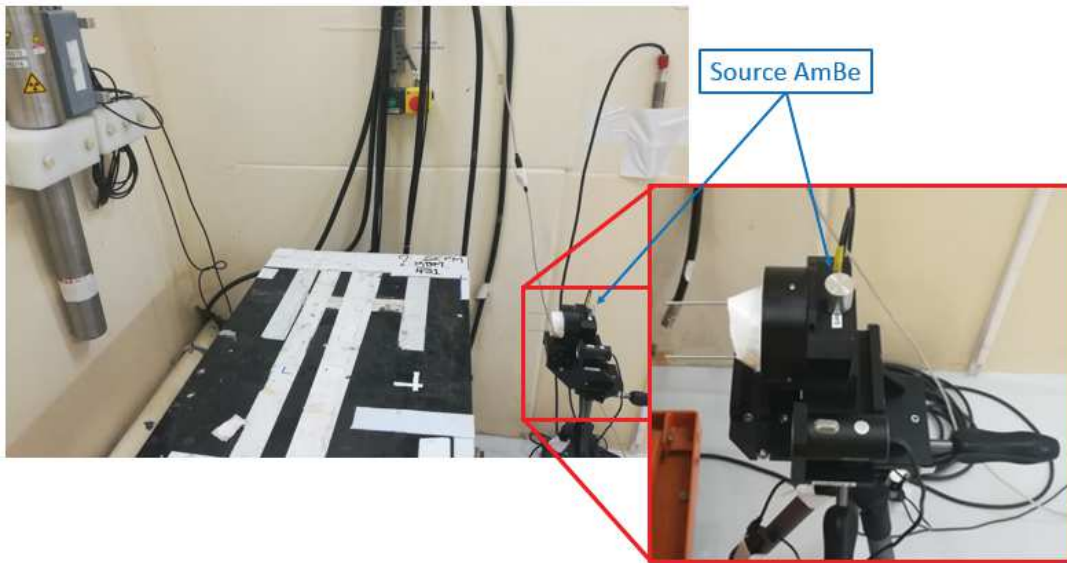


Figure 4.45 : Photographie de la configuration expérimentale avec la présence d'une source d'AmBe hors du champ de vue posée sur l'imageur.

Les résultats en imagerie neutronique et gamma sont présentés sur les figures 4.50 et 4.51. L'analyse des images neutroniques et gamma est récapitulée dans les tableaux 4.26 et 4.27.

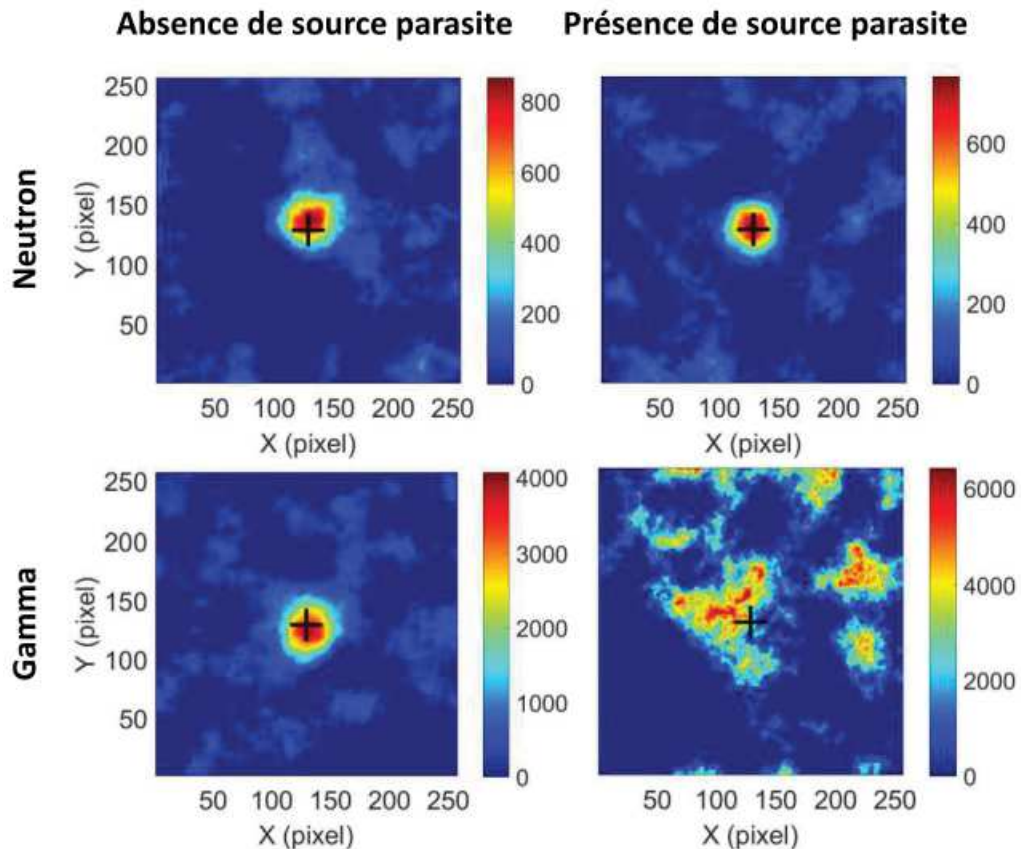


Figure 4.46 : Résultats en imagerie équivalente à la mesure d'un générateur de 1×10^8 neutrons. s^{-1} placé à 100 cm pendant 60 min d'acquisition : en haut à gauche, image neutronique en l'absence d'une source d'AmBe parasite ; en haut à droite, image neutronique en présence d'une source d'AmBe parasite ; en bas à gauche, image gamma en l'absence de source parasite ; en bas à droite, image gamma en présence d'une source parasite d'AmBe de 3,7 MBq posée sur l'imageur.

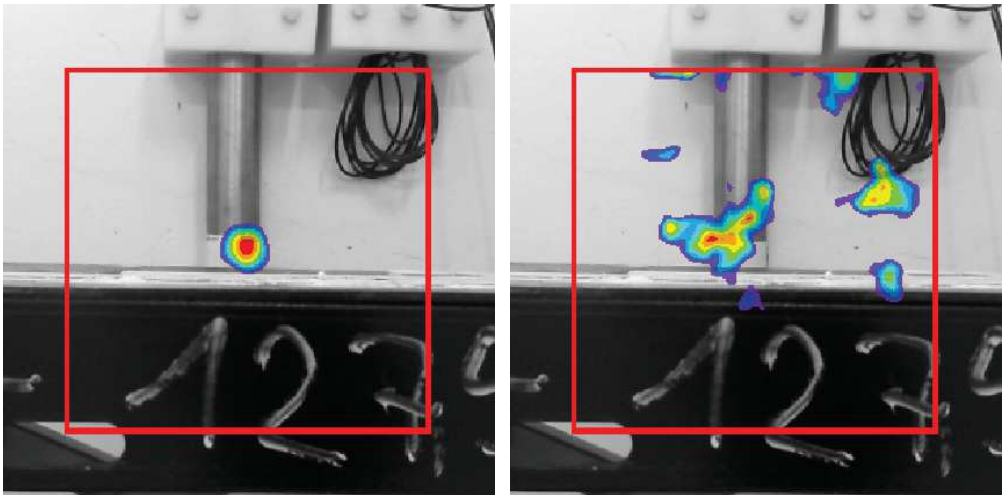


Figure 4.47 : Résultats en imagerie d'un générateur de $1,0\times10^8$ neutrons.s⁻¹ placé à une distance de 100 cm perturbée par la présence d'une source parasite d'AmBe de 3,7 MBq posée sur l'imageur, pendant 40 min d'acquisition, superposée à l'image visible : à gauche, de la composante neutronique ; à droite, de la composante gamma.

Analyse en imagerie neutronique	Absence de source parasite	Présence d'une source parasite
Rondeur	90,2 %	93,8 %
Point chaud (coups reconstruits)	825	715
Nombre total de neutrons détectés	6 520	6 122
RSC de la ROI	12,6 %	11,7 %
Nombre d'artéfacts	0	0

Tableau 4.22 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'une source parasite.

Analyse en imagerie gamma	Absence de source parasite	Présence d'une source parasite
Rondeur	90,7 %	69,1 %
Point chaud (coups reconstruits)	3 795	5 242
Nombre total de photons détectés	106 644	4 646 429
RSC de la ROI	3,6 %	0,1 %
Nombre d'artéfacts	0	12
RSC des artéfacts	-	0,1 %
Surface relative des artéfacts	-	120,5 %

Tableau 4.23 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en absence et en présence d'une source parasite.

En prenant en compte les erreurs de mesure de distance, il n'y a pas de différence significative ($k=2$) en imagerie neutronique due à la présence d'une source parasite. Nous expliquons cette absence d'influence par le faible nombre de neutrons détectés induits par la source d'AmBe, qui est inférieur à l'incertitude statistique de comptage. En considérant les différences au niveau des intensités du flux et du spectre en énergie des neutrons, ainsi qu'au niveau du positionnement de la source, le comptage dû au GENIE 16 est estimé supérieur d'environ trois décades à celui de la source parasite. Par ailleurs, il est important de souligner que la composante gamma (principalement 59,5 keV et 4,4 MeV) émise par la source d' $^{241}\text{AmBe}$ ne perturbe pas du tout l'image neutronique, bien que la configuration de détection (source posée sur la caméra) soit très pénalisante. Par contre, le comptage photonique dû à la source d'AmBe perturbe tellement l'imagerie gamma que la composante gamma du GENIE 16 n'est plus différenciable des artefacts. Les valeurs de leur RSC sont du même ordre de grandeur (0,1 %) et leurs surfaces représentent dans l'image une aire plus importante d'environ 20% que celle de la ROI. De plus, l'étalement et la déformation de la zone du point chaud rendent très discutable l'interprétation sur la localisation du GENIE 16.

4.2.3.7. Étude de l'impact de la présence d'une source d'AmBe dans le champ de vue de l'imageur

L'objectif de ces mesures était d'étudier l'impact de la présence de plusieurs sources dans le champ de vue de l'imageur. Celui-ci était positionné, de telle sorte que le GENIE 16 se trouve à droite dans l'image et la source d'AmBe à gauche. Cette configuration est présentée sur la figure 4.48. Le GENIE 16 était configuré pour émettre $2,8 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ et la distance entre celui-ci et l'imageur était de 100 cm. La source d'AmBe est la même que celle utilisée dans le § 4.2.3.6 et était placée à 25 cm de l'imageur. Le temps réel d'acquisition pour cette mesure est d'environ 40 min.

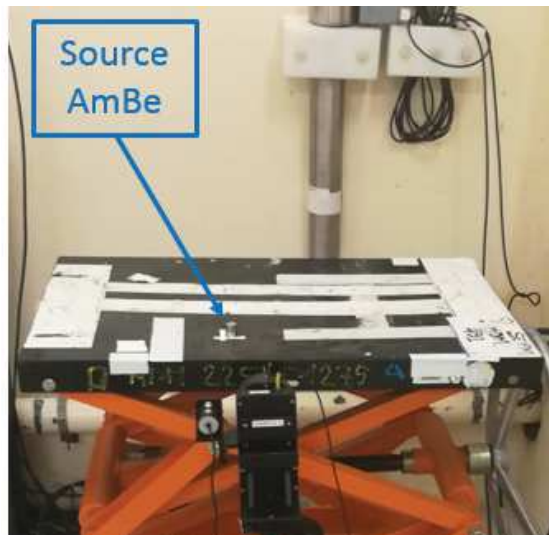


Figure 4.48 : Photographie de la configuration expérimentale avec la présence, dans le champ de vue du prototype, du GENIE 16 et d'une source d'AmBe placée au premier plan.

Les résultats en imagerie neutronique et gamma sont présentés sur la figure 4.49. L'analyse des images est récapitulée dans le tableau 4.24. La figure 4.50 présente les résultats superposés à l'image visible, les facteurs de superposition sont discutés ci-dessous. L'analyse du point chaud dans l'image gamma est faite en considérant uniquement celui associé au GENIE 16. Ce point est discuté dans le paragraphe ci-dessous.

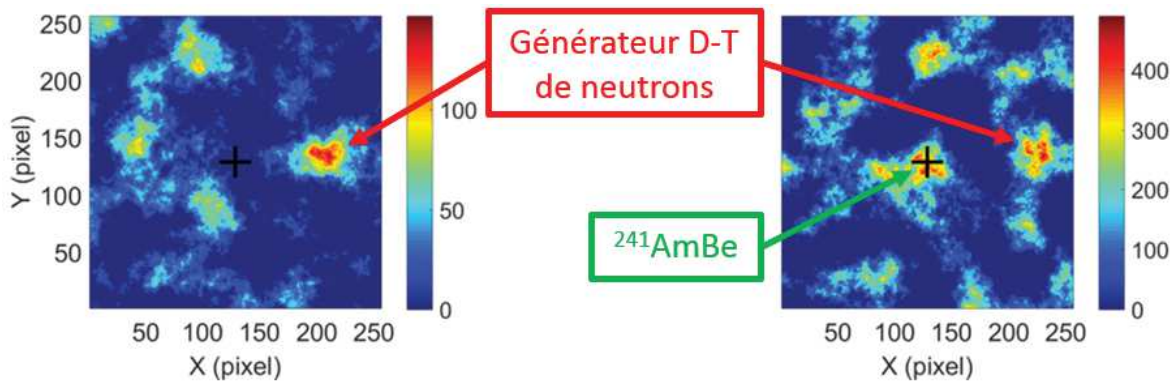


Figure 4.49 : Résultats d’imagerie d’un générateur de neutrons émettant $2,8 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ placé à 100 cm et d’une source d’AmBe de 3,7 MBq à 25 cm pendant 40 min d’acquisition : à gauche, de la composante neutronique ; à droite, de la composante gamma.

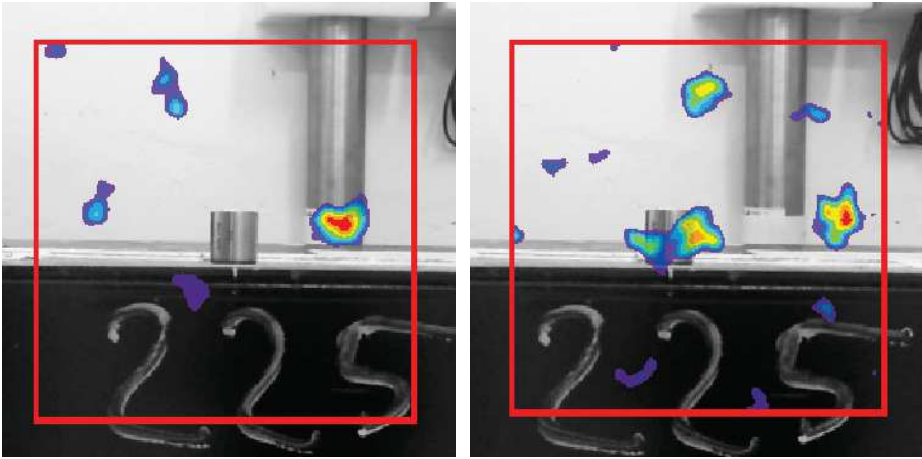


Figure 4.50 : Image de la radioactivité d’un générateur de $2,8 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ placé à une distance de 100 cm et d’une source d’AmBe de 3,7 MBq à 25 cm pendant 40 min d’acquisition: à gauche, image neutronique superposée à l’image visible pour une distance de 100 cm ; à droite, image gamma superposée à l’image visible pour une distance de 25 cm.

Analyse en imagerie	Neutronique	Gamma
Rondeur	76,9 %	76,2 %
Point chaud (coups reconstruits)	122	384
Nombre total de particules détectés	1 143	22 090
RSC de la ROI	10,7 %	1,7 %
Nombre d’artéfacts	4	14
RSC des artéfacts	7,7 %	1,6 %
Surface relative des artéfacts	136,4 %	334,3 %

Tableau 4.24 : Résultats d’analyse des images obtenues en présence de plusieurs sources dans le champ de vue.

Dans les images neutroniques comme gamma, on observe l’apparition de nombreux artéfacts, dont le RSC est du même ordre de grandeur que celui du point chaud. Dans l’image gamma, la surface des artéfacts représente une aire trois fois supérieure à celle de la ROI car elle

prend également en compte celle due à la présence de la source d'AmBe. En considérant dans les calculs que cette zone ne fait pas partie des artéfacts, mais bien des régions d'intérêt, la surface des artéfacts représente malgré tout 80 % de ces deux zones. On observe une légère diminution de la rondeur de la ROI, cette dernière restant néanmoins relativement faible (~76 % au lieu de ~90 % en moyenne). Nous expliquons ces résultats par le faible nombre de neutrons détectés et la forte influence de la composante gamma de la source d'AmBe.

Par ailleurs, il existe un problème de superposition des images de la radioactivité à l'image visible. Les centres des champs de vue de la caméra pour l'image visible et de l'imageur de radioactivité n'étant pas alignés, pour des distances entre 0 et 1 m, les facteurs de superposition dépendent de la profondeur du champ de vue à reconstruire. Or, les deux objets émetteurs de particules de cette mesure sont à des distances différentes. Il n'existe donc pas de facteurs de superposition communs aux deux sources. Sur la figure 4.50, la profondeur de champ utilisée pour l'image neutronique correspond à la distance entre le GENIE 16 et l'imageur, *i.e.* 100 cm. Cela permet de faire correspondre la position du point chaud neutronique avec la position du GENIE 16. Pour l'image gamma, les facteurs de superposition correspondent à ceux pour la distance entre la source d'AmBe et l'imageur, *i.e.* 25 cm. Cela permet de faire correspondre la position du point chaud gamma avec la position de la source d'AmBe.

4.2.4. Bilan de la campagne de mesures sur l'installation Danaïdes

Cette campagne de mesures, durant laquelle une quinzaine de configurations d'imagerie neutronique a pu être testée, avait deux objectifs principaux.

Le premier objectif était de continuer à évaluer et comparer les performances du prototype par rapport aux simulations et aux mesures réalisées sur l'installation Atalante. L'étude sur les caractéristiques du masque a permis de confirmer que le tungstène était le meilleur matériau pour encoder le flux neutronique. Le rang 7 apparaît toujours comme le meilleur compromis entre la résolution spatiale et le RSC. Les faibles différences entre le polyéthylène et un photopolymère pour cette énergie des neutrons soulignent l'absence d'impact de la composition chimique pour les matériaux hydrogénés.

Le deuxième objectif consistait à étudier le fonctionnement de l'imageur dans différentes configurations de mesure. À travers ces essais, nous avons montré que celui-ci avait bien un comportement linéaire en fonction du débit d'émission neutronique et suivait une loi en carré inverse de la distance. Par ailleurs, l'étude sur l'impact de la présence d'écrans ont fait ressortir que la localisation d'une source était moins perturbée au niveau de sa composante neutronique que celle photonique. De plus, celle sur l'impact de la présence de source parasite pénalisante pour l'imagerie gamma, la localisation de la source dans le champ de vue pouvait être réalisée par le biais de la composante neutronique sans perturbation majeure. L'impact de l'excentrage de la source et de la présence simultanée de plusieurs sources dans le champ de vue du détecteur a commencé à être évalué mais nécessiterait une étude plus approfondie.

En conclusion, ces mesures ont permis de confirmer la caractérisation des performances du prototype et d'améliorer la compréhension de son comportement face à des situations proches de conditions opérationnelles. De plus, les différences de comportements observées entre l'imagerie neutronique et gamma, comme la présence d'écrans et de sources parasites ou encore la différence de localisation et d'origine de l'émission des neutrons et des photons, ont permis de mettre en avant l'importance de l'apport de l'étude des deux composantes.

4.3. Bilan du chapitre 4

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'ensemble des protocoles expérimentaux de deux campagnes de mesures réalisées sur les sites CEA de Marcoule et de Cadarache. Ces mesures avaient pour but d'obtenir une caractérisation précise en imagerie neutronique du prototype portable d'imageur de neutrons rapides et de photons gamma développé au cours de ces travaux de thèse.

La principale limite identifiée lors du déploiement et de l'analyse des images concerne la mise en place de la procédure « masque/anti-masque ». Son utilisation nécessite de réaliser deux mesures l'une après l'autre. Le fait de devoir tourner le masque de l'imageur pour réaliser la deuxième mesure peut engendrer des différences d'alignement, un déplacement accidentel de l'imageur ou encore une rotation imparfaite. De plus, cela oblige d'avoir les deux mesures complètes et de même durée pour reconstruire une image. Par ailleurs, comme présenté dans le § 3.2.1 et montré dans le § 3.3.2, il est important de rappeler que l'utilisation de cette procédure est indispensable, en imagerie neutronique, pour compenser le faible contraste du flux encodé de neutrons rapides et, en imagerie de manière générale, pour réduire le bruit de fond. Pour précision, ce point n'est pas spécifique à l'imagerie neutronique et fait l'objet d'études au laboratoire au niveau de l'imagerie gamma ; les solutions trouvées pourront, à terme, être appliquées aux deux types d'imagerie.

Nous avons étudié l'impact en imagerie neutronique de la distance entre le prototype et les sources, de l'intensité du débit d'émission neutronique et du type de sources, des caractéristiques du masque codé, de la présence d'écrans et leur matériau, et de la présence d'une source parasite. Les différences de traitement des images et le caractère aléatoire intrinsèque à chaque mesure impliquent d'importants écarts et incertitudes lors de la comparaison quantitative des résultats entre eux et par rapport à ceux fournis par simulation. Cela montre les limites de ce type d'analyse car ces incertitudes sont difficilement quantifiables pour rendre cette comparaison pertinente. L'analyse qualitative reste donc particulièrement intéressante et celle-ci n'a pas mis en évidence de divergence majeure entre les résultats expérimentaux et ceux issus des simulations. Ces résultats ont également pu être comparés à ceux obtenus en imagerie gamma.

À l'issue de ces deux campagnes d'essais, ayant permis d'obtenir un nombre conséquent de données expérimentales, nous pouvons conclure que :

- le matériau le plus performant pour réaliser des mesures d'imagerie neutronique est le même qu'en imagerie gamma, à savoir le tungstène ;
- le rang permettant d'avoir le plus rapidement une localisation grossière, autour de la dizaine de degrés, de la source sans la présence d'artéfacts est le rang 3 ;
- le rang permettant d'obtenir le meilleur compromis entre une bonne résolution spatiale de quelques degrés et un bon rapport signal sur comptage est le rang 7 ;
- les neutrons rapides, et donc l'imagerie associée, sont finalement très peu influencés par l'environnement de mesure à l'inverse de l'imagerie gamma ;
- l'étude des composantes neutronique et photonique permet de mettre en évidence des différences de comportement entre les deux types d'imagerie.

Dans le cas d'une utilisation sur le terrain du prototype, le rang ainsi que l'épaisseur du masque devront être choisis selon la situation d'imagerie rencontrée en adaptant le champ de vue,

la résolution spatiale et la durée d'acquisition, en fonction des besoins de mesures et des contraintes expérimentales. Les masques codés sont bien adaptés à cette approche modulaire et itérative.

A l'instar de l'imagerie gamma, l'impact de l'excentrage de la source dans le champ de vue de l'imageur de neutrons rapides semble plus ou moins marqué en fonction des caractéristiques du masque codé. Une étude plus approfondie de cet impact en imagerie neutronique est nécessaire pour apporter des conclusions définitives sur ce sujet.

Une analyse qualitative et arbitraire de la durée minimale d'acquisition a permis d'identifier deux résultats notables :

- la localisation de la composante neutronique de la source CmBe de $2,0 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ placée à 50 cm de l'imageur a été possible à partir de 40 min d'acquisition avec une résolution spatiale de 10 cm et un champ de vue d'une diagonale de 40 cm ;
- la localisation de la composante neutronique du générateur D-T de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ placé à 1 m de l'imageur a été possible à partir de 4 min d'acquisition avec une résolution spatiale de 6 cm et un champ de vue d'une diagonale d'environ 60 cm.

Une étude plus approfondie de cette limite de détection avec une évaluation basée sur des critères plus robustes est nécessaire pour quantifier le niveau de confiance d'une reconstruction.

4.4. Bibliographie du chapitre 4

- [1] Gmar M. et al., « GAMPIX: A new generation of gamma camera », *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, 2011. Vol. 652, n°1, pp. 638-640.
- [2] Carrel F. et al., « GAMPIX : a New Gamma Imaging System for Radiological Safety and Homeland Security Purposes », 2011. pp. 4739-4744.
- [3] Hameau D. et al., « Un nouveau système d'imagerie gamma portable dédié à la détection et à la visualisation des points chauds dans les centrales nucléaires », 2013. Vol. 48, pp. 471-492.
- [4] Lemaire H. et al., « Implementation of an imaging spectrometer for localization and identification of radioactive sources », *Nucl. Inst. Methods Phys. Res. A*, 2014. Vol. 763, pp. 97-103.
- [5] Lemaire H., « Développement d'une caméra gamma de troisième génération », Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2015, 206 p.
- [6] BIPM, « Évaluation des données de mesure : Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure GUM », [s.l.], [s.n.], 2008, 132 p.
- [7] Hausladen P., Blackston M., « Passive and Active Fast-Neutron Imaging in Support of AFCI Safeguards Campaign Prepared by », 2009. n°August.
- [8] Beaumont J. et al., « On the Design and Test of a Neutron Collimator for Real-time Neutron Imaging in the MeV Energy Range », *2013 3rd Int. Conf. Adv. Nucl. Instrumentation, Meas. Methods their Appl.*, 2013. pp. 1-8.
- [9] Boas F. E., Fleischmann D., « CT artifacts : Causes and reduction techniques », *Imaging Med.*, 2012. Vol. 4, pp. 229-240.
- [10] Le Goaller C. et al., « Gamma imaging: recent achievements and on-going developments », *Eur. Nucl. Conf.*, [s.l.], [s.n.], 2005, pp. 1-11.
- [11] Khalil R. A. et al., « An Evolution of Technologies and Applications of Gamma Imagers in the Nuclear Cycle Industry », *2011 2nd Int. Conf. Adv. Nucl. Instrumentation, Meas. Methods their Appl.*, 2011. pp. 1-4.
- [12] Venara J. et al., « Radiological Characterization Methods Specifically Applied to the Preparation of the Dismantling of PHENIX Fast Reactor », *ASME 2013 15th Int. Conf. Environ. Remediat. Radioact. Waste Manag.*, [s.l.], [s.n.], 2013, pp. 9.
- [13] Charalambous P. M. et al., « Aberrations in gamma-ray coded aperture imaging », *Appl. Opt.*, 1984. Vol. 23, n°22, pp. 1-6.

Conclusion générale

L'objectif principal de la thèse était le développement d'un imageur portable permettant la localisation d'objets émetteurs de neutrons et présentant des performances de détection (sensibilité, champ de vue, résolution spatiale) compatibles avec les besoins de l'industrie et de la recherche nucléaire et notamment ceux du démantèlement.

L'imagerie neutronique peut être abordée de deux manières : soit avec une approche directe utilisant le phénomène de diffusion élastique, soit avec une approche indirecte en encodant l'émission neutronique. Pour les deux familles d'imageurs, la sensibilité est directement liée au volume de détection. Celle des imageurs par encodage est, à volume équivalent, majoritairement meilleure que celle des imageurs par diffusion élastique. En revanche, ces derniers possèdent des champs de vue importants, variant de 90° jusqu'à 360°. Les imageurs par encodage ont, quant à eux, des champs de vue plus restreints, variant généralement de 20° à 50°. Au niveau de la résolution angulaire, les imageurs par encodage se distinguent en présentant une résolution angulaire pouvant atteindre 2° contre généralement plus de 10° pour les systèmes basés sur la diffusion élastique. Les prototypes d'un imageur neutron basés sur le principe d'encodage spatial à l'aide d'un masque codé présentent donc une très bonne résolution, une sensibilité et un champ de vue suffisamment importants pour les domaines d'application visés, tout en restant relativement compact. Ainsi, l'approche retenue dans le cadre de la thèse, pour le développement de l'imageur portable de neutrons, repose sur ce principe.

Le principe d'encodage spatial retenu dans le cadre de ces travaux nécessite l'utilisation d'un détecteur de neutrons sensible à la position. Pour cette raison, nous avons poursuivi trois axes de recherche distincts, rappelés ci-dessous, afin de disposer de détecteurs adaptés à cette problématique :

- la modification du détecteur semi-conducteur pixélisé Timepix par le dépôt d'une couche de conversion ;
- l'hybridation sur un détecteur Timepix d'un substrat en diamant ;
- le couplage d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium.

Concernant la modification du détecteur Timepix par l'ajout d'une couche de conversion, l'absence d'influence du matériau et de l'épaisseur du semi-conducteur a été mise en évidence. Pour la détection des neutrons rapides, les matériaux fortement hydrogénés ont été identifiés comme les plus intéressants et l'épaisseur optimale à déposer a été déterminée. Un détecteur Timepix modifié par le dépôt d'une couche d'environ 800 μm de paraffine a donc été fabriqué. Les capacités d'identification et de localisation des interactions dues aux neutrons rapides à l'aide de ce convertisseur, associé à une puce de détection Timepix, ont ensuite pu être confirmées expérimentalement.

Les études expérimentales menées sur le détecteur en diamant ont permis de confirmer sa capacité à détecter et identifier les interactions dues aux neutrons rapides. Suite à ces études, les différentes contraintes pour la fabrication d'une puce Timepix avec un diamant par un processus d'hybridation ont été identifiées. À ce jour, les détecteurs Timepix modifiés avec un diamant sont en cours de fabrication dans le cadre d'un projet de recherche collaboratif, impliquant plusieurs laboratoires du CEA et des partenaires extérieurs.

Concernant le couplage d'un scintillateur organique et d'une matrice de photomultiplicateurs de silicium, les études expérimentales ont permis de confirmer leur capacité à détecter et discriminer les neutrons des photons gamma. Grâce à la procédure mise en place pour l'optimisation de la méthode de comparaison de charges, les valeurs optimales liées au paramétrage de cette méthode de discrimination ont été déterminées de manière automatique et sans qu'un classement préalable de

chaque impulsion du signal de détection ne soit requis. De plus, l'étude des méthodes de partitionnement de données multiparamétriques a permis de montrer l'intérêt de l'application de ce type de méthode à la discrimination des neutrons et des photons gamma.

La géométrie de l'imageur de neutrons rapides est basée sur celle du prototype d'imageur gamma GAMPIX développé par l'institut de recherche technologique List de CEA Tech. Les motifs des masques codés utilisés sont également les mêmes, à savoir les MURA, et plus spécifiquement les ASM. La reconstruction des images est assurée par l'algorithme analytique du produit de convolution. De plus, la procédure « masque/anti-masque » permettant de réduire le bruit de fond et compensant le faible encodage par le masque du flux de neutrons est mise en place.

Dans un premier temps, le principe de l'imagerie neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé, de rang 3 et de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène, et d'un détecteur Timepix rendu sensible aux neutrons par l'ajout d'une couche de paraffine a été démontré expérimentalement. Cet essai a été réalisé, sur le centre CEA de Saclay, à l'aide un générateur D-T de neutrons et répété trois fois. Puis, à l'aide de la simulation de la configuration expérimentale, ces premières mesures d'imagerie neutronique ont pu être confirmées.

Pour caractériser les performances de l'imageur, des études de l'influence des caractéristiques du masque codé ont ensuite été menées. L'étude sur le matériau a montré que le meilleur choix pour encoder un flux neutronique était le tungstène. Néanmoins, le polyéthylène a également été retenu pour des raisons de facilité d'accès et d'usinage. Par ailleurs, l'étude sur le masque a permis d'obtenir des relations d'équivalence des épaisseurs entre les deux matériaux retenus et de mettre en évidence la correction à apporter sur l'évaluation du champ de vue due à l'épaisseur du masque. Ces résultats nous ont permis de choisir et de fabriquer un ensemble de masques pour les expériences, en polyéthylène et en tungstène, de motif ASM et de rang 3, 7 et 11. Les dimensions hors-tout du prototype d'imageur de neutrons sont de $19 \times 14 \times 15 \text{ cm}^3$ et la masse est de 2,2 kg, ce qui permet de bénéficier d'un système extrêmement compact pour les futures campagnes de mesure à réaliser.

Les deux campagnes de mesures réalisées sur les sites CEA de Marcoule et de Cadarache ont permis d'obtenir une caractérisation expérimentale du prototype d'imageur de neutrons. Au cours de ces mesures, nous avons étudié l'impact en imagerie neutronique de la distance entre le prototype et les sources, de l'intensité d'émission neutronique et du type de sources, des caractéristiques du masque codé, de la présence d'écrans et du matériau les constituant, et de la présence d'une source parasite. L'image reconstruite suit une loi en carré inverse de la distance et est proportionnelle à l'émission neutronique. Les essais ont confirmé que le matériau le plus performant pour réaliser des mesures d'imagerie neutronique est bien le même qu'en imagerie gamma, à savoir le tungstène. Le masque de rang 3 permet d'avoir le plus rapidement possible, et sans la présence d'artéfact, une localisation de la source avec une résolution grossière proche de la dizaine de degrés. Le masque de rang 7 offre le meilleur compromis entre une bonne résolution spatiale de quelques degrés et un bon SNR. En revanche, le gain de résolution spatiale d'environ un degré apporté par le masque de rang 11 par rapport au rang 7 n'est pas jugé suffisant au regard de la dégradation de la reconstruction visible au niveau de la baisse du rapport signal sur bruit. Dans le cas d'une utilisation sur le terrain de l'imageur, le choix du rang, ainsi que de l'épaisseur du masque, doit être fait en fonction des besoins des mesures et des contraintes expérimentales, en adaptant le champ de vue, la résolution spatiale et la durée d'acquisition.

L'étude des composantes neutronique et photonique permet de faire ressortir des différences de comportement entre les deux particules, notamment lors de la présence d'écrans ou de sources parasites. Nous avons également pu mettre en évidence que les neutrons rapides, et donc l'imagerie associée, étaient très peu perturbés par l'environnement de mesure à l'inverse de l'imagerie gamma.

Dans le cas particulier d'une configuration inconnue, nous proposons le plan de déploiement suivant :

- la réalisation d'une première mesure avec un masque en tungstène de rang 3 et de faible épaisseur (~ 1 cm) permettant d'avoir, le plus rapidement possible, une localisation grossière ($\sim 10^\circ$) dans un large champ de vue ($\sim 50^\circ$ de diagonale) où la présence d'une source est suspectée ;
- la réalisation d'une deuxième mesure avec un masque en tungstène de rang 7 et de quelques centimètres d'épaisseur ($3\sim 4$ cm), dont le champ de vue et la durée d'acquisition ont pu être définis suite à la première mesure, permettant d'avoir une bonne résolution spatiale ($\sim 3^\circ$).

Une analyse qualitative de la durée minimale d'acquisition a permis d'identifier deux résultats notables :

- la localisation de la composante neutronique d'une source AmBe de $2,0 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ placée à 50 cm de l'imageur a été possible à partir de 40 min d'acquisition avec une résolution spatiale de 10 cm et un champ de vue d'une diagonale de 40 cm ;
- la localisation de la composante neutronique du générateur D-T de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s⁻¹ placé à 1 m de l'imageur a été possible à partir de 4 min d'acquisition avec une résolution spatiale de 6 cm et un champ de vue d'une diagonale d'environ 60 cm.

Perspectives

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ouvrent plusieurs perspectives de développement et axes d'étude autour de l'imagerie neutronique. La caractérisation de l'impact de l'excentrage et l'évaluation de la limite de détection sont évidemment à poursuivre pour parfaire la connaissance du comportement du prototype actuel, basé sur le détecteur Timepix, dans diverses situations. Dans une optique d'évolution de ce prototype, une dernière version miniaturisée de caméra gamma, Nanopix, a pu être développée par le LCAE en intégrant le retour d'expérience et le savoir-faire du laboratoire et pourrait également être modifiée pour réaliser de l'imagerie neutronique. L'automatisation de la rotation du masque codé permet une reconstruction de l'image décodée en temps réel. L'agencement de l'ensemble des éléments constituant Nanopix se fait à l'intérieur d'un corps de caméra, évitant l'assemblage systématique à chaque nouvelle campagne de mesure ce qui peut augmenter les risques d'erreur d'alignement.

L'analyse de l'état de l'art a permis d'identifier plusieurs voies d'amélioration de l'imagerie neutronique, liées à la méthode de localisation de la source. L'imagerie de la composante thermique des neutrons offrirait une information supplémentaire sur le conditionnement de la source ainsi qu'une amélioration de l'efficacité de détection. Cette voie a fait l'objet d'une étude exploratoire sur le dépôt d'une couche de fluorure de lithium sur le substrat de détection d'une puce Timepix. Cette étude a permis de vérifier la possibilité de détecter des neutrons thermiques avec cette technologie mais nécessiterait d'être complétée pour qu'il soit envisageable de l'utiliser pour réaliser de l'imagerie des neutrons thermiques. L'étude d'un système d'imagerie intégrant un encodage spatial et temporel permettrait d'augmenter le champ de vue et de diminuer le temps de mesure sans avoir à déplacer ou modifier l'imageur. De plus, le couplage de ce système à une reconstruction par diffusion élastique donnerait accès à l'information énergétique des neutrons et permettrait de faire de la spectrométrie neutronique. Toutefois, ce couplage obligerait à revoir complètement la géométrie de l'imageur. Enfin l'implémentation d'algorithmes de reconstruction itératifs, similaires à ceux développées en imagerie gamma, devrait apporter un gain sur la résolution angulaire et la qualité des images.

Concernant la modification d'une puce Timepix par une couche de conversion, l'utilisation du nouveau détecteur Timepix3, ayant un mode d'acquisition continu des données, permettrait de faire diminuer le temps mort de quelques dizaines de pourcents actuellement à quelques pourcents. Le matériau hydrogéné pour la couche de conversion pourrait être un scintillateur plastique couplé à un photodétecteur, et permettre d'effectuer une mesure en coïncidence du proton de recul dans la puce Timepix et de la lumière de scintillation dans le photodétecteur. Nous envisageons que la diminution du seuil de détection, due à une meilleure discrimination entre les neutrons et les photons gamma, induirait une efficacité de détection plus importante. Par ailleurs, pour une détection conjointe des composantes thermiques et rapides des neutrons, une superposition de couches pourrait être envisagée.

Concernant les substrats de détection en diamant, il est prévu que les études sur leur compatibilité d'hybridation avec Timepix soient poursuivies, avec pour objectif premier de réaliser une comparaison de leur capacité de discrimination en fonction de leurs caractéristiques (structure cristalline, pureté, surface, épaisseur et type d'électrodes). Il est également important de souligner que le dépôt de couches de conversion pourrait également être envisagé sur le diamant.

Dans un objectif d'augmentation notable de l'efficacité de détection et du champ de vue, il semble que le couplage des scintillateurs avec des matrices de photomultiplicateurs de silicium soit le plus prometteur. Par ailleurs, le plus grand défi dans cet axe de recherche concerne le développement d'une électronique de lecture capable de réaliser en parallèle la discrimination et la localisation des

neutrons. De plus, celle-ci devra être adaptée en fonction des caractéristiques des scintillateurs (composition chimique, nature, fonctionnalisation, surface et épaisseur) et des SiPM (surface, nombre et taille des pixels).

La modification du détecteur pixellisé et du masque codé permettrait d'envisager de nouvelles géométries. L'empilement ou l'agencement sous la forme d'une mosaïque de détecteurs serait susceptible d'améliorer le champ de vue et l'efficacité de détection, tout comme le passage d'un encodage spatial surfacique à volumétrique par le biais d'un masque codé en trois dimensions (sphère, cylindre). Ce dernier point pourrait se faire soit par l'adaptation des motifs existants, soit par le développement de nouveaux motifs de masque codé.

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons principalement orienté nos choix de développement dans un objectif d'application de l'imageur à des cas de gestion des déchets nucléaires ou de suivi de la localisation des émissions radioactives au sein d'une installation nucléaire, que ce soit durant son fonctionnement ou lors de son démantèlement. Néanmoins, ces travaux ouvrent aussi des perspectives d'utilisation de l'imagerie neutronique encore assez peu explorées. À titre d'exemple, en vue d'une amélioration de la connaissance du comportement en fonctionnement d'un cœur de réacteur nucléaire et de son circuit primaire, un nouveau prototype serait à concevoir pour être adapté à des mesures au niveau du bâtiment réacteur d'une centrale ou d'un réacteur de recherche (ASTRID, ITER). Il pourrait aussi être envisagé de réaliser des mesures au niveau des piscines de désactivation et d'entreposage provisoire du combustible nucléaire usagé. Au demeurant, dans ce type de contexte de mesures, *i.e.* un important flux de neutrons rapides, l'utilisation des diamants hybridés sur la puce Timepix auraient alors tout leur sens pour ce nouveau prototype d'imageur. D'autre part, concernant la problématique de la surveillance des frontières, les besoins de compacité étant moins importants, le type d'imageur neutronique et sa géométrie serait alors également à reconsidérer, afin de maximiser le paramètre lié à l'efficacité.

Liste des figures

Figure 1.1 : Principe de l'imagerie neutronique par diffusion élastique [1].	6
Figure 1.2 : Principe de la reconstruction de l'image à partir de cônes de diffusion [6].	7
Figure 1.3 : À gauche : prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique de <i>Brookhaven National Laboratory</i> ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement [8].	7
Figure 1.4 : À gauche : image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à 91 cm dans l'axe ; à droite : image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à 91 cm et excentrée de 51 cm (durées et émissions neutroniques non précisées) [8].	8
Figure 1.5 : À gauche : second prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique du <i>Brookhaven National Laboratory</i> ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement [9].	8
Figure 1.6 : Images neutroniques d'une source de ^{252}Cf placée à différentes positions (durées, émissions neutroniques et positions non précisées) [9].	9
Figure 1.7 : À gauche : déploiement du prototype d'imageur neutronique du <i>Brookhaven National Laboratory</i> ; à droite : image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à une distance de 33 m (durées et émissions neutroniques non précisées) [10].	9
Figure 1.8 : Prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique du <i>Sandia National Laboratory</i> [11].	10
Figure 1.9 : À gauche : image neutronique d'une source d'AmBe placée à $\{-9^\circ ; 23^\circ\}$; à droite : à $\{7^\circ ; 7^\circ\}$ (durées et émissions neutroniques non précisées) [11].	10
Figure 1.10 : De gauche à droite : schémas présentant l'agencement des scintillateurs et second prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique développé par le <i>Sandia National Laboratory</i> [1] (<i>pour aider la représentation spatiale de l'agencement des scintillateurs, deux motifs ont été utilisés mais il n'existe pas de différences entre les scintillateurs</i>).	11
Figure 1.11 : À gauche : image neutronique acquise en 20 min d'une source de ^{252}Cf placée à environ 2 m à -90° ; image neutronique d'une source de ^{252}Cf placée à plusieurs mètres à -135° (émissions neutroniques non précisées) [1].	11
Figure 1.12 : Modèle d'imageur neutronique par diffusion élastique du <i>Sandia National Laboratory</i> [18].	12
Figure 1.13 : Prototype d'imageur neutronique par diffusion élastique de l'Université du New Hampshire [24].	12
Figure 1.14 : À gauche : image neutronique réalisée en 30 h d'une source de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^7$ neutrons.s $^{-1}$) placée à environ 3 m [25] ; image neutronique réalisée en 65 h d'une source de plutonium ($6,3 \times 10^3$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1 m [23].	13
Figure 1.15 : À gauche : prototype d'imageur gamma/neutron par diffusion élastique de l'Université du New Hampshire ; à droite : schéma présentant son principe de fonctionnement [28].	13
Figure 1.16 : À gauche : déploiement dans une voiture du prototype d'imageur gamma/neutron par diffusion élastique de l'Université du New Hampshire ; à droite : image neutronique d'une source de ^{252}Cf et image gamma d'une source de ^{137}Cs placées à une distance de 10 m superposées à l'image visible (durée et débit d'émission neutronique non précisées) [29].	13
Figure 1.17 : À gauche : schéma présentant le principe de fonctionnement de l'imageur gamma/neutron par diffusion élastique de l'Université du Michigan ; à droite : le prototype [31].	14
Figure 1.18 : À gauche : image neutronique réalisée en 6 h d'une source de ^{252}Cf ($1,24 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1,8 m [5] ; à droite : image neutronique réalisée en 14 h de trois sources, du plutonium ($5,2 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) à $\{90^\circ ; 85^\circ\}$, du ^{252}Cf (3×10^5 neutrons.s $^{-1}$) à $\{90^\circ ; 109^\circ\}$ et de l'AmBe (1×10^6 neutrons.s $^{-1}$) à $\{141^\circ ; 85^\circ\}$ placées à environ 2 m [32].	14

Figure 1.19 : Principe de l'imagerie gamma par encodage spatial à l'aide d'un sténopé [35].	16
Figure 1.20 : Principe de l'imagerie X et gamma par encodage temporel à l'aide d'une fente [37].	17
Figure 1.21 : Principe de l'imagerie X et gamma par encodage spatial à l'aide d'un masque codé [38].	17
Figure 1.22 : Schéma présentant le principe de fonctionnement d'un prototype d'imageur neutronique par encodage à l'aide d'un sténopé du <i>National Bureau of Standards</i> et d'une chambre d'ionisation sensible à une dimension réalisant l'image d'un accélérateur linéaire irradiant une cible de tungstène placé à 4 m du collimateur [42].	18
Figure 1.23 : À gauche : profil 3D neutron d'un accélérateur linéaire irradiant une cible de tungstène placé à 4 m ; à droite : image neutronique (durée et débit d'émission neutronique non précisées) [42].	19
Figure 1.24 : Schéma présentant le principe de fonctionnement du prototype d'imageur neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du <i>Brookhaven National Laboratory</i> [43].	19
Figure 1.25 : À gauche : image neutronique réalisée en quelques minutes d'une source de ^{252}Cf ($\sim 10^6$ neutrons.s $^{-1}$) dans un cylindre de polyéthylène ; à droite : image neutronique réalisée en quelques minutes d'une source de ^{252}Cf ($\sim 10^6$ neutrons.s $^{-1}$) placée entre deux blocs de polyéthylène (distance entre la source et l'imageur non précisées) [42].	20
Figure 1.26 : À gauche : vue des composants internes du prototype d'imageur neutronique par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du <i>Brookhaven National Laboratory</i> ; à droite : exemple de déploiement [46].	20
Figure 1.27 : Image neutronique réalisée avec environ 1000 neutrons retardés émis par un échantillon d'uranium appauvri irradié par un faisceau de photons et placé à 2,4 m (durée et débit d'émission neutronique non précisées) [47].	21
Figure 1.28 : Assemblage du prototype du détecteur neutron sensible à deux dimensions spatiales du <i>Brookhaven National Laboratory</i> [48].	21
Figure 1.29 : Image neutronique d'une source de ^{252}Cf (durée, débit d'émission neutronique et distance entre la source et l'imageur non précisées) [48].	22
Figure 1.30 : À gauche : prototype d'imageur neutronique par encodage temporel à l'aide de fentes de l'Université du Michigan ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement [49].	22
Figure 1.31 : À gauche : image neutronique réalisée en 3 h avec un compteur proportionnel à BF_3 d'une source de PuBe ($1,2 \times 10^5$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 210 cm à {15 cm ; 15 cm} ; à droite : avec un compteur proportionnel à ^3He à {10 cm ; 0 cm} [49].	23
Figure 1.32 : Schéma présentant le principe de fonctionnement d'un imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'un sténopé de l'Université de Lancaster [51].	23
Figure 1.33 : À gauche : collimateur large en tungstène de 10 cm de diamètre extérieur, de 5 mm d'épaisseur et de 43 cm de longueur ; à droite : collimateur étroit en tungstène de 5,7 cm de diamètre extérieur, de 10 mm d'épaisseur et de 25 cm de longueur [51].	23
Figure 1.34 : À gauche : image neutronique réalisée avec le collimateur large en 35 min d'une source d'AmBe ($2,5 \times 10^6$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1,5 m ; à droite : profil 3D neutron [50].	24
Figure 1.35 : À gauche : exemple de motif du balayage de la fente [52] ; à droite : implémentation du prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'une fente de l'Université de Lancaster et de Createc [52].	24
Figure 1.36 : Image neutronique réalisée en 4 h (débit d'émission neutronique et distance entre la source et l'imageur non précisées) [52].	25
Figure 1.37 : À gauche : déploiement du prototype d'imageur gamma/neutron par encodage temporel à l'aide d'une fente de l'Université de Lancaster et de Createc [56] ; à droite : schéma présentant le principe de fonctionnement du collimateur [55].	25
Figure 1.38 : Image neutronique réalisée en 40 h avec une source de ^{252}Cf ($9,0 \times 10^6$ neutrons.s $^{-1}$) placée à 1,6 m [56].	26

Figure 1.39 : À gauche : matrice de 5×6 scintillateurs organiques liquides couplée à un tube photomultiplicateur ; à droite : masque codé MURA 13×13 en polyéthylène haute densité et en plomb [57].	26
Figure 1.40 : Image neutronique réalisée en 12 h avec une source de ^{252}Cf placée à 5,1 m (débit d'émission neutronique non précisée) [57].	27
Figure 1.41 : À gauche : matrice de 64 scintillateurs organiques liquides couplée à un tube photomultiplicateur ; à droite : masque pseudo-aléatoire de 12×12 éléments en polyéthylène haute densité [59].	27
Figure 1.42 : Image neutronique réalisée en 10 min avec une source de ^{252}Cf ($4,1 \times 10^4$ neutrons.s ⁻¹) placée à 9 m [59].	28
Figure 1.43 : À gauche : prototype d'imageur gamma/neutron par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du <i>Oak Ridge National Laboratory</i> [60] ; au milieu : module de détection sensible à la position ; à droite : grille de 10×10 pixels remplie du scintillateur organique liquide [61].	28
Figure 1.44 : À gauche : image neutronique réalisée avec un générateur d-t placé à 1 m (débit d'émission neutronique non précisée) ; à droite : image neutronique réalisée en 2 h d'une source de ^{240}Pu ($\sim 10^5$ neutrons.s ⁻¹) [60].	29
Figure 1.45 : À gauche : second prototype d'imageur gamma/neutron par encodage spatial à l'aide d'un masque codé du <i>Oak Ridge National Laboratory</i> ; au milieu : module de détection sensible à la position ; à droite : grille de 8×8 pixels remplie du scintillateur organique liquide [62].	29
Figure 1.46 : Image neutronique réalisée en 3 h avec une source de ^{252}Cf ($1,1 \times 10^5$ neutrons.s ⁻¹) placée à environ 2,3 m [62].	30
Figure 1.47 : Image neutronique réalisée en 3 h avec une multitude de sources de ^{252}Cf dont les émissions neutroniques varient de $2,2 \times 10^4$ neutrons.s ⁻¹ à $\sim 5 \times 10^5$ neutrons.s ⁻¹ et placée entre 1,8 m et 4 m [62].	30
Figure 1.48 : Prototype d'imageur gamma/neutron CLYC RadCam-2 de RMD [64].	31
Figure 1.49 : À gauche : image neutronique acquise en 48 h d'une source de ^{252}Cf ($1,7 \times 10^5$ neutrons.s ⁻¹) placée à environ 30 cm ; à droite : image neutronique acquise en 48 h d'une source d'AmBe ($6,8 \times 10^5$ neutrons.s ⁻¹) placée à environ 30 cm [64].	31
Figure 1.50 : À gauche : prototype d'imageur gamma/neutron à encodage temporel du <i>Sandia National Laboratory</i> [65].	32
Figure 1.51 : Image neutronique acquise en 15 h d'une source de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^5$ neutrons.s ⁻¹) placée à 1,8 m du masque codé et reconstruite avec 30 itérations d'un algorithme de type MLEM (pour l'anglais <i>Maximum Likelihood Expectation Maximization</i>) [65].	32
Figure 1.52 : Image neutronique acquise en 12 h de deux sources de ^{252}Cf ($1,5 \times 10^5$ neutrons.s ⁻¹) séparées de 5° et placées à 1,8 m du masque codé et reconstruite avec 250 itérations d'un algorithme de type MLEM [65].	32
Figure 2.1 : Schémas du principe de l'architecture du détecteur Timepix ; à gauche, une vue générale et à droite une coupe illustrant la connexion entre le substrat de détection et l'électronique de lecture [2].	42
Figure 2.2 : Photographie d'une puce Timepix placée sur une carte électronique de lecture et de support.	43
Figure 2.3 : Schéma de fonctionnement d'un tube photomultiplicateur [7].	45
Figure 2.4 : À gauche : vue du dessus de la structure d'un SiPM, d'après le site d'Hamamatsu cité dans [12] ; à droite : schéma électrique équivalent d'un SiPM [13].	46
Figure 2.5 : Deux types d'avalanches dans une photodiode : à gauche avalanche en cascade, à droite avalanche auto-entretenue [13].	47
Figure 2.6 : Illustration du principe de proportionnalité entre l'amplitude de la sortie d'un SiPM et le nombre de photons détectés : à gauche vue du dessus d'un SiPM, à droite superposition des signaux, d'après le site d'Hamamatsu cité dans [12].	47

Figure 2.7 : Principe de détection d'un neutron rapide, via la création d'un proton de recul au sein d'un convertisseur en polyéthylène (PE), couplé à un détecteur en silicium (Si) [15].	49
Figure 2.8 : Sections efficaces de la diffusion élastique d'un neutron sur un noyau d' ^1H , issues de la bibliothèque ENDF/B-VIII.0.	49
Figure 2.9 : Principe de détection d'un neutron utilisant la capture neutronique à partir d'un convertisseur en fluorure de lithium (LiF) et d'un détecteur en silicium (Si) [15].	50
Figure 2.10 : Sections efficaces de la capture d'un neutron sur un noyau d' ^6Li , issues de la bibliothèque ENDF/B-VIII.0.	50
Figure 2.11 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction du type de substrat. Les barres d'erreurs sont inférieures aux marques. L'épaisseur du convertisseur en polyéthylène est de 1 mm.	51
Figure 2.12 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction de l'épaisseur de substrat en silicium. Les barres d'erreurs sont inférieures aux marques.	52
Figure 2.13 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction de l'épaisseur de convertisseur en polyéthylène. Les barres d'erreurs sont inférieures aux marques.	53
Figure 2.14 : Variation de l'efficacité intrinsèque de détection neutronique en fonction de l'épaisseur de convertisseur en fluorure de lithium.	53
Figure 2.15 : Variation du rapport du nombre des particules chargées détectées dans le substrat de détection en Si sur le nombre de particules simulées en fonction de l'épaisseur de convertisseur pour la source de ^{252}Cf thermalisée.	54
Figure 2.16 : Schéma de la chaîne d'acquisition avec le détecteur Timepix.	54
Figure 2.17 : Exemple de mise en place de la chaîne d'acquisition basée sur l'utilisation d'un Timepix en silicium et d'un boîtier FITPix.	55
Figure 2.18 : Interface du logiciel Pixelman.	55
Figure 2.19 : Exemple de la matrice de sortie fournie par le détecteur Timepix.	56
Figure 2.20 : Exemple d'une portion de matrice de sortie avec l'identification des <i>clusters</i> à l'aide de l'algorithme DBSCAN.	57
Figure 2.21 : Exemple d'extraction des caractéristiques d'un <i>cluster</i> , les points bleus correspondent aux pixels le constituant, le contour rouge à son périmètre, la croix noire à son centre géométrique, la courbe noire à son ellipse circonscrite.	58
Figure 2.22 : Exemple de résultat issu de la procédure d'égalisation du seuil THL.	61
Figure 2.23 : Évolution du nombre de pixels bruyants de la puce Timepix en fonction de la valeur de THL.	62
Figure 2.24 : Correspondance entre l'énergie de la particule et la valeur ToT mesurée et fonction d'ajustement associée [26].	63
Figure 2.25 : Courbe d'étalonnage obtenue pour la puce Timepix G06-W0094 (55 μm /300 μm Si)...	63
Figure 2.26 : Spectres d'une source radioactive d' ^{241}Am obtenus avec la puce G06-W0094 (55 μm /300 μm Si) : en haut, spectre en ToT ; en bas, spectre étalonné en énergie.	64
Figure 2.27 : Photographie de la puce I11-W0094 modifiée avec le dépôt de paraffine, Timepix #1, réalisé avec la première méthode de fabrication.	65
Figure 2.28 : Photographie de la puce I11-W0094 modifiée avec le dépôt de paraffine, Timepix #2, réalisé avec la deuxième méthode de fabrication.	65
Figure 2.29 : Schéma du principe de l'évaporation thermique sous vide [27].	66
Figure 2.30 : Photographie de la puce G06-W0094 modifiée avec le dépôt de fluorure de lithium, Timepix #3.	66
Figure 2.31 : A gauche : photographie de la puce Timepix #1 (semi-conducteur entouré en bleu) avec le dépôt de paraffine (entouré en rouge) ; à droite : image neutronique brute réalisée avec cette	

puce avec une source de ^{252}Cf séparée du détecteur par une épaisseur de 5 cm de plomb pendant 2 heures.....	69
Figure 2.32 : Image neutronique brute réalisée par simulation MCNP6. La zone complète de détection entourée en bleu et la couche de paraffine en rouge.	70
Figure 2.33 : A gauche : photographie de la puce Timepix #3 (semi-conducteur entouré en bleu) avec le dépôt de fluorure de lithium (entouré en rouge) ; à droite : image neutronique brute réalisée avec cette puce avec une source de ^{252}Cf séparée du détecteur par une épaisseur de 5 cm de polyéthylène pendant 3,37 heures.	70
Figure 2.34 : Illustration du principe de détection des neutrons par un diamant.	72
Figure 2.35 : Sections efficaces des interactions d'intérêt entre un neutron et le noyau de ^{12}C , issues de la bibliothèque CENDL-3.1.	73
Figure 2.36 : Détecteur en diamant installé sur son support de détection.	74
Figure 2.37 : Schéma de la chaîne d'acquisition utilisée pour les mesures à l'aide du détecteur diamant.	74
Figure 2.38 : Mise en place de la chaîne d'acquisition au bâtiment 451 du LCD.	75
Figure 2.39 : Mise en place de la chaîne d'acquisition au bâtiment 516 du LCAE.	75
Figure 2.40 : Impulsion triangulaire [30].	76
Figure 2.41 : Impulsion rectangulaire lors d'un déplacement des électrons [30].	76
Figure 2.42 : Impulsion rectangulaire lors d'un déplacement des trous [30].	76
Figure 2.43 : Impulsion rectangulaire lors d'un déplacement des électrons ($t_{d,e}$) et des trous ($t_{d,h}$) à partir du centre balistique [30].	77
Figure 2.44 : Impulsions en forme de marche lors d'une interaction entre l'anode et le centre balistique du volume [30].	77
Figure 2.45 : Impulsions en forme de marche lors d'une interaction entre la cathode et le centre balistique du volume [30].	77
Figure 2.46 : Exemple de traitement d'une impulsion obtenue dans le détecteur diamant utilisé.	78
Figure 2.47 : Histogramme des facteurs de forme en fonction des sources d' ^{241}Am et de ^{22}Na normalisée à la valeur maximale pour chaque histogramme. « h+ readout » déplacement des trous, « e- readout » déplacement des électrons.	79
Figure 2.48 : Largeur à mi-hauteur en fonction de la tension de polarisation. « Pol+ » déplacement des trous, « Pol- » déplacement des électrons. « LeCroy » calcul fait par l'oscilloscope LeCroy, « post-traitement » calcul fait à partir de l'enregistrement des impulsions sur l'ordinateur.	80
Figure 2.49 : Évolution de la largeur à mi-hauteur en fonction de la tension de polarisation et de l'amplificateur (CIVIDEC, Ortec, DBAIII). « Pol+ » déplacement des trous, « Pol- » déplacement des électrons.	81
Figure 2.50 : Évolution de l'amplitude en fonction de la tension de polarisation et de l'amplificateur (CIVIDEC, Ortec, DBAIII). « Pol+ » déplacement des trous, « Pol- » déplacement des électrons.	81
Figure 2.51 : Histogrammes bi-dimensionnels de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur, acquisitions réalisées en laboratoire avec les sources de photons gamma. En bleu : l'ensemble des 5 498 impulsions, en rouge : les 78 impulsions identifiées comme des neutrons.	82
Figure 2.52 : Histogrammes bi-dimensionnels de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur : à gauche, source ^{137}Cs (erreur de classification : 2,4 %) ; au centre, source ^{22}Na (1,2 %) ; à droite, source ^{60}Co (1,4 %).	83
Figure 2.53 : Histogramme bi-dimensionnel de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur, acquisitions réalisées en laboratoire avec les sources mixtes neutron/gamma (en bleu : l'ensemble des impulsions, en rouge : impulsions identifiées comme des neutrons).	83

Figure 2.54 : Histogramme bi-dimensionnel de l'aire en fonction de la largeur à mi-hauteur, résultats issus de la littérature [Weiss16] (en vert clair : l'ensemble des impulsions ; barre de couleur : impulsions identifiées comme des neutrons rapides au niveau du centre balistique) [29].	83
Figure 2.55 : Histogramme de la largeur à mi-hauteur des impulsions identifiées comme des neutrons.	84
Figure 2.56 : Réponse d'un scintillateur, comportant une composante rapide liée à la fluorescence rapide et une composante lente liée à la fluorescence retardée [33]. Le symbole « mn » correspond à « minute ».	85
Figure 2.57 : Illustration de la différence de forme d'impulsions, d'énergie équivalente-électron similaire, générées au sein d'un scintillateur discriminant.	86
Figure 2.58 : Schéma de principe de la chaîne d'acquisition mise en place pour les expériences de discrimination entre les neutrons et les photons gamma.	89
Figure 2.59 : Aperçu des scintillateurs organiques utilisés pour ces essais et fabriqués au laboratoire : à gauche, scintillateur liquide de type BC501A, à droite scintillateur plastique de type EJ276.	89
Figure 2.60 : À gauche : tube photomultiplicateur de type R7724-100 et de marque Hamamatsu ; à droite : matrice de SiPM de type ArrayC-30035-16P et de marque SensL.	90
Figure 2.61 : Schéma de l'électronique de mesure pour la matrice de SiPM.	91
Figure 2.62 : Mise en place de la chaîne d'acquisition avec la matrice de SiPM.	91
Figure 2.63 : Exemple de traitement d'une impulsion	92
Figure 2.64 : Exemple d'analyse d'un histogramme des rapports de charges obtenu à partir d'un scintillateur organique liquide, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf . La barre noire correspond à l'intersection des deux composantes de la fonction gaussienne.	93
Figure 2.65 : Exemple d'un histogramme des charges totales (spectre) obtenu à partir d'un scintillateur organique liquide, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf . Les barres rouges correspondent aux bornes de la gamme d'énergie [500 keVee ; 7 MeVee].	94
Figure 2.66 : Exemple d'un histogramme bi-paramétrique des rapports de charge en fonction de la charge totale obtenu à partir d'un scintillateur organique liquide, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf . Les barres rouges correspondent aux bornes de la gamme d'énergie [500 keVee ; 7 MeVee]. La barre noire correspond à l'intersection des deux composantes de la fonction gaussienne.	94
Figure 2.67 : Procédure pour l'optimisation de la discrimination par la méthode de comparaison de charges.	97
Figure 2.68 : Courbes d'étalonnage en énergie obtenues pour les quatre configurations décrites ci-dessus.	99
Figure 2.69 : Exemple d'optimisation des périodes d'intégration pour la discrimination neutron/gamma : valeur de la FoM en fonction des périodes d'intégration obtenue à partir d'un scintillateur organique plastique, d'une matrice de SiPM et d'une source ^{252}Cf .	100
Figure 2.70 : Histogramme du facteur de discrimination obtenu à partir d'un scintillateur organique plastique, d'une matrice de SiPM et d'une source ^{252}Cf : à gauche, avec les portes optimisées ; à droite, avec les portes habituellement employées au laboratoire.	101
Figure 2.71 : Comparatif avec un scintillateur plastique entre un PMT et un SiPM : FoM et pourcentage d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee).	102
Figure 2.72 : Histogramme bi-paramétrique des rapports de charge en fonction de la charge totale obtenu à partir d'un scintillateur organique plastique, d'un PMT et d'une source ^{252}Cf en prenant un seuil en énergie de 250 keVee.	103
Figure 2.73 : Histogramme bi-paramétrique des rapports de charge en fonction de la charge totale obtenu à partir d'un scintillateur organique plastique, d'un SiPM et d'une source ^{252}Cf en prenant un seuil en énergie de 250 keVee.	103
Figure 2.74 : Comparatif avec un SiPM entre un scintillateur plastique et un scintillateur liquide : FoM et pourcentage d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee).	104

Figure 2.75 : Visualisation avec l'ensemble des combinaisons d'histogrammes à une et deux dimensions (en rouge les impulsions saturées et en vert les impulsions issues de la photocathode).	105
Figure 2.76 : Visualisation avec l'ensemble des combinaisons d'histogrammes à une et deux dimensions après l'application des filtres sur les impulsions saturées et les impulsions issues de la photocathode.	105
Figure 2.77 : Application d'un GMM avec quatre composantes sur la charge totale, le rapport des charges et le rapport d'amplitude (en rouge les impulsions dues aux neutrons, en bleu aux photons gamma, en vert aux particules de basse énergie (~100 keVee) et en noir à la photocathode).	106
Figure 2.78 : Application d'un GMM avec deux composantes sur le rapport des charges et le rapport d'amplitude.	106
Figure 3.1 : Masque de motif ASM de rang 7 : à gauche, motif élémentaire ; à droite, matrice de décodage. « + » correspond à « +1 » et « - » à « -1 ».	116
Figure 3.2 : Masques de motif ASM : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11.	116
Figure 3.3 : Géométrie du prototype d'imageur.	117
Figure 3.4 : Division en plusieurs zones du champ de vue d'un imageur à masque codé [5]. « FCFV » pour l'anglais <i>Full Coded Field of View</i> , « PCFV » pour l'anglais <i>Partially Coded Field of View</i> .	117
Figure 3.5 : Exemple simulé de reconstruction d'une source centrée, sans bruit de fond, avec un détecteur parfait et un masque parfait par la méthode d'intercorrélation.	120
Figure 3.6 : Exemple simulé de reconstruction d'une source centrée, en présence d'un bruit de fond, avec un détecteur parfait et un masque parfait par la méthode d'intercorrélation.	120
Figure 3.7 : Exemple simulé de la soustraction des images brutes lors de la mise en œuvre de la procédure « masque/anti-masque ».	121
Figure 3.8 : Exemple simulé de reconstruction d'une source centrée, en présence d'un bruit de fond, avec un détecteur parfait et un masque parfait. Utilisation de la méthode d'intercorrélation avec application de la procédure « masque/anti-masque ».	121
Figure 3.9 : Exemple simulé de présentation d'une image neutronique décodée correspondant à une source placée au centre du champ de vue de l'imageur : à gauche, visualisation 2D ; à droite, visualisation 3D.	122
Figure 3.10 : Exemple simulée d'une image neutronique décodée d'une source placée au centre du champ de vue de l'imageur : à gauche avec un filtre de Gauss avec une largeur à mi-hauteur de 3 pixels et à droite avec le seuil à 50 % du maximum.	123
Figure 3.11 : Exemple simulé de la superposition de l'image visible et de l'image neutronique décodée, lissée et seuillée d'une source placée au centre du champ de vue de l'imageur.	124
Figure 3.12 : Exemple simulé du décalage du point chaud en fonction de l'excentrage de la source : à gauche, 3° ; au centre, 6° ; à droite, 9°.	125
Figure 3.13 : Exemple d'application d'un ajustement linéaire sur la simulation d'un décalage du point chaud en fonction de l'excentrage de la source.	126
Figure 3.14 : Exemple simulé d'une image décodée d'une source centrée sur laquelle est identifiée l'ellipse circonscrite de la zone supérieure à 50 % de la valeur maximale. La croix noire correspond au centre de l'ellipse.	126
Figure 3.15 : Photographies du masque de motif ASM de rang 3 de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène : à gauche et au centre, usinage du masque ; à droite, masque usiné.	128
Figure 3.16 : Vue d'ensemble du système complet du prototype d'imageur neutronique sur un premier trépied.	129
Figure 3.17 : Photographie du prototype d'imageur neutronique sur un deuxième trépied.	129
Figure 3.18 : Schéma du système RRTNIS [12].	130
Figure 3.19 : Configuration expérimentale de l'imageur face au générateur D-T. Le faisceau de neutrons est représenté par le cône rouge.	130

Figure 3.20 : Comptage neutronique cumulé d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s ⁻¹ placé à 1 m pendant environ 15 min d'acquisition.	131
Figure 3.21 : Image neutronique expérimentale d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s ⁻¹ placé à 1 m pendant 30 min d'acquisition : en haut à gauche, la forme 3D ; en haut à droite, la forme 2D ; en bas, sous la forme d'une tâche en niveaux de couleur lissée et superposée à l'image visible de la scène. La croix noire sur l'image en 2D correspond au centre de l'image.	132
Figure 3.22 : Exemples expérimentaux d'une image neutronique décodée d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s ⁻¹ placé à environ 1 m pendant 15 min d'acquisition sans appliquer la procédure « masque/anti-masque » : à gauche en mode « masque » et à droite en mode « anti-masque ». La croix noire correspond au centre de l'image.	133
Figure 3.23 : Exemple expérimental d'une image neutronique décodée d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s ⁻¹ placé à environ 1 m pendant 15 min d'acquisition en appliquant la procédure « masque/anti-masque ». La croix noire correspond au centre de l'image.	133
Figure 3.24 : Modèle de simulation MCNP6 du dispositif expérimental.	134
Figure 3.25 : Image neutronique réalisé à l'aide de la procédure « masque/anti-masque » d'un générateur D-T de 5×10^7 neutrons.s ⁻¹ placé à 1 m pendant environ 30 min d'acquisition : à gauche, le résultat expérimental ; à droite, le résultat de simulation. La croix noire correspond au centre de l'image.	134
Figure 3.26 : Illustrations du modèle MCNP6 avec un masque avec un motif ASM de rang 3 de 5 cm de polyéthylène : à gauche, coupe sagittale avec la source placée à 50 cm au centre du champ de vue ; à droite, coupe frontale au niveau du masque selon les pointillés visibles sur la coupe sagittale.	135
Figure 3.27 : Évolutions du RSC d'encodage en fonction du matériau et du type de source.	138
Figure 3.28 : Évolution du RSC d'encodage en fonction de la probabilité d'interaction d'un neutron de 14 MeV dans le matériau.	139
Figure 3.29 : Évolutions du RSC de décodage en fonction de l'épaisseur de matériau (tungstène « W » et polyéthylène « CH ₂ ») et du type de source (²⁵² Cf « 252Cf », ²⁴¹ AmBe et générateur D-T « GenDT »). Lorsque les barres d'erreurs ne sont pas visibles, elles sont inférieures aux marques.	141
Figure 3.30 : Relation d'équivalence entre les épaisseurs de tungstène et de polyéthylène en fonction du type de source.	142
Figure 3.31 : Illustration du phénomène d'auto-collimation des neutrons : modification de la projection du motif sur le détecteur (bleu) en fonction de l'épaisseur du masque codé (vert).	144
Figure 3.32 : Évolution du champ de vue en fonction de l'épaisseur de masque.	144
Figure 3.33 : Base des masques : à gauche, modèle 3D ; à droite photographie.	146
Figure 3.34 : Modèles 3D des masques : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11... ..	146
Figure 3.35 : Photographies des masques : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11.	146
Figure 3.36 : Photographie de l'assemblage d'un masque.	147
Figure 3.37 : Matrice de décodage du masque avec un motif ASM de rang 7 et une distance inter-trou de 0,1 mm.	147
Figure 4.1 : Schéma de la configuration sur l'installation Atalante avec identification des emplacements et des points de vue.	151
Figure 4.2 : Photographies du caisson de stockage de la source : à gauche, selon le point de vue 1 de l'emplacement 1 en zone avant ; à droite, en position fermée, selon le point de vue 2 de l'emplacement 2 en zone arrière.	152
Figure 4.3 : Photographie selon le point de vue 3 de l'emplacement 3 du prototype d'imageur déployé au niveau de la Zone Arrière.	152
Figure 4.4 : Schéma de coupe de la source de CmBe.	154

Figure 4.5 : Photographie du canon de transfert.....	154
Figure 4.6 : Schéma du système de positionnement de la source.	155
Figure 4.7 : Photographie prise selon le point de vue 4 de l'emplacement 4 du canon de transfert raccordé au système de positionnement.	155
Figure 4.8 : Photographie prise selon le point de vue 5 de l'emplacement 4 du canon de transfert accosté à la porte fermée du caisson et raccordé au système de positionnement.	155
Figure 4.9 : Photographie prise selon le point de vue 2 de l'emplacement 2 du canon de transfert accosté à la porte fermée du caisson et raccordé au système de positionnement.	156
Figure 4.10 : Photographie du ringard souple.	156
Figure 4.11 : Images brutes des neutrons détectés : à gauche, mesure de bruit de fond ambiant ; à droite, mesure avec la présence de la source de CmBe.	157
Figure 4.12 : Résultats en imagerie neutronique : à gauche, rang 3 ; au centre, rang 7 ; à droite, rang 11. La croix noire correspond au centre de l'image.	161
Figure 4.13 : Résultats en imagerie neutronique pour le masque de rang 3 : à gauche, de 5 cm d'épaisseur ; au centre, de 2,5 cm d'épaisseur ; à droite, de 1,0 cm d'épaisseur.	162
Figure 4.14 : Résultats en imagerie neutronique pour le masque de rang 7 : à gauche, de 5 cm d'épaisseur ; à droite, de 2,5 cm d'épaisseur.	162
Figure 4.15 : Résultats en imagerie neutronique de la première mesure à 25 cm.	165
Figure 4.16 : Résultats en imagerie neutronique de la deuxième mesure à 25 cm.	165
Figure 4.17 : Résultats en imagerie neutronique de la mesure à 50 cm.	165
Figure 4.18 : Résultats en imagerie neutronique sous la forme 2D : à gauche, la mesure à 0° ; au centre, à 45° ; à droite, à 90°.	167
Figure 4.19 : Résultats en imagerie neutronique sous la forme 3D : à gauche, la mesure à 0° ; au centre, à 45° ; à droite, à 90°.	167
Figure 4.20 : Image neutronique superposée à l'image visible pour la mesure à 0°.	168
Figure 4.21 : Image neutronique superposée à l'image visible pour la mesure à 90°.	168
Figure 4.22 : Image gamma superposée à l'image visible pour la mesure à 90°.	169
Figure 4.23 : Photographies de l'écran neutronique en polyéthylène.	171
Figure 4.24 : Schéma des configurations expérimentales avec l'écran neutronique : à gauche, coupe frontale ; à droite, coupe sagittale.	171
Figure 4.25 : Photographies de l'écran photonique en plomb.	171
Figure 4.26 : Schéma des configurations expérimentales avec l'écran photonique : à gauche, coupe frontale ; à droite, coupe sagittale.	171
Figure 4.27 : Résultats en imagerie neutronique d'une source de CmBe émettrice de 2×10^7 neutrons.s ⁻¹ placée à 50 cm pendant 2 h d'acquisition : à gauche, avec un écran en polyéthylène ; au centre, en l'absence d'écran ; à droite, avec un écran en plomb.	172
Figure 4.28 : Résultats en imagerie gamma d'une source de CmBe émettrice de 2×10^7 neutrons.s ⁻¹ placée à 50 cm pendant 2 h d'acquisition : à gauche, avec un écran en polyéthylène ; au centre, en l'absence d'écran ; à droite, avec un écran en plomb.	172
Figure 4.29 : Schéma illustrant la configuration expérimentale simulant la présence d'une source parasite.	174
Figure 4.30 : Résultats en imagerie neutronique d'une source de CmBe émettrice de 2×10^7 neutrons.s ⁻¹ placée à 50 cm pendant 2 h d'acquisition : à gauche, en l'absence d'une source parasite simulée ; à droite, en présence de la source parasite.	174
Figure 4.31 : Photographie de la casemate d'irradiation Danaïdes : à gauche, vue de l'extérieur ; au centre et à droite, vue de l'intérieur, avec le prototype au niveau de la position 4 identifiée sur la figure 4.32.	177

Figure 4.32 : Schéma de la configuration dans la casemate Danaïdes avec l'identification des différents positionnements de l'imageur.	178
Figure 4.33 : Photographie du tube scellé générateur de neutrons de type GENIE 16.....	179
Figure 4.34 : Image neutronique d'un générateur D-T émettant $3,3 \times 10^7$ neutrons.s ⁻¹ pendant 30 min d'acquisition superposée à l'image visible : à gauche, placé à une distance de 50 cm ; au centre, 100 cm ; à droite, 150 cm.....	183
Figure 4.35 : Évolution de la valeur du point chaud et du taux de comptage neutronique en fonction de l'inverse du carré de la distance.....	184
Figure 4.36 : Résultats en imagerie neutronique d'un générateur de neutrons placé à 50 cm pendant 15 min de temps actif de mesure : à gauche, avec une émission de $3,3 \times 10^7$ neutrons.s ⁻¹ ; au centre, $1,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹ ; à droite, $2,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹	185
Figure 4.37 : Évolution de la valeur du point chaud et du taux de comptage neutronique en fonction du débit d'émission neutronique.	186
Figure 4.38 : Résultats en imagerie neutronique d'un générateur de 2×10^8 neutrons.s ⁻¹ placé à 50 cm pendant 15 min d'acquisition : en haut à gauche, masque de rang 3 de 5 cm d'épaisseur de polyéthylène ; en haut à droite, rang 3 de 4,5 cm d'épaisseur de photopolymère ; en bas à gauche, rang 7 de 2,9 cm d'épaisseur de tungstène ; en bas à droite, rang 11 de 1,2 cm d'épaisseur. ..	187
Figure 4.39 : Image neutronique d'un générateur de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹ placé à une distance de 50 cm pendant 30 min d'acquisition superposée à l'image visible : à gauche, au niveau de la position 1 ; au centre, au niveau de la position 4 ; à droite, au niveau de la position 5.....	189
Figure 4.40 : Résultats d'imagerie obtenu à l'aide d'un générateur de neutrons placé à 50 cm avec un décalage de 10 cm par rapport à la position 1 pendant 30 min d'acquisition : à gauche, de la composante neutronique ; à droite, de la composante gamma.....	189
Figure 4.41 : Photographie de la configuration expérimentale avec l'écran neutronique en polyéthylène.	190
Figure 4.42 : Photographie de la configuration expérimentale de l'écran photonique en plomb.....	190
Figure 4.43 : Résultats en imagerie d'un générateur de 2×10^8 neutrons.s ⁻¹ placé à 100 cm pendant 30 min d'acquisition : en haut à gauche, image neutronique en présence d'un écran de polyéthylène ; en haut au centre, image neutronique en l'absence d'écran ; en haut à droite, image neutronique en présence d'un écran de plomb ; en bas à gauche, image gamma en présence d'un écran de polyéthylène ; en bas au centre, image gamma en l'absence d'écran ; en bas à droite, image gamma en présence d'un écran de plomb.....	191
Figure 4.44 : Image de la radioactivité d'un générateur de $2,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹ placé à une distance de 50 cm pendant 40 min d'acquisition superposée à l'image visible : à gauche, image neutronique avec un écran de 11 cm de polyéthylène ; à droite, image gamma avec un écran de 5 cm de plomb.	193
Figure 4.45 : Photographie de la configuration expérimentale avec la présence d'une source d'AmBe hors du champ de vue posée sur l'imageur.	194
Figure 4.46 : Résultats en imagerie équivalente à la mesure d'un générateur de 1×10^8 neutrons.s ⁻¹ placé à 100 cm pendant 60 min d'acquisition : en haut à gauche, image neutronique en l'absence d'une source d'AmBe parasite ; en haut à droite, image neutronique en présence d'une source d'AmBe parasite ; en bas à gauche, image gamma en l'absence de source parasite ; en bas à droite, image gamma en présence d'une source parasite d'AmBe de 3,7 MBq posée sur l'imageur.	194
Figure 4.47 : Résultats en imagerie d'un générateur de $1,0 \times 10^8$ neutrons.s ⁻¹ placé à une distance de 100 cm perturbée par la présence d'une source parasite d'AmBe de 3,7 MBq posée sur l'imageur, pendant 40 min d'acquisition, superposée à l'image visible : à gauche, de la composante neutronique ; à droite, de la composante gamma.....	195
Figure 4.48 : Photographie de la configuration expérimentale avec la présence, dans le champ de vue du prototype, du GENIE 16 et d'une source d'AmBe placée au premier plan.....	196

Figure 4.49 : Résultats d'imagerie d'un générateur de neutrons émettant $2,8 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ placé à 100 cm et d'une source d'AmBe de 3,7 MBq à 25 cm pendant 40 min d'acquisition : à gauche, de la composante neutronique ; à droite, de la composante gamma. 197

Figure 4.50 : Image de la radioactivité d'un générateur de $2,8 \times 10^7$ neutrons.s⁻¹ placé à une distance de 100 cm et d'une source d'AmBe de 3,7 MBq à 25 cm pendant 40 min d'acquisition: à gauche, image neutronique superposée à l'image visible pour une distance de 100 cm ; à droite, image gamma superposée à l'image visible pour une distance de 25 cm. 197

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Récapitulatif des imageurs neutroniques par diffusion élastique développés depuis 2005.	15
Tableau 1.2 : Récapitulatif des imageurs neutroniques par encodage développés depuis 1981.	34
Tableau 2.1 : Catégories des clusters, types de particules associées et critère de classification.	60
Tableau 2.2 : Répartitions des clusters en fonction du type de sources radioactives (en gras les valeurs identifiées comme significatives, i. e. strictement supérieures à 0,04 % et en rouge celles liées à la détection des neutrons).	68
Tableau 2.3 : Récapitulatif des résultats de l'évaluation de l'efficacité intrinsèque du détecteur Timepix #2.	71
Tableau 2.4 : Tableau de comparaison des largeurs à mi-hauteur des acquisitions avec la source alpha et celles avec les sources mixtes neutron/gamma selon les lieux d'interaction.	84
Tableau 2.5 : Tableau récapitulatif permettant de comparer les performances en sensibilité entre un scintillateur plastique (n°2, 3 et 4) et un détecteur Timepix sensible aux neutrons (n°1).	88
Tableau 2.6 : Caractéristiques principales des scintillateurs liquides et plastiques utilisés lors de ces essais.	89
Tableau 2.7 : Caractéristiques principales des photomultiplicateurs (PMT et SiPM).	90
Tableau 2.8 : Caractéristiques principales du numériseur CAEN (« DT5743 »).	91
Tableau 2.9 : Caractéristiques extraites des impulsions.	98
Tableau 2.10 : Coefficients des régressions linéaires de l'étalonnage en énergie obtenus pour les quatre configurations décrites ci-dessus.	99
Tableau 2.11 : Tableau des FoM et des pourcentages d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee) : comparatif avec un scintillateur plastique entre un PMT et un SiPM.	102
Tableau 2.12 : Tableau des FoM et des pourcentages d'impulsions en fonction du seuil en énergie (keVee) : comparatif avec un SiPM entre un scintillateur plastique et un scintillateur liquide.	104
Tableau 3.1 : Caractéristiques des matériaux pour les simulations MCNP6.	136
Tableau 3.2 : Résultats de simulation des RSC d'encodage en fonction des matériaux. Selon chaque type de source, le meilleur RSC d'encodage a été identifié en vert et le moins bon en rouge.	137
Tableau 3.3 : Résultats de simulation du champ de vue et de la résolution spatiale en fonction du matériau du masque et du type de source pour un masque de rang 3 et de 2 cm.	140
Tableau 3.4 : Résultats de simulation du RSC de décodage, du champ de vue et de la résolution spatiale en fonction du rang du masque pour un masque de 2 cm de polyéthylène avec une source d'AmBe.	141
Tableau 3.5 : Résultats de simulation du champ de vue et de la résolution spatiale en fonction de l'épaisseur du masque pour un masque de rang 3 avec une source d'AmBe.	143
Tableau 3.6 : Liste des masques codés de motif ASM en tungstène du LCAE pouvant être utilisés pour les mesures en imagerie neutronique.	145
Tableau 3.7 : Liste des masques codés fabriqués en polyéthylène.	145
Tableau 4.1 : Répartition et taux de comptage des particules pour la mesure de bruit de fond ambiant sur l'installation Atalante.	154
Tableau 4.2 : Répartition et taux de comptage des particules pour la mesure de détection des neutrons, i.e. sans la présence du masque codé.	157
Tableau 4.3 : Récapitulatif des paramètres de mesure des différentes configurations expérimentales de la campagne de mesures sur l'installation Atalante.	159

Tableau 4.4 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction du rang du masque codé.....	161
Tableau 4.5 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'épaisseur d'un masque codé de rang 3.....	162
Tableau 4.6 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'épaisseur d'un masque codé de rang 7.....	163
Tableau 4.7 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de la distance entre la source et l'imageur.	166
Tableau 4.8 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'angle par rapport à l'axe de la source.	167
Tableau 4.9 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en fonction de l'angle par rapport à l'axe de la source.	170
Tableau 4.10 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'écrans.	172
Tableau 4.11 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en absence et en présence d'écrans.	172
Tableau 4.12 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'une source parasite.	175
Tableau 4.13 : Répartition et taux de comptage des particules pour la mesure de bruit de fond ambiant dans la casemate d'irradiation Danaïdes.	178
Tableau 4.14 : Récapitulatif des paramètres de mesure des différentes configurations expérimentales de la campagne d'essais réalisée dans la casemate Danaïdes.	181
Tableau 4.15 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de la distance entre le GENIE 16 et l'imageur.....	183
Tableau 4.16 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction du débit d'émission neutronique du GENIE 16.	185
Tableau 4.17 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction des caractéristiques du masque.....	186
Tableau 4.18 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction des caractéristiques du masque.....	188
Tableau 4.19 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en fonction de l'excentrage du GENIE 16.	189
Tableau 4.20 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'écrans.	192
Tableau 4.21 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en absence et en présence d'écrans.	192
Tableau 4.22 : Résultats d'analyse des images neutroniques obtenues en absence et en présence d'une source parasite.	195
Tableau 4.23 : Résultats d'analyse des images gamma obtenues en absence et en présence d'une source parasite.....	195
Tableau 4.24 : Résultats d'analyse des images obtenues en présence de plusieurs sources dans le champ de vue.....	197

Clément LYNDE

Développement d'un imageur neutron portable

Résumé

Le sujet de la thèse vise à développer un imageur neutron portable présentant des performances de détection compatibles avec les besoins de la recherche et de l'industrie nucléaire, notamment ceux du démantèlement. Cette thèse se décompose en trois axes principaux de recherche, précédés d'une phase de recherche bibliographique. Suite à cette dernière, l'approche de localisation retenue est l'imagerie de neutrons rapides par encodage spatial. Les détecteurs de neutrons ont été étudiés et plusieurs choix, adaptés à cette problématique, ont été retenus pour la suite de l'étude. Le premier axe est consacré aux études sur le développement d'un détecteur de neutrons sensible à la position. Le deuxième axe est lié à la conception et au prototypage d'un imageur neutronique, se reposant sur un masque codé et un détecteur Timepix modifié par une couche de paraffine. Le dernier axe concerne le déploiement et la caractérisation expérimentale de ce prototype.

Mots-clés : Instrumentation nucléaire, imagerie neutronique, détecteur de neutrons sensible à la position

Résumé en anglais

The subject of the thesis aims at developing a portable neutron imager with detection performance compatible with the needs of the nuclear research and industry, in particular those of decommissioning. This thesis is divided into three main areas of research, preceded by a bibliographic research phase. Following the latter, the localization approach adopted is spatial encoding fast neutron imaging. Neutron detectors were studied and several choices adapted to this challenge were selected for the continuation of the study. The first axis is dedicated to the studies on the development of a position-sensitive neutron detector. The second axis is related to the design and prototyping of a portable neutron imager, based on a coded aperture and a Timepix detector enhanced with a paraffin layer. The last axis concerns the deployment and experimental characterization of this prototype.

Keywords: Nuclear instrumentation, neutron imaging, position-sensitive neutron detector