



HAL
open science

Développement d'un nouveau multi-détecteur de neutrons

M. Sénoville

► **To cite this version:**

M. Sénoville. Développement d'un nouveau multi-détecteur de neutrons. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2013. Français. NNT : . tel-01064554

HAL Id: tel-01064554

<https://theses.hal.science/tel-01064554v1>

Submitted on 16 Sep 2014

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.

UNIVERSITÉ de CAEN BASSE-NORMANDIE

ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE DE DOCTORAT

présentée et soutenue

le 20 décembre 2013

par

Matthieu Sénoville

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

(Arrêté du 7 août 2006)

Développement d'un nouveau multi-détecteur de neutrons

Directeur de thèse: M. Nigel Orr

MEMBRES du JURY

Mme Louise Stuttgé,	Chargée de Recherche, CNRS,	IPHC, Strasbourg	(rapporteur)
M. Pierre Désesquelles,	Professeur, Université Paris-Sud,	CSNSM, Orsay	(rapporteur)
M. Xavier Ledoux,	Ingénieur de Recherche, CEA,	GANIL, Caen	
M. David Lunney,	Directeur de Recherche, CNRS,	CSNSM, Orsay	
M. Gilles Ban,	Professeur, ENSICAEN,	LPC, Caen	
M. Nigel Orr,	Directeur de Recherche, CNRS,	LPC, Caen	(directeur de thèse)

Remerciements

Je remercie tout d'abord les deux directeurs successifs, Jean-Claude Steckmeyer et Dominique Durand, pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire et m'avoir permis d'y réaliser une thèse au sein du groupe « exotique ».

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'examiner le travail effectué au cours de ces trois années de thèse. Je remercie Louise Stuttgé et Pierre Désesquelles d'en avoir été rapporteurs et d'avoir trouvé le temps nécessaire pour une lecture minutieuse de ce manuscrit. J'ai considérablement apprécié nos échanges avant la soutenance. Merci également à Dave Lunney d'avoir fait le déplacement, une fois de plus, pour être membre du jury de thèse, et à Gilles Ban pour avoir présidé le jury. Je remercie aussi Xavier Ledoux, non seulement pour avoir examiné cette thèse, mais pour avoir permis la réalisation des deux expériences à Bruyères-le-Châtel lorsque nous en avions le plus besoin, et pour m'avoir conseillé et aidé à trouver une suite à ces trois ans de thèse.

Je tiens tout particulièrement à remercier mon directeur de thèse, Nigel Orr. Merci pour ta question le jour de ma soutenance. Afin d'y répondre, je dirais que ce ne sera probablement pas un cheval Australien qui gagnera la prochaine édition de la Melbourne Cup! Nigel, tu n'as pas été uniquement un directeur de thèse. Tu m'as appris énormément au cours des réunions improvisées autour d'un café. Je ne compte pas le nombre de fois où tu as pu me dire : « casse pas ta tête ». Tu as su orienter cette thèse, notamment quand les aléas de la recherche expérimentale font qu'il est nécessaire de prendre des décisions importantes. J'ai été heureux de travailler avec toi. Merci aussi pour avoir guidé mes choix professionnels et m'avoir incité à me diriger vers le SPhN.

La suite de ces remerciements va bien évidemment être adressée aux autres membres du groupe exotique. Je pense ne pas avoir assez de mots pour exprimer ma profonde reconnaissance envers Franck, qui me connaît depuis que je suis « bébé ». Il m'a encadré dès 2007, mes premiers pas au sein du LPC. Le fait de travailler au jour le jour avec toi m'a apporté énormément, non seulement en terme de formation, mais aussi sur le plan humain. Désolé pour t'avoir embêté le soir dans ton bureau, toujours au moment de rentrer chez toi. Merci pour ta disponibilité constante et pour ne pas avoir compté tes heures, souvent tardives. En plus de m'avoir beaucoup appris, et pas seulement sur les neutrons, tu as été aussi pour moi un ami. Je ne compte pas le nombre de sorties au restaurant, pour boire un verre, ou aller à des concerts, parfois dans des endroits très reculés de la campagne Normande. Ces derniers mots peuvent aussi bien être exprimés envers Lynda, toujours membre indispensable de ces sorties exotiques. En plus de ton investissement dans tous les tests effectués dans cette thèse, je dois saluer le rôle important dans le bon déroulement des expériences

réalisées à BIII, mais aussi pour l'Essentiel!

Un remerciement spécial à Marian, avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler. J'ai apprécié tes nombreux conseils, ton soutien dans les moments difficiles et ta gentillesse sans limite.

Miguel, je souhaite te remercier pour tes conseils, notamment pour la préparation de slides. Ton sens du détail et la qualité de tes remarques n'ont pas d'équivalent. Julien, ce fut un plaisir de travailler avec toi, que ce soit au sein du groupe ou pour les activités d'enseignement. Au sein du groupe exotique, j'ai pu constater un recouvrement entre les thèses, permettant en quelque sorte une transmission du flambeau. Je remercie donc mes aimés Tarek et Giacomo pour nos discussions et vos conseils. Je tiens aussi à saluer d'autres ex-exotiques, Benoît pour ton aide précieuse lors des expériences à Bruyères-le-Châtel, et Beatriz, voisine de bureau dynamique et amatrice de petits chocolats. Bea, merci pour tes fleurs, elles sont toujours en vie. Jean-Luc, le Cherbourgeois Maître de la pause de 10h et 16h, je n'oublierai jamais tes envolées lyriques lors du déjeuner. Merci pour l'initiation aux concerts de musique classique et la découverte de compositeurs talentueux tels que Wolfgang R. ;-).

Une majeure partie de cette thèse a été rendue possible grâce aux efforts réalisés par la Team FASTER. Je dois saluer leur travail et leur expertise dans leurs domaines respectifs. David, Benjamin, Jean H., Thierry, Daniel, Jérôme, Cathy et Jean-Marc, je vous remercie. Je tiens à remercier Pauline Blanc et Matthieu Hamel du LCAE pour notre collaboration, ainsi que Trino Martínez du CIEMAT pour sa contribution aux expériences réalisées à Bruyères-le-Châtel.

Lorsque que l'on évolue au sein d'un laboratoire, on est souvent confronté à des problèmes annexes, que ce soient les missions, recherche de documents, logistique, informatique, impression de poster (à la dernière minute comme toujours) ou démarches administratives en tout genre. Je tiens donc à remercier Aurélie, Michelle, Véronique, Laurent, Hugues, Sandrine et Olivier G. Merci plus généralement à l'ensemble du personnel du laboratoire.

Ces remerciements ont été écrits une fois avoir quitté le LPC vers d'autres horizons... Pas très lointain même si j'ai déjà qualifié Gif de « bout du monde ». Force est de constater dans les conversations que le LPC est réputé pour être un labo chaleureux et convivial, avec des événements de renommée presque internationale! Je salue donc la direction du LPC d'avoir soutenu ces moments uniques, que ce soient le repas de Noël, le barbecue estival, ou les séminaires du laboratoire. Un très grand merci à toute l'équipe organisatrice (la "Dream Team"), grâce à vous tous le LPC fait des envieux!

Avant de mettre les pieds dans un laboratoire, et d'avoir envie de signer les yeux fermés pour trois ans, encore faut-il bien le connaître et avoir envie d'y passer de bons moments. Étudiant, le premier contact passe par les enseignants rencontrés au cours du cursus universitaire. Je termine donc mes remerciements concernant le personnel du LPC en les saluant : François-René (à Cherbourg!), Thomas (aussi pour le stage effectué avec toi; j'en profite pour saluer Gilles Q.), Nathalie, Étienne, Jean C., François, Olivier J., Francesca, Emmanuel et Jean-Claude.

Dans mon bureau au LPC j'ai entretenu de très bons rapports avec d'autres thésards. Un grand merci à mes collègues de bureau Charlotte, Jérémy, remplacé par Jérémie (coin-

coin!), Thibault le nouvel arrivé, et surtout Élodie avec qui j'ai partagé le même cursus universitaire. J'en profite également pour saluer les autres thésards du laboratoire, en particulier Claire, issue elle aussi de ma promotion de Master. J'ai volontairement fait un oubli en remerciant le groupe exotique : Sylvain. Ce n'est pas le thésard que je souhaite remercier ici, mais plus l'ami, adepte des soirées de désespoir et des sorties à la cafétéria pour dîner. J'ai été impressionné par ta faculté de mémoriser tout le contenu de mes monologues interminables sur les chevaux... Merci d'avoir fait l'effort de partager une de mes passions. Je te pardonne donc pour ton discours, assez particulier, réalisé le jour de ma soutenance. Tu as été aussi le lien qui m'a permis d'être plus proche des thésards nouvellement arrivés, avec une pensée particulière pour François A. (Grou Grou!) et Guillaume. Merci pour la très bonne ambiance au laboratoire et nos sorties qui ont rendu la fin de thèse plus agréable.

Je tiens pour finir à déplacer mon discours plus en direction du Nord Cotentin. Bien évidemment les remerciements les plus sincères vont envers mes parents qui m'ont toujours soutenu et encouragé dans mes projets. Merci aussi aux amis, plus spécialement aux deux ex-Cherbourgeois, Marie-Charlotte et Roman. Marie-Charlotte, je te souhaite une bonne fin de thèse à Rouen. Roman, je n'oublierai jamais toutes les soirées passées ensemble à Caen, ou les week-ends héroïques à Bourges. Tu n'as pas l'impression qu'on se fait vieux désormais ? :-).

Au cours de ces dernières années, il y a des personnes à qui je n'ai pas accordé l'attention qu'elles méritent. Je leur remercie de ne pas trop m'en vouloir et je leur promets de rattraper tout ce temps au plus vite. Me voilà maintenant Giffois et une nouvelle aventure commence donc pour moi au SPhN, avec j'imagine plein de choses toute aussi agréables ...

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

1.1	Décroissance β de noyaux riches en neutrons	2
1.1.1	Généralités sur la décroissance β	2
1.1.2	Détection de neutrons retardés	6
1.2	Limitations des détecteurs actuels	7
1.2.1	Détecteur β - n idéal	7
1.2.2	Détecteurs actuels	8
1.3	Solutions envisagées pour des performances accrues	10
1.3.1	Critères souhaités	10
1.3.2	Caractéristiques retenues	11
1.3.3	Travail mené dans cette thèse	12

Chapitre 2

Détection des neutrons

2.1	Détecteurs de neutrons	15
2.1.1	Généralités sur la détection des neutrons	15
2.1.2	Scintillateurs organiques	17
2.2	Principe de fonctionnement des scintillateurs organiques	21
2.2.1	Mécanisme de scintillation des molécules aromatiques	21
2.2.2	Détection de la lumière de scintillation	23
2.3	Réponse des scintillateurs organiques	24
2.3.1	Quantité de lumière émise	24
2.3.2	Réponse temporelle	27
2.3.3	Discrimination $n - \gamma$	28
2.4	Méthodologie pour le traitement des données	30
2.4.1	Energie des neutrons	30
2.4.2	Étalonnage en charge	32

2.5	Phénomène de diaphonie	35
2.5.1	Solutions pour minimiser la diaphonie	35
2.5.2	Principe du filtre de diaphonie	36

Chapitre 3

Discrimination n - γ

3.1	Électronique numérique FASTER	39
3.1.1	Caractéristiques générales	39
3.1.2	Fonctionnement du module QDC-TDC	41
3.2	Analyse de la qualité de la discrimination	42
3.3	Comparaison des électroniques analogique et numérique	43
3.3.1	Électronique analogique VME	43
3.3.2	Électronique numérique	48
3.3.3	Résultats et discussions	51
3.4	Comparaison de différentes méthodes	56
3.4.1	Comparaison de charges	56
3.4.2	Méthode de Gatti et De Martini	57
3.4.3	Corrélation	63
3.4.4	Ajustement avec les signaux moyens	64
3.4.5	Temps de montée du signal intégré	64
3.4.6	Comparaison des différents algorithmes	66
3.4.7	Proportion d'événements mal classés	66
3.5	Discrimination avec signaux filtrés et test de l'analyse en ligne	68
3.5.1	Discrimination avec les signaux numérisés	70
3.5.2	Discrimination avec la fonction QDC de FASTER	71
3.5.3	Comparaison analyses en ligne et hors ligne	71
3.6	Conclusions	72

Chapitre 4

Étude comparative de différents scintillateurs organiques

4.1	Scintillateurs étudiés	75
4.2	Rendement en lumière	76
4.2.1	Méthode expérimentale	76
4.2.2	Résultats	78
4.3	Discrimination n - γ	79
4.3.1	Méthode expérimentale	79

4.3.2	Résultats	84
4.4	Conclusions	85

Chapitre 5

Caractérisation des détecteurs : efficacité et diaphonie

5.1	Présentation des expériences	88
5.1.1	Principe général	88
5.1.2	Production de neutrons monoénergétiques	88
5.1.3	Description de l'installation et de l'expérience	91
5.2	Mesure du temps de vol	95
5.2.1	Principe	95
5.2.2	Module FASTER-RF	95
5.3	Étalonnage des détecteurs	99
5.3.1	Étalonnage du temps de vol	99
5.3.2	Étalonnage en charge	107
5.4	Analyse des données	108
5.4.1	Sélection des neutrons	108
5.4.2	Efficacité intrinsèque	110
5.4.3	Événements de diaphonie	116
5.5	Simulations	118
5.5.1	Codes de simulations utilisés	118
5.5.2	Simulations effectuées	120
5.6	Résultats et discussions	121
5.6.1	Réponse d'un module	121
5.7	Conclusions	137

Conclusions

Chapitre 1

Introduction

Depuis maintenant plus d'un siècle, les connaissances sur les noyaux atomiques n'ont jamais cessé d'augmenter. Initialement, les études n'étaient basées que sur les propriétés des noyaux stables. Ces derniers sont minoritaires et leur nombre est d'environ 300. Ils forment la bien nommée « vallée de stabilité », qui sur une charte des noyaux, où chaque noyau est repéré par son nombre de neutrons N et de protons Z , et se répartissent initialement le long de la ligne $N = Z$ puis sont ensuite localisés dans la partie riche en neutrons à cause de la contribution coulombienne répulsive. Les noyaux stables sont entourés par des noyaux radioactifs, leurs limites étant les « drip-lines », définies comme étant les limites d'existence des noyaux (des deux côtés de la vallée de stabilité). Les estimations actuelles suggèrent l'existence de 6000 à 7000 noyaux différents, mais on connaît seulement l'existence d'à peu près 3000 noyaux instables produits en laboratoires. Peu d'informations ont donc pu être obtenues sur l'ensemble des noyaux instables et une grande partie de la charte des noyaux reste encore à être explorée.

Il existe plusieurs méthodes complémentaires pour sonder les propriétés des noyaux atomiques. Les modes de décroissance représentent souvent la première approche pour l'étude d'un noyau. La plupart des noyaux radioactifs décroissent par désintégration β , régie par l'interaction faible (β^- pour les noyaux riches en neutrons, β^+ ou capture électronique pour les noyaux riches en protons). Pour les noyaux plus lourds, pour lesquels l'interaction électromagnétique joue un rôle important, les voies dominantes de décroissances sont l'émission alpha ou la fission spontanée.

Pour les décroissances β de noyaux peu éloignés de la vallée de stabilité, les différentes transitions s'opèrent entre des niveaux liés, et les rayonnements γ , X , et l'électron β sont les uniques particules émises. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, la décroissance β est souvent associée à l'émission de particules dites « retardées », qui deviennent elles aussi des particules dont la détection peut nous apporter des informations sur le noyau.

Dans le cas des noyaux très riches en neutrons, à cause du bilan énergétique de la décroissance élevé et des relativement faibles énergies de liaison chez le noyau fils, la décroissance β conduit souvent à l'émission de neutrons retardés. Afin de reconstruire l'ensemble du schéma de décroissance et de déterminer l'emplacement des niveaux non liés, il est nécessaire de détecter les neutrons retardés et de mesurer leur énergie, le tout en coïncidence

avec les autres rayonnements émis. Il faut alors un système de détection dédié aux neutrons d'énergies allant jusqu'à 10 MeV avec une bonne efficacité, et une bonne résolution en énergie. Pour les noyaux les plus riches en neutrons, la décroissance peut être suivie par l'émission de deux ou plusieurs neutrons retardés. Il devient alors nécessaire d'avoir un dispositif permettant la détection de plusieurs neutrons.

Plusieurs détecteurs ont été développés ces 20 dernières années pour la détection des neutrons. Par exemple, le multidétecteur TONNERRE a été développé par le LPC-Caen et l'IFIN-Bucharest à la fin des années 1990, et est spécifiquement dédiée à la détection des neutrons retardés par décroissance β . Cependant les différentes expériences réalisées avec TONNERRE ont montré qu'il était difficile d'utiliser un tel détecteur pour l'étude des décroissances de noyaux de masse supérieure à 50. De plus la détection de deux neutrons retardés en coïncidence incluant la mesure de leurs énergies et de leurs angles s'est rapidement montrée impossible (voir partie 1.2). Les progrès constants des techniques de productions de faisceaux radioactifs montrent qu'il est possible de sonder des noyaux plus lourds et plus exotiques que ceux étudiés jusqu'à présent. Pour permettre cela, il est nécessaire d'avoir un détecteur permettant de dépasser les limitations des détecteurs actuels.

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail de cette thèse. Nous allons présenter les travaux menés concernant le développement d'un détecteur de neutrons, avec des performances accrues, par rapport aux détecteurs existants. Dans ce chapitre introductif, après quelques généralités sur le processus de désintégration β et l'intérêt de la détection des neutrons retardés, nous présenterons les limitations des détecteurs existants, et ainsi finir par la stratégie envisagée pour dépasser les limitations actuelles.

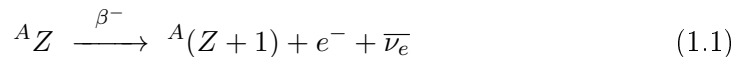
1.1 Décroissance β de noyaux riches en neutrons

1.1.1 Généralités sur la décroissance β

La décroissance β

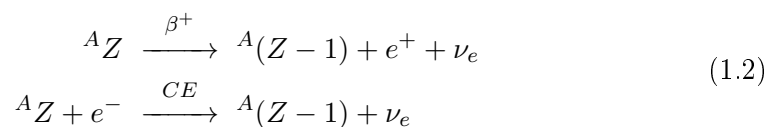
La radioactivité β est un processus nucléaire faisant intervenir l'interaction faible et découle de l'échange d'un boson W^\pm entre un des quarks d'un nucléon, un électron et un neutrino. Elle correspond à une transformation isobarique se manifestant sous les formes suivantes :

- lorsqu'un noyau de masse A et de charge Z possède un excès de neutrons par rapport au nombre de protons, il y a transformation d'un neutron en proton, suivant la réaction :



où e^- et $\bar{\nu}_e$ sont respectivement un électron et un antineutrino électronique.

- si le noyau est déficient en neutrons, un proton se transforme en neutron par décroissance β^+ ou capture électronique (CE) :



avec e^+ et ν_e un positon et un neutrino électronique respectivement.

Le bilan énergétique de la décroissance β^- s'écrit :

$$Q_\beta = M_{A(Z)} - M_{A(Z+1)} \quad (1.3)$$

où $M_{A(Z)}$ et $M_{A(Z+1)}$ représentent les masses atomiques respectives des nucléides $A(Z)$ et $A(Z+1)$.

Émission de particules retardées

Si le bilan énergétique de la décroissance Q_β est supérieur à l'énergie de séparation S d'une ou plusieurs particules du noyau fils, la décroissance peut être suivie par l'émission (dite retardée) d'une ou plusieurs particules. Pour les noyaux riches en neutrons, les valeurs de Q_β sont élevées et peuvent atteindre environ 20 MeV (23 MeV pour le ^{17}B et 21 MeV pour le ^{11}Li). Ces grandes fenêtres Q_β peuvent conduire à la coexistence de nombreux modes de décroissance : β , $\beta-1n$, $\beta-2n$ (éventuellement $\beta-3n$) et également, dans certains cas, $\beta-\alpha$, $\beta-d$, $\beta-t$. En conséquence, l'émission de particules dites « retardées » est fréquente. La détermination de l'emplacement des niveaux non-liés exigent ainsi la détection des particules retardées, et en particulier la mesure de leurs énergies.

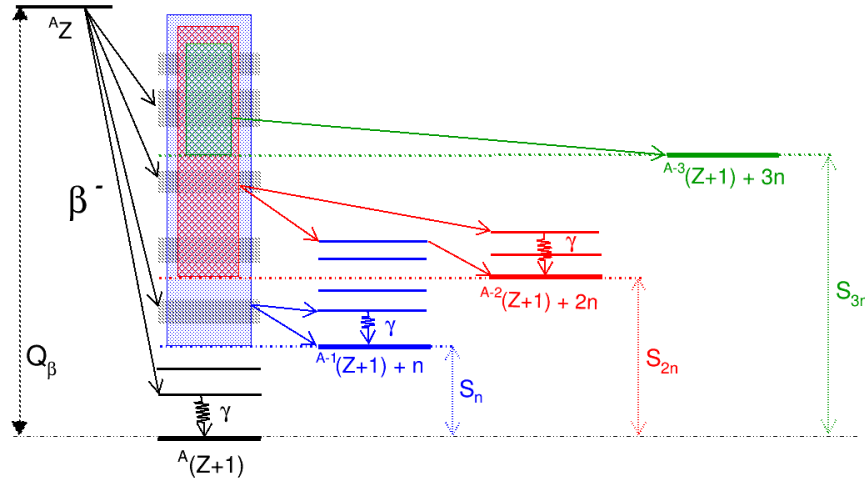


FIGURE 1.1 – Schéma de décroissance d'un noyau $A(Z)$, avec possibilité d'émission de 1, 2 ou 3 neutrons retardés.

Formalisme

La théorie formulée par Fermi sur l'émission β s'appuie sur la théorie des perturbations au premier ordre et il en résulte que la probabilité de transition $\lambda_{i \rightarrow f}$ est liée à l'interaction faible qui engendre la transition entre un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$:

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | \hat{H}_\beta | i \rangle|^2 \rho(E_0) \quad (1.4)$$

où $\rho(E_f)$ est la densité d'états accessibles dans le noyau fils et $\langle f|\hat{H}_\beta|i\rangle$ l'élément de matrice de l'interaction faible qui peut se réécrire comme :

$$\begin{aligned}\langle f|\hat{H}_\beta|i\rangle &= g_F \langle \varphi_f \varphi_e \varphi_\nu | \hat{O} | \varphi_i \rangle \\ &= g_F \int \varphi_f^*(\vec{r}) \varphi_e^*(\vec{r}) \varphi_\nu^*(\vec{r}) O \varphi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}\end{aligned}\quad (1.5)$$

avec φ_i et φ_f les fonctions d'ondes initiale et finale du noyau ; φ_e et φ_ν sont respectivement les fonctions d'onde de l'électron et du neutrino émis. Le paramètre g_F , appelé constante de Fermi, caractérise l'intensité de l'interaction (constante de couplage). Les observations des propriétés de la décroissance β ont montré que l'opérateur \hat{O} dans l'équation (1.5) est une combinaison linéaire d'opérateurs axial et vectoriel.

Les leptons, de moments \vec{p} et \vec{q} pour l'électron et le neutrino respectivement, peuvent être décrits sous la forme d'ondes planes, confinées dans un volume de normalisation V :

$$\varphi_e(\vec{r}) = \frac{e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}}}{\sqrt{V}} \quad \text{et} \quad \varphi_\nu(\vec{r}) = \frac{e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}}{\sqrt{V}} \quad (1.6)$$

En effectuant le produit des fonctions d'ondes des leptons, et en considérant leur création à l'origine $\vec{r} = \vec{0}$, l'approximation au premier ordre conduit à :

$$\varphi_e^*(\vec{r}) \varphi_\nu^*(\vec{r}) = \frac{e^{-i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}}}{V} \approx \frac{1}{V} \quad (1.7)$$

Dans ces conditions l'élément $\langle f|H_\beta|i\rangle$ devient :

$$\langle f|H_\beta|i\rangle = \frac{g_F}{V} \int \varphi_f^*(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) d^3\vec{r} \longrightarrow |\langle f|H_\beta|i\rangle|^2 = \left(\frac{g_F}{V}\right)^2 |M_{if}|^2 \quad (1.8)$$

où $|M_{if}| = \int \varphi_f^*(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) d^3\vec{r}$ est l'élément de matrice nucléaire qui caractérise le recouvrement des fonctions d'ondes nucléaires initiale et finale.

Le dernier facteur de l'équation (1.4) est la densité d'états accessibles dans le noyau fils $\rho(E_0)$ qui est donnée, pour une transition nucléaire bien définie, par le nombre d'états dans l'espace des phases accessible aux leptons. En négligeant la masse du neutrino, elle se présente après quelques lignes de calcul sous la forme suivante :

$$\rho(E_0) = \frac{m_e^5 c^4}{4\pi^4 \hbar^6} \int_0^{p_{e,max}} \frac{F(Z', p_e) p_e^2 (E_0 - E_e)^2}{(m_e c)^2 (m_e c^2)^2} dp_e = \frac{m_e^5 c^4}{4\pi^4 \hbar^6} f(Z', E_0) \quad (1.9)$$

avec E_0 l'énergie disponible lors de la désintégration, E_e l'énergie totale de l'électron et p_e l'impulsion de l'électron. L'ensemble de l'intégrale se nomme intégrale de Fermi $f(Z', E_0)$ (généralement notée f). La borne inférieure de celle-ci correspond à l'électron au repos et la borne supérieure au cas où le lepton emporte la totalité de l'énergie disponible au cours de la décroissance. L'intégrale f peut être approximée par la quantité $(Q_\beta - E^*)^5$ où E^* est l'énergie d'excitation dans le noyau fils. La fonction de Fermi $F(Z', E_0)$ qu'elle contient est une correction qui tient compte des effets coulombiens du noyau sur l'électron β (Z' est conventionnellement le numéro atomique du noyau final). On obtient alors pour $\lambda_{i \rightarrow f}$:

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^6} g_F^2 |M_{if}|^2 f(Z', E_0) \quad (1.10)$$

À partir de l'intensité I_β de la décroissance connectant l'état initial $|i\rangle$ et l'état final $|f\rangle$, de la période $T_{1/2}$ et en exprimant la durée de vie partielle $t = T_{1/2}/I_\beta = \ln 2/\lambda_{i \rightarrow f}$, il est possible de caractériser une transition en définissant la durée de vie comparative :

$$ft = \frac{K}{g_F^2 |M_{if}|^2} \quad \text{avec} \quad K = \frac{2\pi^3 \hbar^6 \ln 2}{m_e^5 c^4} \quad (1.11)$$

Le type de la décroissance peut être classifié par le moment angulaire emporté par l'électron et le neutrino. Dans l'approximation (1.7), les deux particules créées à l'origine emportent un moment angulaire orbital $\Delta l = 0$; ce sont les transitions dites « permises ».

Les deux leptons émis sont de spin $\frac{1}{2}$ et peuvent être soit dans un état singulet (spins antiparallèles), soit dans un état triplet (spins parallèles). Ceci correspond à deux types de transitions dites de Fermi et Gamow-Teller respectivement. L'élément $g_F^2 |M_{if}|^2$ peut se réécrire en séparant les deux contributions Fermi et Gamow-Teller :

$$g_F^2 |M_{if}|^2 = g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2 \quad (1.12)$$

avec g_A et g_V les constantes axiale et vectorielle de l'interaction faible. On définit B_F et B_{GT} , les forces de transition de Fermi et de Gamow-Teller, par :

$$\begin{aligned} B_F &= |M_F|^2 \\ B_{GT} &= |M_{GT}|^2 \end{aligned} \quad (1.13)$$

Règles de sélection

Deux types de décroissance β existent, appelés Fermi et Gamow-Teller, et diffèrent par le spin de la paire de leptons. Lors de la décroissance β^- , la paire électron-antineutrino emporte un moment angulaire orbital relatif \vec{l} et un moment angulaire de spin \vec{s} . La conservation du moment cinétique et de la parité impose les règles de sélection suivantes :

$$\begin{aligned} \vec{J}_i &= \vec{J}_f + \vec{l} + \vec{s} \\ \text{et} \quad \pi_i &= \pi_f \times (-1)^l \end{aligned} \quad (1.14)$$

où $\vec{J}_{i/f}$ et $\pi_{i/f}$ sont le moment angulaire total et la parité de l'état initial/final respectivement.

Lors de transitions de type Fermi, la paire électron-antineutrino est émise dans un état singulet de spin ($\vec{s}_e + \vec{s}_{\bar{\nu}} = \vec{S}$ avec $S = 0$) et emporte un moment angulaire relatif $l = 0, 1, 2, \dots$ dans le cas d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite, Les règles de sélection pour les transitions de Fermi permises sont $\Delta J = 0$, $\Delta T = 0$ (T étant l'isospin total) et $\Delta\pi = \pi_i \pi_f = +1$ et pour des transitions interdites à l'ordre l : $\Delta J = l-1, l$ et $\Delta\pi = \pi_i \pi_f = (-1)^l$.

Lors de transitions de type Gamow-Teller, la paire électron-antineutrino est émise dans un état triplet de spin ($\vec{s}_e + \vec{s}_{\bar{\nu}} = \vec{S}$ avec $S = 1$) et emporte un moment angulaire relatif $l = 0, 1, 2, \dots$ dans le cas d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite, Les règles de sélection pour les transitions de Gamow-Teller permises sont $\Delta J = 0$ ou ± 1 , $\Delta T = 0$ ou ± 1 , et $\Delta\pi = \pi_i \pi_f = +1$ et pour des transitions interdites à l'ordre l : $\Delta J = l, l+1$, et $\Delta\pi = \pi_i \pi_f = (-1)^l$.

Les valeurs de ΔJ et $\Delta\pi$ pour des transitions β permises, première et deuxième interdite de type Fermi et Gamow-Teller sont données dans le tableau 1.1.

Le logarithme de ft permet de classer les transitions selon leur degré d'interdiction. Une compilation de ces valeurs est donnée au tableau 1.2 [Sin98]. La mesure des durées de vie partielles (qui sont déduites de la mesure de $T_{1/2}$ et de I_β) permet de calculer les valeurs de $\log(ft)$ et d'en déduire les valeurs de ΔJ et $\Delta\pi$. Si le spin et la parité de l'état initial/final sont connus, on obtient alors des informations sur le spin et la parité de l'état final/initial.

Pour les noyaux riches en neutrons, seules les transitions de type Gamow-Teller peuvent survenir. Avec $\Delta T = 0$, les transitions de Fermi ne peuvent connecter que des états isobariques analogues. Or si un neutron se transforme en proton, du fait de l'énergie coulombienne supplémentaire, l'état isobarique analogue résultant se situe alors à une énergie supérieure à celle de l'état fondamental du noyau père. Cet état ne peut donc être peuplé par la décroissance β^- , c'est pourquoi il n'est pas possible d'observer des transitions de type Fermi dans les noyaux riches en neutrons. Ainsi, en ne considérant que les transitions de type Gamow-Teller, on peut réécrire l'équation (1.11) sous la forme :

$$ft = \frac{K/g_V^2}{g_A^2/g_V^2 B_{GT}} \quad (1.15)$$

où $K/g_V^2 = 6147(2)$ s [Har05] et $(g_A/g_V)^2 = (-1,269(29))^2$ [Ber12]. Il est possible d'exprimer la force de transition Gamow-Teller B_{GT} entre l'état fondamental du noyau père et un noyau fils grâce à la relation :

$$B_{GT} = \frac{3817(8)I_\beta}{fT_{1/2}} \quad (1.16)$$

1.1.2 Détection de neutrons retardés

La détermination expérimentale de B_{GT} nécessite donc la mesure précise de la période, de l'énergie de la transition considérée $Q_\beta - E^*$ et du rapport d'embranchement I_β . Les valeurs de B_{GT} déduites des expériences peuvent être comparées aux éléments de matrice issus des modèles théoriques, notamment le modèle en couche.

Il est possible de déterminer la période du noyau étudié en mesurant le temps entre l'implantation des noyaux et la détection de l'électron β .

L'émission de x neutrons retardés a lieu lorsqu'il existe des transitions possibles vers des niveaux d'énergie supérieure à l'énergie de séparation de x neutrons S_{xn} . Dans le cas

Type	l	Fermi		Gamow-Teller	
		ΔJ	$\Delta\pi$	ΔJ	$\Delta\pi$
permise	0	0	+1	(0),1	+1
1 ^{re} interdite	1	(0),1	-1	0,1,2	-1
2 ^e interdite	2	(1),2	+1	2,3	+1

TABLEAU 1.1 – Valeurs de ΔJ et $\Delta\pi$ en fonction du degré d'interdiction l des transitions β de type Fermi et Gamow-Teller. Les valeurs de ΔJ entre parenthèses ne sont pas autorisées si $J_i = 0$ ou $J_f = 0$ pour les transitions de Fermi interdites et dans le cas particulier $0^+ \rightarrow 0^+$ pour les transitions Gamow-Teller permises.

Type	$\log(ft)$
superpermise	3.1-3.6
permise	2.9-10
1 ^{re} interdite	5-19
2 ^e interdite	10-18
3 ^e interdite	17-22
4 ^e interdite	22-24

TABLEAU 1.2 – Valeurs de la quantité $\log(ft)$ suivant le type de transition β considéré.

de l'émission d'un seul neutron retardé, l'énergie cinétique du neutron est caractéristique de la différence en énergie entre les états initial et final. Dans le cas plus complexe de $x > 1$ neutrons émis, l'énergie de la décroissance se répartit entre les neutrons et le noyau $A-x(Z+1)$ suivant l'espace des phases.

Après émission de neutrons, le noyau résultant $A-x(Z+1)$ est soit dans son état fondamental, soit dans un état excité. L'émission de neutrons peut être alors accompagnée d'émission de rayonnements γ . De plus, les niveaux du noyau $A(Z+1)$ situés en-dessous de S_{1n} sont liés et se désexcitent par l'émission de rayonnements γ .

Lorsque l'intensité des noyaux produits le permet, la construction complète du schéma de désintégration nécessite la détection des neutrons et des rayons γ , et la mesure de leurs énergies apporte alors des informations précises sur la structure. La mesure des énergies des neutrons permet de remonter aux énergies d'excitation du noyau $A(Z+1)$. Cette énergie peut être mesurée par temps de vol des neutrons, l'instant d'émission étant donné par la détection de l'électron β . Cela nécessite d'enregistrer des coïncidences β - n et si possible des coïncidences β - n - γ .

1.2 Limitations des détecteurs actuels

1.2.1 Détecteur β - n idéal

Les décroissances β des noyaux riches en neutrons loin de la stabilité sont souvent suivies par l'émission de neutrons. Afin de recenser toutes les voies de décroissance et de mesurer leurs rapports d'embranchement, il est nécessaire de détecter les neutrons retardés et de mesurer leur énergie jusqu'à environ 10 MeV. La résolution en énergie des neutrons doit être suffisamment bonne pour séparer les différentes transitions. L'énergie étant mesurée par temps de vol, la résolution en énergie dépend de la résolution en temps du dispositif mais aussi de l'incertitude sur la base de vol, ce qui implique des détecteurs suffisamment minces (le point d'interaction du neutron n'étant pas en général mesurable). Le détecteur de neutrons doit avoir une efficacité de détection élevée pour permettre d'étudier des transitions de faible rapport d'embranchement. Cette efficacité élevée permet aussi de détecter plusieurs neutrons, dans le cas des noyaux les plus exotiques où plus d'un neutron sont émis.

Afin de mesurer le temps de vol et de reconstruire le schéma de désintégration, on doit être en mesure de détecter l'électron β , les neutrons et les rayonnements γ , et de réaliser des coïncidences entre ces différentes particules. Le détecteur de neutrons doit alors permettre un couplage avec un détecteur d'électron β , et des détecteurs de rayons γ .

1.2.2 Détecteurs actuels

Actuellement, trois différents multidétecteurs sont utilisés pour la mesure de l'énergie des neutrons par temps de vol (énergie) et de l'angle d'émission :

- DEMON¹, fruit d'une collaboration franco-belge (IPHC-Strasbourg, LPC, UCL², ULB³), est composé d'environ 100 modules de grand volume (cylindre de 16 cm de diamètre et 20 cm de profondeur) remplis de scintillateur liquide NE213 [Til95]. Ce multi-détecteur possède les qualités indispensables pour la réalisation de la mesure en coïncidence de deux neutrons ou plus. Malgré une grande couverture spatiale et angulaire, une bonne granularité, et une bonne efficacité intrinsèque de détection sur une large gamme en énergie ($\sim 60\%$ à 5 MeV et $\sim 30\%$ à 100 MeV), la profondeur des modules induit une incertitude significative sur l'énergie par mesure du temps de vol, ce qui rend le multi-détecteur inadapté pour la détection des neutrons de basse énergie. L'électronique associée à DEMON, de type VXI, date du début des années 1990 et est obsolète.
- EDEN⁴ (IPN-Orsay, KVI-Groningen) est composé de 40 modules de scintillateurs liquides très similaires à ceux de DEMON, mais est dédié à la détection des neutrons de basse énergie de 0 à 10 MeV [Lau93]. Sa profondeur de 5 cm (diamètre de 20 cm) réduit l'incertitude sur la base de vol du neutron et ainsi l'erreur sur l'énergie du neutron. De même que pour DEMON, l'électronique associée de type CAMAC est aussi obsolète. La majorité des modules EDEN est encore utilisable, de même que ceux de DEMON.

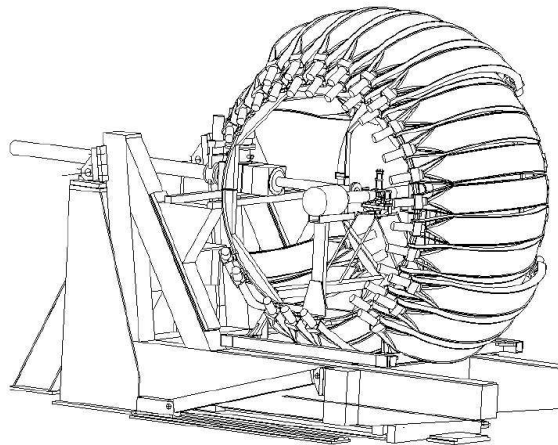


FIGURE 1.2 – Dispositif TONNERRE avec 32 lattes sur la plateforme LISE du GANIL en novembre 1998. D'après [Pie02].

- TONNERRE⁵ (LPC, IFIN-Bucharest) a été développé pour la détection des neu-

1. DEMON : DEtecteur MOdulaire de Neutrons
 2. UCL : Université Catholique de Louvain La Neuve, Belgique
 3. ULB : Université Libre de Bruxelles, Belgique
 4. Etude de DEcroissance par Neutrons
 5. TONNERRE : TONneau pour NEutRons REtardés

trons retardés par décroissance β . Ce multidétecteur est composé de 32 lattes de scintillateur plastique en BC400 (1,6 m de longueur, 20 cm de largeur et 4 cm d'épaisseur) courbées avec un rayon de 1,2 m [Mar98, But00] (figure 1.2). Chacune des extrémités de ces lattes est couplée à un photomultiplicateur. Ces lattes sont placées autour d'un système d'implantation dans lequel un échantillon des noyaux d'intérêt est collecté. L'efficacité intrinsèque de détection est relativement élevée (50 % à 1 MeV), et la couverture de l'angle solide est grande (45 % de 4π).

La résolution en énergie est en revanche limitée (80 keV à 1 MeV) et les expériences réalisées avec TONNERRE ont montré qu'il est difficile d'étudier la décroissance de noyaux de masse supérieure à 50, du fait de cette résolution limitée. En effet les densités de niveaux deviennent élevées et les différentes transitions deviennent difficilement séparables (voir par exemple la figure 1.3 issue des travaux de F. Perrot *et al.* sur la décroissance β du ^{51}K [Per06], un des noyaux les plus lourds étudiés avec TONNERRE). De plus, il est possible de voir sur la même figure que les distributions sont asymétriques avec une traîne s'étendant vers les longs temps de vol. Cette asymétrie rend difficile l'identification de transitions faiblement peuplées. L'origine de cette traîne a été interprétée par S. Piétri dans sa thèse [Pie02] : il s'agit de fluctuations sur l'instant de déclenchement dues au faible nombre de photons constituant le signal. En effet, la transmission de la lumière vers les photomultiplicateurs est limitée du fait du nombre important de réflexions aux interfaces par les photons : elle est de 3 à 4% pour les interactions ayant lieu sur la majeure partie de la latte (entre 20 et 140 cm). Pour des noyaux avec des taux de production limités et/ou des probabilités d'émission de neutrons faibles, le spectre en temps de vol est pollué de manière importante par un bruit de fond dû aux photons γ ambiants et aux rayons cosmiques. Ce bruit de fond rend difficile l'identification de transitions de faible probabilité. Le seuil en énergie neutron de TONNERRE reste relativement élevé (≈ 300 keV). La détection de deux neutrons retardés en coïncidence incluant

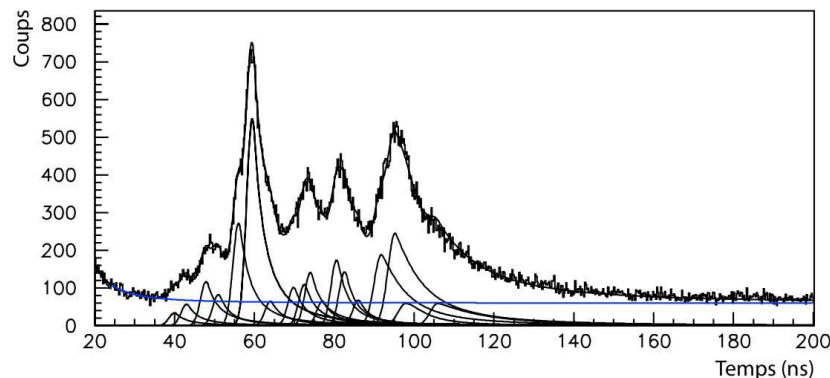


FIGURE 1.3 – Spectre en temps de vol mesuré avec TONNERRE lors de la décroissance β du ^{51}K . Les distributions en trait plein ont été obtenues avec un ajustement constitué de 17 pics et un fond (en bleu). D'après [Per06].

la mesure de leurs énergies et de leurs angles s'est rapidement montrée impossible avec un détecteur basé sur un scintillateur plastique comme TONNERRE. Des tentatives ont été menées par la collaboration TONNERRE au début des années 2000. Une expérience sur la décroissance β du ^{11}Li réalisée au GANIL a notamment mon-

tré que les spectres de multiplicité 2 sont dominés par des coïncidences fortuites impliquant les rayons γ ambiants ou les rayons cosmiques (β -n- γ/μ ou β - γ - γ/μ - μ (voir figure 1.4). Ces photons γ et rayons cosmiques pourraient être éliminés par la méthode de discrimination en forme des signaux (discrimination neutron- γ), possible avec des scintillateurs organiques liquides tels que DEMON et EDEN, mais impossible avec un scintillateur plastique comme celui de TONNERRE.

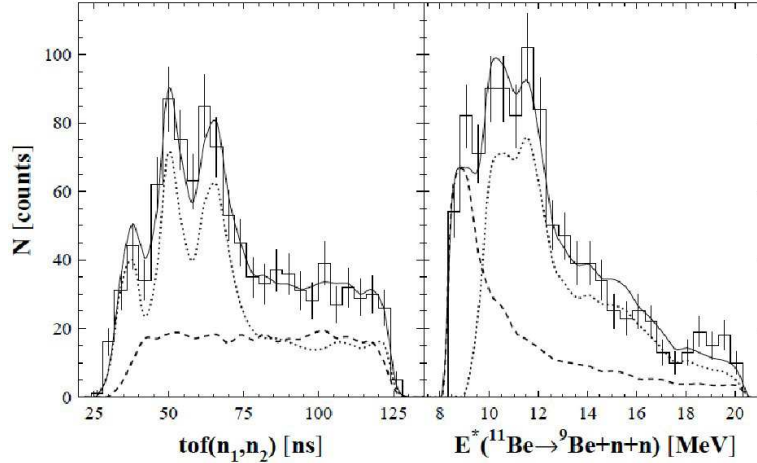


FIGURE 1.4 – Temps de vol des neutrons et énergie d’excitation reconstruite du ^{11}Be pour des événements de multiplicité 2 détectés par TONNERRE dans la décroissance β du ^{11}Li . Les courbes avec les points et les tirets représentent les contributions estimées des coïncidences β -n- γ/μ ou β - γ - γ/μ - μ respectivement [Mar13].

1.3 Solutions envisagées pour des performances accrues

1.3.1 Critères souhaités

Pour que le nouveau détecteur de neutrons retardés puisse dépasser les limitations actuelles, il est souhaitable de remplir les critères suivants :

- Afin d’augmenter la résolution en énergie, il est envisagé d’utiliser des détecteurs minces (quelques cm), placés à de grandes distances de vol (de l’ordre de 2 à 5 m). En effet, la résolution en énergie dépend de la résolution en temps du dispositif mais aussi de l’incertitude sur la base de vol. Pour avoir la meilleure résolution en énergie il faut alors un détecteur de faible épaisseur permettant une bonne localisation spatiale et temporelle de l’interaction.
- La réduction de l’asymétrie des distributions en temps de vol pourrait être obtenue par des détecteurs de petits volumes avec lesquels la collection de lumière est plus favorable (les photons parviennent sur la photocathode après un nombre de réflexions sur les parois plus faible et donc avec une probabilité plus faible d’être absorbés). On diminue ainsi les fluctuations sur l’instant de déclenchement dues au faible nombre de photons constituant le signal.
- Pour permettre la discrimination entre les neutrons et les γ , les détecteurs seront composés de scintillateurs organiques liquides et/ou de solides qui permettent la

discrimination $n\text{-}\gamma$.

- La réduction du seuil de détection sera permise grâce aux détecteurs de petit volume, favorisant la collection de la lumière, mais aussi par l'utilisation d'une électronique numérique, associée au traitement numérique des signaux.
- La détection de plusieurs neutrons en coïncidence nécessite un détecteur modulaire (voir exemple figure 1.5) avec une bonne granularité permettant l'application des filtres cinématiques de diaphonie. D'autre part, il est nécessaire de rejeter les coïncidences impliquant les rayons γ et les rayons cosmiques par la discrimination $n\text{-}\gamma$.

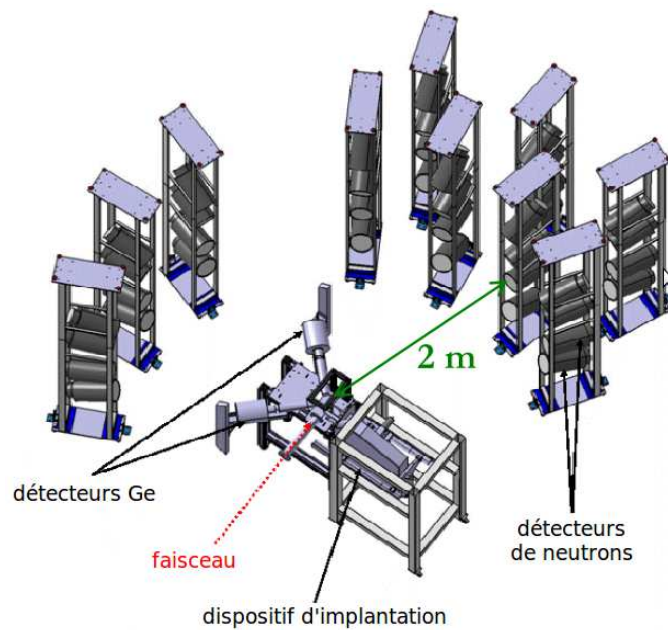


FIGURE 1.5 – Visualisation d'une configuration expérimentale avec un multi-détecteur modulaire de neutrons du type envisagé. Les ions d'intérêt sont implantés puis après décroissance des neutrons sont émis. L'énergie des neutrons détectés est déterminée par la mesure du temps de vol du neutron, donné par la différence de temps entre l'instant de détection de l'électron β et l'instant de détection du neutron.

1.3.2 Caractéristiques retenues

Le développement du nouveau multi-détecteur de neutrons se fait en collaboration avec le laboratoire CIEMAT de Madrid, qui travaille sur un détecteur modulaire pour des expériences de décroissances β avec émission de neutrons retardés auprès de l'installation FAIR¹ en Allemagne. Leur multi-détecteur se nomme MONSTER²[Gar12] et les travaux concernant la géométrie des modules sont déjà bien avancés.

Étant données les exigences requises, les scintillateurs organiques sont les meilleurs candidats pour être utilisés en raison de leur grande efficacité intrinsèque de détection et

1. FAIR : Facility for Antiproton and Ion Research

2. MONSTER : MODular Neutron time-of-flight SpectromeTER

leur rapide temps de réponse. Parmi eux, le scintillateur liquide BC501A a été choisi pour MONSTER en raison de ses propriétés de discrimination n - γ .

Deux types de géométrie ont été initialement envisagés pour les modules de MONSTER : une cellule cylindrique couplée avec un seul photomultiplicateur, et une longue barre vue par deux photomultiplicateurs placés aux extrémités. Dans le premier cas, l'interaction est supposée avoir lieu au centre de la cellule, l'incertitude est donc déterminée par les dimensions de celle-ci. Dans le cas d'une barre de scintillateur, le point d'interaction peut être reconstruit à partir de la différence de temps entre les signaux des deux photomultiplicateurs. Finalement, la forme cylindrique a été choisie en raison d'une meilleure collection de la lumière. La barre rectangulaire souffre d'une faible transmission de la lumière vers les photomultiplicateurs à cause du nombre important de réflexions des photons. Cet effet conduit à une augmentation du seuil de détection. Une autre conséquence importante de la faible collection de lumière est la dégradation de la discrimination n - γ à basse énergie. Le diamètre du photomultiplicateur, plus petit que celui de la cellule cylindrique, a nécessité l'utilisation d'un guide de lumière dont les dimensions ont été optimisées par simulation [Gar12]. Les principales caractéristiques retenues pour MONSTER sont répertoriées dans le tableau 1.3. La géométrie des modules (cylindres de scintillateur de 20 cm de diamètre sur 5 cm de profondeur) est très similaire à celle du détecteur existant EDEN. C'est pourquoi dans le cadre des travaux menés pendant cette thèse, des modules EDEN ont été utilisés pour certains tests.

		EDEN	MONSTER
Scintillateur		NE213	BC501A
	\emptyset :	20 cm	20 cm
	L :	5 cm	5 cm
Guide de lumière en PMMA	\emptyset_{scint} :	17 cm	20 cm
	\emptyset_{PM} :	11 cm	13 cm
	L :	5 cm	3 cm
Photomultiplicateur		XP4512B	R4144

TABLEAU 1.3 – Principales caractéristiques des modules EDEN et MONSTER. Les symboles \emptyset et L représentent les diamètres et les épaisseurs respectivement.

Le LPC-Caen s'est lancé depuis quelques années dans la conception et la réalisation d'un système d'acquisition numérique, nommé FASTER [Eta13]. De très bonnes performances ont été obtenues avec des numériseurs échantillonnant le signal à 500 MHz sur 12 bits. Des fonctions de type intégration de charge (QDC), codeur d'amplitude (ADC) et mesure de temps de vol (TDC) ont été développées et le système évolue pour être capable de traiter les signaux de 100 détecteurs. Il est envisagé d'utiliser le système FASTER pour équiper le nouveau multi-détecteur de neutrons.

1.3.3 Travail mené dans cette thèse

Des cellules de type MONSTER sont envisagées pour les études de décroissance β avec émission de neutrons retardés. Le travail de cette thèse a consisté à explorer l'utilisation de ce type de cellules à plusieurs niveaux :

- couplage avec l'électronique numérique, avec notamment l'exploration de la discrimination $n-\gamma$;
- étude de différents scintillateurs, sous la forme de cellules de petit volume, qui pourraient permettre de compléter les cellules de type MONSTER, pour des performances accrues du multidétecteur aux basses énergies des neutrons ;
- réponse des cellules à des neutrons monoénergétiques, notamment la mesure de l'efficacité intrinsèque et de la probabilité de diaphonie à basse énergie.

La première partie du travail présenté dans cette thèse a concerné aux tests de couplage de l'électronique numérique FASTER avec les détecteurs de neutrons. Un des aspects importants de ce couplage a été d'investiguer une éventuelle amélioration de la discrimination $n-\gamma$ par rapport à l'électronique analogique, notamment à basse énergie. Les performances obtenues à partir de signaux numérisés avec un module EDEN, une source de neutrons AmBe et l'acquisition numérique FASTER sont discutées au chapitre 3. Nous avons ensuite entrepris, toujours au chapitre 3, une comparaison systématique de différentes méthodes de discrimination, le but de cette étude étant d'améliorer les performances à basse énergie, où la discrimination est limitée par le nombre de photons détectés.

La seconde partie de ce travail a consisté à étudier une solution pour d'accroître les performances obtenues avec des modules de scintillateur liquide tels que MONSTER ou EDEN, par l'utilisation de matériaux différents des liquides conventionnels (NE213 et BC501A). Nous avons cherché des matériaux présentant un meilleur rendement en lumière, une discrimination $n-\gamma$ plus performante, permettant d'obtenir un seuil plus bas et potentiellement une efficacité intrinsèque plus élevée. Un tel matériau apporterait, entre autres, une solution pour la détection des neutrons de plus basse énergie ($E_n < 1$ MeV). Le chapitre 4 présente les tests de différents scintillateurs liquides, plastiques et cristaux de petit volume en matière de quantité de lumière et de discrimination $n-\gamma$.

Le dernier chapitre est consacré à la caractérisation des modules MONSTER et EDEN avec des neutrons monoénergétiques auprès de l'accélérateur 4 MV du CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel. Deux expériences ont permis :

- l'exploration de la réponse des cellules, notamment l'efficacité intrinsèque pour des énergies de neutrons inférieures à 1 MeV.
- la mesure pour la première fois à basse énergie du taux de diaphonie entre deux modules de scintillateurs liquides, pour des énergies de neutrons comprises entre 1,4 et 5 MeV et pour différentes positions relatives entre modules. Une mesure a également été réalisée à plus haute énergie (15,5 MeV) afin de comparer nos résultats avec les données existantes.

Les résultats obtenus ont été confrontés à des simulations et seront discutés au chapitre 5.

Chapitre 2

Détection des neutrons

Dans le but de mieux appréhender les différentes notions traitées dans cette thèse, des généralités concernant la détection des neutrons avec un multi-détecteur composé de plusieurs modules de scintillateurs organiques seront présentées dans ce chapitre. Dans un premier temps nous montrerons pourquoi les scintillateurs organiques sont particulièrement adaptés pour la détection des neutrons rapides et la mesure de leur énergie, par comparaison avec les autres types de détecteurs existants, dans la partie 2.1. Ensuite, la détection en utilisant des scintillateurs organiques sera développée en présentant les mécanismes de scintillation, puis la réponse lumineuse et temporelle afin de montrer qu'il est possible de discriminer des signaux générés par des particules de nature différente (parties 2.2 et 2.3). Nous finirons en expliquant comment mesurer l'énergie des neutrons et traiter les cas où un seul neutron diffuse et crée un signal dans plusieurs modules, la diaphonie.

2.1 Détecteurs de neutrons

2.1.1 Généralités sur la détection des neutrons

De manière générale, le fonctionnement des détecteurs de particules est basé sur le mouvement de particules chargées. La détection des neutrons, qui par définition sont neutres, se révèle délicate et ne peut se faire qu'indirectement, en observant le noyau chargé de recul résultant d'une collision élastique ou inélastique, ou à travers une réaction nucléaire produisant une particule chargée, un rayonnement électromagnétique (rayon γ ou X) ou un résidu radioactif. La détection des neutrons s'effectue donc généralement en deux étapes successives :

- la conversion du neutron en particules chargées ou rayonnements électromagnétiques (γ , fluorescence X).
- la détection des produits de cette conversion.

Les réactions de diffusion élastique sont peu efficaces pour la détection des neutrons lents (entre 0,01 eV et 1 keV) car l'énergie communiquée au noyau de recul est faible, ce qui rend sa détection difficile. La détection repose dans ce cas principalement sur les réactions suivantes, induites par des neutrons lents :

- ${}^3\text{He} + n \longrightarrow {}^3\text{H} + p + 0,77 \text{ MeV}$
- ${}^6\text{Li} + n \longrightarrow {}^3\text{H} + {}^4\text{He} + 4,79 \text{ MeV}$

- $^{10}\text{B} + n \longrightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + 2,79 \text{ MeV}$ [4%]
 $\longrightarrow ^7\text{Li}^* + ^4\text{He} + 2,31 \text{ MeV} \longrightarrow ^7\text{Li} + ^4\text{He} + \gamma(0,48 \text{ MeV})$ [96%]
- $^{155,157}\text{Gd} + n \longrightarrow ^{156,158}\text{Gd}^* \longrightarrow ^{156,158}\text{Gd} + \gamma\text{'s} (\approx 8 \text{ MeV})$
- $^{113}\text{Cd} + n \longrightarrow ^{114}\text{Cd}^* \longrightarrow ^{114}\text{Cd} + \gamma\text{'s} (\approx 9 \text{ MeV})$
- $^{235}\text{U} + n \longrightarrow \text{neutrons} + \text{fragments de fission} (Q \approx 160 \text{ MeV})$

En général, la probabilité de capture par les noyaux est d'autant plus élevée que la vitesse du neutron, donc l'énergie, est faible. Il est donc préférable de ralentir les neutrons par diffusions élastiques afin de maximiser l'efficacité de capture. La détection finale des neutrons s'effectue par la détection des produits issus de la réaction (ions, rayons γ ou électrons de conversion).

Les détecteurs gazeux sont principalement utilisés pour détecter ces neutrons lents. Afin de les rendre sensibles aux neutrons, il est d'usage de faire un dépôt de matériaux solides, sensibles aux neutrons thermiques (par exemple le ^{10}B ou l' ^{235}U), ou encore de les remplir directement avec un gaz sensible aux neutrons thermiques (comme le trifluorure de bore BF_3 ou l' ^3He). Étant beaucoup plus sensible aux neutrons thermiques, ce type de détecteur doit être placé dans une structure modératrice (généralement du polyéthylène ou de la paraffine), afin de thermaliser les neutrons arrivant sur le détecteur. Cette thermalisation se fait en dehors du volume actif du détecteur, ainsi la détection de neutrons par ce type de réactions ne permet qu'une mesure du flux de neutrons, mais pas de l'énergie des neutrons car ceux-ci sont ralentis avant la détection.

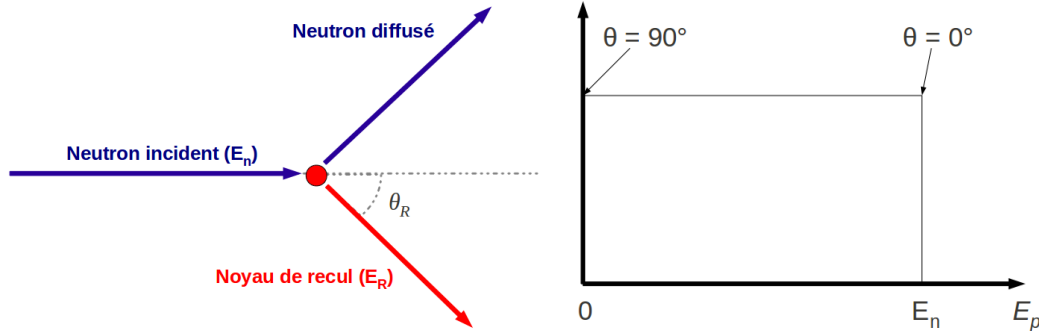


FIGURE 2.1 – À gauche : Diffusion élastique du neutron dans le référentiel du laboratoire. À droite : Distribution en énergie du proton de recul E_p ; dans le cas d'une diffusion élastique sur l'hydrogène, E_p est équivalent à E_R de l'équation (2.1).

Pour les neutrons rapides (énergie supérieure à 100 keV), les sections efficaces de capture sont très faibles et la diffusion élastique sur les noyaux du milieu traversé est le processus dominant. Pour une diffusion élastique de neutron sur un noyau de masse A , l'énergie de la particule de recul E_R s'exprime dans le référentiel du laboratoire comme :

$$E_R = 4E_n \frac{A}{(A+1)^2} \cos^2(\theta_R) \stackrel{(A=1)}{=} E_n \cos^2(\theta_R) \quad (2.1)$$

où θ_R est l'angle de diffusion du noyau. Dans le cas de l'hydrogène ($A = 1$), le transfert d'énergie est maximal et en moyenne la moitié de l'énergie incidente est transférée au

proton de recul car la distribution de E_R est uniforme à des énergies inférieures à 10 MeV. Ainsi, le neutron incident n'est susceptible de ne transférer qu'une fraction de son énergie aux noyaux du milieu traversé. La mesure de l'énergie des particules chargées produites n'est donc pas forcément représentative de l'énergie du neutron. De ce fait, la technique généralement utilisée pour établir l'énergie d'un neutron passe par la mesure du temps de vol. Elle sera discutée plus en détail à la partie 2.4.1. Une substance hydrogénée est intéressante car elle permet de maximiser le transfert d'énergie du neutron E_n grâce à la diffusion élastique $H(n,n)p$ [El 94]. C'est pourquoi les scintillateurs organiques, constitués essentiellement d'hydrogène et de carbone, apparaissent comme de très bons candidats pour la détection de neutrons d'énergie de l'ordre du MeV et plus.

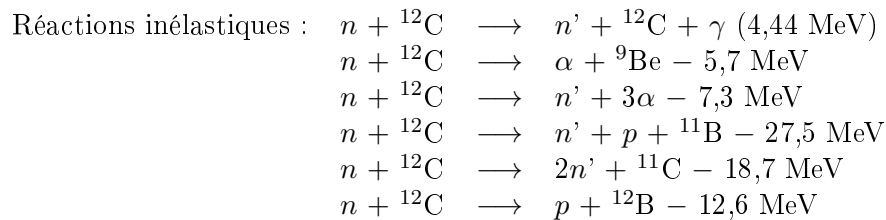
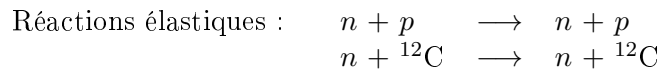


TABLEAU 2.1 – Liste des réactions élastiques et inélastiques entre un neutron et un scintillateur organique [Mou94, El 94].

2.1.2 Scintillateurs organiques

Certains matériaux organiques sont des scintillateurs. Ils produisent des photons tout au long de la trajectoire d'une particule chargée en mouvement dans le matériau. Cette lumière de scintillation peut être ensuite détectée au moyen d'un photomultiplicateur. Il existe trois catégories de scintillateurs organiques :

2.1.2.1 Monocristaux

Les cristaux, tels que l'antracène et le stilbène, sont connus pour leur bonne efficacité de scintillation (quantité de lumière par unité d'énergie déposée). L'antracène est un des plus anciens scintillateurs organiques utilisés car il a l'efficacité de scintillation la plus élevée chez les matériaux organiques. Quant au stilbène, malgré une moins bonne efficacité de scintillation, il possède de bonnes propriétés pour permettre la discrimination en forme du signal dans les cas où l'on souhaite séparer des signaux induits par des particules de nature différente (voir discussions de la parties 2.3.2 et 2.3.3). Les cristaux organiques ont toutefois le défaut d'être fragiles et il est difficile d'en produire de grands volumes (les dimensions ne dépassent pas l'ordre de 10 cm de diamètre). L'efficacité de scintillation dépend de la direction de la particule ionisante par rapport aux axes du cristal.

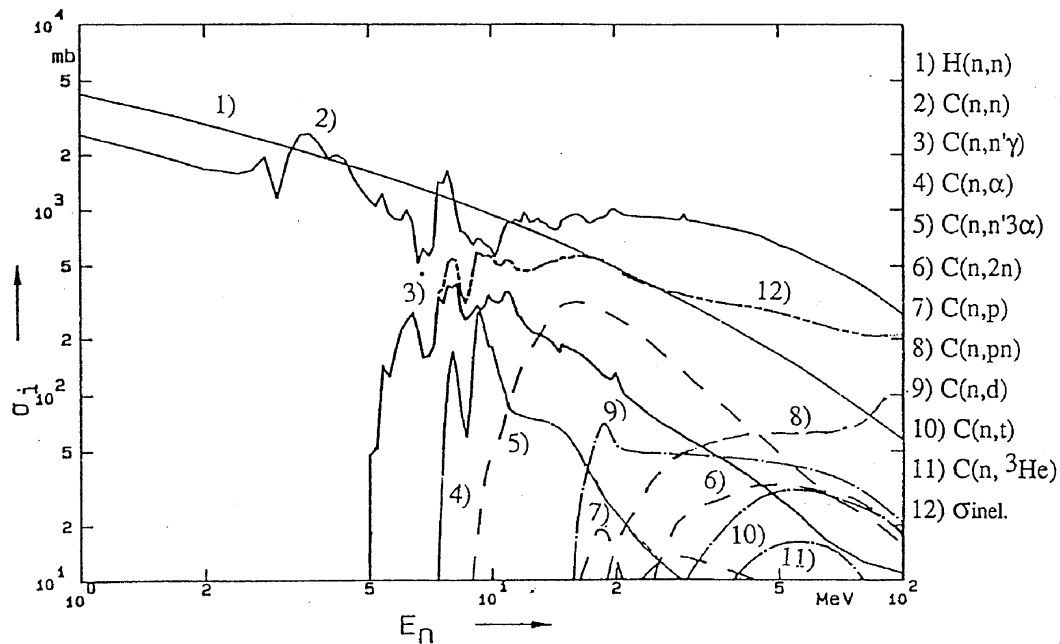


FIGURE 2.2 – Sections efficaces de réactions induites par les neutrons d'énergie comprise entre 1 et 100 MeV sur l'hydrogène et le carbone [Mar98].

Les scintillateurs organiques sont particulièrement bien adaptés à la détection de neutrons de par leur forte concentration en carbone et hydrogène, noyaux légers à grande section efficace de réaction.

2.1.2.2 Solutions (liquides et plastiques)

Les scintillateurs non cristallins sont souvent des composés binaires ou ternaires, composés d'une matrice (solvant) dans laquelle sont dissous un ou deux solutés en faible concentration (quelques g/l). La scintillation se fait en plusieurs étapes :

1. Lors du passage d'une particule chargée dans le scintillateur, le dépôt d'énergie s'effectue dans le solvant.
2. Le solvant transmet ensuite une partie de son énergie au soluté primaire (notons qu'une partie de cette énergie est également convertie en fluorescence du solvant). Le soluté primaire permet l'essentiel de l'émission de lumière.
3. Le soluté secondaire permet de décaler la longueur d'onde des photons de scintillation vers des longueurs d'onde plus grandes pour diminuer l'autoabsorption par le soluté primaire et le solvant. Ce décalage en longueur d'onde permet d'adapter le spectre d'émission du scintillateur à la sensibilité maximale de la photocathode du photomultiplicateur.

Les scintillateurs composés de solutions existent sous deux formes :

- les **liquides**, pour lesquels les dérivés du benzène sont les solvants les plus couramment utilisés (xylène, toluène, 1,2,4-triméthylbenzène, ...). Les solutés primaires et secondaires les plus utilisés sont le 2,5-diphényloxazole ou encore le 1,4-bis-[2-(5-phenyloxazolyl)]-benzène (plus connus respectivement sous les noms de PPO et PO-

POP), comme dans le cas des scintillateurs liquides NE213 ou BC501A [Mou94]. Les scintillateurs liquides permettent la discrimination entre les neutrons et les γ tout comme les cristaux, mais ont en plus la possibilité d'être conditionnés en plus grand volume et sont moins coûteux. Les scintillateurs organiques liquides présentent donc aujourd'hui les meilleures caractéristiques pour la détection des neutrons mais avec des inconvénients non négligeables. En effet, la présence de solvant tel que le xylène engendre non seulement une grande inflammabilité et un caractère explosif, mais les rend également cancérigènes et nocifs pour l'environnement.

Certains scintillateurs liquides sont dopés au bore ou au gadolinium. Dans cette catégorie, le scintillateur sert à la fois de modérateur jusqu'à la thermalisation du neutron, et ensuite de détecteur de rayons γ , électrons de conversion ou particules chargées lourdes résultant de la réaction sur les dopants via les réactions décrites à la section 2.1.1. Ces scintillateurs sont les constituants de base des détecteurs appelés « boules à neutrons » tels que le détecteur CARMEN [Var06].

- les **plastiques** scintillants, composés solides comprenant en général un solvant polymérisé servant de matrice tel que le polyvinyltoluène (PVT) ou le polystyrène, jusqu'à 10 g/l de *p*-terphényle comme soluté, et un soluté secondaire (le POPOP par exemple). Les scintillateurs plastiques sont faciles à usiner et on en trouve sous diverses formes : ils s'adaptent donc aisément aux géométries des dispositifs de détection. Leur faible coût permet d'utiliser des dispositifs de grand volume (par exemple un mur composé de plusieurs lattes tel que les détecteurs LAND, MoNa ou NEBULA [Bla92, Bau05, Shi11]). Le scintillateur plastique le plus commercialisé est le BC404 (anciennement NE102). La plupart des scintillateurs plastiques ne permettent pas la discrimination par analyse en forme du signal. Toutefois de nouveaux plastiques scintillants permettant la discrimination *n*- γ ont été développés récemment [Zai12]. Les performances de leur version industrielle, commercialisée sous le nom de EJ299-33, seront étudiées au chapitre 4.

Le tableau 2.2 regroupe les caractéristiques des différents scintillateurs utilisés dans les chapitres suivants. Une étude comparative de ces différents scintillateurs sera faite au chapitre 4. Nous y comparerons leur efficacité de scintillation et leur capacité de discriminer les neutrons des rayonnements γ .

Scintillateur	Stilbène (C ₁₄ H ₁₂)	<i>p</i> -terphényle (C ₁₈ H ₁₄)	NE213	BC501A	BC537	EJ299-33	BC404
Nature	cristal	cristal	liquide	liquide	liquide	plastique	plastique
Densité	1,220	1,230	0,874	0,874	0,954	1,080	1,580
Rapport N_H/N_C	0,857	0,778	1,213	1,212	-	1,056	1,100
Rapport N_D/N_C	-	-	-	-	0,999	-	-
Longueur d'onde émission max. (nm)	390	420	425	425	425	420	408
Indice de réfraction	1,64	1,65	1,505	1,508	1,500	?	1,580
photons/MeV (pour des e ⁻)	14000	27000	13000	13000	10000	9200	10000
Constante de temps (ns)	3,5	3,7	3,7	3,2	2,8	?	1,8
Discrimination n - γ	oui	oui	oui	oui	oui	oui	non

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques générales données par le fabricant pour les différents scintillateurs utilisés aux chapitres 3, 4 et 5.

Le cristal de paraterphényl est un cristal dopé afin d'augmenter la production de lumière.

Le BC537 est un liquide dans lequel les atomes d'hydrogène ont été remplacés par du deutérium.

Les deux cristaux sont commercialisés par Cryos-Beta, les scintillateurs de type NE- par Nuclear Enterprises (racheté par le groupe Saint-Gobain), les scintillateurs de type BC- par Saint-Gobain, les scintillateurs de type EJ- par la société ELJEN Technology.

2.2 Principe de fonctionnement des scintillateurs organiques

2.2.1 Mécanisme de scintillation des molécules aromatiques

La structure des molécules organiques est largement déterminée par la configuration électronique de l'atome de carbone ($Z = 6$) : $1s^2 2s^2 2p^2$ dans l'état fondamental. Sous cette forme, seulement deux liaisons avec le carbone vont être réalisables via les électrons célibataires des orbitales $2p$, faute d'électron de valence supplémentaire. La configuration atomique devient $1s^2 2s^1 2p^3$ suite à la promotion de l'un des électrons $2s$ dans une orbitale $2p$. Ces quatre dernières orbitales de valence (un $2s$ et trois $2p$) ne restent pas distinctes et se réorganisent : c'est l'hybridation. Il en résulte trois configurations possibles [Cou61] :

- l'hybridation sp^3 dans laquelle les orbitales s et p se réorganisent de sorte à obtenir quatre orbitales identiques appelées orbitales hybrides sp^3 orientées selon quatre axes dirigés vers les sommets d'un tétraèdre.
- l'hybridation sp^2 dans laquelle la réorganisation se limite à l'orbitale s et à deux des trois orbitales p , conduisant à trois orbitales hybrides sp^2 , avec une géométrie trigonale planaire. Dans le cas d'une double liaison C=C, les orbitales hybrides sp^2 se recouvrent coaxialement en donnant des liaisons σ , les deux orbitales non hybridées p donnent par recouvrement latéral une liaison π moins forte que les liaisons σ .
- l'hybridation sp , permettant la formation d'une triple liaison. Une orbitale s et une orbitale p se combinent pour former deux orbitales sp permettant la formation des liaisons σ situées sur le même axe. Les deux orbitales p non hybridées complètent la triple liaison par recouvrement latéral et formation de deux liaisons.

Les scintillateurs organiques sont composés de molécules aromatiques essentiellement formées à partir de cycles benzéniques, dans lesquels les atomes de carbones sont dans un état d'hybridation sp^2 . La scintillation est due à la présence d'électrons π délocalisés dans les liaisons insaturées entre les atomes de carbone.

Lorsque l'un des deux électrons de spins opposés $\pm \frac{1}{2}$ d'une orbitale moléculaire dans l'état fondamental S_0 est promu dans une orbitale d'énergie supérieure, son spin peut rester inchangé et le spin total de l'état excité reste égal à 0, sa projection étant de multiplicité $2 \times 0 + 1 = 1$: état singlet noté S . Inversement, lorsque l'électron promu change de spin, le spin total de l'état excité est égal à 1, avec trois projections possibles et donc une multiplicité $2 \times 1 + 1 = 3$: état triplet noté T . Les transitions entre les états ayant différentes multiplicités sont théoriquement interdites. Il y a cependant une petite interaction entre les fonctions d'ondes relatives à différentes multiplicités par l'intermédiaire du couplage spin-orbite. Par conséquent, une faible probabilité de transition entre un état singlet et un état triplet existe.

Dans un scintillateur organique, la lumière observée est produite par les transitions des électrons π entre le premier état excité singlet S_{10} et un sous-état vibrationnel x du fondamental S_{0x} . Les niveaux d'excitation électronique sont généralement séparés de quelques eV (3 à 4 eV en moyenne, ce qui correspond à des longueurs d'ondes autour de 400 nm). L'écart entre les états vibrationnels est de l'ordre de 0,15 eV. Ainsi, à température ambiante, l'énergie thermique étant voisine de 0,025 eV, est insuffisante pour peupler les états excités : les molécules sont dans leur état fondamental. La lumière de scintillation va de l'UV jusqu'au début du spectre visible.

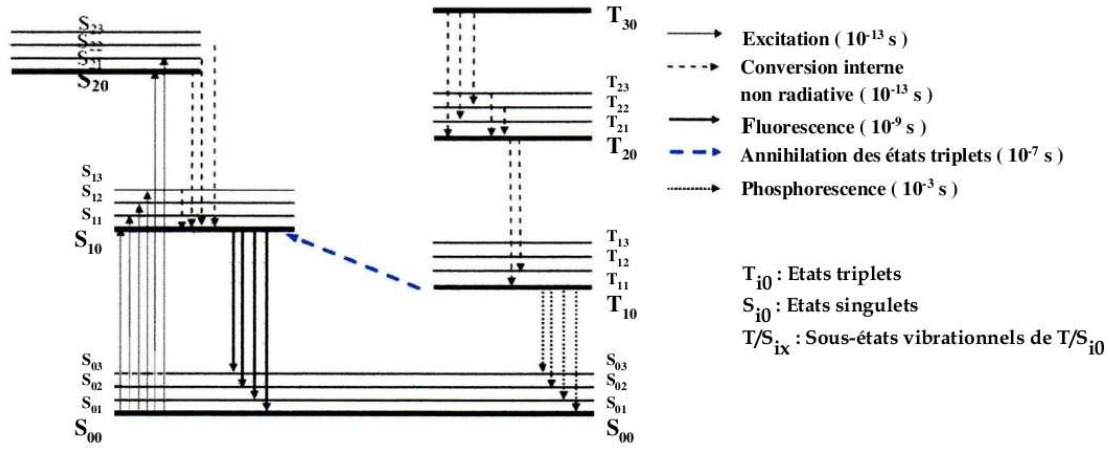
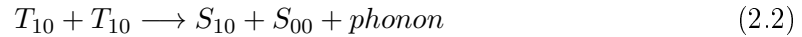


FIGURE 2.3 – Diagramme de Perrin-Jablonski représentant les différents niveaux d'énergie (singulets S et triplets T) d'une molécule contenant des électrons π et les transitions possibles entre ces états.

Le diagramme Perrin-Jablonski est utile pour visualiser les processus (voir figure 2.3). Lorsque des particules chargées sont mises en mouvement dans le scintillateur, celles-ci excitent le milieu en transmettant leur énergie aux électrons π et provoquent soit le peuplement très rapide ($\sim 10^{-13}$ s) des états singulets S_{nx} ($n \geq 1$), soit l'ionisation de la molécule qui se recombine le plus souvent dans un état triplet T_{nx} ($n \geq 1$). Ces états moléculaires se désexcitent très rapidement de manière non radiative vers les états S_{10} et T_{10} ($\sim 10^{-12}$ s) par émission de phonons vibrationnels se dissipant dans le milieu. Le passage de S_{10} à S_{0x} se fait ensuite rapidement (en quelques nanosecondes pour les scintillateurs liquides) par émission d'un photon : c'est la fluorescence.

Pour les états triplets, le passage de T_{10} à l'état S_{0x} est responsable de la phosphorescence, mais cette transition est de faible probabilité à cause des règles de sélection. Le temps caractéristique de la phosphorescence est donc long (de l'ordre de la milliseconde) et ce processus n'intervient pas dans la détection.

Cependant si la concentration en états triplets est importante dans le scintillateur, donc si la densité d'ionisation est élevée, deux molécules d'état T_{10} peuvent interagir par la réaction suivante appelée « annihilation triplet-triplet » :



Ensuite la désexcitation radiative de S_{10} à S_{0x} provoquera l'émission de lumière : c'est la fluorescence retardée. Le temps caractéristique de cette émission est de quelques centaines de ns. La façon dont cette réaction (2.2) a lieu est différente dans le cas d'un liquide ou d'un solide. Pour un liquide, cette réaction a lieu par rencontre entre deux molécules excitées, tandis que pour un solide, les molécules étant fixes dans le composé, deux excitons T_{10} doivent migrer pour interagir.

Le signal lumineux a donc deux composantes [Bro79] (voir figure 2.6 \tilde{A} la partie 2.3.2) :

- une composante rapide de forme exponentielle liée à la fluorescence.

- une composante lente de forme non exponentielle liée à la fluorescence retardée.

L'étude cinétique de la scintillation des matériaux organiques peut être trouvée dans la littérature. Notamment quelques auteurs [Vol67b, Vol67a] ont fait une description détaillée en tenant compte des différents modes de production de lumière, des différentes concentrations et efficacités de luminescence des matériaux.

2.2.2 Détection de la lumière de scintillation

Pour que le signal lumineux produit par le scintillateur soit exploitable, il faut le convertir en impulsion électrique : c'est le rôle du photomultiplicateur. La figure 2.4 montre les éléments constituant un photomultiplicateur.

Les photons incidents arrachent des électrons de la photocathode qui sont accélérés vers la première dynode grâce à une différence de potentiel appliquée entre l'anode et la première dynode. Un pont diviseur de tension (l'embase du photomultiplicateur) assure une accélération/focalisation des électrons entre chaque dynode en appliquant une différence de potentiel de l'ordre de la centaine de volts entre deux dynodes successives. Après passage sur chaque dynode des électrons sont arrachés. Le nombre d'électrons augmente donc, multipliant les quelques électrons initiaux en quelques millions en sortie de la dernière dynode. Le signal ainsi amplifié est ensuite collecté sur l'anode. Le gain dépend de la tension appliquée au photomultiplicateur, du type d'embase, et est typiquement de l'ordre de 10^7 . La hauteur d'impulsion en sortie est liée directement au gain. Une description plus complète des photomultiplicateurs peut être trouvée dans la littérature ([Kno89, Leo87]). Le photomultiplicateur utilisé par EDEN est le XP4512B de 13 cm (5 pouces) de diamètre ([Lau93]) composé de 10 dynodes et d'une photocathode bialcaline.

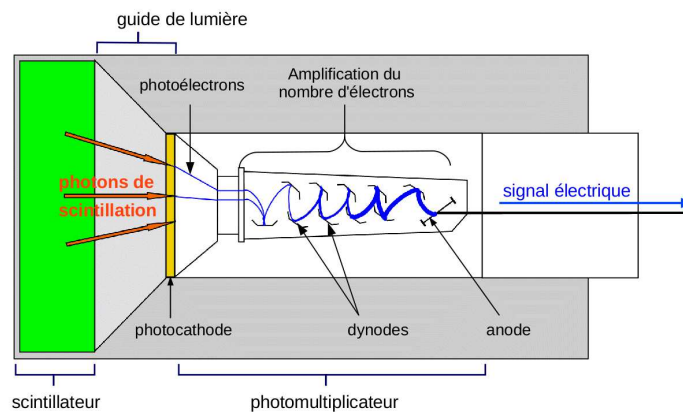


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de fonctionnement d'un détecteur de neutrons. La lumière de scintillation est collectée puis convertie en impulsion électrique par le photomultiplicateur.

Il est possible que la forme du scintillateur ne corresponde pas à celle de la fenêtre d'entrée du photomultiplicateur. Par exemple, dans le cas d'un module EDEN, la cellule de scintillateur fait 20 cm de diamètre tandis que le diamètre utile de la photocathode du XP4512B est seulement de 11 cm. Afin de minimiser les pertes de lumière, un système en verre ou en plastique (PMMA), est utilisé pour conduire les rayons lumineux. Il s'agit

du guide de lumière, généralement sous forme d'un solide transparent avec un fort indice de réfraction qui permet de minimiser l'angle critique de réflexion totale à la sortie du scintillateur. Leurs surfaces sont polies et sont généralement recouvertes par un revêtement réflecteur (peinture à base de pigment de TiO_2 ou Al_2O_3). On a aussi recours à de tels guides lorsqu'il est nécessaire d'éloigner le scintillateur du photomultiplicateur (notamment en présence de champs magnétiques) ou lorsqu'il n'y a pas suffisamment d'espace pour placer les photomultiplicateurs.

Beaucoup de photons peuvent être perdus à cause d'un mauvais couplage optique à une interface entre deux milieux différents (scintillateur – photomultiplicateur par exemple). En utilisant une graisse optique, l'espace d'air à l'interface est comblé et la transition entre les deux milieux se fait de façon progressive grâce à un indice de réfraction similaire.

2.3 Réponse des scintillateurs organiques

2.3.1 Quantité de lumière émise

Seulement une fraction de l'énergie cinétique de la particule chargée est convertie en lumière, le reste étant dissipé de façon non radiative. Cette fraction dépend essentiellement du pouvoir d'ionisation de la particule et de son énergie. L'efficacité de scintillation, fraction de l'énergie déposée convertie en énergie lumineuse, dépend du type de scintillateur et du type de la particule chargée qui ionise le milieu. Les électrons génèrent plus de lumière que les particules lourdes (proton ou α par exemple) pour un dépôt d'énergie équivalent.

2.3.1.1 Phénomènes de « quenching »

Le terme « quenching » (ou inhibition) désigne de manière générale tous les processus qui réduisent la quantité de lumière émise par le scintillateur. Cette diminution peut avoir plusieurs origines :

- l'excitation de molécules non scintillantes.
- la perte d'intensité lumineuse due à l'auto-absorption par le scintillateur lui-même.
- le « quenching » d'ionisation qui dépend du pouvoir d'arrêt de la particule. Plus la particule est ionisante, plus la concentration de ces molécules excitées, voire endommagées, est élevée. La probabilité d'interaction entre les deux molécules excitées augmente et le résultat de cette interaction a plusieurs conséquences :
 - (a) une des deux molécules perd l'énergie d'excitation et l'autre devient encore plus excitée (celle-ci ayant une forte probabilité d'être ionisée) ;
 - (b) les deux molécules forment un complexe qui, ainsi formé, peut perdre son énergie soit par dissociation en deux molécules, soit par conversion interne, soit par désexcitation non radiative [Bro79].
- les impuretés présentes dans le scintillateur peuvent inhiber la scintillation par absorption de photons puis désexcitation non radiative, ou par simple transfert d'énergie entre les molécules du scintillateur et les molécules inhibitrices. Par exemple les molécules de dioxygène O_2 sont capables de désactiver de façon très efficace les molécules aromatiques du scintillateur organique [Bri71].

2.3.1.2 Modèle de Birks

Le modèle le plus couramment utilisé pour décrire le rendement lumineux en tenant compte du « quenching » d'ionisation est celui proposé par Birks [Bir51], qui relie la quantité de lumière par unité de longueur dL/dx à la perte d'énergie spécifique de la particule dE/dx . Cette loi semi-empirique a été ensuite modifiée par Chou [Cho52] qui a ajouté au dénominateur un terme de second ordre en dE/dx pour devenir :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (2.3)$$

où S est l'efficacité de scintillation, kB la constante de Birks, qui rassemble l'ensemble des phénomènes inhibant la scintillation, et C un terme correctif pour mieux reproduire les données expérimentales. Cette expression peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{dL}{dE} = \frac{S}{1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (2.4)$$

En intégrant cette relation tout en supposant que le scintillateur soit suffisamment grand pour que la particule puisse y déposer toute son énergie, on obtient :

$$L = S \int_0^E \left[1 + kB \frac{dE}{dx} + C \left(\frac{dE}{dx} \right)^2 \right]^{-1} dE \quad (2.5)$$

Les paramètres S , kB et C qui composent cette expression peuvent être ensuite obtenus pour chaque type de particule responsable de la scintillation, par ajustement sur les données expérimentales [Nor01, Mou95].

La réponse d'un scintillateur pour l'interaction de particules chargées n'est pas linéaire avec l'énergie déposée. La non-linéarité augmente avec la perte d'énergie spécifique de la particule. Les électrons ont une faible perte d'énergie spécifique et la quantité de lumière par unité de longueur peut se simplifier et on obtient ainsi une dépendance linéaire de la quantité de lumière L en fonction de l'énergie déposée E :

$$\frac{dL}{dx} = S_e \frac{dE}{dx} \quad \iff \quad L = S_e E + L_0 \quad (2.6)$$

où S_e et L_0 représentent respectivement l'efficacité de scintillation pour un électron et une constante d'intégration. Pour les scintillateurs organiques la réponse aux électrons n'est linéaire que pour des énergies supérieures à 125 keV [Bra62]. En revanche, la réponse aux particules lourdes ne devient linéaire qu'au-delà d'énergies bien plus élevées.

2.3.1.3 Formule de Cecil et Maddey

Une formulation plus pratique de la lumière peut être obtenue en la comparant à la quantité de lumière obtenue en utilisant des sources gamma. Nous pouvons ainsi relier la

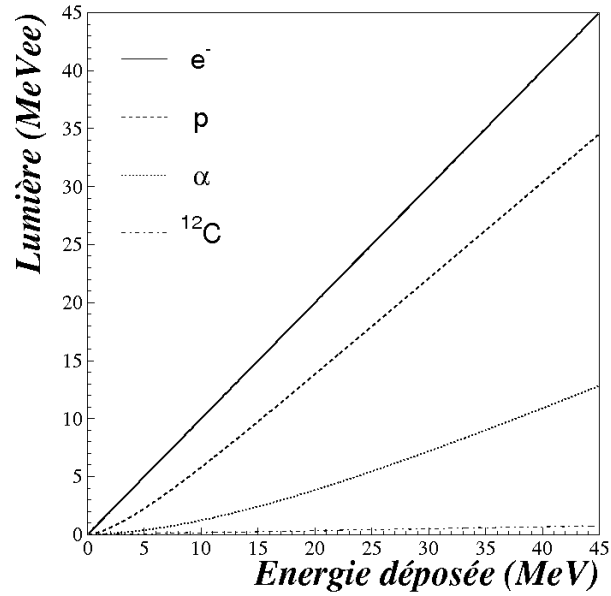


FIGURE 2.5 – Relation entre lumière émise en MeVee et énergie déposée en MeV pour l'électron, le proton, la particule α et le carbone pour le scintillateur NE213.

quantité de lumière produite dans le scintillateur L à l'énergie déposée E par la particule chargée à l'aide de la formule semi-empirique [Cec79] :

$$L(E) = a_1 E - a_2 (1 - e^{a_3 E^{a_4}}) \quad (2.7)$$

où la lumière est exprimée en MeVee (1 MeVee = lumière produite par un électron de 1 MeV qui dépose son énergie dans le milieu) afin de s'affranchir du type de particule mise en mouvement. Dans le cas du NE213, les coefficients a_i regroupés dans le tableau 2.3 dépendent de la nature de la particule chargée et ont été obtenus par ajustement sur des données expérimentales issues de la littérature [Czi64, Ver68]. La quantité de lumière L produite dans le scintillateur est d'autant plus importante que l'énergie de la particule chargée est élevée et que sa charge est faible (figure 2.5). Il a été montré que $L(E)$ ne dépend pas du diamètre, du type de cellule et de l'âge du scintillateur [Haw02] (une très faible dépendance avec l'épaisseur semble exister mais celle-ci peut être négligée).

	e^-	p	α	^{12}C
a_1	1	0,83	0,41	0,017
a_2	0	2,82	5,9	0
a_3	-	0,25	0,065	-
a_4	-	0,93	1,01	-
Réf.	[Cec79]	[Cec79]	[Cec79]	[Bat61]

TABEAU 2.3 – Coefficients de conversion entre énergie en MeV et lumière en MeVee en fonction de la particule chargée pour le scintillateur NE213.

Comme le montre la figure 2.5, la production de lumière est maximale et linéaire pour les électrons, et chute assez rapidement avec l'augmentation de la masse de la particule de recul. Ainsi, malgré une section efficace élevée, les diffusions sur le carbone ne contribuent guère à la détection des neutrons.

2.3.2 Réponse temporelle

Les scintillateurs organiques sont intéressants car ils ont une réponse très rapide. En effet, le peuplement des états excités est effectué en 0,5 ns environ et la désexcitation se fait en quelques nanosecondes. Ceci permet d'obtenir une résolution en temps de l'ordre de la nanoseconde pour la mesure de temps.

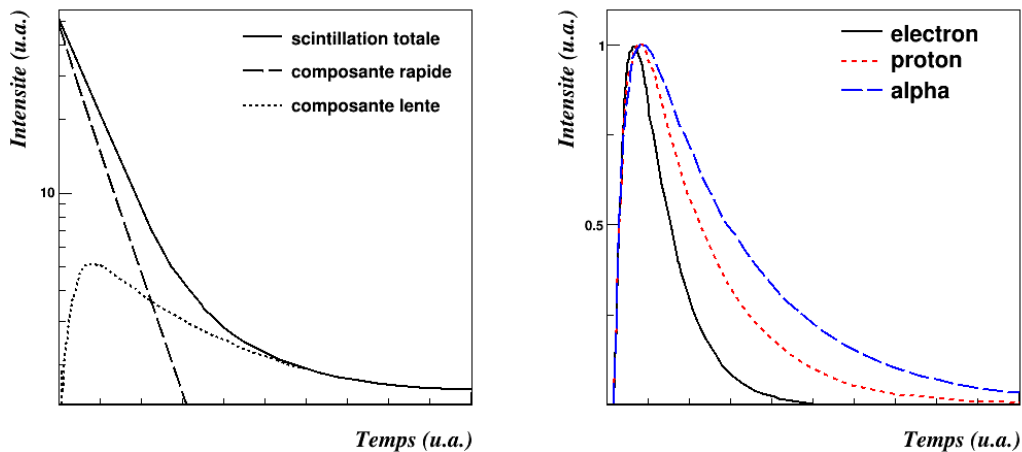


FIGURE 2.6 – À gauche : Représentation schématique de la décroissance lumineuse dans un scintillateur organique, avec la composante rapide et la composante retardée. À droite : Variation de l'intensité de la scintillation en fonction du temps pour différents types de particules.

Un scintillateur organique est sensible à tout type de particule. Les particules chargées dans notre gamme en énergie, peuvent être arrêtées par un matériau à l'entrée du scintillateur. Mais les rayonnements γ peuvent également interagir avec le scintillateur, le processus dominant étant l'effet Compton, mettant ainsi en mouvement un électron qui excitera le milieu. De plus, le détecteur est aussi sensible aux rayonnements cosmiques, principalement des muons. Il est donc nécessaire de discriminer les neutrons des événements créés par une autre particule, et pour cela on se base sur les propriétés de la réponse lumineuse du scintillateur.

Nous avons vu à la section 2.2.1 que le signal lumineux a deux composantes : une rapide liée à la fluorescence et une plus lente liée à la fluorescence retardée. La densité d'états excités, dont les états triplets responsables de la fluorescence retardée, augmente avec la perte d'énergie spécifique dE/dx . Le nombre de photons de fluorescence retardée par unité de temps est proportionnel au carré de la densité en états triplets (équation 2.2) et la composante lente du signal augmente ainsi avec dE/dx . L'annihilation des états

triplets est d'autant plus favorisée que la particule en mouvement est ionisante, c'est-à-dire de charge élevée et de faible énergie. Au contraire, les particules peu ionisantes, comme les électrons et les muons, créent le long de leur trajectoire des zones d'activation d'états triplets très diluées par rapport à une particule chargée plus lourde. L'importance relative des intensités des deux composantes lente et retardée du signal permet donc de différencier le type de particule mise en mouvement à l'intérieur du scintillateur, et donc le type de particule incidente.

2.3.3 Discrimination $n - \gamma$

Pour séparer les neutrons des rayons γ , on utilise la discrimination par analyse en forme du signal lumineux. Pour les scintillateurs organiques il s'agit d'une problématique ancienne, et dès la fin des années 50, Brooks avait développé des méthodes pour séparer les signaux produits par des neutrons de ceux provenant de l'interaction de γ [Bro59]. Grâce aux différences dans la forme des signaux, il est possible de faire la distinction entre les neutrons et les rayonnements γ qui ont interagi dans le détecteur. Deux méthodes de discrimination en forme ont été principalement utilisées avec l'électronique analogique :

- La première est basée sur le fait que le maximum de l'intégrale du signal n'est pas atteint au même instant selon le type de particule qui a interagi dans le scintillateur. En analogique, l'exploitation de ce principe est la technique du passage par zéro (« zero cross-over »). Dans cette méthode le signal subit un traitement afin d'obtenir une impulsion bipolaire à partir de laquelle le passage par zéro est extrait. Cette mise en forme peut, par exemple, se faire via un réseau CR-RC-CR intégrateur et différenciateur [Rou64]. Le point de croisement du signal différencié (en quelque sorte la dérivée de la charge) avec la ligne de base (le zéro) est différent pour les neutrons et les rayonnements γ (voir figure 2.7).

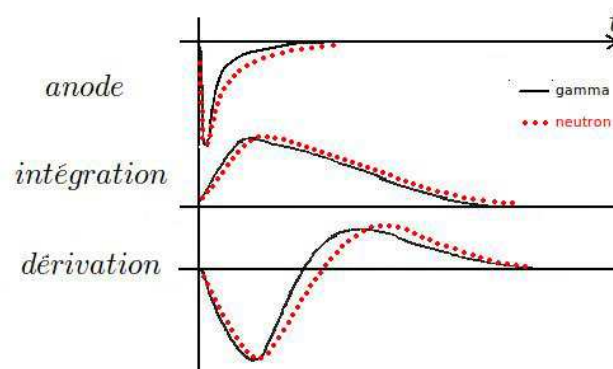


FIGURE 2.7 – Principe de la discrimination de particules par la méthode du passage par zéro.

- L'autre méthode est la technique de comparaison de charges. Celle-ci consiste à intégrer le signal dans deux portes d'intégration différentes et à comparer le rapport de ces charges. Nous avons choisi d'intégrer le signal sur deux portes temporelles, une qui englobe la totalité du signal Q_{tot} , l'autre qui intègre la partie lente Q_{lent} .

On peut alors réaliser des spectres bidimensionnels où l'on porte Q_{tot} en abscisse et Q_{lent} en ordonnée. Les événements se regroupent en deux branches (figure 2.8) : les γ (e^-) et les rayons cosmiques (μ) sont dans celle de plus faible charge lente et les neutrons dans l'autre [Mos92]. La charge totale une fois étalonnée permet d'autre part de définir un seuil d'analyse.

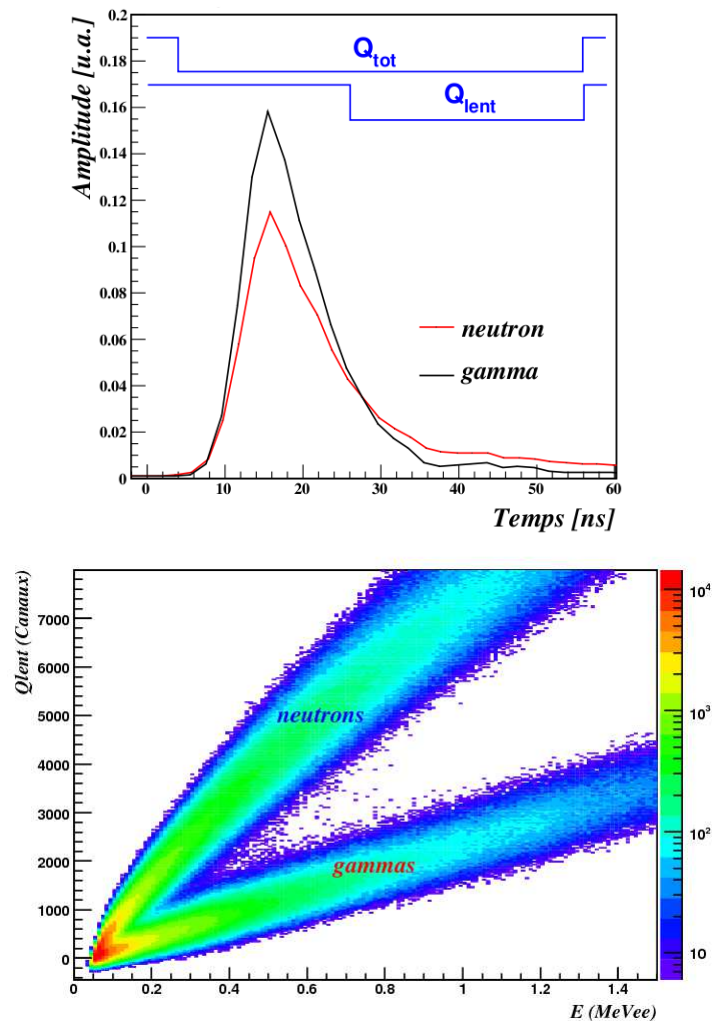


FIGURE 2.8 – En haut : Intégration du signal dans deux portes temporelles différentes. Les signaux représentés sont normalisés en charge ($Q_{tot} = 1$). En bas : Charge lente en fonction de la charge totale étalonnée en MeVee. La branche supérieure correspond aux neutrons, l'autre aux γ .

La qualité de la discrimination dépend de la forme et de la taille du scintillateur [Mos94]. En effet une dégradation de la discrimination peut être causée par des difficultés de collection de lumière : l'atténuation de la lumière est d'autant plus importante que la trajectoire optique est grande. Ainsi la qualité de la séparation entre les neutrons et les γ sera meilleure avec de

petits volumes de scintillateur couplés directement au photomultiplicateur. On peut trouver dans la littérature des approches analytiques qui étudient les capacités de discrimination en fonction du nombre de photoélectrons composant le signal [Ran95, Cao98]. Moins on a de lumière, plus la discrimination est mauvaise. La discrimination peut être aussi dégradée par la présence d'impuretés dans le scintillateur. A titre d'exemple, le dioxygène est connu pour être un excellent agent inhibiteur des états triplets.

2.4 Méthodologie pour le traitement des données

2.4.1 Energie des neutrons

2.4.1.1 Technique du temps de vol

Si on expose un détecteur de neutrons à un faisceau de neutrons monoénergétiques, on obtient une distribution en énergie des protons uniforme. L'énergie déposée dépend de l'angle de diffusion du proton, or celui-ci reste dans le détecteur et l'angle de diffusion est donc inconnu. Il n'est donc pas possible de déterminer l'énergie d'un neutron à partir de l'énergie déposée dans le scintillateur. C'est pour cette raison qu'on utilise la technique du temps de vol du neutron pour mesurer son énergie. En effet, il est possible de calculer son énergie cinétique à partir de son temps de vol :

$$E_n = \frac{m_n c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{d + \bar{x}_n}{ct_n}\right)^2}} - m_n c^2 \quad (2.8)$$

avec m_n la masse du neutron (939,6 MeV/c²), t_n son temps de vol, d la distance entre la source de neutrons et la face d'entrée du module touché, et \bar{x}_n la profondeur moyenne d'interaction du neutron dans le module. Pour des neutrons de basse énergie, donc non relativistes, cette équation devient :

$$E_n = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{d + \bar{x}_n}{t_n}\right)^2 \quad (2.9)$$

L'énergie est déterminée par une différence de temps entre un signal « start » et un signal « stop » générés par deux détecteurs. Un détecteur « start » déclenché par le passage d'un neutron ne peut être utilisé car il doit être mince et donc peu efficace. Ainsi le « start » du temps de vol est plutôt donné par :

- une particule chargée légère associée au neutron. Dans le cas de neutrons retardés émis après une décroissance β , l'énergie est déterminée par la mesure du temps de vol entre un « start » provenant de la détection de l'électron β^- (donné par un détecteur plastique par exemple) et un « stop » issu du détecteur de neutrons touché.
- un γ issu de la réaction qui a produit le neutron ;
- un signal électronique donné par un accélérateur (la radiofréquence R.F. d'un cyclotron peut être utilisée à cet effet). Le signal doit être associé au faisceau du projectile induisant la réaction qui produit la source émettrice du neutron.

Dans tous les cas, cela nécessite un étalonnage pour définir l'instant de sa production dans la cible. Il suffit de prendre comme référence le temps de vol des γ prompts issus de la cible ou de la zone d'implantation pour l'étalonnage en temps des modules. La vitesse des γ étant constante, il est en effet possible de calculer le temps $t_\gamma = (d + \bar{x}_\gamma)/c$ (c étant la vitesse de la lumière), puisque la distance d parcourue par les γ entre la source et la face d'entrée du détecteur, et la profondeur moyenne d'interaction \bar{x}_γ , sont connues. Un exemple d'étalonnage en temps de vol est donné au chapitre 5.

2.4.1.2 Détermination de la distance de vol

Pour calculer la vitesse des neutrons et donc leur énergie, il est nécessaire de connaître le plus exactement possible la distance de vol. La profondeur d'interaction du neutron dans le détecteur n'est pas connue mais une estimation de la profondeur moyenne est possible connaissant le libre parcours moyen λ du neutron dans le scintillateur $\lambda = (N_H\sigma_H + N_C\sigma_C)^{-1}$ ($N_{H/C}$ est le nombre de noyaux d'hydrogène/carbone par unité de volume et $\sigma_{H/C}$ est la section efficace totale de diffusion sur l'hydrogène/carbone). La probabilité qu'un neutron interagisse une première fois entre x et $x + dx$ est donnée par [Mar98] :

$$p(x)dx = \frac{e^{-x/\lambda}}{\lambda}dx \quad (2.10)$$

La distance moyenne parcourue par un neutron dans le scintillateur avant d'interagir est donnée par la relation [Mou94] :

$$\bar{x} = \frac{\int_0^t x.p(x)dx}{\int_0^t p(x)dx} = \frac{\int_0^t \frac{x.e^{-x/\lambda}}{\lambda}dx}{\int_0^t \frac{e^{-x/\lambda}}{\lambda}dx} = \lambda - \frac{t.e^{-t/\lambda}}{1 - e^{-t/\lambda}} \quad (2.11)$$

où t est l'épaisseur du scintillateur. Les sections efficaces dépendant de l'énergie des neutrons, la position moyenne d'interaction est également fonction de l'énergie (tableau 2.4). La variance est :

$$\sigma_d^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (2.12)$$

où $\overline{x^2}$ est défini par la relation [Bow62] :

$$\overline{x^2} = \frac{\int_0^t \frac{x^2.e^{-x/\lambda}}{\lambda}dx}{\int_0^t \frac{e^{-x/\lambda}}{\lambda}dx} = \frac{\lambda^2 \cdot \left[\left(\frac{t^2}{\lambda^2} + \frac{2t}{\lambda} + 2 \right) \cdot e^{-t/\lambda} - 2 \right]}{e^{-t/\lambda} - 1} \quad (2.13)$$

On peut appliquer un raisonnement similaire aux photons γ pour déterminer une profondeur moyenne d'interaction.

2.4.1.3 Résolution en énergie

L'énergie du neutron se mesurant à partir du temps de vol sur une certaine distance, la résolution en énergie va dépendre de la résolution en temps du dispositif ainsi que de l'incertitude sur la base de vol. Pour avoir la meilleure résolution en énergie possible, il faut

E_n (MeV)	0,5	1	2	4	6	8	10	14
λ (cm)	2,32	3,25	4,83	5,94	8,97	7,70	10,89	11,61
\bar{x} (cm)	1,66	1,88	2,08	2,15	2,26	2,23	2,31	2,32
σ_d (cm)	1,29	1,36	1,41	1,42	1,43	1,43	1,44	1,44
σ_E/E (%) pour 150 cm	3,59	4,14	4,99	6,30	7,37	8,30	9,13	10,58
σ_E/E (%) pour 300 cm	1,80	2,08	2,51	3,17	3,71	4,18	4,60	5,33

TABLEAU 2.4 – *Libre parcours moyen (λ), profondeur moyenne d'interaction (\bar{x}) et dispersion (σ_d) en fonction de l'énergie des neutrons pour un détecteur EDEN ou MONSTER. La résolution en énergie σ_E/E a été calculée pour une base de vol de 150 cm et 300 cm (équation 2.14).*

choisir un détecteur de relativement faible dimension permettant la meilleure localisation spatiale et temporelle de l'interaction dans le détecteur. Cependant la condition optimale favorisant la résolution en énergie, c'est-à-dire un détecteur de faible épaisseur, se trouve en opposition avec la condition favorisant l'efficacité intrinsèque de détection.

$$\frac{\sigma_E}{E} = 2 \left[\left(\frac{\sigma_d}{d} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_t}{t} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Nous avons estimé la résolution en énergie pour un détecteur EDEN ou MONSTER en considérant une incertitude sur les distances de l'ordre de 1 cm en plus de l'erreur sur la localisation de l'interaction (tableau 2.4). La résolution en temps a été considérée comme étant égale à 1,5 ns de largeur à mi-hauteur [Gar12].

2.4.2 Étalonnage en charge

L'étalonnage de la lumière par l'intermédiaire de la charge totale est nécessaire notamment pour déterminer le seuil en lumière, qui a une influence sur l'efficacité intrinsèque. Des sources radioactives émettrices de photons γ sont utilisées pour établir une relation entre l'énergie déposée et la charge fournie par le photomultiplicateur. Le tableau 2.5 regroupe les sources radioactives utilisées dans les chapitres 3, 4 et 5, et les énergies des rayonnements γ correspondantes. Pour des énergies de cet ordre de grandeur, l'interaction des rayonnements γ par effet photoélectrique dans un scintillateur organique est négligeable face à la diffusion Compton (voir exemple de spectre \tilde{A} la figure 2.9). Pour des photons d'énergie E_γ , les électrons de recul sont produits avec des énergies inférieures à :

$$E_{e^-}^{max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}} \quad (2.15)$$

où la masse de l'électron $m_e c^2$ vaut 511 keV.

La lumière est ainsi exprimée en terme d'énergie déposée par un électron qui produirait la même lumière. Elle se mesure en MeVee (MeV « équivalent-électron »).

Excepté pour une source d' ^{241}Am avec laquelle le pic photoélectrique correspondant à 60 keV est visible (voir figure 2.10), les seules structures accessibles pour étalonner les

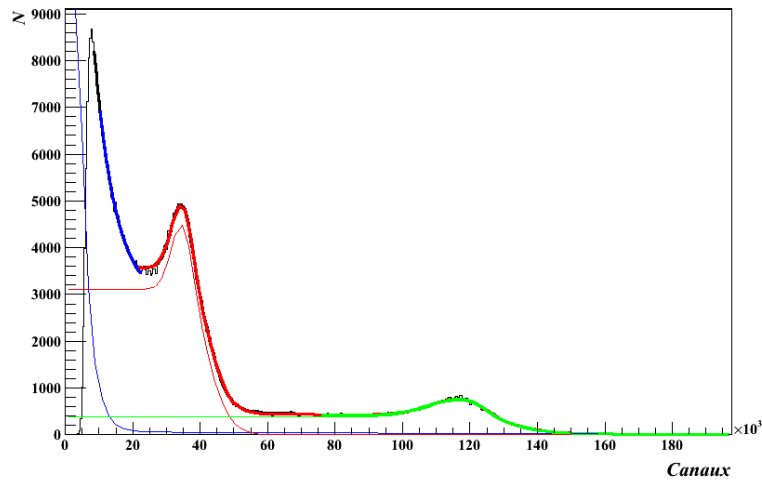


FIGURE 2.9 – Spectre en charge obtenu avec une source de ^{22}Na . Les lignes continues rouge et verte sur le spectre résultent d'un ajustement couplant une fonction de type Fermi et une fonction gaussienne. Le fond est considéré comme une fonction exponentielle.

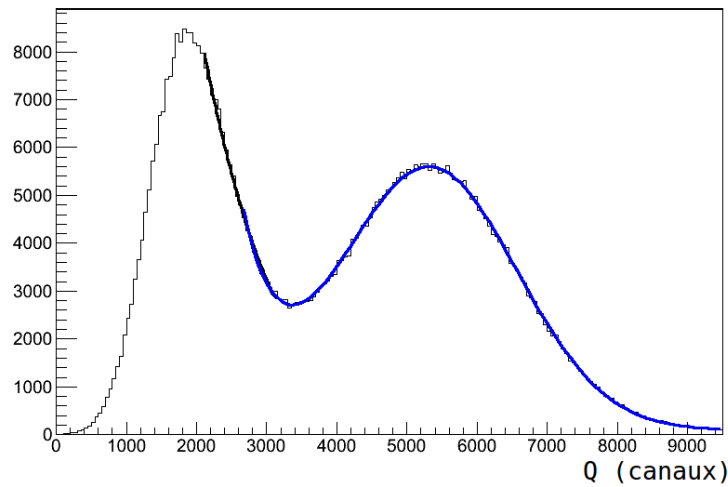


FIGURE 2.10 – Spectre en charge obtenu avec une source de ^{241}Am . La ligne continue sur le spectre résulte d'un ajustement couplant une fonction gaussienne (pic photoélectrique) et un fond.

spectres en charge totale sont donc les fronts Compton qui correspondent à l'énergie maximale acquise par l'électron de recul (rétrodiffusion). Cependant la forme théorique du front Compton est modifiée par les diffusions Compton multiples, l'influence de la géométrie, les fluctuations statistiques sur la production de lumière et l'amplification au niveau du photomultiplicateur, et du bruit du photomultiplicateur et de l'électronique. La contribution associée aux diffusions Compton multiples dépend de la taille du détecteur et de l'énergie du photon [Die81]. En effet, plus le volume de scintillateur est grand, plus les diffusions

multiples sont nombreuses ; la position du front Compton associée à $E_{e^-}^{max}$ est plus proche du sommet que de la mi-hauteur.

Afin de déterminer quelle position du front Compton on doit associer à l'énergie de rétrodiffusion, une simulation a été réalisée avec le code GEANT4 pour chaque type de détecteur et source de rayons γ utilisé dans les chapitres 3, 4 et 5. Dans l'objectif de reproduire les spectres expérimentaux, le spectre en énergie déposée simulé est convolué par une résolution suivant une loi gaussienne. La position du front Compton à associer à $E_{e^-}^{max}$ est celle qui reproduit le meilleur accord entre les distributions Compton simulées et mesurées. Dans le cas d'un module EDEN ou MONSTER, il a été ainsi montré qu'il fallait associer à $E_{e^-}^{max}$ le canal correspondant à 90 % de la hauteur du front Compton.

Dietze *et al.* [Die81] ont convolué leurs spectres simulés avec un écart-type σ se décomposant en plusieurs termes : un terme constant pouvant être associé au bruit, un terme proportionnel à \sqrt{E} lié aux fluctuations du nombre de photoélectrons, et un terme proportionnel à E dû aux fluctuations sur l'efficacité de collection. Nous avons toutefois choisi d'utiliser un écart-type σ plus simple et considéré comme étant lié aux fluctuations statistiques sur le nombre de photoélectrons collectés N , proportionnel à l'énergie déposée ($\sigma \propto \sqrt{N} \propto a\sqrt{E}$). Le paramètre a doit être ajusté de sorte à reproduire au mieux le spectre mesuré (voir figure 2.11). Un autre cas limite $\sigma \propto E$ a été testé et celui-ci ne change pas les conclusions obtenues avec $\sigma \propto \sqrt{E}$.

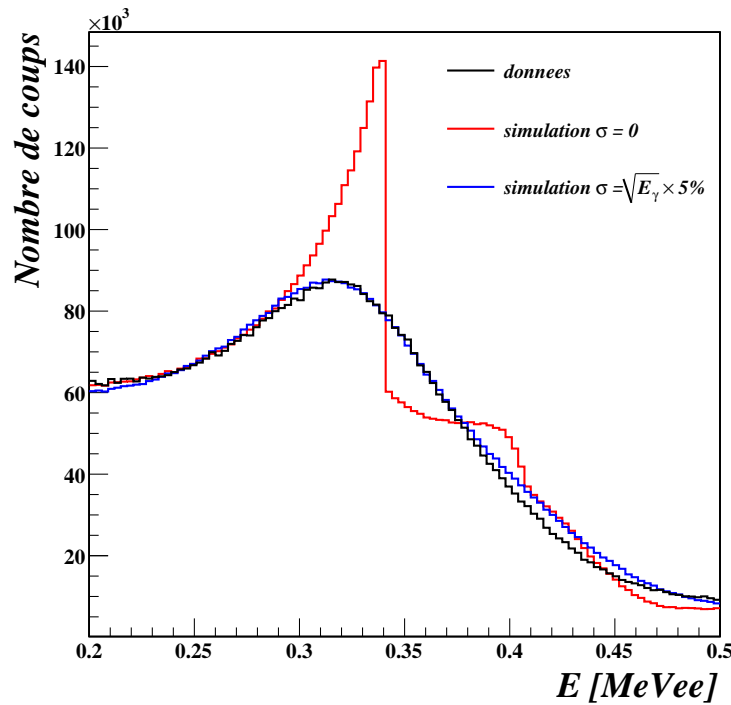


FIGURE 2.11 – Spectre en charge totale d'un module EDEN obtenu pour les rayons γ de 511 keV d'une source de ^{22}Na comparé aux résultats d'une simulation GEANT4.

Source	E_γ (MeV)	$E_{e^-}^{max}$ (MeV)
^{241}Am	0,060	0,011
^{22}Na	0,511	0,341
	1,275	1,061
^{137}Cs	0,662	0,478
^{88}Y	0,898	0,699
	1,836	1,612
$^{241}\text{Am}^9\text{Be}$	4,440	4,198
$^{238}\text{Pu}^{13}\text{C}$	6,130	5,885

TABLEAU 2.5 – Sources utilisées pour l'étalonnage en charge, énergies des photons émis et énergies maximales de l'électron Compton.

2.5 Phénomène de diaphonie

La probabilité qu'un neutron s'arrête dans un détecteur et qu'il y dépose toute son énergie est très faible. On peut alors observer le phénomène de diaphonie (ou « cross-talk »), qui dans le cas d'un détecteur modulaire, peut se manifester sous deux aspects :

- le neutron ne dépose pas assez d'énergie dans le premier module touché pour y être détecté, puis va déclencher un signal dans un autre détecteur. L'instant de détection et la distance de vol du neutron sont celles du second détecteur, ce qui fausse la mesure de son énergie et de sa direction. Il en est de même lorsque le neutron diffuse sur les matériaux environnants (murs, sol, structures mécaniques...) avant d'être détecté.
- le neutron est détecté dans un premier module touché, puis va créer un autre signal dans un second (voir figure 2.12). Ceci pose problème dans le cas d'une expérience où l'on souhaite détecter deux ou plusieurs neutrons en coïncidence. On a alors une surestimation du nombre de véritables coïncidences entre neutrons.

2.5.1 Solutions pour minimiser la diaphonie

Plusieurs solutions existent pour remédier à ces différents problèmes. La plus simple consiste à minimiser la matière environnant les scintillateurs (parois du scintillateur, guide de lumière, structures supportant les modules), ainsi on réduit le risque de détecter un neutron ayant déjà diffusé sur les matériaux environnants. Ceci se fait dans un premier temps en optimisant la géométrie des modules, puis en investiguant la configuration spatiale optimale du multi-détecteur dans son ensemble, l'objectif étant de minimiser l'angle solide de détection pour un neutron sortant d'un module, tout en conservant l'angle solide total de l'ensemble du dispositif pour un neutron issu d'un véritable événement physique. Tout ce travail se fait par simulation numérique.

La configuration spatiale doit être également optimisée pour l'utilisation d'un filtre de rejet de diaphonie qui se base sur des critères cinématiques [Mar00]. Ce filtre s'appuie en effet sur les temps de vol et les énergies déposées dans les modules, et permet de définir autant d'ensembles de modules touchés que de neutrons directs détectés. Une fois les groupes définis, l'énergie et l'impulsion des neutrons sont calculées à partir du temps

de vol et de la position du premier module touché de chaque groupe.

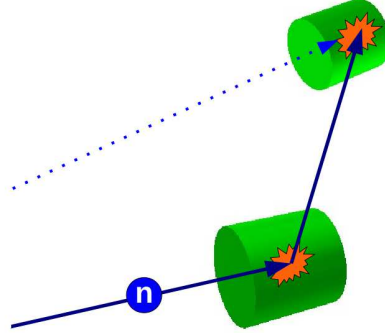


FIGURE 2.12 – Cas d'un événement où un neutron est détecté dans deux modules.

2.5.2 Principe du filtre de diaphonie

Supposons deux modules i et j touchés. Le temps de vol t_x et la quantité de lumière L_x générée dans le scintillateur sont mesurés expérimentalement pour chaque module x (avec $x = i$ ou j), situés à une distance d_x de la source de neutrons. L'énergie cinétique incidente E_x^{inc} est calculée en utilisant la formule (2.9) et l'énergie déposée E_x^{dep} dans le module x est obtenue avec la relation (2.7) en considérant un proton en mouvement dans le scintillateur. Nous pouvons ainsi calculer l'énergie du neutron à la sortie du détecteur E_x^{out} ainsi que son angle de diffusion θ_x^{out} , en supposant une seule interaction sur un proton :

$$E_x^{out} = E_x^{inc} - E_x^{dep} \quad (2.16)$$

$$\theta_x^{out} = \arccos \left(\sqrt{E_x^{out}/E_x^{inc}} \right) \quad (2.17)$$

Pour identifier les événements de diaphonie entre les deux modules i et j qui sont déclenchés successivement ($t_i \leq t_j$), nous avons besoin des distances minimale/maximale $d_{ij}^{m/M}$ et les angles relatifs minimal/maximal entre les deux détecteurs i et j (figure 2.13). L'énergie minimale/maximale $E_{ij}^{m/M}$ dont le neutron a besoin pour interagir dans les deux modules aux temps t_i et t_j devient :

$$E_{ij}^{m/M} = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{d_{ij}^{m/M}}{t_j - t_i} \right)^2 \quad (2.18)$$

Il existe plusieurs critères pour déterminer la possibilité d'avoir détecté un seul et unique neutron dans les deux détecteurs et plusieurs niveaux du filtre [Lab99] :

Niveau 1 du filtre

- (a) Pour qu'un seul neutron puisse créer un signal dans i et j successivement il faut que la lumière créée dans chacun des détecteurs soit au-dessus du seuil en lumière fixé.

- (b) Il faut que l'énergie déposée dans i soit inférieure à l'énergie incidente avant interaction dans le module.
- (c) L'énergie cinétique du neutron à la sortie de i doit être supérieure à l'énergie minimale pour atteindre j .
- (d) Si l'énergie cinétique du neutron incident dans j est inférieure à l'énergie déposée dans ce même détecteur, il semble évident que le neutron observé dans j aura une autre origine que la source de neutrons.

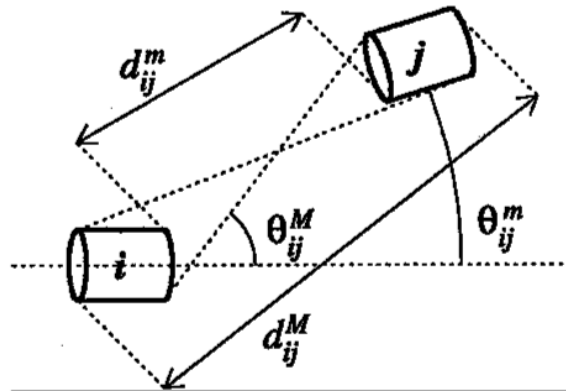


FIGURE 2.13 – Représentation des paramètres géométriques considérés entre les deux modules.

La nature de la particule mise en mouvement dans le scintillateur n'est pas connue, c'est pourquoi dans cette première version du filtre, il est supposé que la lumière observée a été produite par un électron. On va ainsi minimiser l'énergie déposée, ce qui a pour conséquence une maximisation de l'énergie à la sortie du détecteur. La probabilité que le neutron détecté dans j puisse venir de i est ainsi plus importante. D'après Labiche [Lab99], ce niveau du filtre permet de reconnaître facilement les événements de diaphonie, mais a aussi le défaut de rejeter de véritables coïncidences.

$$\text{filtre 1} \left\{ \begin{array}{l} (a) \text{ lumière} > \text{seuil} \\ (b) E_i^{dep} < E_i^{inc} \\ (c) E_{ij}^m < E_i^{out} \\ (d) E_i^{out} > E_j^{dep} \end{array} \right. \quad (2.19)$$

Niveau 2 du filtre

Un second niveau du filtre a été créé pour diminuer le rejet de bons événements. Il est considéré ici que le neutron n'interagit qu'une seule fois dans le scintilleur par diffusion élastique sur un proton. Les critères deviennent :

- (a) La lumière créée dans chacun des détecteurs est supérieure au seuil fixé.
- (b) L'énergie déposée dans i est inférieure à l'énergie incidente avant interaction dans le module.

- (c) L'énergie cinétique du neutron à la sortie de i est comprise entre les énergies minimale et maximale pour atteindre j .
- (d) L'angle de diffusion du neutron dans i est compris entre les angles minimal et maximal pour atteindre j .
- (e) L'énergie cinétique du neutron incident dans j est inférieure à l'énergie déposée dans ce même détecteur.

$$\text{filtre 2} \left\{ \begin{array}{l} (a) \text{ lumière} > \text{seuil} \\ (b) E_i^{dep} < E_i^{inc} \\ (c) E_{ij}^m < E_i^{out} < E_{ij}^M \\ (d) \theta_{ij}^m < \theta_i^{out} < \theta_{ij}^M \\ (e) E_i^{out} > E_j^{dep} \end{array} \right. \quad (2.20)$$

Chapitre 3

Discrimination n - γ

Le rôle de l'électronique et de l'acquisition pour les applications de la physique nucléaire est d'acquérir les impulsions électriques engendrées par un détecteur de rayonnement, pour extraire les variables physiques d'intérêt et les convertir en un format numérique qui est ensuite enregistré et analysé. Dans notre cas, il est nécessaire de distinguer le type de la particule au moyen de la forme d'impulsion. La discrimination est basée sur la variation temporelle de la réponse du détecteur lorsqu'il est stimulé par un rayonnement gamma ou un neutron. Cette variation conduit à des temps de montée et de décroissance de l'impulsion différents selon la nature de la particule incidente (voir chapitre 2). Dans le présent chapitre sont présentés plusieurs aspects de la discrimination n - γ avec l'électronique numérique : la séparation entre les neutrons et les rayons γ est-elle meilleure qu'avec l'utilisation de l'électronique analogique VME ? Quelles méthodes de discrimination peut-on envisager avec l'électronique numérique et quelle est la plus performante ? Avant de traiter ces différents aspects, une brève description de l'électronique numérique FASTER, développée au LPC-Caen, sera faite, ainsi qu'une présentation de la méthode utilisée pour évaluer la séparation des deux populations neutrons et rayons γ .

Pour étudier la discrimination, une source d'AmBe a été utilisée. Cette source produit des neutrons par la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ où les α sont émis par l' ${}^{241}\text{Am}$. Excepté le γ de 4,4 MeV résultant de la désexcitation du ${}^{12}\text{C}$ (dans 59 % des réactions ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$), tous les autres γ proviennent de l'américium [Uck03]. Les neutrons émis ont une énergie inférieure à 12 MeV avec une distribution piquée sur 3,2 MeV [Lut73]. L' ${}^{241}\text{Am}$ se désintègre à 100 % par émission d'un α et il y a en moyenne 7×10^{-5} neutron émis par α produit.

3.1 Électronique numérique FASTER

3.1.1 Caractéristiques générales

Le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen s'est lancé depuis quelques années dans la conception et la réalisation d'un système d'acquisition numérique, nommé FASTER¹ [Eta13] et amené à remplacer les systèmes analogiques utilisés jusqu'à présent. FASTER a été conçu de façon à être générique, modulaire et facilement extensible à environ une centaine de voies d'acquisition. FASTER permet le transfert d'un flux élevé d'événements (jusqu'à 700000 mesures par seconde) marqués en temps et a un mode de

1. FASTER : Fast Acquisition System for nuclEar Research

fonctionnement basé sur des circuits logiques programmables, les FPGA¹, qui mettent en œuvre des algorithmes de sorte à reproduire par exemple un QDC², un ADC³ ou un CFD⁴. De plus, en utilisant les événements marqués en temps, on peut réaliser un TDC⁵ en calculant la différence de temps entre deux signaux. L'utilisation de FPGA permet la reprogrammation à volonté et à distance des cartes FASTER. FASTER est composé de

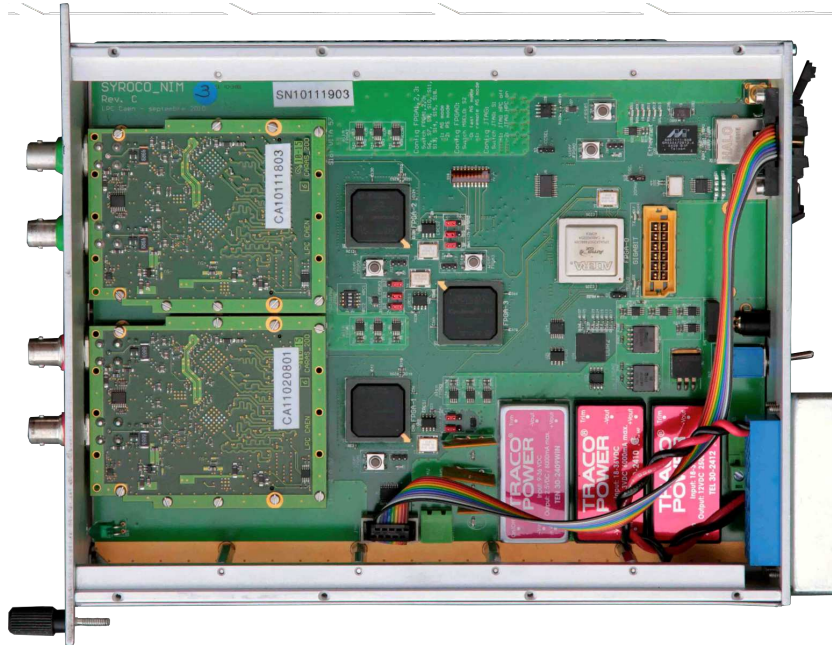


FIGURE 3.1 – Vue d'un boîtier FASTER avec 4 voies au standard NIM. Ce boîtier contient une carte mère, sur laquelle sont connectées deux cartes-filles « CARAS » avec deux voies NIM disponibles par carte-fille. On distingue les trois FPGA connectés sur la carte-mère.

cartes mères (nommées SYROCO), sur lesquelles sont connectées des cartes filles déclinées actuellement en trois modules de mesure pouvant être utilisés simultanément lors d'une expérience :

- un module RF capable de mesurer la radio-fréquence d'un accélérateur.
- un module ADC en mesure de détecter l'instant de déclenchement et de relever l'amplitude maximale du signal après mise en forme de celui-ci. Ce module de mesure est contenu sur une carte fille nommée MOSAHR et est basé sur un numériseur 14 bits échantillonnant le signal à 125 MHz, de bande passante 25 MHz. Sa dynamique de mesure est inférieure ou égale à 10 V.
- un module QDC-TDC conçu pour la mesure de charge et de temps, et dont les caractéristiques sont décrites avec plus de détails dans le paragraphe suivant.

La synchronisation des modules lors d'une expérience se fait par une distribution d'horloge. Le flux de données issues des différents modules de FASTER passe à travers une

1. FPGA : Field-Programmable Gate Array
 2. QDC : Charge-to-Digital Converter ou convertisseur de charge
 3. ADC : Analog-to-Digital Converter ou convertisseur d'amplitude
 4. CFD : Constant Fraction Discriminator ou Discriminateur à Fraction Constante
 5. TDC : Time to Digital Converter ou convertisseur de temps

architecture sous forme d'arbre dans lequel plusieurs niveaux de décision sont possibles. L'infrastructure électronique de FASTER est basée sur des standards industriels afin de réduire les coûts et d'avoir un suivi des composants dans le temps. En 2010, des cartes avec 4 voies NIM étaient disponibles pour réaliser des expériences, puis FASTER a continué à être développé pour proposer à partir de 2012 des cartes au standard μ TCA, solution plus compacte permettant l'utilisation d'une cinquantaine de voies par châssis.

FASTER utilise pour la visualisation des données RHB¹, un logiciel développé au LPC-Caen s'appuyant sur ROOT [Bru97].

3.1.2 Fonctionnement du module QDC-TDC

Le module QDC-TDC de FASTER fonctionne avec la carte fille nommée CARAS. Il s'agit d'un module basé sur convertisseur analogique-numérique à 500 MHz sur 12 bits. Cela signifie que le module échantillonne le signal sur 12 bits toutes les 2 ns. La bande passante est fixée à 100 MHz par un filtre passe-bas analogique avant le numériseur de sorte à respecter le critère de Shannon. En effet pour ne pas dégrader la résolution du signal, la fréquence d'échantillonnage doit être supérieure au double de la plus haute fréquence contenue dans celui-ci.

Le module QDC-TDC peut être utilisé avec une impédance d'entrée de 50 Ω ou 10 k Ω et est capable de calculer jusqu'à quatre charges différentes. La dynamique d'entrée de la carte fille CARAS est de $\pm 1,2$ V et celle-ci peut être décalée en réglant un offset. Dans notre cas, les signaux issus des photomultiplicateurs sont de polarité négative et un offset de +1 V est appliqué afin d'utiliser de façon optimale la dynamique de FASTER ; ainsi des signaux allant jusqu'à ~ 2 V d'amplitude peuvent être numérisés. Notons aussi que FASTER offre la possibilité de choisir la polarité du signal. Un filtre passe-bas est disponible si nécessaire.

Le sous-module discriminateur est bidimensionnel : il permet de définir un seuil en amplitude mais aussi une durée minimale au-dessus du seuil pour valider un signal. Ainsi un signal n'est accepté que si l'amplitude dépasse le seuil pendant une durée supérieure à la durée que l'on a fixée. Trois types de trigger sont disponibles : externe, à seuil ou CFD. Dans le cas du CFD, le réglage de la fraction du signal et du retard doit permettre de placer au moins trois échantillons sur le front de déclenchement afin de déterminer le temps de passage par zéro obtenu par interpolation parabolique. Typiquement avec un scintillateur organique liquide, on utilise une fraction de 1/4, un retard de 10 ns et une durée de franchissement du seuil de 4 ou 6 ns. Chaque événement accepté par FASTER est daté avec une précision de 2 ns, à laquelle s'ajoute une information supplémentaire sur le temps à ~ 8 ps près (valeur d'un bit de quantification) dans le cas de la mesure du temps.

Si une ligne de base qui fluctue au cours du temps s'ajoute au signal physique, la charge obtenue après intégration contiendra une contribution liée à celle-ci. Un des avantages de FASTER est que la ligne de base est suivie et soustraite au signal de sorte que la ligne de base soit toujours à zéro. Le suivi de la ligne de base se fait grâce à un filtre passe-bas sélectionnant les basses fréquences, donc la ligne de base. Le suivi est ensuite stoppé quand un événement est détecté. Cela signifie que lorsqu'un signal nettoyé de la ligne de base dépasse un seuil préalablement réglé pour être au dessus du bruit (typiquement 5 mV), la

1. RHB : Root Histogram Builder

poursuite de la ligne de base est à l'arrêt. La valeur de la ligne de base soustraite du signal correspond à celle mesurée à l'instant du franchissement du seuil et est conservée sur toute la durée du signal. Lorsque le signal passe en-dessous du seuil, le suivi de la ligne de base redevient actif. Pour contraindre le blocage de la valeur de la ligne de base à soustraire, on a la possibilité d'ajouter une porte temporelle supplémentaire pendant laquelle le suivi de la ligne de base est toujours stoppé.

FASTER n'a pas de temps-mort commun à toutes les voies lorsqu'un événement est détecté contrairement à l'électronique analogique. Chaque voie est indépendante des autres du point de vue du déclenchement et des mesures. Le seul temps mort existant correspond à la durée de la porte QDC à laquelle il faut ajouter 100 ns.

Les signaux échantillonnés peuvent également être stockés à un taux inférieur ou égal à 1 kHz pour une analyse hors-ligne.

3.2 Analyse de la qualité de la discrimination

Le principe de la discrimination $n\text{-}\gamma$ est d'utiliser une méthode exploitant les différences de forme du signal. Cette méthode nous fournit une variable de discrimination notée D . Dans le cas classique de la méthode de comparaison de charge (voir paragraphe 2.3.3) par exemple, la variable de discrimination D correspond à la charge lente Q_{lent} , calculée sur une porte temporelle différente de celle de la charge totale Q_{tot} . La séparation est ensuite réalisée en traçant D en fonction de la charge totale Q_{tot} (voir encart de la figure 3.2).

Si l'on souhaite comparer les performances en terme de discrimination de deux systèmes différents (acquisitions, scintillateurs, photomultiplicateurs, méthodes de discrimination, ou deux réglages différents pour une méthode de discrimination donnée), il est nécessaire d'évaluer la séparation entre les deux populations D_n et D_γ .

La méthode utilisée ici permettant d'évaluer la qualité de la discrimination consiste à projeter sur l'axe de la variable de discrimination des tranches en charge totale, Q_{tot} . La projection permet d'obtenir deux pics : γ et neutrons (figure 3.2). Dans le but de quantifier la séparation entre ces deux pics, un facteur de mérite M est calculé. Il s'agit de la distance entre les deux distributions divisée par la somme de leur largeur à mi-hauteur [Bri72].

$$M = \frac{|D_n - D_\gamma|}{W_n + W_\gamma} \quad (3.1)$$

Lorsque différents réglages, méthodes de discrimination, ou dispositifs seront comparés, la configuration optimale sera celle qui présente le facteur de mérite le plus élevé pour une énergie donnée. Avec cette définition, le facteur de mérite M est égal à 0,5 lorsque les largeurs à mi-hauteur se touchent.

Cette expression du facteur de mérite est la plus répandue, mais il en existe d'autres dans la littérature permettant aussi de quantifier la qualité de la discrimination. Le second facteur de mérite le plus utilisé est M' défini par [Ran95] :

$$M' = \frac{|D_n - D_\gamma|}{\sqrt{\sigma_{D_n}^2 + \sigma_{D_\gamma}^2}} \quad (3.2)$$

où $\sigma_{D_n/\gamma}$ représente la déviation standard des distributions neutron et γ . Ce facteur de mérite M' est assez intuitif car celui-ci n'est autre que la racine de l'inverse de la variance relative sur la séparation entre les deux populations neutron et γ .

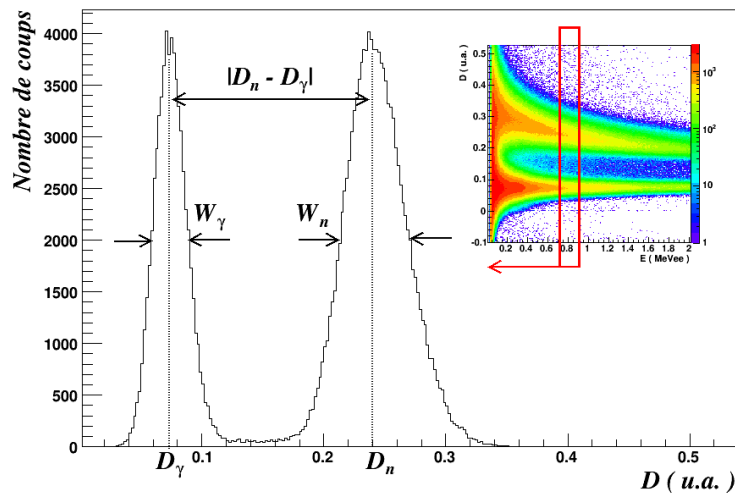


FIGURE 3.2 – Illustration de l'extraction des paramètres D_n , D_γ , W_n , W_γ , qui sont nécessaires pour l'évaluation du facteur de mérite M . Les neutrons (à droite) et les γ (à gauche) sont obtenus par projection sur l'axe de la variable de discrimination D d'une tranche $Q_{tot} = 0,710-0,900$ MeVee. La discrimination a été réalisée par comparaison de charges.

Pour comparer les performances de discrimination de deux systèmes différents, nous souhaitons un facteur de mérite indépendant du rapport des statistiques neutron et γ . Celles-ci peuvent dépendre des conditions expérimentales et ont une influence sur certains facteurs de mérite, ce qui n'est pas le cas avec M et M' . Nous avons choisi d'utiliser le facteur de mérite M car il s'agit du plus répandu dans la littérature.

3.3 Comparaison des électroniques analogique et numérique

L'objectif de cette partie est de comparer les performances en terme de discrimination n - γ de deux systèmes d'acquisition différents. Le premier système est une chaîne VME, le second est l'électronique FASTER. Afin de comparer les deux systèmes dans des conditions similaires d'utilisation, nous avons utilisé un même détecteur EDEN avec une tension appliquée sur son photomultiplicateur de -1400 V. La comparaison a été réalisée avec la méthode de comparaison de charges. Nous avons vérifié que nous obtenons les mêmes conclusions avec un autre module EDEN.

3.3.1 Électronique analogique VME

À la sortie du photomultiplicateur, le signal est suffisamment grand pour être branché directement dans l'électronique de lecture et la charge du signal est mesurée par un QDC. Le QDC est un intégrateur qui nécessite un signal (une porte logique) qui définit la fenêtre d'intégration. Il est donc nécessaire de générer les portes à partir du signal détecté, et pour ce faire, il faut diviser le signal en trois par un répartiteur passif (une fraction du signal va vers le CFD, les deux autres vers le QDC). Ainsi pour chaque événement, une partie du signal est envoyée dans un CFD (C.A.E.N. V812) qui va, avec un seuil fixé à

-10 mV, l'accepter ou le refuser. Si l'impulsion est acceptée, deux portes logiques sont générées par un module logique V1495, programmé en générateur de portes, pour le QDC qui va intégrer la charge totale (Q_{tot}) et la charge lente (Q_{lent}) du signal sur deux voies différentes. Les portes d'intégration sont ajustables par pas de 5 ns. Le QDC utilisé ne commence l'intégration réelle du signal que 15 ns après l'arrivée de la porte temporelle. Une source d'AmBe a donc été utilisée pour les tests de discrimination et l'étalonnage de la charge a été fait à partir des deux fronts Compton du ^{22}Na .

3.3.1.1 Choix de la variable de discrimination

Tout d'abord il a fallu choisir quelle variable utiliser pour la discrimination $n\text{-}\gamma$. Dans le cas de la comparaison de charge, nous avons deux grandeurs mesurées à notre disposition : la charge lente Q_{lent} et la charge totale Q_{tot} (voir paragraphe 2.3.3).

La méthode la plus classique consiste à ne considérer que la charge lente comme variable de discrimination, c'est à dire $D = Q_{lent}$. Si on représente le spectre bidimensionnel où l'on a porté en abscisse Q_{tot} étalonné en MeVee et en ordonnée la variable Q_{lent} , on observe deux branches : les neutrons sont dans la branche supérieure et les rayons γ et les cosmiques se situent dans l'autre (voir matrice de discrimination du milieu à la figure 3.4).

L'autre possibilité est d'utiliser le rapport des deux charges $D = Q_{lent}/Q_{tot}$. Cependant comme le montre la matrice du haut de la figure 3.4, les deux branches neutrons et rayons γ présentent une courbure non physique (le rapport Q_{lent}/Q_{tot} doit être constant pour les rayons γ car la forme du signal dépend peu de Q_{tot}). Ceci est dû à la présence de piédestaux $ped_{lent/tot}$ sur chacune des charges. En effet l'offset du codeur ajoute une composante quasi-continue au signal intégré, ajoutant ainsi une constante à la valeur de la charge obtenue. La solution pour éviter le comportement asymptotique des branches de discrimination serait de calculer le rapport des charges lente et totale après soustraction de leur piédestal. C'est bien ce qui est observé sur la dernière matrice de discrimination de la figure 3.4 où est représentée la variable de discrimination $D = (Q_{lent} - ped_{lent}) / (Q_{tot} - ped_{tot})$ en fonction de la charge totale étalonnée pour obtenir la lumière en MeVee.

La qualité de la discrimination a été comparée pour les différentes façons d'exprimer la variable de discrimination. Comme le montre la figure 3.5 où sont représentés les facteurs de mérite M pour différentes tranches en lumière L , le rapport de la charge lente sur la charge totale donne de biens meilleurs résultats, à condition de soustraire les piédestaux.

3.3.1.2 Choix du répartiteur de tension

Le signal à la sortie du photomultiplicateur est divisé en trois par un répartiteur passif qui n'est autre qu'un réseau de résistances. Nous avons observé expérimentalement qu'il est préférable d'alimenter le photomultiplicateur par une tension élevée pour que la discrimination $n\text{-}\gamma$ soit meilleure. Ceci peut se comprendre par le fait que si on augmente la tension aux bornes du photomultiplicateur (on augmente ainsi le gain), le rapport signal sur bruit est meilleur. Cependant l'amplitude du signal envoyé à l'entrée du CFD utilisé ne doit pas dépasser 5 V, sous peine de l'endommager. Il faut donc utiliser un diviseur qui répartit les tensions de telle sorte que l'amplitude du signal entrant dans le CFD soit inférieure à 5 V. De plus, la charge lente intégrée est beaucoup plus faible que la charge totale et afin

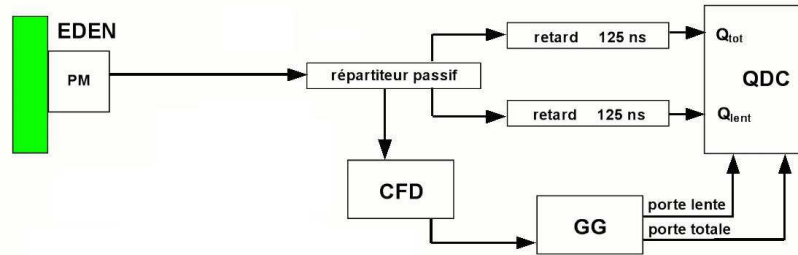


FIGURE 3.3 – Électronique analogique VME pour l'intégration de charge.

PM : photomultiplicateur, CFD : discriminateur à fraction constante (C.A.E.N. V812), GG : générateur de portes temporelles (C.A.E.N. V1495), QDC : convertisseur de charge (C.A.E.N. V862).

d'utiliser toute la gamme disponible sur le QDC, il est préférable d'envoyer une fraction d'impulsion plus élevée sur la voie qui intègre Q_{lent} . Pour calculer la valeur de la résistance sur chacune des voies du répartiteur, il est nécessaire d'imposer trois conditions :

- il faut que l'amplitude des signaux créés par les cosmiques déposant une grande énergie (~ 30 MeV) ne dépasse pas les 4,5 V à l'entrée du CFD.
- l'extrémité de la branche neutron avec une source d'AmBe (~ 10 MeV) doit se situer au 2/3 de la gamme du QDC.
- le diviseur doit avoir une impédance de 50Ω afin d'éviter les réflexions parasites.

Nous avons réalisé un nouveau diviseur de tension avec les résistances répertoriées dans le tableau 3.1. Nous avons donc réalisé ce nouveau diviseur de tension avec les résistances répertoriées dans le tableau 3.1, puis la tension appliquée sur le détecteur EDEN a été ajustée afin de ne pas dépasser 5 V à l'entrée du CFD. Celle-ci passe alors de -1260 V à -1400 V pour le détecteur étudié.

Les performances en terme de discrimination du nouveau répartiteur de tension par rapport à un diviseur $3 \times 1/3$ souvent utilisé ont été comparées. Les charges utilisées pour la discrimination ont été obtenues avec des réglages permettant la discrimination, mais non optimisés. Ainsi la charge totale a été intégrée en générant une porte de 310 ns et la charge lente une porte de 230 ns (les deux portes se terminant au même instant). L'utilisation du nouveau répartiteur de tension améliore la séparation entre les branches neutron et γ . En effet, comme le montre la figure 3.6, on obtient des facteurs de mérite supérieurs avec le nouveau système et le nouveau répartiteur sera utilisé au cours des tests suivants qui concernent l'optimisation des portes temporelles de discrimination.

n° de voie	résistance	fraction de l'amplitude à l'entrée
voie 0 : CFD	120,3 Ω	30 %
voie 1 : Q_{tot}	327,8 Ω	13 %
voie 2 : Q_{lent}	37,1 Ω	57 %

TABLEAU 3.1 – Résistances du nouveau répartiteur de tension.

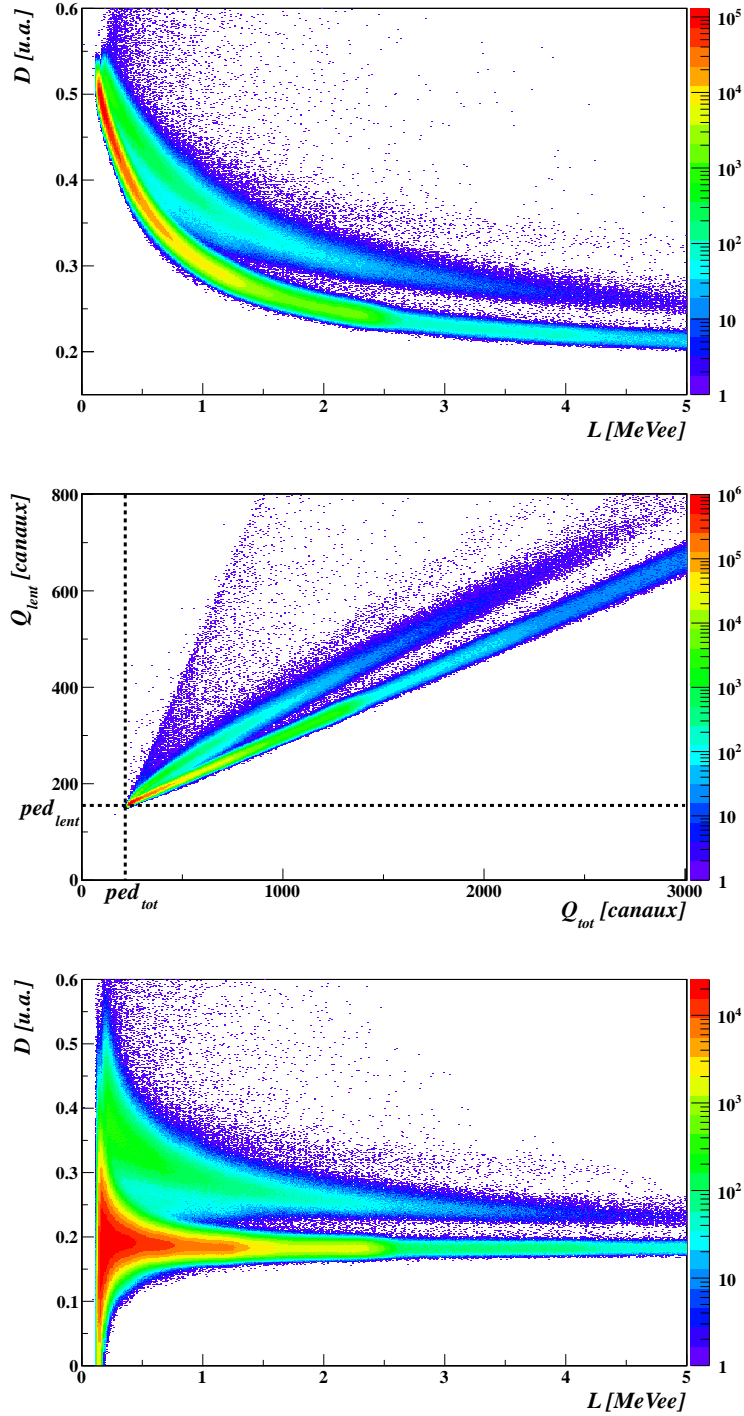


FIGURE 3.4 – Spectres bidimensionnels, obtenus avec l'électronique VME, où l'on a porté en abscisse Q_{tot} étalonné avec une source de ^{22}Na et en ordonnée différentes variables de discrimination avec :

En haut : $D = Q_{lent}/Q_{tot}$; la forme asymptotique des branches de discrimination est due à la présence d'un piédestal sur chacune des charges.

Au milieu : $D = Q_{lent}$; on observe bien la présence d'un piédestal ped sur chacune des charges.

En bas : $D = (Q_{lent} - ped_{lent})/(Q_{tot} - ped_{tot})$; les branches sont quasiment horizontales comme dans le cas de l'électronique FASTER.

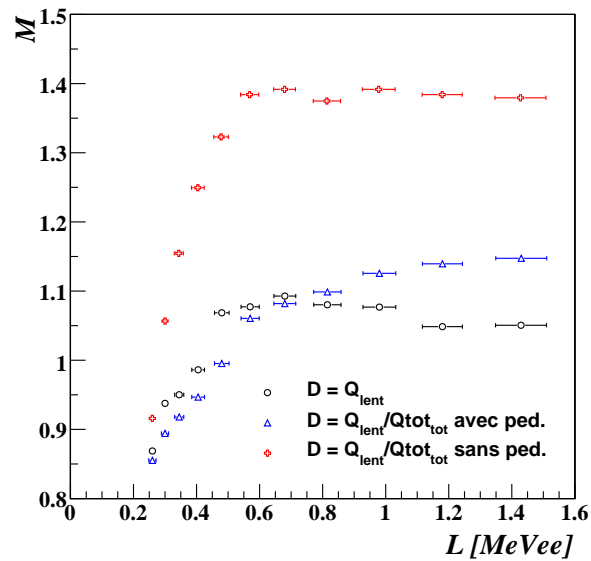
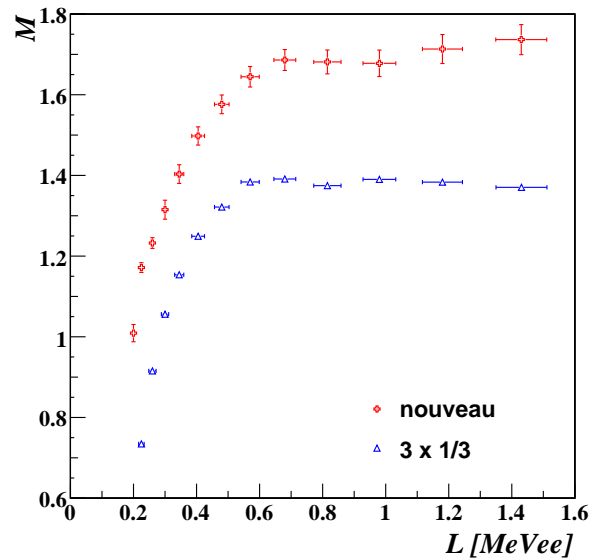


FIGURE 3.5 – Comparaison des différentes variables de discrimination pour le VME.

FIGURE 3.6 – Comparaison des facteurs de mérite obtenus avec le nouveau répartiteur passif et un répartiteur $3 \times 1/3$.

3.3.1.3 Réglage des portes d'intégration

Il faut déterminer expérimentalement le réglage optimal des portes temporelles (leur durée et leur retard par rapport au déclenchement du CFD).

Avec le nouveau répartiteur de tension, on fixe le début de la porte totale de manière

à intégrer 5 ns avant le front de montée et sa durée à 300 ns pour intégrer tout le signal. La porte sur Q_{lente} finit au même instant que la porte totale. Il ne reste plus qu'à régler le début de la porte lente. Pour cela nous faisons varier son instant de démarrage en partant de l'amplitude maximale jusqu'à la fin du signal par pas de 10 ns. La meilleure discrimination est obtenue lorsque le démarrage de la porte lente est retardé de 90 ns par rapport au début de la porte totale (voir figure 3.7).

Nous avons ensuite fait varier la durée de la porte totale par pas de 50 ns. Une durée de 300 ns semble avoir des performances supérieures à une durée de 250 ns, mais nous avons choisi d'intégrer le signal avec une porte totale de 250 ns afin d'éviter d'intégrer le bruit de fond à la fin du signal et rebond dû à un problème d'impédance.

Étant donné qu'avec le QDC V862 de C.A.E.N l'intégration du signal ne s'effectue que 15 ns après le début des portes temporelles, nous n'intégrons pas le signal sur 250 ns mais plutôt sur 235 ns. Néanmoins, nous avons pu constater qu'une variation de cet ordre pour la fin de la porte totale a très peu d'influence sur la qualité de la discrimination. Concernant l'instant de démarrage de la porte lente par rapport au signal lui-même, la meilleure discrimination est obtenue pour une porte commençant environ 50 ns après l'amplitude maximale.

3.3.2 Électronique numérique

Dans le but de comparer les performances de l'électronique numérique par rapport à celles obtenues avec l'électronique analogique VME, un test similaire a été réalisé avec le même module EDEN couplé à une carte FASTER QDC-TDC. La qualité de la discrimination dépend de la tension appliquée sur le photomultiplicateur, c'est pourquoi nous avons réglé la tension à -1400 V comme pour le VME. Ainsi nous pourrions comparer directement les électroniques. Une acquisition a donc été réalisée avec une source d'AmBe pour permettre l'étude de la discrimination $n\text{-}\gamma$. Les signaux au niveau du sous-module QDC de FASTER ont été numérisés puis stockés afin de permettre une analyse hors-ligne. Nous avons utilisé une porte de 600 ns permettant le blocage du suivi de la ligne de base après retour en dessous du seuil, et aucun filtre passe-bas supplémentaire n'a été appliqué sur les signaux numérisés.

3.3.2.1 Analyse et étalonnage

Afin d'effectuer une intégration du signal, il est important de définir une référence temporelle commune à tous les signaux. Nous avons donc choisi de prendre comme référence l'instant où l'amplitude du signal est maximale. Tout traitement des signaux (intégration, moyenne, ajustement, ...) s'effectuera par rapport à cette même référence temporelle.

L'étalonnage a été réalisé avec des sources de ^{241}Am , ^{22}Na et ^{137}Cs . Nous souhaitions réaliser une acquisition avec un offset de +1 V ajouté au signal afin d'exploiter toute la dynamique de FASTER, c'est-à-dire 2,4 V. Cependant nous nous sommes aperçus ensuite que l'application d'un offset ne fonctionnait pas avec la carte FASTER utilisée. Ce défaut ne pose pas de problème concernant l'étude de la discrimination : ceci limite seulement l'amplitude maximale des signaux numérisés par FASTER. La gamme étudiée ici sans offset correspond alors à ≈ 800 keVee, mais il faut garder en mémoire le fait que notre système détecteur-acquisition fonctionnerait dans des conditions optimales sur une dynamique de 1,6 MeVee (qui correspondrait à une énergie neutron $E_n \approx 4$ MeV). La gamme étant donc

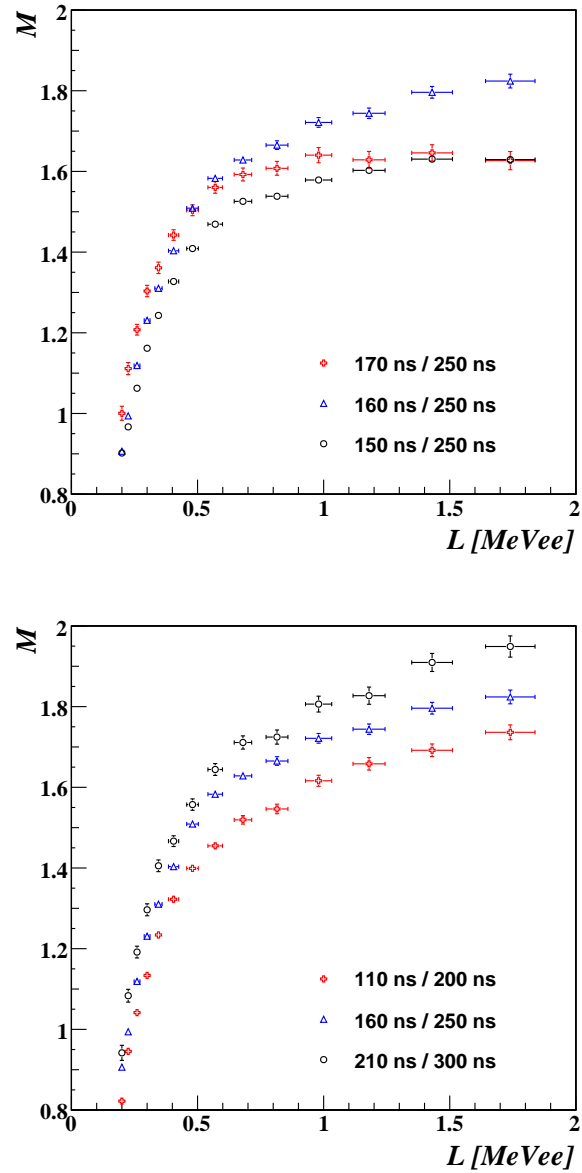


FIGURE 3.7 – Optimisation des portes temporelles d'intégration avec l'électronique classique. En haut : réglage du début de la porte lente. En bas : réglage de la durée de la porte totale. Les durées inscrites dans les légendes sont celles de la porte lente et de la porte totale respectivement.

limitée à ≈ 800 keVee, seulement le front Compton correspondant au rayons γ de 511 keVee a été utilisé pour le ^{22}Na . De plus la figure 3.8 nous indique que le point d'étalonnage à 60 keVee obtenu avec la source de ^{241}Am n'est pas aligné avec ceux de plus haute énergie. Ceci est conforme à ce que nous avons vu au chapitre 2 : la réponse des scintillateurs organiques aux électrons n'est plus linéaire aux énergies inférieures à 125 keVee. Pour respecter des conditions identiques à celles du test avec l'électronique VME, l'étalonnage en charge a été effectué dans une zone où le scintillateur est linéaire, en ne tenant compte que des points issus des sources de ^{22}Na et ^{137}Cs .

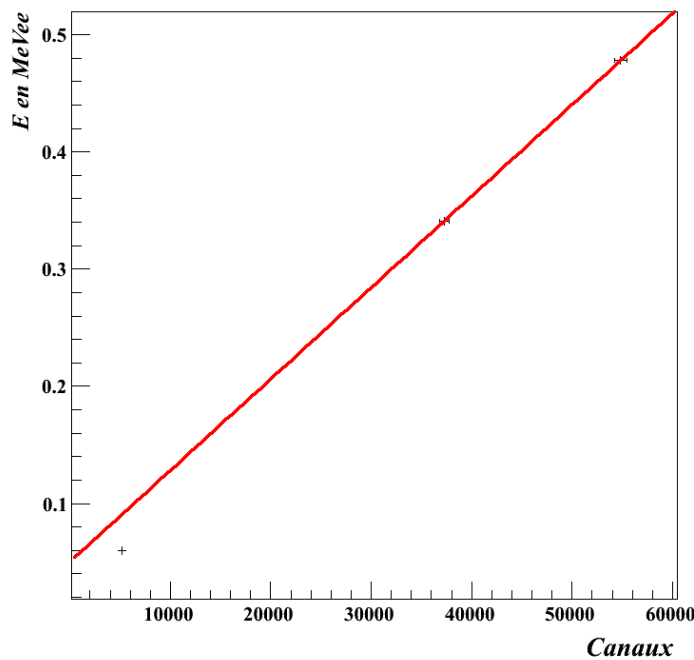


FIGURE 3.8 – *Étalonnage en charge du détecteur EDEN.*

3.3.2.2 Choix de la variable de discrimination

De manière identique aux tests effectués avec le VME, nous devons choisir quelle variable de discrimination utiliser. D'abord, il a été constaté qu'il n'y avait aucun piédestal sur les charges obtenues par intégration du signal, contrairement à ce qui a été constaté avec le VME. Ceci résulte de la fonction de suivi de la ligne de base de FASTER qui permet à celle-ci d'être maintenue à zéro. On n'a donc pas besoin de soustraire le piédestal sur les charges lente et totale avant d'effectuer le rapport de celles-ci $D=Q_{lent}/Q_{tot}$. Nous avons donc comparé cette fois la qualité de la discrimination en utilisant soit $D=Q_{lent}$, soit $D=Q_{lent}/Q_{tot}$ comme variable de discrimination. Conformément à ce que nous avons obtenu avec l'électronique VME, il est préférable d'utiliser le rapport des deux charges Q_{lent} sur Q_{tot} (voir figure 3.9).

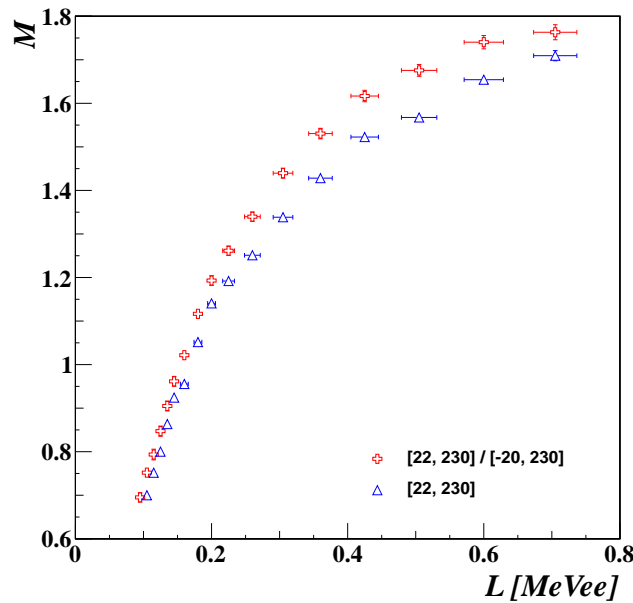


FIGURE 3.9 – Comparaison des différentes variables de discrimination pour l'électronique FASTER. Les intervalles $[t_1, t_2]$ représentent les portes d'intégration, dont les bornes t_1 et t_2 sont données en nanosecondes par rapport à l'amplitude maximale du signal.

3.3.2.3 Réglage des portes d'intégration

En utilisant une porte totale de 250 ns (identique aux tests réalisés avec le VME) qui débute 20 ns avant l'amplitude maximale du signal, nous avons cherché à optimiser le début de l'intégration de la charge lente par pas de 2 ns. De la même manière que pour le VME, le réglage qui optimise la discrimination n - γ est celui qui présente les facteurs de mérite les plus élevés. L'intégration de la porte lente doit s'effectuer à partir de l'échantillon situé 22 ns après l'amplitude maximale afin d'obtenir une discrimination optimale.

3.3.3 Résultats et discussions

3.3.3.1 Qualité de la discrimination

La figure 3.10 présente les facteurs de mérite M obtenus avec les deux électroniques et la méthode de comparaison de charges, optimisée dans les deux cas. L'électronique numérique donne une meilleure séparation à toutes les énergies. On peut également comparer les énergies auxquelles on obtient une valeur donnée de M , par exemple $M = 1$. En numérique $M = 1$ correspond à une énergie de 160 ± 5 keVee. L'énergie des neutrons correspondante a été calculée à partir de la relation empirique (2.7) décrite au paragraphe 2.3.1 et vaut $E_n = 850 \pm 30$ keV. Avec l'électronique analogique une séparation identique est obtenue pour 230 ± 5 keVee ($E_n = 1080 \pm 20$ keV). L'électronique numérique permet d'abaisser de 30% l'énergie correspondant à une séparation donnée.

L'amélioration avec l'électronique numérique est probablement due à la restauration de la ligne de base qui peut fluctuer et ainsi ajouter une composante supplémentaire de bruit

sur le signal. De plus le signal n'est pas divisé en 3, comme c'est le cas avec une électronique analogique. Il est à noter que la mesure avec l'électronique analogique a pourtant été réalisée avec un répartiteur de tension dont les fractions ont été optimisées pour la discrimination $n\text{-}\gamma$.

3.3.3.2 Choix de la variable de discrimination

Nous avons observé quel que soit le type d'électronique qu'il est préférable de choisir comme variable de discrimination D le rapport de la charge lente sur la charge totale, à condition de soustraire le piédestal ped présent sur chacune des charges :

$$D = \frac{Q_{lent} - ped_{lent}}{Q_{tot} - ped_{tot}} \quad (3.3)$$

avec en numérique pour un signal s échantillonné et représenté par une succession de valeurs s_i :

$$\begin{aligned} Q_{tot} &= \sum_{i=t_0}^{t_2} s_i = N \\ Q_{lent} &= \sum_{i=t_1}^{t_2} s_i \end{aligned} \quad (3.4)$$

avec t_0 correspondant au début de l'intégration de la charge totale, t_1 à l'instant de démarrage de l'intégration de la partie lente du signal, t_2 à l'instant de fin des deux charges, et N au nombre total de photoélectrons qui constituent le signal.

Dans le cas de l'électronique numérique, la soustraction du piédestal n'est pas nécessaire car celui-ci est égal à zéro par soustraction de la ligne de base, donc $D = Q_{lent}/Q_{tot}$.

On peut montrer facilement que la discrimination est meilleure lorsque l'on effectue la division de la charge lente par la charge totale pour obtenir D . Pour cela, il est plus simple de raisonner sur la variance relative, c'est à dire l'inverse du facteur de mérite M' mis au carré :

$$\frac{1}{M'^2} = \frac{\sigma_{D_n}^2 + \sigma_{D_\gamma}^2}{|D_n - D_\gamma|^2} \quad (3.5)$$

Partons de la discrimination avec $D = Q_{lent}$. La séparation entre les deux populations neutrons et rayons γ , c'est à dire la différence Δ des deux charges lentes neutron et γ s'exprime par :

$$\Delta = Q_{lent,n} - Q_{lent,\gamma} \quad (3.6)$$

On suppose que le signal est une succession de photoélectrons :

$$\Delta = \sum_{i=t_1}^{t_2} n_i - \sum_{i=t_1}^{t_2} \gamma_i \quad (3.7)$$

Si nous considérons que s_i , le nombre de photoélectrons à l'échantillon i , suit une loi de Poisson, on peut alors affirmer que $\sigma_{s_i}^2 = s_i$. La variance de Δ s'exprime alors de la manière

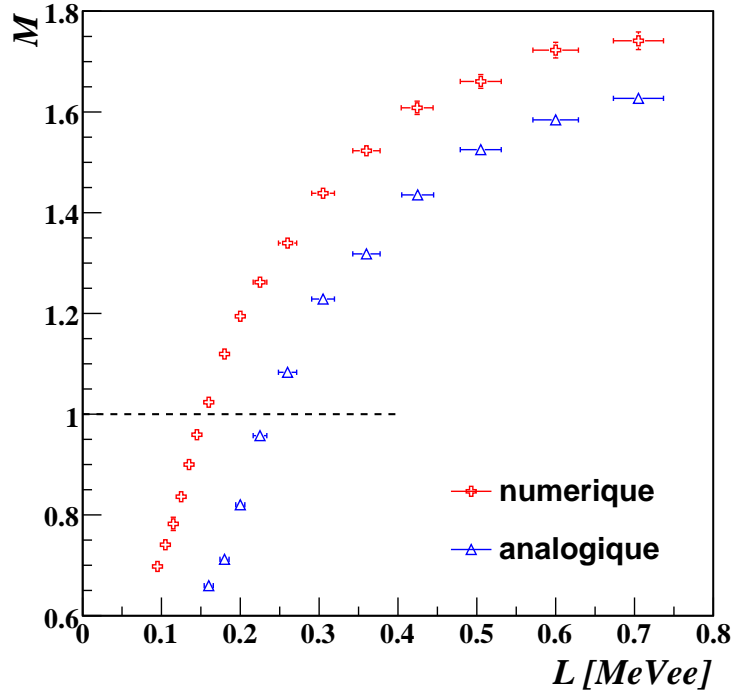


FIGURE 3.10 – Comparaison des facteurs de mérite obtenus avec les électroniques numérique et analogique.

suivante :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\Delta}^2 &= \sum_{i=t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial n_i} \right)^2 \sigma_{n_i}^2 + \sum_{i=t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial \gamma_i} \right)^2 \sigma_{\gamma_i}^2 \\
 &= \sum_{i=t_1}^{t_2} n_i \quad + \quad \sum_{i=t_1}^{t_2} \gamma_i \\
 &= Q_{lent,n} \quad + \quad Q_{lent,\gamma}
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Et la variance relative sur la séparation Δ est donc :

$$\boxed{\frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} = \frac{Q_{lent,n} + Q_{lent,\gamma}}{(Q_{lent,n} - Q_{lent,\gamma})^2}} \tag{3.9}$$

Essayons maintenant d'exprimer la variance relative de la séparation Λ entre les deux distributions obtenues avec comme variable de discrimination le rapport de la charge lente sur la charge totale, l'objectif étant de voir comment évolue la variance relative de Λ par rapport à celle Δ obtenue précédemment à l'équation (3.9). La séparation Λ entre les

neutrons et les γ , et sa variance peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$\Lambda = \frac{\sum_{i=t_1}^{t_2} n_i}{\sum_{j=t_0}^{t_2} n_j} - \frac{\sum_{i=t_1}^{t_2} \gamma_i}{\sum_{j=t_0}^{t_2} \gamma_j} = \frac{Q_{lent,n}}{N} - \frac{Q_{lent,\gamma}}{N} \quad (3.10)$$

$$\sigma_\Lambda^2 = \sum_k \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial n_k} \right)^2 \sigma_{n_k}^2 + \sum_k \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma_k} \right)^2 \sigma_{\gamma_k}^2 \quad (3.11)$$

Cependant il faut distinguer deux cas pour le calcul de la variance : $k \in [t_0, t_1 - 1]$ et $k \in [t_1, t_2]$.

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial n_k} = \begin{cases} -\frac{\sum_{i=t_1}^{t_2} n_i}{\left[\sum_{j=t_0}^{t_2} n_j \right]^2} = -\frac{Q_{lent,n}}{N^2} & \text{si } k \in [t_0, t_1 - 1] \\ \frac{\sum_{j=t_0}^{t_2} n_j - \sum_{i=t_1}^{t_2} n_i}{\left[\sum_{j=t_0}^{t_2} n_j \right]^2} = \frac{N - Q_{lent,n}}{N^2} & \text{si } k \in [t_1, t_2] \end{cases} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma_k} = \begin{cases} \frac{\sum_{i=t_1}^{t_2} \gamma_i}{\left[\sum_{j=t_0}^{t_2} \gamma_j \right]^2} = \frac{Q_{lent,\gamma}}{N^2} & \text{si } k \in [t_0, t_1 - 1] \\ -\frac{\sum_{j=t_0}^{t_2} \gamma_j - \sum_{i=t_1}^{t_2} \gamma_i}{\left[\sum_{j=t_0}^{t_2} \gamma_j \right]^2} = -\frac{N - Q_{lent,\gamma}}{N^2} & \text{si } k \in [t_1, t_2] \end{cases}$$

Ainsi en séparant bien les deux parties du signal (la zone où l'on calcule la charge lente et

le reste), on exprime la variance sur Λ de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
\sigma_{\Lambda}^2 &= \sum_{k=1}^{t_1-1} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial n_k} \right)^2 \sigma_{n_k}^2 + \sum_{k=t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial n_k} \right)^2 \sigma_{n_k}^2 + \sum_{k=1}^{t_1-1} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma_k} \right)^2 \sigma_{\gamma_k}^2 + \sum_{k=t_1}^{t_2} \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma_k} \right)^2 \sigma_{\gamma_k}^2 \\
&= \sum_{k=1}^{t_1-1} \left(-\frac{Q_{lent,n}}{N^2} \right)^2 n_k + \sum_{k=t_1}^{t_2} \left(\frac{N - Q_{lent,n}}{N^2} \right)^2 n_k \\
&\quad + \sum_{k=1}^{t_1-1} \left(\frac{Q_{lent,\gamma}}{N^2} \right)^2 \gamma_k + \sum_{k=t_1}^{t_2} \left(-\frac{N - Q_{lent,\gamma}}{N^2} \right)^2 \gamma_k \\
&= \left(-\frac{Q_{lent,n}}{N^2} \right)^2 (N - Q_{lent,n}) + \left(\frac{N - Q_{lent,n}}{N^2} \right)^2 Q_{lent,n} \\
&\quad + \left(\frac{Q_{lent,\gamma}}{N^2} \right)^2 (N - Q_{lent,\gamma}) + \left(-\frac{N - Q_{lent,\gamma}}{N^2} \right)^2 Q_{lent,\gamma}
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Après développement et rassemblement des différents termes, on obtient :

$$\sigma_{\Lambda}^2 = \frac{(Q_{lent,n} + Q_{lent,\gamma})}{N^2} - \frac{(Q_{lent,n}^2 + Q_{lent,\gamma}^2)}{N^3} \tag{3.14}$$

Nous pouvons à présent formuler l'expression de la variance relative sur Λ :

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma_{\Lambda}^2}{\Lambda^2} &= \left[\frac{(Q_{lent,n} + Q_{lent,\gamma})}{N^2} - \frac{(Q_{lent,n}^2 + Q_{lent,\gamma}^2)}{N^3} \right] \frac{N^2}{(Q_{lent,n} - Q_{lent,\gamma})^2} \\
&= \frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} - \frac{1}{N} \frac{(Q_{lent,n}^2 + Q_{lent,\gamma}^2)}{(Q_{lent,n} - Q_{lent,\gamma})^2} \\
&= \frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} - \frac{1}{2N} \frac{(Q_{lent,n} + Q_{lent,\gamma})^2 + (Q_{lent,n} - Q_{lent,\gamma})^2}{(Q_{lent,n} - Q_{lent,\gamma})^2}
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Après simplification et en faisant apparaître la variance relative de Δ (séparation entre neutrons et rayons γ obtenue avec la charge lente seulement), la variance relative sur Λ est donc :

$$\boxed{\frac{\sigma_{\Lambda}^2}{\Lambda^2} = \frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} \left(1 - \frac{\Delta}{2N} \right) - \frac{1}{2N}} < \frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} \tag{3.16}$$

Étant donné que Δ est toujours supérieure à zéro (en effet la charge calculée dans la partie lente du signal est toujours plus élevée pour les neutrons que pour les rayons γ) et que $\Delta < 2N$, la variance relative de Λ est plus petite que celle de Δ . L'origine de la soustraction dans l'expression (3.15) vient des dérivées partielles de Λ par rapport à n_k et γ_k avec $k \in [t_1, t_2]$, donc des échantillons présents à la fois au numérateur et au dénominateur. On a une meilleure discrimination n - γ en divisant la charge lente par la charge totale. Ceci est dû au fait qu'il y ait des corrélations entre Q_{lent} et Q_{tot} .

3.4 Comparaison de différentes méthodes

L'échantillonnage du signal avec l'électronique numérique permet d'utiliser d'autres méthodes de discrimination que la comparaison de charges. Nous avons donc effectué une comparaison systématique de différentes méthodes de discrimination inspirées de celles proposées dans la littérature, à partir de signaux numérisés obtenus avec un module EDEN, une source de neutrons AmBe et l'acquisition numérique FASTER. Le but de cette étude est en particulier d'optimiser la discrimination à basse énergie, zone pour laquelle les deux population neutron et γ se mélangent.

Les résultats présentés dans cette partie ne sont pas issus des mêmes données que pour la comparaison entre les électroniques numérique et analogique. Le module EDEN est différent et la tension appliquée au photomultiplicateur est -1650 V. Nous avons utilisé une porte de 250 ns permettant le blocage du suivi de la ligne de base après retour en-dessous du seuil, et aucun filtre passe-bas n'a été appliqué sur les signaux numérisés. L'acquisition a été réalisée avec un offset de +1 V ajouté au signal afin d'exploiter toute la dynamique de FASTER, c'est-à-dire 2,4 V. La gamme étudiée ici est $\approx 2,1$ MeV, qui correspond à une énergie des neutrons de $E_n \approx 4,8$ MeV d'après la relation semi-empirique (2.7).

La comparaison des méthodes s'effectuera seulement sur les échantillons contenus dans la porte temporelle dans laquelle la ligne de base n'est pas suivie. La durée d'analyse du signal n'excédera pas 250 ns.

3.4.1 Comparaison de charges

3.4.1.1 Comparaison de charges classique

Il a été montré, à la partie 3.3.2, que la méthode de comparaison de charges sur des signaux EDEN numérisés avec FASTER était optimisée par l'emploi de 2 charges. Nous avons effectué une discrimination sur les données actuelles en utilisant :

- une charge totale Q_{tot} , intégrée sur la totalité du signal, c'est-à-dire 250 ns, et débutant 20 ns avant l'amplitude maximale. Cette charge permet un étalonnage en énergie ;
- une charge Q_{lent} qui doit débiter 22 ns après l'amplitude maximale, et qui doit se terminer à la fin du signal, c'est-à-dire 230 ns après l'amplitude maximale.

Nous avons vu aussi qu'il était préférable d'utiliser comme variable de discrimination le rapport Q_{lent}/Q_{tot} . Cependant nous avons optimisé les portes de discriminations en procédant de la même manière qu'avec le VME. Ne peut-on pas imaginer l'utilisation de portes moins conventionnelles avec l'électronique numérique ?

3.4.1.2 Comparaison de charges améliorée

De la même façon que pour la porte lente, le début de la porte totale utile pour la discrimination a été ajustée par pas de 2 ns. Les facteurs de mérite ont montré une amélioration de la discrimination $n\text{-}\gamma$ en excluant de cette intégrale les premiers échantillons du signal. Il est préférable de débiter celle-ci deux échantillons avant l'amplitude maximale du signal.

Après réajustement du démarrage de la porte n'intégrant que la partie lente du signal, la méthode de comparaison de charges a donc été optimisée par l'emploi de 3 charges :

- une charge totale Q_{tot} , intégrée sur la totalité du signal, qui permet un étalonnage en énergie. Nous avons ici utilisé une porte de 250 ns ;
- une intégration de charge qui doit débiter 4 ns avant l'amplitude maximale, et s'arrêter à la fin du signal (230 ns après l'amplitude maximale). Nous appellerons cette charge « pseudo-totale » Q_{ps-tot} ;
- une charge Q_{lent} qui doit débiter 20 ns après l'amplitude maximale, et finir à la fin du signal (230 ns après l'amplitude maximale) ;

La variable discriminante devient, dans ce cas, le rapport $D = Q_{lent}/Q_{ps-tot}$.

3.4.1.3 Signaux moyens obtenus après discrimination

Pour construire les signaux moyens des neutrons et des rayons γ , on projette des tranches en charge totale Q_{tot} sur l'axe de la variable de discrimination D et on prend comme limite entre les neutrons et les γ la position du minimum de statistique entre les deux branches. Nous avons pu, grâce aux signaux bruts numérisés par FASTER, calculer des signaux moyens pour chacune des populations. Pour cela nous avons moyenné les signaux bruts contenus dans différentes tranches en charge totale.

La figure 3.11 représente les signaux moyens obtenus pour différentes tranches en charge totale. Les amplitudes maximales des signaux ont été arbitrairement positionnées à 16 ns. Alors que les signaux induits par les rayons γ ont des formes quasiment identiques, ceux générés par des neutrons montrent que la partie lente du signal diminue quand la charge totale augmente. Ceci explique pourquoi la branche des neutrons n'est pas horizontale sur une matrice de discrimination représentant le rapport $D = Q_{lent}/Q_{tot}$ en fonction de la charge totale. La valeur de la variable de discrimination pour les neutrons diminue plus la charge totale est élevée. La forme des signaux générés par les rayonnements γ varie peu en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur car le pouvoir d'arrêt des électrons est constant sur une grande gamme en énergie.

Nous avons représenté en bas de la figure 3.11 la différence de forme entre les neutrons et les rayons γ dans une tranche en énergie comprise entre 200 et 300 keVee. La partie lente du signal est plus importante pour les neutrons que pour les γ (c'est pour cette raison que la valeur de D est plus élevée pour les neutrons que pour les rayons γ). Le point de croisement des signaux moyens se situe à 12 ns après l'amplitude maximale. Il ne s'agit pas de l'instant optimal pour démarrer la porte lente contrairement à ce que l'on pourrait penser. La porte lente que nous avons optimisée débute plus tard (20 ns après l'amplitude maximale).

3.4.2 Méthode de Gatti et De Martini

Cette méthode est basée sur une intégrale améliorée par rapport à celle utilisée pour la comparaison de charge, en donnant plus de poids aux échantillons contenant beaucoup de signal et peu de fluctuations. On définit la variable de discrimination D comme étant la somme :

$$D = \sum_{k=t_0}^{t_2} s_i P_i \quad (3.17)$$

où t_0 et t_2 sont les bornes temporelles de l'intégration du signal s (à priori on intègre sur tout le signal), et P est une fonction de pondération. Nous pouvons remarquer à présent

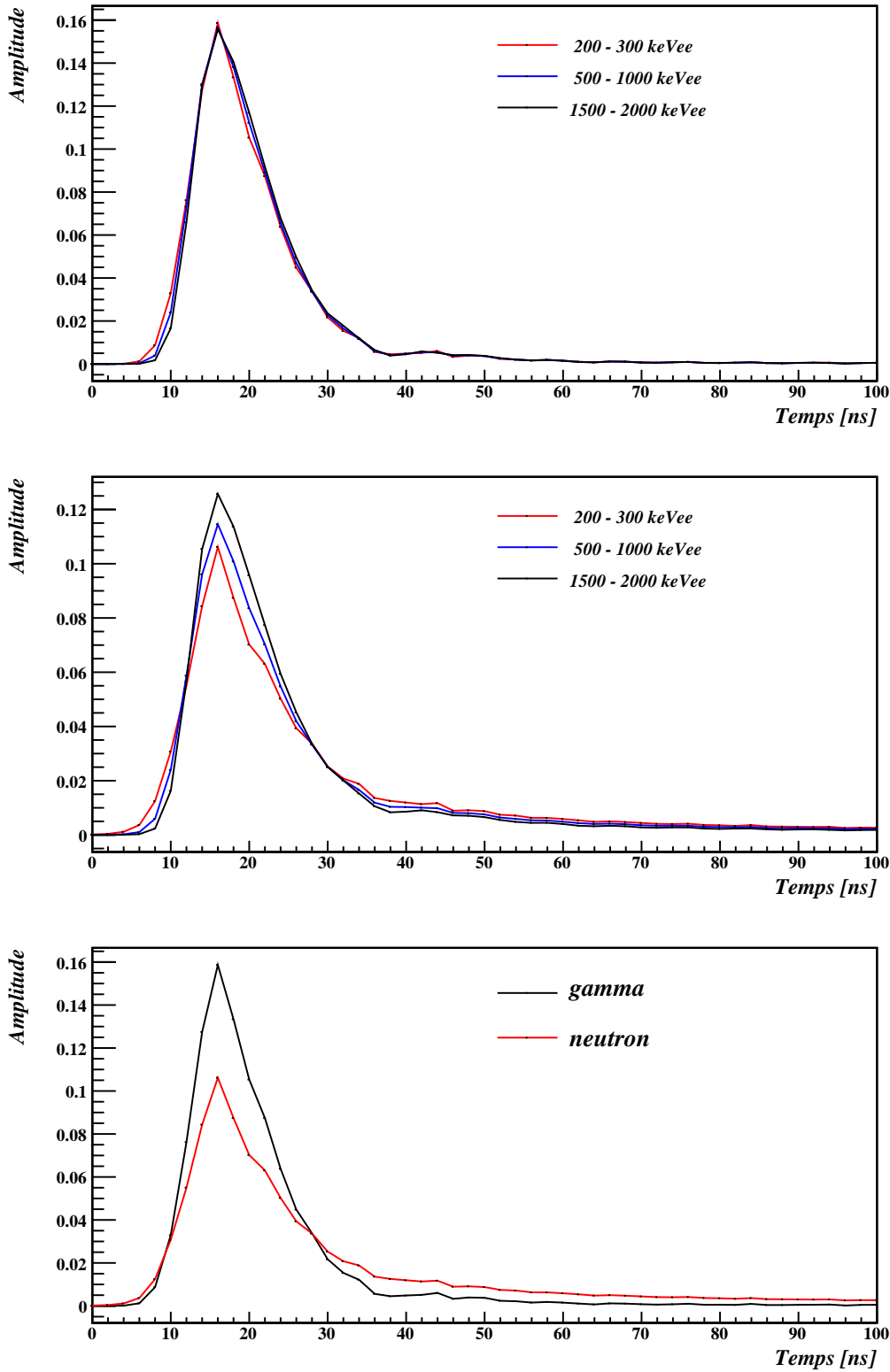


FIGURE 3.11 – Signaux moyens normalisés en charge totale ($Q_{tot} = 1$) induits dans un détecteur EDEN.

En haut : signaux moyens pour des rayons γ , calculés sur des tranches en charge totale différentes.
 Au milieu : signaux moyens pour des neutrons, calculés sur des tranches en charge totale différentes.
 En bas : Signaux moyens pour les neutrons et les rayons γ . Ces signaux ont été obtenus dans une tranche 200-300 keVee.

que la comparaison de charge avec Q_{lent} comme variable de discrimination n'est autre que l'expression ci-dessus avec $P = 1$ dans la région $[t_1, t_2]$ et $P = 0$ ailleurs.

3.4.2.1 Fonction de pondération optimale

Le choix de P détermine la qualité de la discrimination. On peut montrer que la forme optimale de P est [Gat62] :

$$P_i = \frac{n_i - \gamma_i}{n_i + \gamma_i} \quad (3.18)$$

où n et γ sont les signaux moyens neutrons et γ . P donne du poids aux échantillons dont les différences entre les signaux neutrons et γ sont grandes, pourvu que ce ne soit pas entre des échantillons où les fluctuations sont importantes.

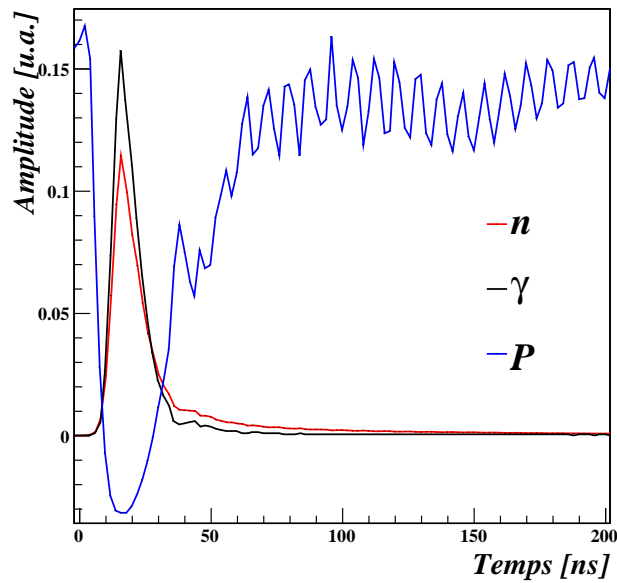


FIGURE 3.12 – Fonction de pondération P de la méthode de Gatti et De Martini, calculée à partir de signaux moyens neutrons et γ dans la gamme 200-300 keVee. Les tests ont permis de mettre en évidence des oscillations qui persistent sur les signaux moyens. Ces oscillations sont donc en phase avec l'instant de déclenchement de FASTER.

La fonction de pondération P optimale est celle qui minimise la variance relative de la différence des deux variables discriminantes Δ , et donc maximise le facteur de mérite, avec en numérique :

$$\begin{aligned} \Delta &= D_n - D_\gamma \\ &= \sum_i P_i (n_i - \gamma_i) \end{aligned} \quad (3.19)$$

La variance relative s'exprime alors par :

$$\frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} = \frac{\sum_i P_i^2 (n_i + \gamma_i)}{\left[\sum_j P_j (n_j - \gamma_j) \right]^2} \quad (3.20)$$

Simplifions la relation (3.26) en posant $\xi_i = n_i + \gamma_i$ et $\delta_i = n_i - \gamma_i$:

$$\frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} = \frac{\sum_i P_i^2 \xi_i}{\left[\sum_j P_j \delta_j \right]^2} \quad (3.21)$$

On cherche à minimiser $\sigma_{\Delta}^2/\Delta^2$ par rapport à $P_k, \forall k$. Ainsi nous cherchons P_k tel que :

$$\frac{\partial \left(\frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} \right)}{\partial P_k} = \frac{2P_k \xi_k \left[\sum_j P_j \delta_j \right]^2 - 2\delta_k \sum_j P_j \delta_j \sum_i P_i^2 \xi_i}{\left[\sum_j P_j \delta_j \right]^4} = 0 \quad (3.22)$$

Il faut alors que le numérateur de l'équation (3.22) soit égal à zéro et on obtient l'expression suivante pour P_k :

$$P_k = \frac{\delta_k \sum_i P_i^2 \xi_i}{\xi_k \sum_j P_j \delta_j}, \quad \forall k \quad (3.23)$$

Ceci est vérifié quel que soit l'échantillon k . Donc, si nous faisons le rapport de P à deux instants k et l différents :

$$\frac{P_k}{P_l} = \frac{\delta_k \xi_l}{\xi_k \delta_l} \iff P_k \frac{\xi_k}{\delta_k} = P_l \frac{\xi_l}{\delta_l}, \quad \forall k, l \quad (3.24)$$

$$P_i \frac{\xi_i}{\delta_i} = \text{constante}, \quad \forall i$$

Ainsi pour chaque échantillon i , P_i est proportionnel à δ_i/ξ_i . Dans le cas de la discrimination $n-\gamma$, le facteur de proportionnalité a peu d'importance et on choisit de fixer cette constante comme étant égale à 1. Nous pouvons donc conclure sur le poids optimal à attribuer à chaque échantillon i pour minimiser la variance relative de la différence des deux variables de discrimination D_n et D_γ , et donc maximiser la séparation entre les neutrons et les rayons γ ; celui-ci s'exprime donc par :

$$P_i = \frac{n_i - \gamma_i}{n_i + \gamma_i}, \quad \forall i \quad (3.25)$$

Avec cette forme optimale du poids P_i à attribuer à chaque échantillon, la variance relative de la différence des deux variables discriminantes Δ se simplifie pour devenir :

$$\frac{\sigma_{\Delta}^2}{\Delta^2} = \frac{\sum_i \frac{(n_i - \gamma_i)^2}{(n_i + \gamma_i)^2} (n_i + \gamma_i)}{\left[\sum_j \frac{(n_j - \gamma_j)}{(n_j + \gamma_j)} (n_j - \gamma_j) \right]^2} = \frac{1}{\sum_j \frac{(n_j - \gamma_j)}{(n_j + \gamma_j)} (n_j - \gamma_j)} = \frac{1}{\Delta} \quad (3.26)$$

3.4.2.2 Mise en œuvre

La fonction de pondération P a été calculée à partir des signaux moyens obtenus après discrimination par comparaison de charge (voir ci-dessus). Nous avons utilisé des signaux calculés à basse énergie dans une tranche en charge totale comprise entre 200 et 300 keVee. La forme temporelle des signaux neutrons dépend de l'énergie déposée dans le scintillateur, donc la fonction de pondération P calculée à partir des signaux moyens dépend aussi de l'énergie déposée dans le scintillateur. En ne prenant que des signaux de basse énergie (200-300 keVee), nous avons conscience que la fonction P n'est pas optimale à haute énergie. Ceci ne pose aucun problème pour cette étude car la discrimination à haute énergie est déjà satisfaisante et notre intérêt porte plutôt sur l'amélioration de la discrimination pour les basses énergies (autour de 100 KeVee).

Les bornes temporelles t_1 et t_2 ont dû être ajustées afin d'optimiser la discrimination. Pour des signaux obtenus avec EDEN, l'intégration doit débiter 2 ns avant l'amplitude maximale, et doit finir à la fin du signal (durée totale de 250 ns).

De la même manière que pour la comparaison de charge, nous avons pu mettre en évidence le fait que diviser l'intégrale $\sum s_i P_i$ par la charge totale Q_{tot} améliore la qualité de la discrimination.

3.4.2.3 Discussions

Réglage des portes temporelles

De la même manière que pour la comparaison de charges, les premiers échantillons du front de montée ne sont pas utilisés pour la discrimination. Si on observe la forme de la fonction de pondération P sur la figure 3.12, celle-ci s'annule au niveau des points de croisement des signaux moyens neutrons et γ (dans le front de montée et dans le front descendant), et le poids reste faible au voisinage de ces points. Dans le front de montée, on peut supposer aussi qu'il y a un effet de l'évolution très rapide du filtre optimal, et donc une grande sensibilité aux fluctuations de l'instant d'arrivée des photoélectrons. Ainsi il est préférable de ne pas utiliser les premiers échantillons du signal pour la discrimination $n-\gamma$.

Dans le cas de la comparaison de charge, on ne pondère le signal que par 0 ou 1. Il semble alors logique de devoir laisser de côté les échantillons proches du point de croisement pour le calcul de la charge lente Q_{lent} . En effet si on les inclut dans la porte lente on leur donne un poids égal à 1 ce qui est beaucoup trop élevé. C'est pour cela que l'on doit démarrer la porte lente après le point de croisement.

Division par la charge totale

Il a été montré expérimentalement que le fait de diviser l'intégrale du signal pondéré par la charge totale améliorerait la qualité de la discrimination. On peut montrer de la même manière qu'au 3.3.3.2 que la variance relative de la séparation Λ entre les neutrons et les rayons γ est dans ce cas plus faible. Pour cela exprimons la séparation Λ :

$$\Lambda = \frac{\sum_i P_i n_i}{\sum_j n_j} - \frac{\sum_i P_i \gamma_i}{\sum_j \gamma_j} = \frac{D_n}{N} - \frac{D_\gamma}{N} \quad (3.27)$$

ainsi que sa variance :

$$\sigma_\Lambda^2 = \sum_k \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial n_k} \right)^2 \sigma_{n_k}^2 + \sum_k \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma_k} \right)^2 \sigma_{\gamma_k}^2 \quad (3.28)$$

avec :

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial n_k} = \frac{P_k \sum_j n_j - \sum_i n_i}{\left[\sum_j n_j \right]^2} = \frac{NP_k - D_n}{N^2} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma_k} = - \frac{P_k \sum_j \gamma_j - \sum_i \gamma_i}{\left[\sum_j \gamma_j \right]^2} = - \frac{NP_k - D_\gamma}{N^2}$$

Ainsi on exprime la variance sur Λ de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \sigma_\Lambda^2 &= \sum_k \left(\frac{NP_k - D_n}{N^2} \right)^2 n_k + \sum_k \left(- \frac{NP_k - D_\gamma}{N^2} \right)^2 \gamma_k \\ &= \sum_k \left(\frac{N^2 P_k^2 + D_n^2 - 2ND_n P_k}{N^4} \right) n_k + \sum_k \left(- \frac{N^2 P_k^2 + D_\gamma^2 - 2ND_\gamma P_k}{N^4} \right) \gamma_k \end{aligned} \quad (3.30)$$

Sachant que $\sum_i s_i = N$ et $\sum_i P_i s_i = D_s$ et après regroupement des différents termes, on obtient une relation similaire à l'équation 3.15 :

$$\begin{aligned} \sigma_\Lambda^2 &= \frac{\sum_k P_k^2 (n_k + \gamma_k)}{N^2} - \frac{(D_n^2 + D_\gamma^2)}{N^3} \\ &= \frac{\sum_k P_k (n_k - \gamma_k)}{N^2} - \frac{(D_n + D_\gamma)^2 + (D_n - D_\gamma)^2}{2N^3} \end{aligned} \quad (3.31)$$

Nous savons que $\sum_k P_k (n_k - \gamma_k) = D_n - D_\gamma = \Delta$ et que l'autre terme de cette dernière égalité est nul. En effet :

$$D_n + D_\gamma = \sum_i \frac{(n_i - \gamma_i)}{(n_i + \gamma_i)} (n_i + \gamma_i) = \sum_i (n_i - \gamma_i) = \sum_i n_i - \sum_i \gamma_i = N - N = 0 \quad (3.32)$$

Nous pouvons à présent formuler l'expression de la variance relative sur Λ en fonction de celle sur Δ :

$$\boxed{\frac{\sigma_\Lambda^2}{\Lambda^2} = \frac{\sigma_\Delta^2}{\Delta^2} \left(1 - \frac{\Delta}{2N}\right) = \frac{1}{\Delta} - \frac{1}{2N}} < \frac{\sigma_\Delta^2}{\Delta^2} \quad (3.33)$$

Nous pouvons donc conclure sur le fait que la variance relative de Λ est plus petite que celle de Δ car le nombre de photoélectrons N est toujours positif. Pour les mêmes raisons que pour la comparaison de charges, on a donc toujours une meilleure discrimination $n-\gamma$ en divisant la variable de discrimination par la charge totale.

3.4.3 Corrélation

Pour tout événement détecté s la fonction de corrélation suivante est calculée :

$$C_i = \sum_{t_1}^{t_2} s_j \bar{n}(j - i) \quad (3.34)$$

La variable de discrimination est le rapport du maximum de la fonction de corrélation et

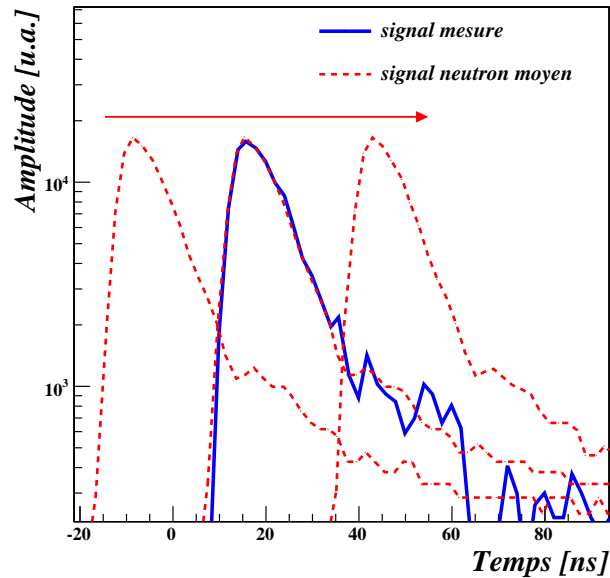


FIGURE 3.13 – Illustration de la recherche du maximum de la fonction de corrélation pour un signal neutron mesuré.

de la charge totale de s [Kor03].

$$D = \max[C_i]/Q_{tot} \quad (3.35)$$

Cette méthode utilise un signal neutron moyen comme signal de référence (figure 3.13). On a montré plus haut que la forme des impulsions générées par le mouvement d'un proton (et donc d'un neutron) dépend de l'énergie de la particule (voir figure 3.11). Un signal moyen de basse énergie calculé sur la tranche 200-300 keVee, zone d'intérêt pour l'amélioration de la discrimination, a été utilisé pour la fonction \bar{n} . L'amplitude de la fonction \bar{n} est normalisée à l'unité.

Les bornes t_1 et t_2 ont été optimisées et on a pu constater que la somme doit être réalisée sur la totalité du signal (250 ns).

La variable de discrimination D dépend du maximum de la fonction de corrélation, et ce maximum est obtenu lorsque les deux signaux s et \bar{n} se superposent. Nous avons en effet constaté que ce maximum est obtenu pour $i = 0$. Dans ce cas, la fonction de corrélation devient :

$$C = \sum_{t_1}^{t_2} s_j \bar{n}_j \quad (3.36)$$

Cette méthode revient alors à une intégrale en pondérant le signal s par une fonction de pondération P , comme pour la méthode de Gatti et de Martini. Nous pouvons remarquer à présent que la méthode de corrélation revient à appliquer la méthode de Gatti et de Martini avec $P = \bar{n}$.

3.4.4 Ajustement avec les signaux moyens

Le principe de cette méthode est l'ajustement par minimisation du χ^2 de signaux neutron et γ moyens sur le signal détecté [Gue08]. Les signaux moyens utilisés sont de basse énergie (200-300 keVee). L'analyse de chaque signal numérisé s est effectuée en deux étapes (figure 3.14) :

- l'amplitude est ajustée par minimisation du χ^2 sur une porte [-16 ns, 30 ns] par rapport à l'instant où l'amplitude du signal est maximale ;
- avec l'amplitude maximale fixée, les χ_n^2 et χ_γ^2 sont calculés à partir de 40 ns après l'amplitude maximale et jusqu'à la fin du signal.

La variable de discrimination pour cette méthode est définie comme étant le rapport $D = (\chi_n^2 - \chi_\gamma^2)/Q_{tot}$.

3.4.5 Temps de montée du signal intégré

Il est possible d'évaluer le temps de montée du signal intégré ($q = \int_0^t s(t') dt'$). Il s'agit de la différence en temps pour passer d'une fraction basse à une fraction haute de la charge totale. Comme le montre la figure 3.15, cette valeur dépend du type de la particule qui a interagi. Pour cette méthode, la variable de discrimination est donc le temps de montée du signal intégré [Ran95]. Dans le cas du détecteur EDEN, une discrimination optimale est obtenue en utilisant le temps pour passer de 10 % à 90 % de la charge totale (voir exemple en figure 3.15).

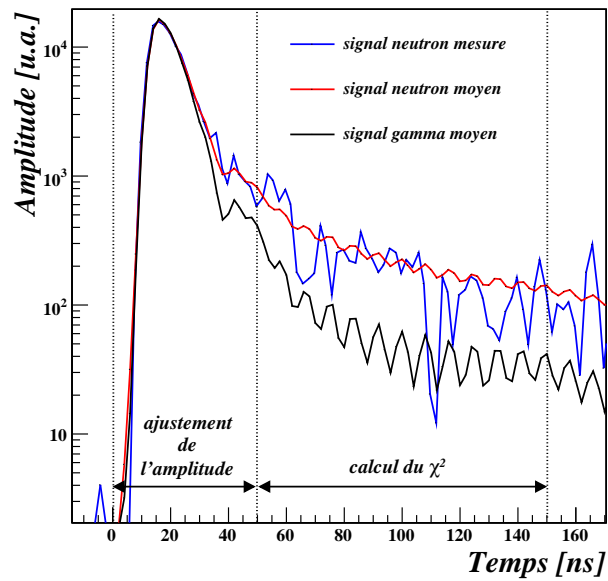


FIGURE 3.14 – Ajustement de signaux moyens neutron et γ sur un signal neutron mesuré. Deux intervalles en temps sont nécessaires : un pour l’ajustement de l’amplitude et l’autre pour le calcul du χ^2 .

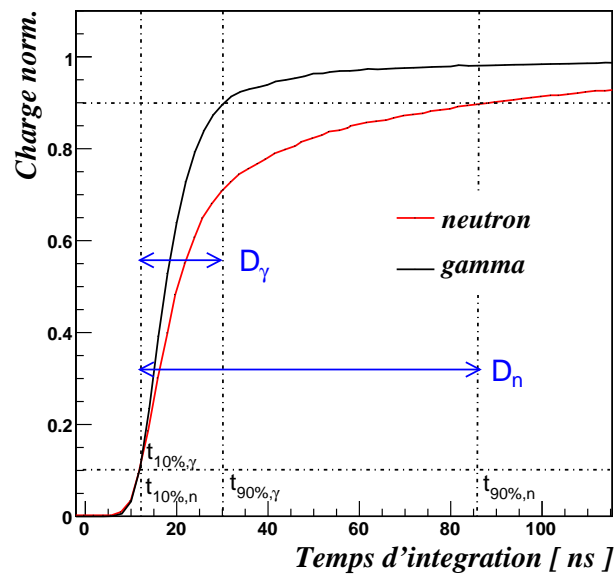


FIGURE 3.15 – Différence entre les temps de montée du signal intégré pour un signal neutron (en rouge) et un signal γ (en noir). La variable de discrimination D est le temps entre les franchissements des fractions 10 % et 90 % de la charge totale.

3.4.6 Comparaison des différents algorithmes

Les différentes méthodes décrites ci-dessus ont été optimisées puis comparées (figure 3.16). Celle de Gatti et de Martini présente de meilleurs résultats quelle que soit l'énergie. Elle permet d'atteindre 130 ± 5 keVee ($E_n = 750 \pm 30$ keV) pour un facteur de mérite $M = 1$. La comparaison de charges, déjà implémentée dans FASTER, donne quant à elle une discrimination acceptable. Il s'agit en effet de la seconde méthode avec une séparation $M = 1$ obtenue pour 160 ± 5 keVee ($E_n = 850 \pm 30$ keV). La méthode de Gatti et de Martini permet d'abaisser de 20% l'énergie correspondant à une séparation donnée.

Parmi les méthodes de discrimination testées, trois d'entre elles exploitent une intégrale du signal pondéré par une fonction P : la méthode de Gatti et de Martini, la comparaison de charges et la corrélation. La méthode de Gatti et de Martini présente de meilleures performances car elle utilise la fonction de pondération P optimale.

Aux énergies inférieures à 100 keVee, toutes les méthodes donnent des performances similaires car le faible nombre de photons détectés constitue la limitation principale dans cette gamme. L'utilisation de méthodes plus sophistiquées que la comparaison de charge n'améliore pas de façon significative la qualité de la discrimination.

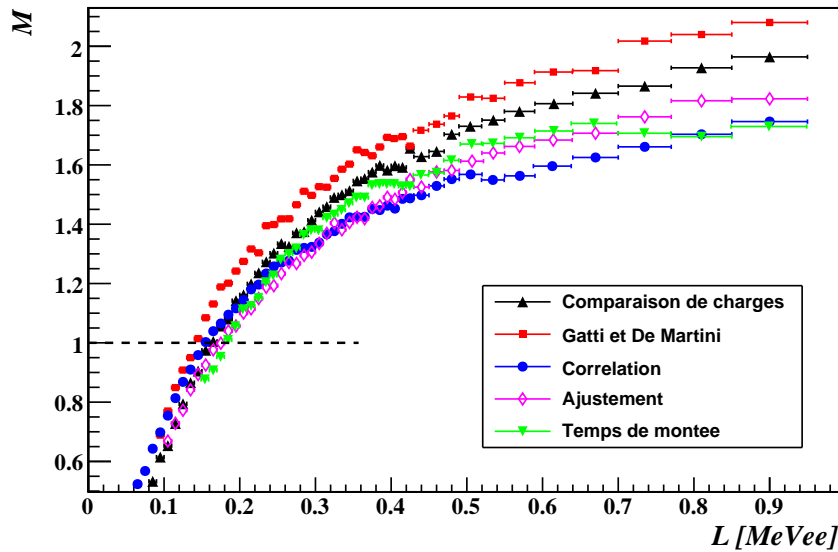


FIGURE 3.16 – Comparaison des facteurs de mérite pour différentes méthodes de discrimination $n\text{-}\gamma$ avec l'électronique numérique.

3.4.7 Proportion d'événements mal classés

Nous avons souhaité connaître la proportion d'événements mal classés, c'est à dire le nombre neutrons identifiés comme étant des rayons γ , et réciproquement le nombre de rayons γ identifiés comme étant des neutrons. La méthode utilisée pour cela est la même que pour l'obtention des facteurs de mérite. Lorsque l'on projette sur l'axe de la variable de discrimination des tranches en charge totale Q_{tot} , on obtient deux pics : un pour les rayons γ et l'autre pour les neutrons. Dans le but de quantifier le recouvrement de ces

deux distributions, on ajuste une fonction composée de deux gaussiennes asymétriques, c'est-à-dire d'écart-types différents de part et d'autre du centroïde. Le choix de la gaussienne asymétrique s'est imposé pour essayer de reproduire au mieux les distributions. Les événements mal identifiés correspondent à ceux contenus dans la zone de recouvrement des deux gaussiennes. On définit la limite entre les neutrons et les rayons γ comme étant la position du minimum de statistique entre les deux branches. La fraction de neutrons mal identifiés est considérée égale au rapport de l'intégrale du recouvrement à gauche de la limite de discrimination (i_1) sur le nombre d'événements attribués aux rayons γ (i_γ). De la même manière, la fraction de photons γ mal identifiés est considérée comme étant le rapport de l'intégrale du recouvrement à gauche de la limite de discrimination (i_2) sur le nombre d'événements attribués aux neutrons, i_n (voir figure 3.17).

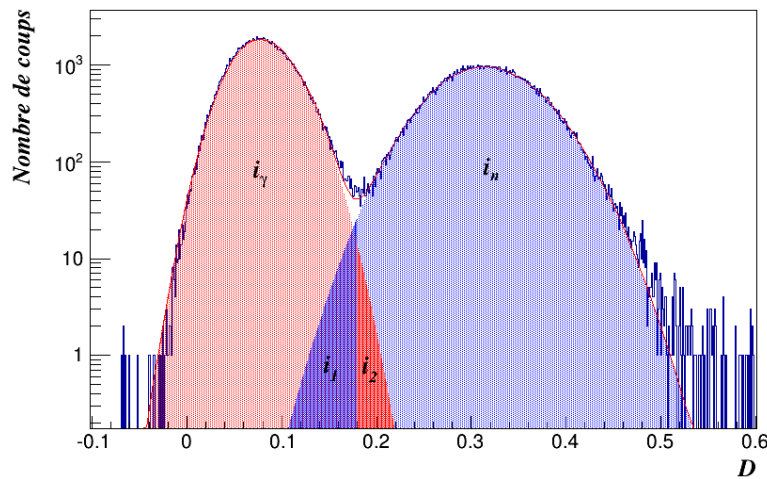


FIGURE 3.17 – Projection sur l'axe de la variable de discrimination pour une charge totale $Q_{tot} = 200$ keVee pour la méthode de la comparaison de charges. Les deux distributions n et γ ont été ajustées par une fonction composée de deux gaussiennes asymétriques (courbe rouge). Les paramètres issus de cet ajustement permettent de définir deux gaussiennes dont les surfaces sont désignées par i_γ et i_n , représentées respectivement en rouge et bleu clairs. Les événements mal identifiés correspondent à ceux contenus dans la zone de recouvrement des deux gaussiennes, c'est à dire i_1 et i_2 , représentées respectivement en bleu et rouge foncés. La limite entre i_1 et i_2 est définie comme étant la position du minimum de statistique entre les deux distributions.

Le tableau 3.2 permet de réaliser la correspondance entre le taux d'événements mal identifiés et les facteurs de mérite M obtenus lors des tests consistant à comparer les différentes méthodes de discrimination. Les rapports i_2/i_n et i_1/i_γ sont donnés pour différentes valeurs de charge totale Q_{tot} étalonné en keVee. Il en est de même pour la fraction de neutrons perdus i_1/i_n et la fraction de rayons γ mal identifiés i_2/i_γ . Les rapports ont été obtenus dans une tranche de 40 keVee à 500 keVee, et 10 keVee pour les autres valeurs de charge totale. On constate que pour une charge totale donnée, le gain sur la contamination est plus important que l'amélioration du facteur de mérite. Par exemple à 300 keVee, le fait de passer de la comparaison de charge à la méthode de Gatti et De Martini conduit à une amélioration de seulement 6% sur le facteur de mérite, tandis que cela correspond à une

diminution d'un facteur 2,3 sur le nombre de rayons γ présents dans la branche neutrons. Il faut toutefois préciser que les proportions d'événements mal identifiés sont directement dépendantes des conditions dans lesquels les données ont été prises. Elles sont donc spécifiques aux tests relatifs à la comparaison des méthodes de discrimination. En effet, un taux de comptage différent pour les neutrons ou les rayons γ conduit à un rapport de statistique différent pour les deux populations. Ainsi, pour un facteur de mérite donné, la proportion d'événements mal classés peut être différente.

Comparaison de charges :

Q_{tot} (keVee)	M	i_2/i_n (%)	i_1/i_γ (%)	i_2/i_γ (%)	i_1/i_n (%)
500	1,75	$1,2 \times 10^{-3}$	$5,2 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-3}$	$3,1 \times 10^{-3}$
300	1,43	$2,3 \times 10^{-2}$	$5,1 \times 10^{-2}$	$2,0 \times 10^{-2}$	$6,0 \times 10^{-2}$
200	1,15	$1,3 \times 10^{-1}$	$3,3 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-1}$	$5,2 \times 10^{-1}$
100	0,63	1,4	9,2	2,3	14,6

Gatti et De Martini :

Q_{tot} (keVee)	M	i_2/i_n (%)	i_1/i_γ (%)	i_2/i_γ (%)	i_1/i_n (%)
500	1,82	$0,5 \times 10^{-3}$	$1,6 \times 10^{-3}$	$0,7 \times 10^{-3}$	$1,5 \times 10^{-3}$
300	1,52	$1,0 \times 10^{-2}$	$2,4 \times 10^{-2}$	$0,9 \times 10^{-2}$	$2,8 \times 10^{-2}$
200	1,26	$0,9 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-1}$	$0,8 \times 10^{-1}$	$2,4 \times 10^{-1}$
100	0,74	1,8	8,3	1,9	9,6

TABLEAU 3.2 – Correspondance entre le facteur de mérite le M et la proportion d'événements mals classés, pour différentes valeurs de charge totale Q_{tot} étalonnée en keVee. Les valeurs sont données pour les deux meilleurs méthodes de discrimination $n\text{-}\gamma$: la comparaison de charges et la méthode de Gatti et De Martini.

Les rapports présentés au tableau 3.2 sont à considérer localement, c'est à dire pour une valeur donnée de charge totale. En pratique, il est d'usage d'imposer un seuil en charge totale et d'effectuer la discrimination pour l'ensemble des événements situés au dessus de ce seuil. Afin d'avoir une idée de la contamination en fonction du seuil de discrimination, la fraction de rayons γ identifiés comme étant des neutrons (i_2/i_n) a été déterminée pour différentes valeurs de seuil en charge totale. Les rapports sont donnée à la figure 3.18 à la fois pour la comparaison de charge et pour la méthode de Gatti et De Martini. On constate de la même manière que précédemment que la méthode de Gatti et De Martini permet de diminuer le pourcentage d'événements mal classés quelque soit le seuil imposé.

3.5 Discrimination avec signaux filtrés et test de l'analyse en ligne

Nous pouvons remarquer sur les figures 3.11 et 3.12 que des oscillations sont visibles dans la partie lente des signaux moyens, ceci malgré le fait qu'un grand nombre de signaux ait été utilisé pour les construire. S'il s'agissait de fluctuations statistiques sur le nombre de photoélectrons à un instant donné du signal, celles-ci auraient disparu en moyennant

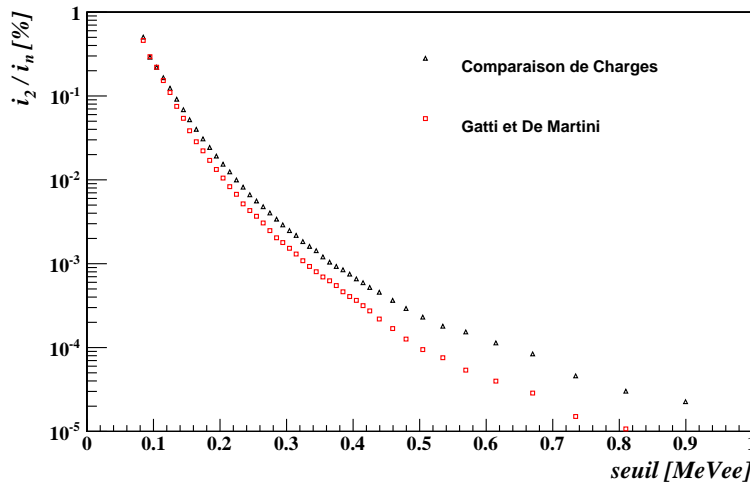


FIGURE 3.18 – Proportion d'événements mal classés dans la branche neutrons (i_2/i_n) pour l'ensemble des événements situés au dessus du seuil en lumière. Les proportions sont données pour les deux meilleurs méthodes de discrimination $n-\gamma$: la comparaison de charges et la méthode de Gatti et De Martini.

un grand nombre de signaux bruts. Les fluctuations constatées, de période 4 échantillons, sont donc en phase avec l'instant de déclenchement de l'électronique. Leur présence a été confirmée quels que soient le scintillateur et le photomultiplicateur.

Nous avons vérifié la présence ou non de ces oscillations aux différents étages de FASTER : les oscillations sont présentes sur les signaux moyens avant tout traitement du signal, donc dès la sortie du numériseur. Nous sommes donc en mesure de penser qu'elles sont générées au niveau du numériseur, sans toutefois connaître leur origine exacte. Ce genre d'oscillation a déjà été observé avec des systèmes d'acquisition numérique. Nous pouvons ici citer les travaux de Kornilov *et al.* [Kor03], basés sur un numériseur 8 bits à 1 GHz échantillonnant les signaux générés par un cristal organique, mais aussi ceux de Ramos [RD12] avec un numériseur 16 bits à 100 MHz pour des signaux de CsI(Tl).

Le système d'acquisition FASTER permet d'appliquer ou non un filtre passe-bas sur le signal au niveau du trigger et du QDC. L'ensemble des résultats présentés jusqu'à présent ont été obtenus à partir de signaux numérisés en n'appliquant aucun filtre passe-bas. Une acquisition a donc été réalisée avec le module EDEN polarisé à une tension de -1400 V, donc dans des conditions similaires aux mesures effectuées au paragraphe 3.3.2, mais cette fois en appliquant un filtre passe-bas de constante de temps $\tau = 13$ ns, afin de répondre aux questions suivantes :

- le changement de forme temporelle du signal dû à l'application d'un filtre passe-bas nuit-il à la discrimination $n-\gamma$?
- ou au contraire, permet-il de l'améliorer en supprimant les oscillations observées sur les signaux moyens ?
- Jusqu'à présent, l'analyse de la discrimination a été réalisée à partir de signaux numérisés correspondant à ceux se situant à l'entrée du module QDC de FASTER ; observe-t-on des conclusions similaires en utilisant directement le mode QDC de

FASTER comme en véritable condition d'expériences ?

3.5.1 Discrimination avec les signaux numérisés

Le principe d'un filtre passe-bas est d'atténuer les fréquences supérieures à sa fréquence de coupure, et donc de conserver uniquement les basses fréquences. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.19, l'application d'un filtre passe-bas modifie la forme temporelle du signal, dont les temps de montée et de décroissance deviennent plus grands. De plus, si l'on regarde une portion dans laquelle l'intensité du signal est réduite, on remarque que les oscillations disparaissent avec l'application du filtre passe-bas. Les caractéristiques

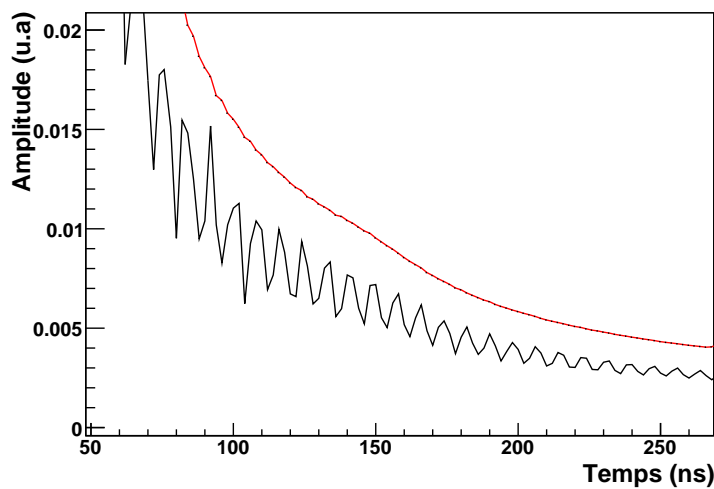


FIGURE 3.19 – *Portion restreinte dans la partie lente des signaux moyens normalisés en amplitude, avec et sans filtre passe-bas. Les amplitudes maximales des deux signaux ont été positionnées sur le même échantillon, c'est à dire celui correspondant à 20 ns.*

temporelles du signal filtré étant différentes, il a donc été nécessaire de vérifier à nouveau les portes d'intégration afin d'avoir la meilleure discrimination possible avec la méthode de comparaison de charges (la variable de discrimination est le rapport $D = Q_{lent}/Q_1$). Il a été constaté qu'avec un filtre passe-bas les réglages étaient identiques à ceux utilisés avec des signaux EDEN numérisés non filtrés. Ainsi trois charges sont utilisées :

- la charge totale Q_{tot} , intégrée sur la totalité du signal, qui permet l'étalonnage en charge.
- la charge Q_1 débute 4 ns avant l'amplitude maximale, et se termine à la fin du signal, optimisée à 600 ns ;
- la charge Q_{lent} débute 18 ns après l'amplitude maximale, et finit à la fin du signal ;

Les facteurs de mérite obtenus avec ceux mesurés sur des signaux non filtrés sont légèrement plus élevés pour une discrimination basée sur des signaux filtrés, néanmoins l'amélioration n'est pas significative c'est pourquoi nous pouvons conclure sur le fait que les oscillations ne dégradent pas l'information contenue dans la partie lente du signal pour la discrimination (voir figure 3.20).

3.5.2 Discrimination avec la fonction QDC de FASTER

Une comparaison similaire a été entreprise en utilisant cette fois-ci les charges calculées par la fonction QDC et donc directement fournies par FASTER. Pour cela, le même détecteur EDEN à la tension de -1400 V a été utilisé et le signal a été intégré selon des portes identiques à celles obtenues dans la partie précédente. En tenant compte des barres d'incertitude sur le facteur de mérite, nous pouvons affirmer que l'utilisation ou non d'un filtre passe-bas donne des résultats similaires (voir figure 3.20).

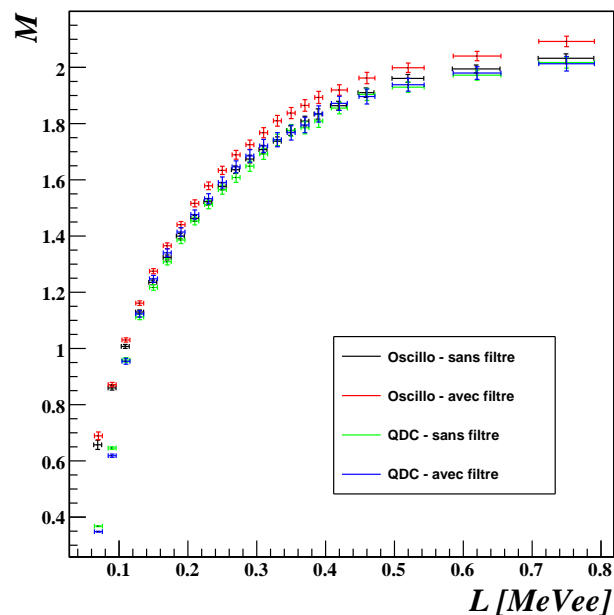


FIGURE 3.20 – Facteurs de mérite avec et sans filtre passe-bas pour les modes QDC et hors ligne. La discrimination $n\text{-}\gamma$ a été effectuée par comparaison de charges optimisées.

3.5.3 Comparaison analyses en ligne et hors ligne

En expérience on ne sauvegardera pas l'ensemble des échantillons mais seulement les charges calculées par le module QDC. Jusqu'à présent nous avons étudié la discrimination $n\text{-}\gamma$ en utilisant directement les signaux numérisés par FASTER. Il a été nécessaire de vérifier que la qualité de la séparation est la même en utilisant directement les charges calculées par la fonction QDC de FASTER avec des portes identiques à celles optimisées avec les trames oscillos. Comme le montre la figure 3.20, il semble que les deux méthodes donnent des résultats globalement similaires. Néanmoins la qualité de la discrimination se dégrade plus rapidement aux basses charges avec le mode QDC.

Nous supposons que cela est dû à des fluctuations de l'instant de déclenchement. Avec les signaux numérisés, nous avons fait en sorte qu'ils aient la même référence temporelle en les alignant sur leur amplitude maximale. En revanche, l'intégration du signal avec la fonction QDC de FASTER se fait sur une gamme en temps définie par l'utilisateur

et l'origine (instant zéro) correspond à l'instant de déclenchement du CFD. Nous avons vu à la section que trois points sur le front descendant du signal bipolaire du CFD sont nécessaires pour déterminer l'instant de passage par zéro. Avec des signaux de faible charge, les fluctuations sur l'instant d'arrivée des photoélectrons sont élevées, entraînant de grandes fluctuations sur l'instant de déclenchement de FASTER. L'intégration se fait alors sur des portes qui fluctuent de la même manière que l'instant de déclenchement, et dans ce cas les portes effectives d'intégration ne sont plus optimales.

3.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés au couplage des détecteurs avec l'électronique numérique FASTER, et à l'exploration de la discrimination $n\text{-}\gamma$ avec un détecteur existant du type envisagé (EDEN). Nous avons voulu tester si un tel couplage apportait une solution pour améliorer la détection des neutrons de plus basse énergie, où la discrimination est limitée par le nombre de photons détectés.

- L'utilisation d'un module numérique QDC-TDC de FASTER (numériseur 500 MHz et 12 bits) a montré une amélioration de la qualité de la discrimination $n\text{-}\gamma$ par rapport à celle obtenue avec l'électronique analogique de type VME. La comparaison a été effectuée avec un module EDEN polarisé à une même tension et une source de neutrons AmBe. La méthode de discrimination classique de comparaison de charges a été optimisée pour les deux types d'électroniques : choix de la variable de discrimination, choix du répartiteur de tension (pour le VME seulement), et ajustement des portes d'intégration des charges totale et lente. L'électronique numérique donne une meilleure séparation à toute les énergies. Elle permet d'abaisser de 30% l'énergie correspondant à une séparation $M = 1$. L'amélioration avec l'électronique numérique est probablement due au suivi et à la soustraction de la ligne de base et à l'absence de répartiteur qui permet de ne pas réduire le rapport signal sur bruit à l'entrée de l'électronique.
- L'échantillonnage du signal avec l'électronique numérique permet d'envisager d'autres méthodes de discrimination que la comparaison de charges, c'est pourquoi nous avons entrepris une comparaison systématique de différentes méthodes proposées dans la littérature. Le but de cette étude a été en particulier de tester et d'optimiser la discrimination à basse énergie. Les méthodes suivantes ont été testées : comparaison des charges totale et lente, corrélation avec le signal neutron moyen, ajustement avec un signal moyen, temps de montée du signal intégré, et filtre de Gatti et de Martini, qui en principe est la méthode optimale. La méthode de Gatti et de Martini présente de meilleurs résultats quelle que soit l'énergie. La comparaison de charge, donne quant à elle une très bonne discrimination : il s'agit de la deuxième méthode concernant qualité de la discrimination. Par rapport à la comparaison de charges, la méthode de Gatti et de Martini permet d'abaisser de 30% l'énergie correspondant à une séparation donnée. La fonction QDC nécessaire à la comparaison de charges étant déjà implémentée dans FASTER, cette méthode sera donc utilisée à court et moyen terme. À basse énergie, toutes les méthodes donnent des performances similaires car le faible nombre de photoélectrons détectés consti-

tue la limitation principale.

- Nous avons montré pour les variables de discriminations basées sur une intégrale du signal que la séparation est meilleure si l'on divise cette intégrale par la charge totale. Cela semble provenir des corrélations introduites par les échantillons présents à la fois au numérateur et au dénominateur et donc des corrélations entre l'intégrale utile à la discrimination et la charge totale.
- Nos tests avec l'électronique numérique ont permis de mettre en évidence la présence d'oscillations dans la partie lente des signaux avant tout traitement du signal, donc dès la sortie du numériseur. En comparant la discrimination obtenue avec ou sans filtrage, nous avons pu constater que ces oscillations ne dégradent pas l'information utile à la discrimination contenue dans la partie lente du signal.
- Durant une expérience nous ne sauvegarderons pas l'ensemble des échantillons mais seulement les charges calculées en ligne par le module QDC de FASTER. Nous avons donc été amenés à vérifier les performances de discrimination $n\text{-}\gamma$ obtenue par analyse en ligne. Nous avons montré que les deux analyses donnent des résultats très proches. Néanmoins la qualité de la discrimination semble se dégrader plus rapidement aux basses charges avec le mode QDC. Ceci pourrait provenir d'une prise de temps différente entre les deux analyses.

Chapitre 4

Étude comparative de différents scintillateurs organiques

Afin d'accroître les performances obtenues avec des modules de scintillateur liquide tels que MONSTER ou EDEN, nous avons envisagé la possibilité d'utiliser d'autres matériaux que les liquides conventionnels (NE213 et BC501A). Nous avons cherché des matériaux présentant un meilleur rendement en lumière, une discrimination n - γ plus performante, permettant d'obtenir un seuil plus bas et potentiellement une efficacité intrinsèque plus élevée. Un tel matériau apporterait entre autres une solution pour la détection des neutrons de plus basse énergie ($E_n < 1$ MeV) où la discrimination est limitée par le nombre de photons détectés. Nous avons donc étudié dans ce chapitre sept scintillateurs de nature différente afin de comparer leurs performances en terme de quantité de lumière et de discrimination n - γ .

Parmi les solutions pour remplacer les liquides, il existe des cristaux organiques mais leur taille est réduite (il est difficile de faire croître des cristaux de plus de 10 cm). Les cristaux organiques sont néanmoins connus pour émettre plus de lumière que les liquides. Nous avons été amenés à explorer la réponse des monocristaux commercialisés de stilbène et de paraterphényle et de comparer leur réponse au BC501A et au NE213.

Les scintillateurs plastiques font depuis plusieurs années l'objet d'études pour permettre la synthèse de matériaux discriminant les neutrons des rayonnements γ . Dès les années 1960, un scintillateur plastique permettant la discrimination n - γ (P77) a été synthétisé [Bro60], mais il s'est avéré instable dans le temps. Plus récemment d'autres scintillateurs plastiques permettant la discrimination n - γ ont été développés [Zai12]. Nous avons souhaité caractériser deux de ces nouveaux plastiques discriminants : le EJ-399 et un échantillon plastique en cours de développement au CEA-LCAE.

Certaines collaborations ont choisi d'utiliser le BC537 comme scintillateur pour leur nouvel équipement (par exemple DESCANT à TRIUMF [Bil13]). Il s'agit d'un scintillateur liquide dans lequel les atomes d'hydrogène ont été remplacés par du deutérium. Permettant la discrimination n - γ , nous avons inclus ce scintillateur à notre étude.

4.1 Scintillateurs étudiés

La quantité de lumière et la qualité de la discrimination varient en fonction des dimensions du scintillateur [Mos94]. Afin de comparer les différents matériaux dans des conditions

similaires, nous avons choisi d'utiliser des scintillateurs de forme identique (cylindres de 5 cm de diamètre sur 5 cm d'épaisseur). Les matériaux suivants ont été étudiés :

- les scintillateurs liquides BC501A et BC537 (scintillateur dont l'hydrogène a été remplacé par du deutérium), fabriqués par la société *Saint-Gobain*. Les cellules se présentent sous la forme d'un conteneur en aluminium avec deux fenêtres de verre borosilicate aux extrémités. Seule une fenêtre a été couplée au photomultiplicateur, l'autre étant fermée par une rondelle de Teflon afin d'assurer la réflexion diffuse des photons vers le scintillateur. Les parois internes des cellules sont recouvertes d'une peinture blanche réfléchissante.
- le scintillateur liquide NE213, contenu dans une cellule en verre avec deux fenêtres et peinture blanche à l'extérieur de la cellule. De la même manière que les cellules de BC501A et BC537, une des deux fenêtres est recouverte par une rondelle de Teflon.
- les monocristaux de stilbène et de paraterphényle, commercialisés par *Cryos-Beta*. Ils sont encapsulés dans un conteneur en aluminium couvert en interne par un film réflecteur. Une seule fenêtre en verre assure le couplage avec un photomultiplicateur. Le cristal de paraterphényle est dit « dopé » car il s'agit d'un système binaire et non d'un cristal simple.
- le scintillateur plastique EJ-299-33, commercialisé par la société *ELJEN Technology*. Il s'agit d'un matériau proche de celui décrit par N. Zaitseva *et al.* [Zai12]. Il se présente sous la forme d'un cylindre entouré d'un film réflecteur, le tout encapsulé dans un conteneur en aluminium. Le contact avec le photomultiplicateur se fait directement avec le plastique.
- un échantillon à caractériser de scintillateur plastique synthétisé par nos collaborateurs du CEA-LCAE. Sa composition est confidentielle et nous le désignerons sous le nom de mhaD84. L'échantillon est un cylindre de plastique recouvert d'une peinture diffuse.

Une description plus complète sur la composition des matériaux peut être trouvée au chapitre 2 dans le tableau 2.2.

4.2 Rendement en lumière

4.2.1 Méthode expérimentale

Les différents scintillateurs ont été couplés à un photomultiplicateur par l'intermédiaire de graisse optique BC630. Pour nous affranchir des différences qui seraient introduites par l'utilisation de photomultiplicateurs différents, un seul photomultiplicateur a été utilisé pour l'ensemble de nos tests. Il s'agit d'un ensemble Hamamatsu H7195 comprenant un photomultiplicateur de 5 cm compatible avec le diamètre des échantillons à tester. L'anode du photomultiplicateur a été connectée à une carte FASTER QDC-TDC. Les signaux ont été numérisés puis stockés afin de permettre ensuite une analyse hors-ligne. Nous avons utilisé une porte de 600 ns permettant le blocage du suivi de la ligne de base après retour en dessous du seuil, et aucun filtre passe-bas n'a été appliqué sur les signaux numérisés.

Il est possible de regarder l'évolution de la quantité de lumière en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur par des électrons. La quantité de lumière produite dans un scintillateur croît de manière linéaire avec l'énergie déposée par l'électron (au-dessus de 150 keV environ). Le rendement en lumière peut être vu comme la pente de la courbe reliant la quantité de lumière en canaux (proportionnelle au nombre de photoélectrons) à

la quantité d'énergie déposée (en MeV).

La tension appliquée au photomultiplicateur a été ajustée à -1650 V de sorte à couvrir avec FASTER une gamme allant de 0 à environ 700 keVee avec le scintillateur émettant le plus de lumière à une énergie et une tension données, c'est à dire le cristal de paraterphényle. Nous nous sommes par la suite aperçu que l'application d'un offset ajouté au signal afin d'exploiter toute la dynamique de FASTER ne fonctionnait pas avec la carte utilisée. L'acquisition a été réalisée en n'exploitant que la moitié de la gamme d'entrée de FASTER. La tension appliquée permet en fait d'utiliser une dynamique d'environ 1400 keVee avec le paraterphényle sur les 2,4 V d'entrée de FASTER. L'estimation de l'énergie maximale des neutrons que l'on peut détecter à cette tension a été réalisée à partir d'une relation issue de la littérature [Mat12].

L'étalonnage a été réalisé dans la gamme allant de 0 à 700 keVee avec les seuls rayons γ disponibles à des énergies supérieures à 100 keV, régime dans lequel la réponse du scintillateur est linéaire : le premier rayon γ du ^{22}Na à 511 keV et celui du ^{137}Cs à 662 keV ont été utilisés.

Les différents scintillateurs utilisés n'ont pas les mêmes caractéristiques temporelles. Il a donc fallu choisir une durée sur laquelle intégrer la charge totale. Nous avons regardé l'évolution de la charge totale en canaux du front Compton des rayons γ du ^{137}Cs à 662 keV en augmentant la durée de la porte d'intégration par pas de 50 ns. Nous avons ensuite choisi de régler la durée de la porte totale de sorte à obtenir au moins 99% de la lumière totale obtenue par intégration du signal. Nous avons fixé la durée de la porte totale d'intégration à 300 ns pour les scintillateurs liquides. Pour les cristaux et les plastiques qui ont une réponse plus lente que les liquides, elle a été choisie à 400 et 450 ns respectivement.

Type	Scintillateur	Q_{tot} (ns)	fraction Compton (%)	σ/\sqrt{L} (%)
cristaux	Stilbène	400	80	3
	<i>p</i> -Terphényle	400	80	4
plastiques	EJ299-33	450	80	5
	mhaD84	450	80	6
liquides	NE213	300	75	3
	BC501A	300	75	9
	BC537	300	75	9

TABLEAU 4.1 – *Caractéristiques retenues pour l'étalonnage en charge : durée de la porte totale d'intégration, fraction de la hauteur du front Compton et résolution introduite dans la simulation pour reproduire les spectres expérimentaux.*

Afin de déterminer quelle position du front Compton on doit associer à l'énergie de rétrodiffusion par effet Compton, une simulation a été réalisée avec le code GEANT4 (voir procédure au chapitre 2). Il a été constaté qu'il fallait prendre une fraction de la hauteur du front compton plus élevée avec les cristaux ou les plastiques qu'avec les scintillateurs liquides (80% contre 75%). Ceci peut s'expliquer par une densité plus élevée des scintillateurs solides qui fait augmenter la probabilité d'effets Compton multiples. Les fractions obtenues sont plus faibles que celles déterminées pour les modules EDEN ou MONSTER (90%). La raison est que nous sommes ici confrontés à des volumes plus petits de scintillateur,

réduisant ainsi la probabilité d'effets Compton multiples.

4.2.2 Résultats

Le rendement en lumière a été déterminé comme étant la pente de la courbe reliant la charge totale du signal en canaux (proportionnelle au nombre de photoélectrons) à la quantité d'énergie déposée en MeV, c'est-à-dire la pente de la courbe d'étalonnage. Les résultats sont consignés dans le tableau 4.2.

Type	Scintillateur	Rendement en lumière (% BC501A)
cristaux	Stilbène	190 ± 2
	<i>p</i> -Terphényle	220 ± 2
plastiques	EJ299-33	131 ± 2
	mhaD84	58 ± 2
liquides	NE213	102 ± 2
	BC501A	100 ± 2
	BC537	79 ± 2

TABLEAU 4.2 – Rendements en lumière de différents scintillateurs normalisés au BC501A.

Il est intéressant de constater que deux scintillateurs similaires, le BC501A et le NE213, donnent des réponses en lumière identiques. Le faible écart s'explique par une collection de lumière différente.

Le scintillateur qui émet le moins de lumière parmi les matériaux testés est l'échantillon synthétisé par nos collaborateurs du CEA. L'autre plastique est beaucoup plus performant : la quantité de lumière est 30% supérieure à celle mesurée avec les liquides, alors qu'elle est décrite comme étant inférieure d'après les données des constructeurs (tableau 2.2).

Les scintillateurs produisant le plus de lumière sont les cristaux. Ils produisent environ deux fois plus de lumière que les scintillateurs liquides de référence. Si l'on compare aux données fournies par le fabricant (tableau 2.2), le stilbène est censé émettre beaucoup moins de lumière que le paraterphényle, contrairement à la proportion observée lors de ces tests.

Il faut toutefois nuancer nos résultats sur plusieurs aspects. Premièrement, l'efficacité quantique maximale du photomultiplicateur est située vers 390 nm tandis que la longueur d'onde la plus probable d'émission varie de 390 nm pour de cristal de stilbène à 425 nm pour les scintillateurs liquides (voir tableau 2.2 au chapitre 2). La réponse du photomultiplicateur ne va donc pas être identique pour l'ensemble des scintillateurs. En toute rigueur il faudrait corriger les résultats obtenus pour tenir compte de l'efficacité quantique de la photocathode.

De plus, la collection de lumière n'est pas strictement identique d'un scintillateur à l'autre. Malgré le fait que les scintillateurs soient de dimensions similaires, le conditionnement et la nature du réflecteur différent. Néanmoins dans le cas des deux scintillateurs liquides, le BC501A et le NE213 donnent des résultats cohérents. La prise en compte de cette correction sur la collection de lumière n'affecterait donc pas les conclusions concernant la hiérarchie des scintillateurs en terme de rendement lumineux.

4.3 Discrimination n - γ

4.3.1 Méthode expérimentale

Nous avons souhaité comparer la qualité de la discrimination n - γ pour les différents matériaux. Il a été vu au chapitre 3 que les performances de discrimination dépendent de la tension appliquée sur le photomultiplicateur. Deux possibilités de comparaison des matériaux se sont présentées :

- comparaison avec une tension constante. Cette tension correspond aux 1650 V des mesures précédentes au sujet du rendement en lumière.
- comparaison avec une tension ajustée de sorte à détecter une gamme en énergie des neutrons similaire, afin d'être plus proche des conditions véritables d'utilisation pour une expérience β - n . La référence est donnée par le scintillateur émettant le plus de lumière : le cristal de paraterphényle avec lequel on utilise une dynamique d'environ 1400 keVee sur les 2,4 V d'entrée de FASTER. Pour les autres scintillateurs, nous avons supposé que leur réponse aux protons étaient proches. La haute tension a donc été réglée pour obtenir exactement la même dynamique en énergie déposée par un électron que dans le paraterphényle, c'est à dire 1400 keVee. On couvre dans ce cas une gamme en énergie des neutrons proche de 4 MeV. Une estimation de l'énergie maximale a été réalisée à partir des relations trouvées dans la littérature [Bil13, Cec79, Han02, Mat12, Nyi13] et les valeurs sont consignées dans le tableau 4.3. Ces valeurs doivent être considérées avec précaution car la réponse des scintillateurs a dans certains cas été ajustée sur un nombre de points limité dans notre gamme en énergie. Ces valeurs nous renseignent néanmoins sur l'ordre de grandeur de l'énergie maximale des neutrons pouvant être détectés.

L'étalonnage a été réalisé de manière identique à celui utilisé pour les mesures de rendement en lumière.

La discrimination n - γ a été réalisée par la méthode de comparaison de charges (décrite aux chapitres 2 et 3), directement sur les signaux échantillonnés par FASTER. La variable de discrimination est le rapport de deux charges $D = Q_2/Q_1$. Les portes temporelles d'intégration des deux charges Q_1 et Q_2 ont été optimisées à basse énergie pour chacun des matériaux suivant la procédure décrite au paragraphe 3.2. Les bornes optimisées sont tabulées dans le tableau 4.5. Les réglages montrent des résultats similaires à ceux obtenus au chapitre 3 : la borne maximale des deux portes correspond au maximum de durée intégrable avec arrêt du suivi de la ligne de base, c'est à dire 600 ns, et il est préférable que la porte Q_1 débute quelques ns avant l'amplitude maximale et non au début du signal (situé environ 20 ns avant l'amplitude maximale). Pour les scintillateurs plastiques, l'effet de l'ajustement pour Q_1 est négligeable.

Mode	Scintillateur	Tension (V)	L_{max} (MeVee)	$E_{n,max}$ (MeV)	Réf.
haute tension identique	Stilbène	-1650	2,0	5,8	[Han02]
	<i>p</i> -Terphényle	-1650	1,4	3,3	[Mat12]
	EJ299-33	-1650	2,7	8,5	[Nyi13]
	mhaD84	-1650	8,6	—	—
	NE213	-1650	2,9	6,0	[Cec79]
	BC501A	-1650	3,1	6,3	[Cec79]
	BC537	-1650	2,9	8,2	[Bil13]
gamme neutron similaire	Stilbène	-1715	1,5	4,7	[Han02]
	<i>p</i> -Terphényle	-1650	1,4	3,3	[Mat12]
	EJ299-33	-1780	1,4	3,9	[Nyi13]
	mhaD84	-2035	1,2	—	—
	NE213	-1795	1,4	3,6	[Cec79]
	BC501A	-1810	1,3	3,3	[Cec79]
	BC537	-1810	1,3	4,8	[Bil13]

TABLEAU 4.3 – Haute tension et gamme associée en énergie des neutrons pour les deux mesures effectuées : tensions identiques et gammes en énergie similaires.

Type	Scintillateur	Q_2		Q_1	
		début (ns)	fin (ns)	début (ns)	fin (ns)
cristaux	Stilbène	+20	+580	-4	+580
	<i>p</i> -Terphényle	+16	+580	-4	+580
plastiques	EJ299-33	+32	+580	-20	+580
	mhaD84	+54	+580	-20	+580
liquides	NE213	+16	+580	-2	+580
	BC501A	+14	+580	-4	+580
	BC537	+12	+580	-2	+580

TABLEAU 4.4 – Portes d'intégration optimisées pour les différents scintillateurs. Les bornes sont données par rapport à l'amplitude maximale.

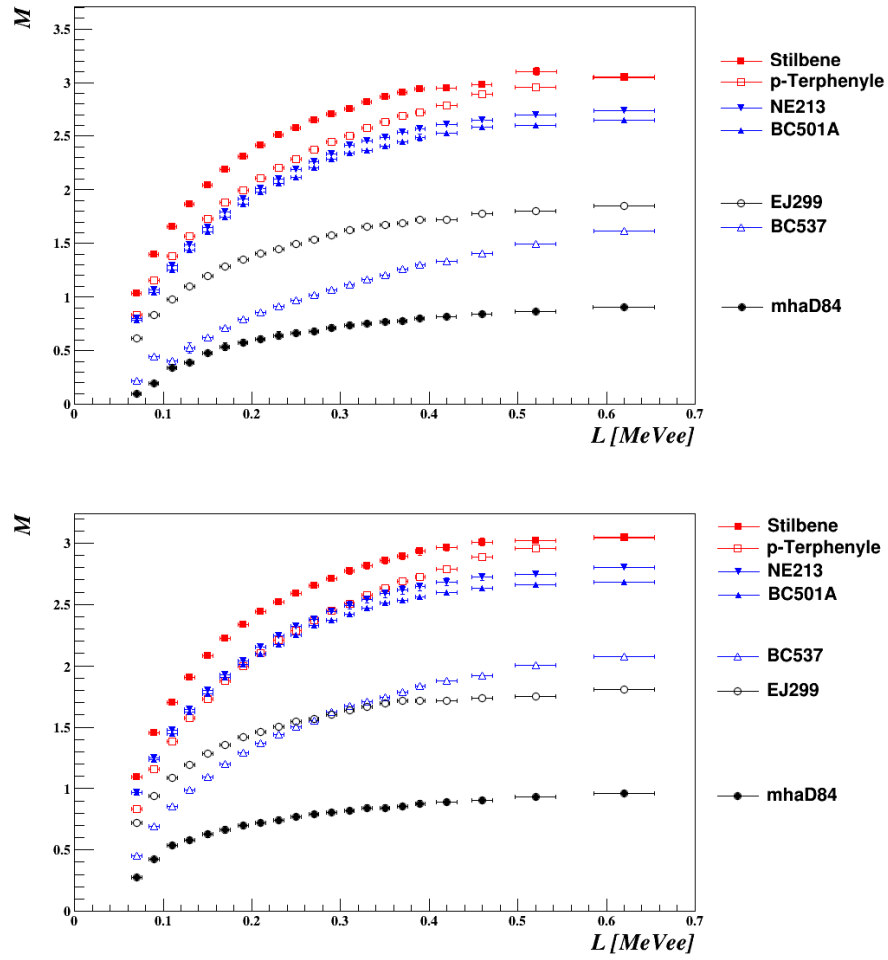


FIGURE 4.1 – Facteurs de mérite obtenus pour les différents matériaux. En haut : discrimination $n\text{-}\gamma$ pour des tensions identiques appliquées sur le photomultiplicateur. En bas : discrimination $n\text{-}\gamma$ pour des tensions ajustées pour avoir une gamme similaire en énergie des neutrons.

Type	Scintillateur	Particule	$D = Q_{lente}/Q_{tot}$ (%)	$\Delta = D_n - D_\gamma$ (%)
cristaux	Stilbène	n	47	30
		γ	17	
	p -Terphényle	n	37	23
		γ	14	
plastique	EJ299	n	44	22
		γ	22	
	mhaD84	n	35	19
		γ	16	
liquide	NE213	n	43	31
		γ	12	
	BC501A	n	42	31
		γ	11	
	BC537	n	26	16
		γ	10	

TABLEAU 4.5 – Rapport de la charge lente sur la charge totale du signal pour les différents scintillateurs à 200 keVee. Les rapports ont été calculés sur les signaux moyens de la figures 4.2

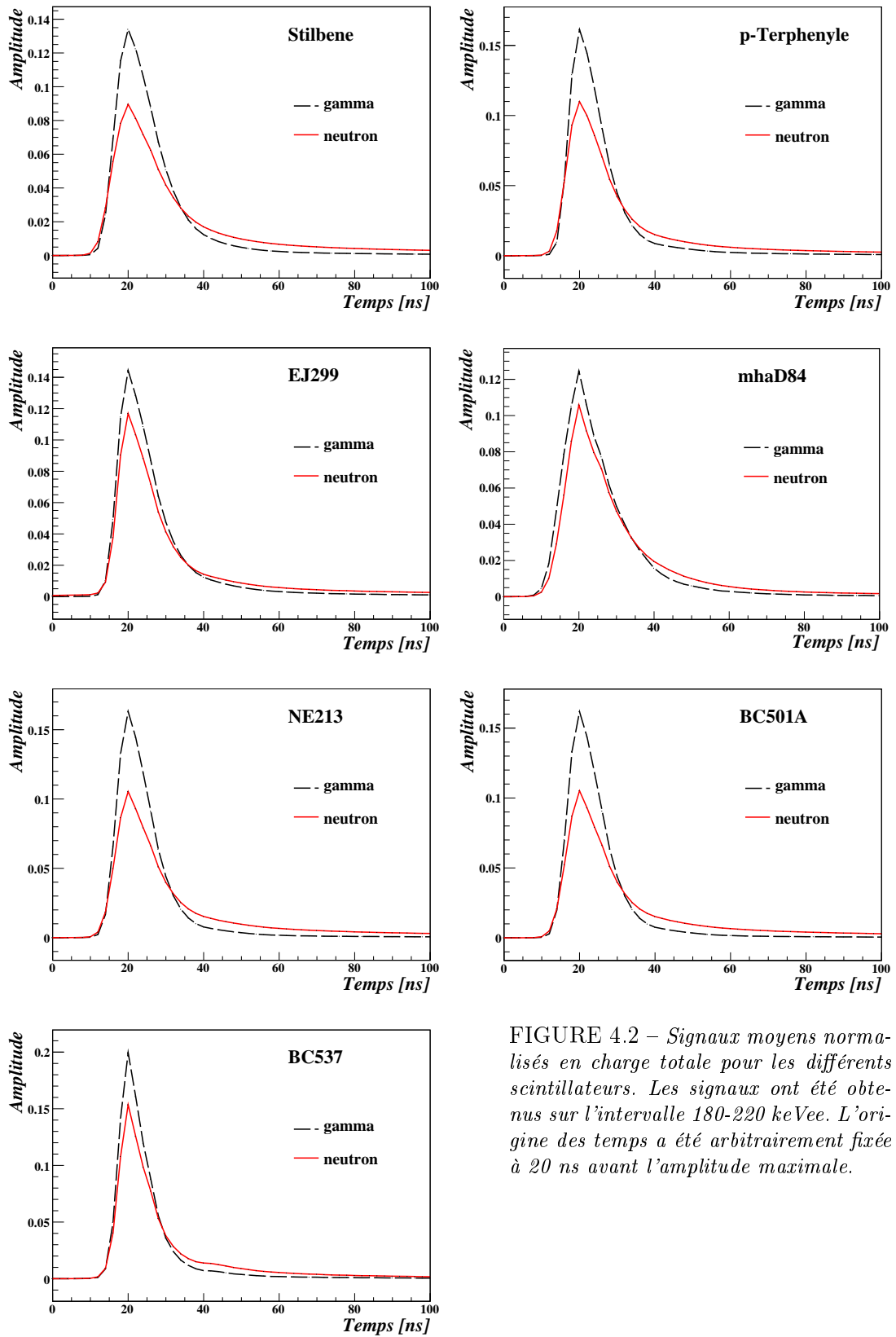


FIGURE 4.2 – Signaux moyens normalisés en charge totale pour les différents scintillateurs. Les signaux ont été obtenus sur l'intervalle 180-220 keVee. L'origine des temps a été arbitrairement fixée à 20 ns avant l'amplitude maximale.

4.3.2 Résultats

La qualité de la séparation a été estimée en calculant le facteur de mérite M (voir définition au paragraphe 3.2). Nous avons représenté à la figure 4.1 la qualité de la séparation entre les neutrons et les rayons γ , en fonction de la quantité de lumière L étalonnée en MeVee, pour une même tension sur le photomultiplicateur (en haut) et pour une dynamique similaire pour tous les échantillons (en bas). Les matériaux les plus performants en terme de discrimination n - γ sont les cristaux. Le stilbène présente toutefois une meilleure séparation à basse énergie avec un facteur de mérite $M = 1$ correspondant à une énergie de 65 ± 5 keVee, pour une dynamique d'environ 1400 keVee sur les 2,4 V d'entrée de FASTER. Dans les mêmes conditions avec les scintillateurs liquides, pour le NE213 par exemple, une séparation identique est obtenue pour 70 ± 5 keVee ($E_n = 520 \pm 30$ keV), ce qui est tout à fait respectable. Cette valeur est à comparer avec celle obtenue au chapitre 3 avec un module EDEN réglé pour détecter une dynamique similaire en énergie des neutrons : le facteur de mérite $M = 1$ correspond à une énergie de 130 ± 5 keVee. Il apparaît donc que la qualité de la discrimination est meilleure avec des petits volumes de scintillateur avec lesquels la collection de lumière est plus favorable. En effet, le photomultiplicateur a le même diamètre que le scintillateur, et ainsi un photon peut parvenir sur la photocathode après un nombre de réflexions sur les parois plus faible (et donc avec une probabilité d'être absorbé plus faible) que pour une cellule de grand diamètre couplée au photomultiplicateur via un guide de lumière. On constate par ailleurs que, dans le cas d'une dynamique en énergie similaire, les liquides NE213 et BC501A donnent une discrimination à basse énergie comparable à celle du paraterphényle et ce malgré un rendement en lumière près de deux fois plus faible. Les deux scintillateurs plastiques et le BC537, sont les matériaux fournissant la moins bonne discrimination. Nous avons vu plus haut qu'ils émettent moins de lumière que les autres scintillateurs liquides.

À partir des signaux bruts numérisés par FASTER, nous avons calculé les signaux moyens pour chacune des populations. Un exemple est donné à la figure 4.2 où nous avons moyenné les signaux bruts contenus dans une tranche en charge totale de 40 keVee centrée sur 200 keVee pour les différents scintillateurs. Les signaux moyens y ont été normalisés en charge et ont été obtenus avec une même tension appliquée sur le photomultiplicateur (-1650 V). Si on compare ces signaux moyens aux valeurs de facteur de mérite, on peut constater en toute logique que les scintillateurs présentant la moins bonne séparation entre les neutrons et rayons γ sont ceux dont les signaux des deux populations sont proches : il s'agit des deux scintillateurs plastiques EJ-299 et mhaD84, ainsi que le scintillateur liquide BC537. Pour les cristaux et les liquides, on ne constate pas d'écarts notables entre les différences de forme des signaux neutrons et γ .

Les rapports Q_{lent}/Q_{tot} ont été calculés à 200 keVee sur les signaux moyens des neutrons et des rayons γ . Leurs valeurs sont répertoriées au tableau 4.5, de même que la différence Δ entre les rapports neutrons et γ . Q_{lent} correspond la charge lente optimisée décrite auparavant comme étant Q_2 ; Q_{tot} est la véritable charge totale incluant l'intégralité du signal et commençant 20 ns avant l'amplitude maximale. Pour des scintillateurs dont les différences entre les signaux neutrons et rayons γ sont similaires, et donc de rapports Q_{lent}/Q_{tot} similaires, on peut tout de même avoir des différences notables sur la qualité de discrimination. C'est le cas pour les liquides conventionnels (NE213 ou BC501A) en

comparaison avec les cristaux. Pour les liquides NE213 et BC501A, on a $\Delta = 31\%$, ce qui est similaire au stilbène avec $\Delta = 30\%$. Pourtant la discrimination est meilleure pour le cristal de stilbène. La différence sur la qualité de discrimination est sans doute due au fait que le stilbène produit plus de lumière que les scintillateurs liquides. Les conclusions sont les mêmes si on compare les deux plastiques qui ont des différences Δ similaires (22% pour le EJ-299 et 19% pour le mhaD84). La discrimination est meilleure avec l'EJ-299 car il émet deux fois plus de lumière que le mhaD84. Le paraterphényle présente un Δ inférieur à celui des liquides BC501A et NE213 (23% contre 31%). C'est probablement ce qui permet d'expliquer que sa discrimination ne soit pas significativement supérieure à celle des liquides, malgré un rendement en lumière deux fois plus élevé.

4.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons entrepris une comparaison systématique des performances en terme de rendement en lumière et de discrimination n - γ de plusieurs matériaux organiques. Il a été montré que les scintillateurs les plus performants en terme de discrimination n - γ sont les cristaux organiques. Ces derniers sont aussi les matériaux qui émettent le plus de lumière. Le stilbène présente toutefois une meilleure séparation que le paraterphényle à basse énergie avec un facteur de mérite $M = 1$ correspondant à une énergie de 65 ± 5 keVee. Dans les mêmes conditions, les scintillateurs liquides conventionnels (NE213 et BC501A) fournissent une discrimination tout à fait acceptable avec une séparation identique obtenue pour 70 ± 5 keVee.

Dans l'ensemble, nous avons constaté un lien entre qualité de la discrimination et quantité de lumière. Pour qu'un matériau discrimine correctement, il faut certes des formes différentes de signaux induits par les neutrons et les rayons γ , mais aussi beaucoup de photons émis. Le nombre de photons détectés ne représente qu'une fraction de la totalité des photons produits dans le scintillateur à cause des pertes liées à la collection de lumière et à l'efficacité quantique du photomultiplicateur. Si le signal est composé d'un faible nombre de photoélectrons, les fluctuations statistiques sur une portion du signal sont importantes notamment dans la queue de celui-ci, réduisant ainsi la qualité de la discrimination. L'efficacité de collection de la lumière peut être améliorée par des simulations et le choix des matériaux réflecteurs. Mais l'augmentation du nombre de photons détectés ne dépassera jamais quelques dizaines de pourcents. De plus si on compare les cristaux aux liquides, un facteur 2 sur la quantité de lumière n'améliore pas la discrimination de façon significative.

Récemment, des scintillateurs plastiques permettant la discrimination n - γ ont été développés. Pour devenir une alternative réelle aux scintillateurs organiques actuellement utilisés, il leur faudra de meilleures performances en matière de discrimination n - γ . On comprend bien qu'un des enjeux actuels est le développement de nouveaux matériaux qui émettent plus de lumière, mais aussi celui de nouveaux photodétecteurs.

Les cristaux organiques présentent une meilleure qualité de discrimination n - γ que les liquides. Ils apparaissent donc plus intéressants pour la détection des neutrons de plus basses énergies. Ils ont néanmoins le défaut d'avoir une taille limitée rendant difficile la couverture d'un grand angle solide. Une solution pour détecter les neutrons de basse énergie ($E_n < 1$ MeV) consisterait à ajouter à notre dispositif de détection un petit nombre de

cristaux organiques en plus des modules de scintillateur liquide de type MONSTER. À cause leurs petites dimensions, il serait préférable de les placer à une distance plus proche du point d'émission des neutrons pour une meilleure couverture de l'angle solide, sans trop affecter la résolution en énergie si on réduit l'épaisseur des scintillateurs, et sachant que le temps de vol des neutrons lents est élevé.

Chapitre 5

Caractérisation des détecteurs : efficacité et diaphonie

Parmi les solutions proposées au chapitre 1 afin de dépasser les limitations en matière de détection des neutrons retardés par décroissance β , nous avons convenu d'utiliser des détecteurs minces, de petit volume, permettant la discrimination entre les neutrons et les γ . Le détecteur envisagé MONSTER est similaire à EDEN (voir paragraphe 1.3.2) et sera couplé à une électronique numérique, FASTER. L'utilisation de ces détecteurs nécessite de connaître précisément l'efficacité de détection dans une gamme en énergie inférieure à 10 MeV.

Lors d'une expérience avec détection de plusieurs neutrons retardés, leur détection en coïncidence sera rendue possible notamment par rejet de la diaphonie. La minimisation de la diaphonie se fait en optimisant le positionnement des modules, tout en testant l'efficacité des filtres de rejet de diaphonie qui se basent sur des critères cinématiques [Mar00]. L'ensemble de ce travail se fait par simulations numériques. Cependant, la probabilité de diaphonie n'a jamais été mesurée à des énergies inférieures à 14 MeV [Cro92]. Une mesure a semblé nécessaire afin de comparer les performances des simulations et des filtres de rejet sur des données expérimentales.

Deux expériences ont donc été réalisées en 2011 et 2012 avec des neutrons monoénergétiques produits par l'accélérateur 4 MV du CEA/DAM Bruyères-le-Châtel. Celles-ci avaient pour objectifs :

- la mesure pour la première fois à basse énergie du taux de diaphonie entre deux modules de scintillateur liquide, pour des neutrons d'énergies comprises entre 1,4 et 5 MeV et à 16 MeV pour une comparaison avec les données existantes, et pour différentes positions relatives entre modules ;
- l'exploration de la réponse des cellules EDEN et MONSTER, notamment l'efficacité intrinsèque des détecteurs pour des énergies inférieures à 1 MeV, gamme en énergie où l'influence du seuil est importante ;
- le test sous conditions expérimentales de la mesure de temps de vol et de coïncidences entre détecteurs avec l'électronique numérique FASTER.

Ce chapitre présente les résultats concernant la caractérisation des détecteurs EDEN et MONSTER. Dans un premier temps nous présenterons le dispositif expérimental (dé-

tecteurs et électronique) tout en nous intéressant à la production du faisceau de neutrons à Bruyères-le-Châtel. Les points importants de l'analyse des données seront ensuite détaillés ; l'accent sera mis sur la mesure du temps de vol et la sélection des événements d'intérêt. Les résultats obtenus à l'issue de cette expérience seront confrontés à des simulations réalisées avec MENATE et GEANT4.

5.1 Présentation des expériences

5.1.1 Principe général

Les objectifs principaux de la caractérisation des détecteurs sont la mesure de l'efficacité intrinsèque et surtout celle de la probabilité de diaphonie à basse énergie. Pour observer la diaphonie entre deux modules A et B , deux détecteurs EDEN ou MONSTER ont été disposés avec un angle relatif θ_{AB} que nous avons fait varier (θ_{AB} voisin de 50, 70 et 90°). Seul un des deux détecteurs voit les neutrons directs, l'autre étant blindé par un bloc de paraffine. L'intérêt de travailler avec des neutrons monoénergétiques se situe à plusieurs niveaux :

- l'énergie des neutrons incidents est connue ;
- les neutrons directs ont un temps de vol bien défini : l'analyse est plus aisée car les distributions en temps de vol sont simplifiées ;
- la simplification des spectres en temps rend l'identification des autres contributions plus facile (structures appartenant à des neutrons diffusés ou à des rayons γ).
- on doit sélectionner les neutrons directs dans une tranche en énergie définie, pour qu'il n'y ait pas de confusion entre les neutrons directs et ceux diffusés, notamment dans le cas où nous cherchons à observer des événements de diaphonie.

Pour identifier clairement l'origine des neutrons détectés, il est nécessaire d'avoir un faisceau pulsé car la mesure de l'énergie du neutron et la sélection des événements de diaphonie se fait par mesure du temps de vol. Une référence en temps est donc nécessaire et doit être corrélée à l'instant de production des neutrons. De plus on doit être certain que les neutrons détectés sont bien issus du même paquet de faisceau.

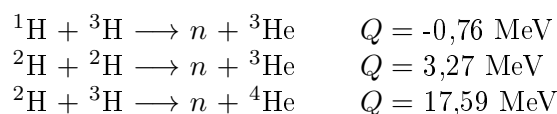
5.1.2 Production de neutrons monoénergétiques

La charge du neutron étant nulle, il n'existe pas d'accélérateur de neutrons. Certaines réactions nucléaires sont des moyens efficaces pour les produire. La réalisation du faisceau de neutrons se fait alors en deux étapes :

- accélération de particules chargées
- réaction nucléaire avec une cible de production

La source de neutrons est qualifiée de « monoénergétique » quand le spectre d'énergie des neutrons consiste en un seul pic de largeur en énergie relativement faible par rapport à l'énergie elle-même. Dans le cas de neutrons produits avec un accélérateur, cette largeur est principalement déterminée par l'épaisseur de la cible.

Aux énergies correspondant à notre gamme d'intérêt, les réactions utilisées sont :



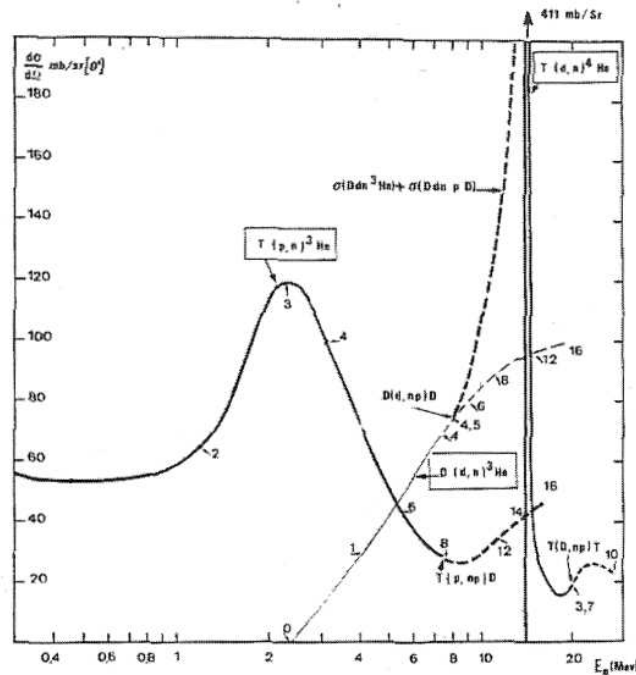
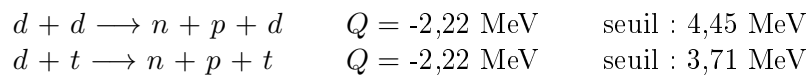
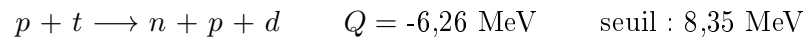


FIGURE 5.1 – Sections efficaces différentielles de production de neutrons monoénergétiques à 0° . Les chiffres pointant sur les courbes sont les énergies du faisceau correspondant à la production d'un neutron d'énergie E_n (en abscisse).

Ces réactions produisent des neutrons monoénergétiques dans une gamme limitée en énergie : les limites basse et haute sont données par les énergies minimale et maximale que peut fournir l'accélérateur. En plus de cette limitation, la production de neutrons monoénergétiques est limitée à haute énergie par l'ouverture de voies de réaction à trois corps produisant des neutrons à des énergies autres que celle souhaitée et génèrent un spectre continu de neutrons. Ainsi dans le cas de deutons incidents, la production de neutrons monoénergétiques est limitée par les réactions de cassure du deuton :



De la même façon, en proton incident, le domaine de production de neutrons monoénergétiques est limité par l'ouverture de la voie de réaction :



Sur l'accélérateur 4 MV de Bruyères-le-Châtel, l'énergie des particules chargées incidentes sera toujours inférieure au seuil de ces trois dernières réactions. Il n'y a toutefois pas seulement la présence de neutrons monoénergétiques produits par la réaction souhaitée dans les spectres en énergie :

- il peut y avoir un fond de neutrons issus d'interactions du faisceau dans l'accélérateur ou la structure de la cible ;
- une réaction dans la cible peut conduire à un nombre supérieur à deux noyaux en voie de sortie, qui conduit à un fond supplémentaire ;

- une réaction peut avoir lieu sur des impuretés de la cible, par exemple carbone ou oxygène. Un exemple sera discuté à la section 5.3.1.4 ;
- les neutrons monoénergétiques peuvent diffuser sur la matière, le béton notamment. Ceci génère un fond continu sur les spectres en énergie mesurée par un détecteur.

année	cible n°	nature	épaisseur (mg/cm ²)	$N_{T/D}/N_{Ti}$
2011	AU-2004-01	TiT	0,608	1,59
	AU-05-01	TiD	0,964	1,76
2012	AU-08-07	TiT	0,956	1,52
	AU-08-05	TiD	0,929	1,55

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques des cibles utilisées en 2011 et 2012

Les réactions utilisées pour la production de neutrons monoénergétiques nécessitent des cibles de deutérium ou de tritium. Ces cibles sont constituées d'un fond d'or sur lequel est déposé du titane, qui est ensuite imprégné de deutérium ou de tritium pour former les composés TiD ou TiT. Les cibles sont produites par la SODERN [Mon00] et sont intégrées à un porte-cible couplé à un refroidisseur. Celui-ci est en cuivre et assure la conduction thermique vers un système de refroidissement prenant la forme d'une double paroi formant une cavité de 1 mm d'épaisseur sur toute la surface de la cible, et remplie d'eau qui circule en permanence. Outre le fait qu'il est préférable de refroidir la cible pour que celle-ci garde ses propriétés d'homogénéité, l'augmentation de la température de la cible engendrerait une diminution du taux d'imprégnation par dégazage du deutérium ou du tritium.

année	réaction	E_{ion} (MeV)	E_n à 0° (MeV)
2011	T(p,n) ³ He	1,37	0,54
		1,56	0,75
		1,76	0,96
		2,07	1,27
		2,37	1,58
		3,30	2,52
	D(d,n) ³ He	1,93	5,17
2012	T(p,n) ³ He	3,00	2,22
	D(d,n) ³ He	1,93	5,17
	T(d,n) ⁴ He	0,70	16,23

TABLEAU 5.2 – Liste des réactions utilisées, énergies des particules incidentes E_{ion} et énergies des neutrons produits à 0° E_n .

5.1.3 Description de l'installation et de l'expérience

5.1.3.1 Compression Mobley

L'accélérateur du CEA de Bruyères-le-Châtel auprès duquel nous avons caractérisé nos détecteurs est un accélérateur électrostatique Van De Graaff [Van33] 4 MV qui fournit un faisceau continu. Entre la source d'ions et le tube accélérateur, un dispositif permet d'obtenir un faisceau pulsé. En mode pulsé, la fréquence des paquets fournis par l'accélérateur 4 MV est de 2,5 MHz (400 ns) et la largeur d'un paquet faisceau est de l'ordre de 10 ns.

Dans la gamme en énergie d'intérêt, les temps de vol pour des neutrons de 1 MeV et 10 MeV sont respectivement d'environ 72 ns/m et 23 ns/m. Il est souhaitable que les paquets de particules envoyés sur la cible ne dépassent pas une durée de quelques nanosecondes de largeur afin d'obtenir une résolution en énergie raisonnable pour la base de vol utilisée (de l'ordre de 3 ou 4 mètres dans notre cas). Notre expérience a donc été réalisée sur une ligne équipée d'un dispositif permettant de compresser le paquet de faisceau.

Le principe général pour compresser la longueur d'un paquet de faisceau est de créer une différence de temps de parcours entre les ions du début et de la fin du paquet. Cet effet peut être obtenu soit par une modification de vitesse au sein même du paquet ¹, soit par des longueurs de parcours différentes comme lors de notre expérience. Le système utilisé sur l'accélérateur 4 MV est basé sur une technique magnétique appelée compression Mobley [Mob52]. Le principe de ce type de compression est illustré à la figure 5.2. Le paquet de faisceau est balayé à l'entrée par une tension radiofréquence (RF). En passant dans l'aimant les différents ions vont garder la même vitesse mais vont être déviés et parcourir des distances différentes. Grâce à la différence de distance, donc de temps de transit, tous les ions du paquet initial arrivent en même temps en sortie du système de compression Mobley. La largeur du faisceau pulsé est ainsi réduite dans le meilleur des cas à 1-2 ns.

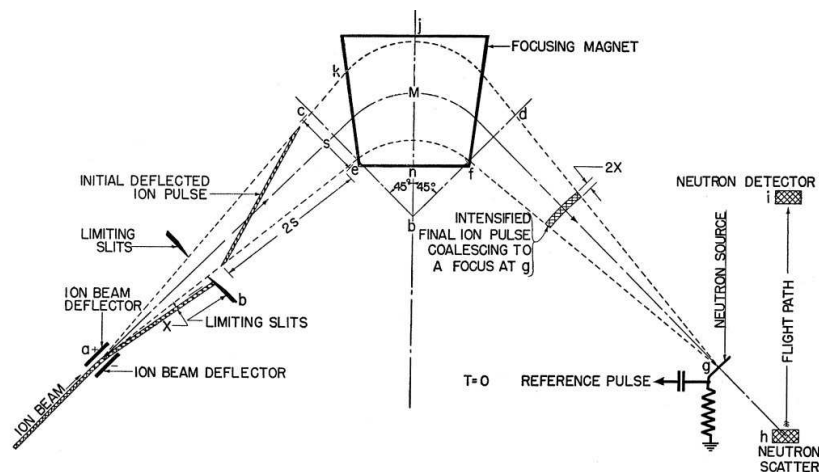


FIGURE 5.2 – Principe de compression magnétique par variation de trajectoire (d'après [Mob52]).

1. Le faisceau traverse une cavité dans laquelle règne un champ radio-fréquence. Le champ électrique variable dans la cavité est dirigé parallèlement à la direction des ions. La fréquence du champ RF est définie de sorte à ralentir la tête du paquet, tandis que la queue est accélérée.

5.1.3.2 Positionnement de détecteurs

Le flux de neutrons incidents sur les détecteurs de neutrons a été déterminé à partir d'un détecteur servant de référence et dont l'efficacité est connue. À Bruyères-le-Châtel, deux détecteurs sont mis à disposition des utilisateurs : un compteur BF_3 et une petite cellule de scintillateur liquide BC501A. La position de nos modules EDEN et MONSTER pour mesurer leur efficacité et la probabilité de diaphonie a été choisie en fonction de l'emplacement des détecteurs BF_3 et BC501A dans le hall expérimental. Nous commencerons donc par décrire ces deux derniers.

Compteur directionnel BF_3

Nous avons utilisé le détecteur BF_3 pour les neutrons obtenus à partir des réactions $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ et $\text{D}(d,n)^3\text{He}$, donc aux énergies inférieures à 5 MeV. En effet, l'efficacité du détecteur BF_3 a été étalonnée par les membres du SPN du CEA/DAM aux énergies allant jusqu'à 7 MeV (au-delà de 2 MeV au moyen d'un détecteur à base de BC501A et en-dessous de 2 MeV avec un couple de verre dopé au lithium [Var12]).

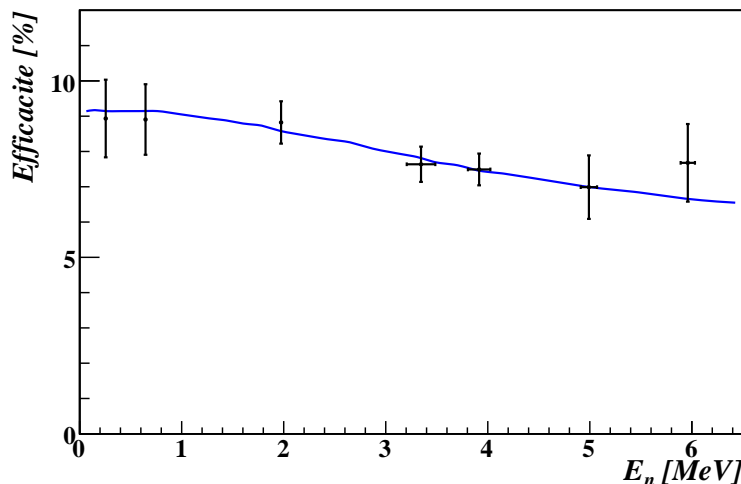


FIGURE 5.3 – Efficacité intrinsèque du détecteur BF_3 en fonction de l'énergie des neutrons. La courbe en bleu résulte d'un ajustement sur les points expérimentaux en noir [Var12].

Le compteur directionnel BF_3 est constitué d'un grand massif rempli d'eau dont le rôle est de servir de blindage pour les détecteurs gazeux à base de trifluorure de bore BF_3 et ainsi les isoler des neutrons provenant d'un autre endroit que la cible. Les neutrons sont collimatés avec un angle solide réduit de sorte que le compteur ne voit que les neutrons émis à 20° . À l'extrémité du tube collimateur, un bloc diffuseur permet d'envoyer les neutrons vers une structure modératrice dans laquelle sont situés les détecteurs gazeux. L'efficacité globale du compteur varie peu avec l'énergie des neutrons et elle est connue à 6% près. Les détecteurs gazeux sont sensibles aux rayonnements γ qui mettent en mouvement un électron. Les neutrons interagissent par la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ mettant en mouvement des particules chargées lourdes ayant un dE/dx plus élevé que les électrons. Contrairement aux

électrons les particules chargées émises en direction du gaz vont toutes s'arrêter dans celui-ci et le dépôt d'énergie des particules chargées se fait essentiellement en fin de parcours. Les signaux induits par des neutrons sont donc plus grands que ceux créés par les rayons γ . La discrimination se fait alors simplement en imposant un seuil en amplitude et cette opération est réalisée par un analyseur monocanal qui génère un signal logique de norme TTL pour chaque neutron détecté. Ce signal logique passe ensuite par un convertisseur TTL-NIM afin d'être envoyé vers une voie QDC-TDC de FASTER. Seul le nombre de déclenchements N_{BF_3} de FASTER causés par les compteurs BF_3 nous intéresse.

Détecteur BC501A

Pour l'énergie la plus élevée utilisée à Bruyères-le-Châtel, c'est-à-dire les neutrons de l'ordre de 16 MeV produits par la réaction $T(d,n)^4He$, le nombre de neutrons incidents est déterminé à partir d'une cellule de BC501A étalonnée au laboratoire PTB par les membres du SPN du CEA/DAM, notamment dans notre gamme en énergie. Cette petite cellule cylindrique de rayon $R_{BC} = 2,54$ cm et de profondeur 5 cm (le volume de scintillateur se situe 3 mm derrière la face d'entrée) a été placée à 20° par rapport à l'axe du faisceau, dans la même direction que le détecteur BF_3 . Lorsque le détecteur BF_3 est utilisé pour mesurer le flux de neutrons, la cellule de BC501A doit être déplacée car elle se situe dans la direction du détecteur BF_3 . La tension appliquée sur le photomultiplicateur a été ajustée à -1500 V pour correspondre à une gamme en énergie neutron allant jusqu'à 20 MeV. Le signal recueilli à la sortie du photomultiplicateur est envoyé vers une voie QDC-TDC de FASTER dont les réglages sont donnés dans le tableau 5.3.

Modules EDEN et MONSTER

Le positionnement des détecteurs EDEN et MONSTER résulte d'un compromis entre les différents points suivants :

- la distance de vol $d_{A/B}$ entre la cible et le détecteur doit permettre d'avoir une bonne résolution en énergie, donc l'idéal est d'avoir une grande distance de vol (voir chapitre 2.4.1). Il en est de même pour la distance d_{AB} entre les 2 modules servant à mesurer le diaphonie afin que les structures en temps appartenant aux neutrons directs et aux neutrons diffusés du détecteur A vers B soient bien distinctes. Il ne faut pas non plus que la distance entre les deux modules soit trop grande car le temps total de parcours des neutrons ayant diffusé de A vers B ne doit pas dépasser 400 ns, durée entre deux paquets de faisceaux. De plus, l'augmentation de la distance entre les deux modules fait diminuer l'angle solide du détecteur B vu par le détecteur A , réduisant ainsi le taux de comptage des événements de diaphonie.
- le détecteur BF_3 est non déplaçable. Il constitue une grosse quantité de matière pouvant faire diffuser les neutrons vers les détecteurs d'intérêt, rendant ainsi les spectres en temps de vol plus compliqués à analyser. Il est donc préférable d'éloigner le plus possible les modules EDEN ou MONSTER du détecteur BF_3 .
- les modules ne doivent pas être placés à trop grand angle par rapport à l'axe faisceau. En effet, le flux de neutrons est moins important lorsque l'angle augmente, à cause de la diminution des sections efficaces différentielles des réactions présentées à la section 5.1.2. De plus, si l'on tient compte de la géométrie de la cible et du porte-cible, un neutron émis à grand angle a une plus grande probabilité d'interagir dans

la matière, notamment dans l'épaisseur de cuivre du refroidisseur.

- la configuration du hall expérimental empêche de placer des détecteurs au-delà de 40° du côté opposé au BF_3 à cause de la présence d'un mur.

		EDEN/MONSTER	BC501A	BF_3	
charge	fonction	début (ns)	fin (ns)	début (ns)	fin (ns)
Q1	total	-20	+230	-10	+400
Q2	lent	+20	+230	–	–
Q3	pseudo-total	-4	+230	–	–
Q4	rapide	-20	+20	–	–
BLR	mode porte	dynamique 232 ns	dynamique 400 ns	dynamique 400 ns	
Trigger CFD	fraction	1/4	1/2	–	
	retard	10 ns	6 ns	–	
	largeur	4 ns	8 ns	–	
Trigger seuil		–	–	5 mV	

TABLEAU 5.3 – Principaux réglages de *FASTER* pour les expériences à Bruyères-le-Châtel. Les instants de début et de fin des différentes portes d'intégration du signal prennent pour origine 0 ns l'instant de l'amplitude maximale du signal.

En tenant compte des critères présentés ci-dessus, nous avons choisi de placer les détecteurs principaux servant à mesurer le taux de diaphonie à 20° par rapport à l'axe du faisceau, mais du côté opposé au BF_3 . Le premier détecteur *A* est situé à environ 3 m de la cible et le second *B* est placé entre 30 et 36° par rapport à l'axe du faisceau selon l'angle relatif θ_{AB} entre les deux détecteurs. Nous avons fait en sorte de prendre trois angles θ_{AB} distincts et proches de 50 , 70 et 90° . Les distances et angles sont répertoriés dans le tableau 5.4.

Pour les runs servant à mesurer la probabilité de diaphonie entre deux modules, un blindage constitué de 60 cm de paraffine a été placé devant le détecteur *B* afin de réduire le nombre de neutrons directs interagissant dans celui-ci. La paraffine est un composé organique ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$, $n = 20$ à 30) qui contient donc des éléments légers efficaces pour ralentir les neutrons : hydrogène et carbone. Une simulation simple a été réalisée avec MCNP [Bri00] pour évaluer l'efficacité de ce blindage. Pour des neutrons de 6 et 16 MeV, le pourcentage de neutrons qui traversent le blindage avec une énergie résiduelle supérieure à 600 keV (donc susceptible d'être détectée par un module EDEN/MONSTER avec un seuil de 100 keVee) est respectivement de 0,006 % et 0,495 %. Le pourcentage est plus faible pour les neutrons dont l'énergie est inférieure.

D'autres modules ont été utilisés dans nos expériences et ont servi seulement à la mesure de leur efficacité. Ils ont été placés à 45° et 60° par rapport à l'axe faisceau, côté BF_3 , à une distance de l'ordre de 3 m. Ainsi nous avons utilisé :

- en 2011, un couple de détecteurs EDEN pour la mesure de la diaphonie et un détecteur MONSTER placé à 45° .
- en 2012, un couple de détecteurs MONSTER pour la mesure de la diaphonie et deux modules EDEN placés à 45° et 60° .

Lors de notre première expérience en 2011, l'ensemble des détecteurs avaient une tension réglée de sorte à couvrir une gamme allant jusqu'à 10 MeV pour les neutrons et ce réglage fut inchangé pendant l'expérience. En revanche, en 2012, nous avons ajusté la tension appliquée au photomultiplicateur pour avoir une dynamique plus adaptée aux neutrons détectés. Pour les neutrons incidents de l'ordre de 2 MeV et 5 MeV, les tensions ont été réglées pour obtenir une gamme en énergie neutron allant jusqu'à 7 MeV ; pour les neutrons incidents d'environ 16 MeV, celle-ci allait jusqu'à 20 MeV. Les détecteurs EDEN et MONSTER ont été couplés à des voies QDC-TDC de FASTER, et l'intégration du signal a été effectuée sur une porte totale de 250 ns (les autres réglages sont tabulés dans le tableau 5.3).

5.2 Mesure du temps de vol

5.2.1 Principe

Nous avons vu au chapitre 2 que l'énergie des neutrons est déterminée par une mesure de temps de vol. Dans notre expérience à Bruyères-le-Châtel, la référence temporelle servant de « start » est donnée par un signal associé au faisceau de projectiles induisant la réaction qui produit les neutrons. Le signal est généré par un capteur capacitif, dit « pick-up », placé dans la ligne de faisceau. Un signal bipolaire rapide est produit à chaque passage d'un paquet de faisceau. Il permet aussi d'avoir une estimation de la largeur à mi-hauteur du paquet de faisceau. Sur la ligne qui utilise la compression Mobley, il y a la possibilité d'exploiter un signal « pick-up » donné à trois positions différentes sur la ligne du faisceau, notamment avant le dispositif de compression et au niveau de la cible (donc après la compression) ; ce dispositif offre alors la possibilité aux opérateurs de régler et de contrôler la compression du faisceau.

Le faisceau étant pulsé à la fréquence de 2,5 MHz, le signal « pick-up » a donc une période T_{pu} de 400 ns. Le temps t_{pu} qui est utilisé pour calculer le temps de vol $t_{n/\gamma}$ est le temps lorsque le signal « pick-up » dépasse le seuil sur le front le plus pentu. Le temps de vol $t_{n/\gamma}$ se calcule par :

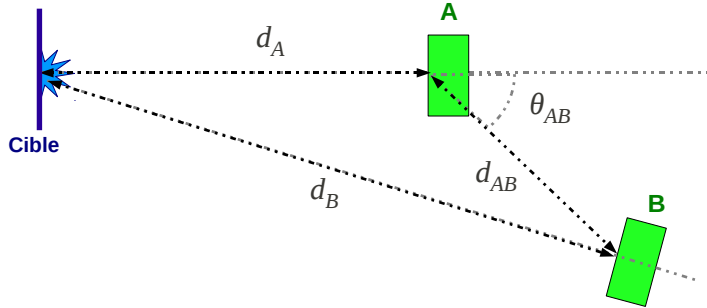
$$t_{n/\gamma} = t_{det} - t_{pu} - C \quad (5.1)$$

où t_{det} est l'instant de déclenchement d'un détecteur de neutrons et la constante C représente le temps entre la détection du signal « pick-up » et l'instant d'interaction du faisceau sur la cible, qui ne dépend pas de la nature de la particule détectée (neutrons ou rayons γ). La mesure de t_{pu} a été réalisée par un module FASTER-RF.

5.2.2 Module FASTER-RF

Le module RF de FASTER fonctionne avec la carte fille CARAS utilisée dans sa configuration 50 Ω et possède la plupart des caractéristiques du module QDC-TDC. Le module RF diffère cependant par les points suivants :

- le déclenchement ne se fait qu'avec un discriminateur à seuil,
- la restauration de la ligne de base n'est réalisée que par soustraction d'une constante préalablement ajustée,
- le module RF détermine précisément la fréquence d'un signal d'entrée périodique



année	réaction	$E_{n,mes}$ à 20° (MeV)	d_A (cm)	d_B (cm)	d_{AB} (cm)	θ_{AB} (°)
2011	T(p,n) ^3He	1,418	298,5	359,0	86,0	50,9
			298,5	330,6	72,5	69,8
			286,0	284,0	67,0	98,4
		2,305	298,5	359,0	86,0	50,9
			298,5	330,6	72,5	69,8
			286,0	284,0	67,0	98,4
D(d,n) ^3He	4,836	298,5	359,0	86,0	50,9	
		298,5	330,6	72,5	69,8	
2012	T(p,n) ^3He	1,972	294,3	355,0	84,0	49,1
			294,3	338,0	86,7	66,8
			294,3	306,0	80,7	89,4
	D(d,n) ^3He	4,881	294,3	355,7	84,0	48,4
			294,3	337,6	86,7	67,1
	D(d,n) ^3He	15,480	294,3	416,0	155,7	47,3
			294,3	385,0	153,3	64,9

TABLEAU 5.4 – Disposition des détecteurs pour la mesure de la diaphonie. Les distances ont été mesurées à 1 cm près.

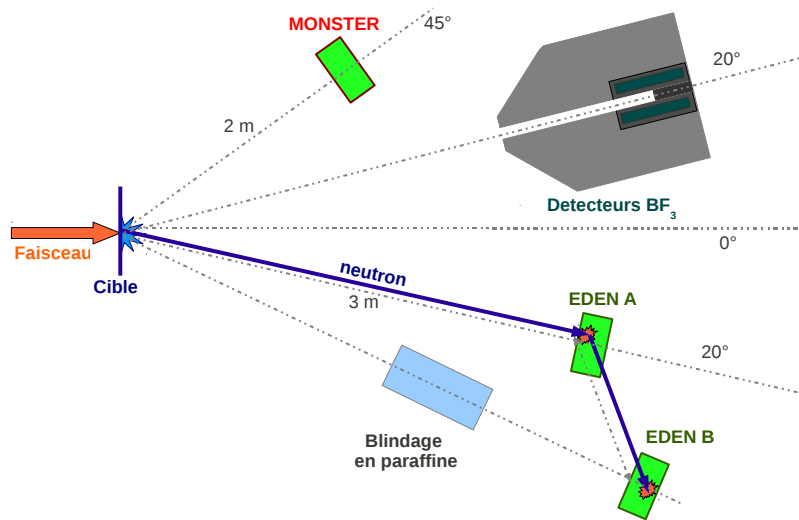


FIGURE 5.4 – Positionnement des détecteurs lors de l'expérience de 2011.

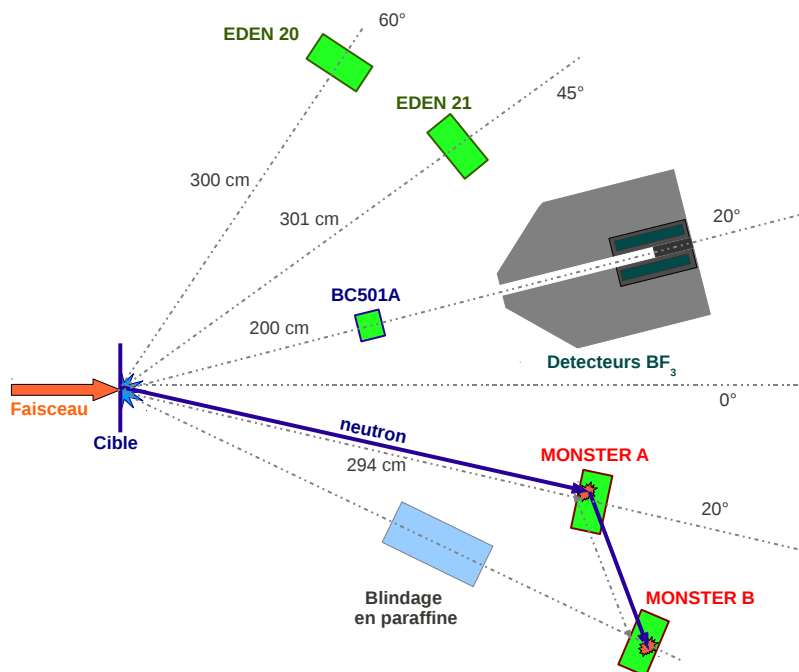


FIGURE 5.5 – Positionnement des détecteurs lors de l'expérience de 2012.

grâce à une boucle à verrouillage de phase (PLL¹). La boucle à verrouillage de phase de FASTER est indépendante de la fréquence du signal d'entrée et est adaptée à toutes les fréquences comprises entre 1 MHz et 100 MHz.

Le module RF a été conçu pour recevoir un signal périodique, le signal radio-fréquence d'un cyclotron notamment. Le signal périodique à l'entrée de FASTER est éventuellement bruité. Le temps de déclenchement est alors envoyé dans une boucle à verrouillage de phase afin de reconstruire précisément la période et le temps de déclenchement.

Le module RF de FASTER fournit comme données en sortie :

- la période calculée par la boucle à verrouillage de phase,
- le temps de déclenchement obtenu avec une précision d'environ 8 ps,
- le temps de déclenchement déterminé encore plus précisément avec la boucle à verrouillage de phase.

Il est nécessaire de connaître tous les temps de franchissement du seuil afin de calculer chaque temps de vol. Si tous ces temps étaient mesurés et transmis par FASTER, la communication serait saturée par ces données à 2,5 MHz. La solution est de n'envoyer qu'une fraction des valeurs de temps de franchissement du seuil par le signal corrélé au faisceau. Ensuite, il est possible de calculer dans les autres cas le temps correspondant au passage du faisceau t_{pu} à partir du temps précédent $t_{pu,0}$ stocké en mémoire et la période calculée par FASTER T_{pu} :

$$t_{pu} = t_{pu,0} + n \times T_{pu} \quad (5.2)$$

où $1/n$ représente la fraction des temps de franchissement envoyés par FASTER. Nous avons utilisé $n = 1000$ lors des deux expériences de 2011 et 2012. Pour pouvoir reconstruire le plus précisément possible le temps de vol par cette méthode, il faut que T_{pu} soit calculée le plus précisément possible, et c'est pour cette raison qu'elle est calculée avec une boucle à verrouillage de phase. A titre d'exemple avec $n = 1000$, si l'erreur sur la période T_{pu} est de 0,01 ns, l'erreur sur le temps de déclenchement du faisceau est de $1000 \times 0,01$ ns = 10 ns, ce qui est bien trop grand pour une mesure précise du temps de vol. La période calculée par le module FASTER-RF a en général une précision de l'ordre de 1 à 15 ps.

Il faut signaler que le module RF de FASTER a été développé pour recevoir la radio-fréquence d'un cyclotron, qui est un signal périodique avec peu de fluctuations. Parfois, si la fréquence d'entrée n'est pas stationnaire, la boucle qui asservit la fréquence ne peut pas verrouiller. Dans ce cas, il est logique de ne pas utiliser les données obtenues avec la boucle à verrouillage de phase et ne se baser que sur les temps de déclenchement par franchissement du seuil. La résolution sur la période obtenue sera ainsi moins bonne que celle calculée directement par FASTER.

1. PLL en anglais pour Phase Lock Loop. Le rôle d'une boucle à verrouillage de phase est de réaliser un asservissement de la phase d'un signal. Ce dispositif permet donc d'asservir la fréquence. Ce dispositif peut être vu comme un circuit électronique avec un oscillateur qui est constamment ajusté pour correspondre (et donc de la verrouiller) à la fréquence du signal d'entrée.

5.3 Étalonnage des détecteurs

5.3.1 Étalonnage du temps de vol

5.3.1.1 Détermination de la période

À Bruyères-le-Châtel, nous étions confrontés au problème décrit ci-dessus et le module RF n'arrivait pas à se synchroniser sur la période du faisceau. Nous n'avions non pas un signal périodique stable, mais un signal physique qui fluctuait beaucoup plus pour les raisons suivantes :

- l'amplitude du signal « pick-up » dépend du nombre de particules chargées contenues dans le paquet de faisceau. L'intensité du faisceau peut fluctuer et l'amplitude du signal varie induisant une erreur sur l'instant de déclenchement déterminé par un discriminateur à seuil (effet dit de « walk ») ;
- il est possible de ne pas détecter un paquet de faisceau, soit en le perdant (en frappant dans une fente par exemple), soit en ne déclenchant pas dessus malgré sa présence (ceci peut être causé par une faible amplitude ou par une variation de la ligne de base).

Nous avons ainsi été obligés de ne pas tenir compte de la période mesurée directement par le module RF de FASTER. Nous l'avons mesuré à partir des temps de déclenchement du signal « pick-up ». Sachant que seulement $1/n$ des signaux « pick-up » sont envoyés par FASTER (avec $n = 1000$), il est possible de calculer la période T_{pu} à partir de l'écart Δt_{pu} entre deux temps de déclenchement successifs $t_{pu,i}$ et $t_{pu,i+1}$ lors de la relecture des données :

$$T_{pu} = \frac{\Delta t_{pu}}{n} = \frac{t_{pu,i+1} - t_{pu,i}}{n} \quad (5.3)$$

Pour chaque fichier de données sauvegardé, nous avons pu vérifier la période ainsi obtenue. Comme le montre la figure 5.6, on obtient pour T_{pu} une distribution piquée vers $\overline{T_{pu}} = 400$ ns et couvrant une large gamme de période. Nous avons pu constater que la forme de la distribution varie au cours du temps, mais reste centrée sur $\overline{T_{pu}} \approx 400$ ns. Afin de déterminer quelle valeur attribuer à la période, il a fallu trouver une interprétation des différentes parties de cette distribution. Si on augmente la résolution de cet histogramme tout en se focalisant sur la valeur la plus probable, on peut distinguer des valeurs discrètes espacées d'environ 0,4 ns. Cet intervalle semble correspondre à $\overline{T_{pu}}/n$ et il en résulte l'explication suivante :

- les pics situés à $T_{pu} > \overline{T_{pu}}$ correspondent aux cas où k paquets de faisceau n'ont pas pu être détectés ; le temps entre n déclenchements est donc plus grand que le temps attendu de $\Delta t_{pu} = n \times \overline{T_{pu}}$ et on a alors :

$$T_{pu} = \frac{\Delta t_{pu}}{n} = \frac{(n+k)\overline{T_{pu}}}{n} \quad \text{avec } k \geq 1 \quad (5.4)$$

- les pics situés à $T_{pu} < \overline{T_{pu}}$ correspondent aux cas où FASTER a déclenché k fois sur un même paquet de faisceau ; le temps entre n déclenchements est donc inférieur au temps attendu de $\Delta t_{pu} = n \times \overline{T_{pu}}$ et on a alors :

$$T_{pu} = \frac{\Delta t_{pu}}{n} = \frac{(n-k+1)\overline{T_{pu}}}{n} \quad \text{avec } k \geq 1 \quad (5.5)$$

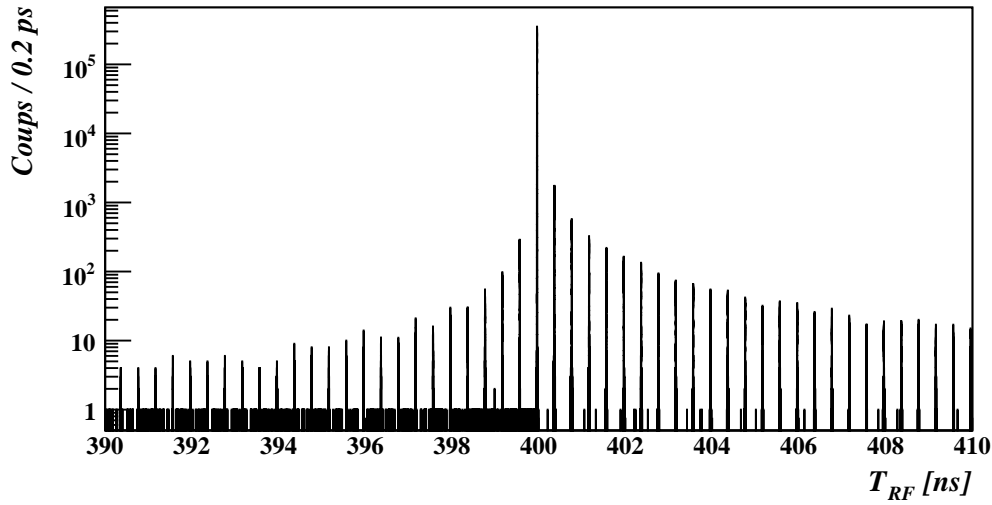


FIGURE 5.6 – Spectre en période reconstruite du faisceau T_{pu} pour des données de 2012 avec la réaction $T(d,n)^4He$.

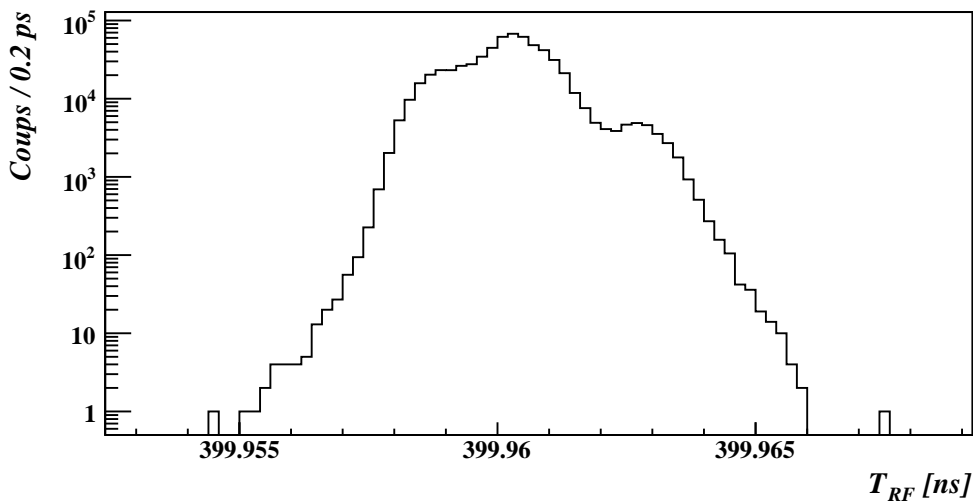


FIGURE 5.7 – Zoom du spectre en période reconstruite du faisceau T_{pu} au niveau de $\overline{T_{pu}}$, pour des données de 2012 avec la réaction $D(d,n)^3He$.

Dans quelques runs on observe la présence de petits pics satellites localisés entre les structures décrites précédemment et ils sont présents essentiellement pour $T_{pu} < \overline{T_{pu}}$. Ils correspondent à un déclenchement sur une autre partie du signal « pick-up » : rebond, pic parasite, ou déclenchement dans le bruit à cause de la fluctuation de la ligne de base.

Selon notre interprétation, la valeur exacte de la période correspond au pic principal centré autour de 400 ns. Cependant celui-ci est parfois composé de sous-structures distantes de l'ordre de quelques 10^{-3} ns sur le spectre en période (voir figure 5.7). Elles concordent

avec des temps de l'ordre de quelques nanosecondes sur le signal « pick-up ». Nous supposons qu'elles sont liées à des déclenchements sur des fronts différents de la forme bipolaire de ce dernier, l'élargissement des sous-structures ayant pour origine l'effet de « walk » causé par le discriminateur à seuil.

Nous avons finalement choisi d'attribuer comme valeur de la période $\overline{T_{pu}}$ la moyenne statistique des T_{pu} formant le pic principal. La forme du signal « pick-up » peut changer d'un run à l'autre (amplitude moyenne, largeur du paquet de faisceau), c'est pourquoi la période $\overline{T_{pu}}$ a été estimée à chaque run. En moyenne sur l'ensemble de l'expérience faite à Bruyères-le-Châtel, on obtient $\overline{T_{pu}} = 399,9603 \pm 0,0001$ ns.

5.3.1.2 Étalonnage en temps

Le temps qui est calculé en faisant la différence $\tau_{n/\gamma}$ entre le temps de déclenchement du détecteur t_{det} et le temps de référence reconstruit lié au « pick-up » t_{pu} ne représente pas le temps de vol réel t_n et t_γ des neutrons et rayons γ respectivement. Nous avons en effet une relation simple d'après l'équation (5.3) :

$$\tau_{n/\gamma} = t_{det,n/\gamma} - t_{pu} = t_{n/\gamma} + C \quad (5.6)$$

Pour passer au temps de vol réel des neutrons il faut estimer la constante qui représente le temps entre la détection du signal « pick-up » et le véritable instant d'interaction du faisceau sur la cible. Il a été vu à la partie 2.4.1 qu'il suffit pour cela de prendre pour référence le temps de vol des rayons γ « prompts » produits par l'interaction du faisceau dans la cible. Le temps de vol réel t_γ est connu en calculant :

$$t_\gamma = \frac{d + \overline{x_\gamma}}{c} \quad (5.7)$$

avec c la vitesse de la lumière, d la distance parcourue par les γ entre la cible et la face d'entrée du détecteur connue au centimètre près, et $\overline{x_\gamma}$ la profondeur moyenne d'interaction. Nous avons choisi de prendre l'épaisseur moitié d'un détecteur EDEN ou MONSTER comme profondeur moyenne d'interaction, c'est à dire 2,5 cm, car nous ne connaissons pas l'énergie des rayons γ incidents pour la déterminer par simulation ou calcul. Le temps de vol réel des neutrons s'exprime donc par :

$$t_n = \tau_n - \tau_\gamma + t_\gamma \quad (5.8)$$

Lorsque cette opération est réalisée il faut prendre en compte avant tout traitement le fait que le spectre en temps τ est défini modulo la valeur de la période $\overline{T_{pu}} \approx 400$ ns. En effet en combinant les expressions (5.3) et (5.6) on obtient $\tau = t_{det} - t_{pu,0} - n \times \overline{T_{pu}}$. Il en est de même pour l'expression du temps de vol réel t . Ainsi une particule ayant un temps de vol réel de 410 ns par exemple apparaît sur un spectre en temps de vol à 10 ns.

Pour effectuer l'opération d'étalonnage décrite par l'équation (5.8), il faut déterminer pour chaque run la valeur de τ_γ à partir des spectres en temps de vol non étalonné. Pour cela nous procédons en plusieurs étapes :

- 1) il faut premièrement déterminer la nature des différentes structures présentes sur le spectre en temps τ . Il y a en effet plusieurs pics associés aux rayons γ dont un pour les γ « prompts », ainsi que d'autres structures qui correspondent aux neutrons directs mais aussi à ceux diffusés (par le béton, le moniteur BF₃, ou le blindage en paraffine). L'ensemble de ces pics se superpose à un bruit de fond uniforme. Afin d'avoir une idée sur la nature des pics il suffit de faire une discrimination n - γ préliminaire.

La figure 5.8 a été obtenue pour un détecteur EDEN. Il s'agit de l'exemple comportant le nombre le plus élevé de structures à identifier, c'est-à-dire des données de 2011 avec la réaction $D(d,n)^3\text{He}$, la face d'entrée du détecteur placée à 299 cm de la cible et à 20° par rapport à l'axe faisceau. L'énergie attendue pour les neutrons incidents dans ce cas est de 4,929 MeV, qui à partir de l'expression (2.8) devrait correspondre à un temps de vol t_n de 96,9 ns. Pour cette configuration, on en déduit avec (5.7) le temps de vol des γ prompt $t_\gamma = 9,9$ ns.

L'histogramme à deux dimensions de la figure 5.8 représente la variable de discrimination D , rapport des charges Q_2 sur Q_3 calculées par FASTER, en fonction du temps non étalonné τ . On y observe deux populations centrées sur deux valeurs différentes de D . D'après ce qui a été vu au chapitre 3, les neutrons sont situés dans la bande dont le rapport $D = Q_{lent}/Q_{ps-tot} = Q_2/Q_3$ est le plus élevé (D proche de 0,35). Les événements induits par les neutrons directs sont contenus dans le pic situé autour de 200 ns ; la nature de la seconde structure vers 275 ns est discutée à la partie 5.3.1.4. Les rayons γ se répartissent dans la bande inférieure dans laquelle on distingue le pic des rayons γ directs parmi les structures réparties entre 100 et 115 ns. En-dessous du pic des neutrons directs, dans la branche γ , on peut noter la présence de neutrons vus comme étant des rayons γ via la réaction $(n,n'\gamma)$ sur un noyau à proximité ou dans la cellule de scintillateur. Il en est de même pour les autres pics, mais avec une réaction à plus grande distance du détecteur (sur le moniteur BF₃, ou le blindage en paraffine par exemple).

Nous pouvons remarquer que les structures liées aux neutrons sont asymétriques et que la variable de discrimination D la plus probable est décalée vers une plus faible valeur pour la distribution associée aux neutrons directs ($D \approx 0,3$) que pour le second pic neutron situé à plus grand temps de vol ($D \approx 0,38$). Ceci est dû au fait que la forme du signal induit par un neutron varie en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur, et plus celle-ci est élevée, plus la quantité de lumière contenue dans la queue du signal est faible. Cet effet peut se constater sur la matrice de discrimination (figure 5.13). Les neutrons directs vont alors déposer en moyenne plus d'énergie dans le scintillateur que les neutrons du second pic aux temps de vol plus élevés (car il s'agit soit de neutrons plus lents issus de la cible, soit de neutrons diffusés donc ayant perdu une partie de leur énergie). Concernant les rayons γ les structures sont symétriques en terme de variable de discrimination D , conformément au fait que la forme des signaux générés par un rayon γ varie peu en fonction de l'énergie déposée dans le scintillateur.

- 2) Dans l'exemple utilisé ci-dessus, on distingue trois pics à des temps pouvant correspondre aux rayons γ prompts vers $\tau = 100$ -115 ns. Afin d'étalonner en temps, il est

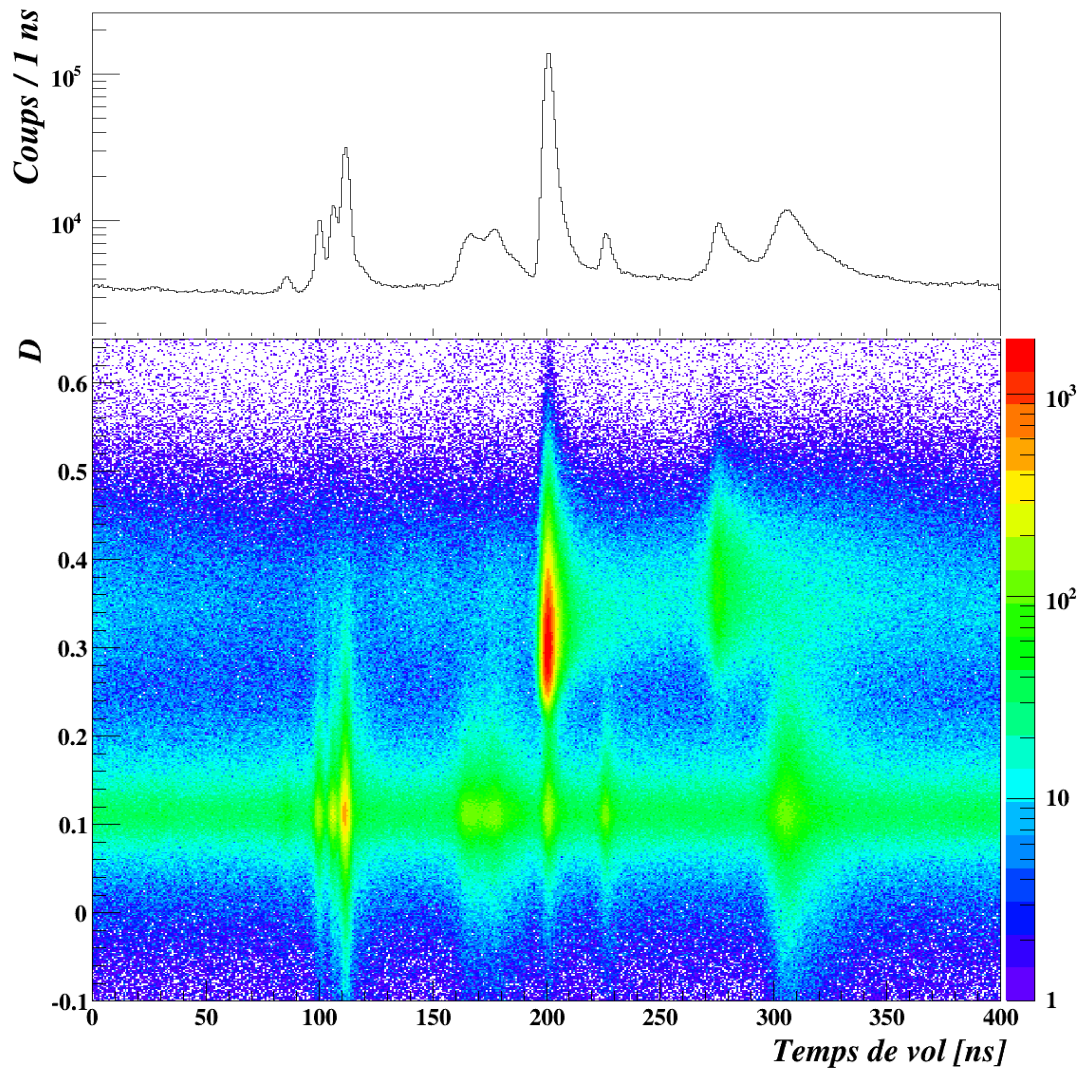


FIGURE 5.8 – Spectre en temps de vol non étalonné τ obtenu avec EDEN placé à 299 cm de la cible pour la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ avec des deutons de 1,930 MeV. La variable de discrimination D en fonction du temps de vol permet d'identifier la nature des différents pics.

nécessaire de savoir quel est celui des rayons γ produits dans la cible par le faisceau. Pour cela il suffit de vérifier si la différence de temps $\tau_n - \tau_\gamma$ pour chaque pic coïncide avec la différence en temps attendue entre les neutrons et les γ « prompts ». Dans le cas présent, il faut utiliser dans l'étalonnage le troisième pic qui est le plus intense ; les deux premiers sont probablement issus de l'interaction du faisceau sur des fentes ou autres dispositifs situés en amont sur la ligne. Quelle que soit la nature de la distribution, la valeur à attribuer au temps de vol des rayons γ doit correspondre au canal de la valeur la plus probable. Dans notre exemple, les trois pics sont proches et semblent symétriques. Nous avons choisi d'extraire la valeur la plus probable du temps de vol grâce à un ajustement réalisé avec la somme de trois gaussiennes et un

fond uniforme. Dans d'autres cas, les pics présentent une asymétrie vers les longs temps de vol. Il est possible de réaliser un ajustement en décomposant la fonction de fit en deux parties. La première correspond à une gaussienne tandis que la queue est reproduite par une lorentzienne (voir figure 5.10).

5.3.1.3 Énergie des neutrons

Une fois le temps de vol étalonné, il est possible de calculer l'énergie des neutrons à partir de la relation (2.8). La valeur de l'énergie mesurée $E_{n,mes}$ correspond à l'énergie la plus probable de la distribution en énergie des neutrons directs. $E_{n,mes}$ est comparée dans le tableau 5.5 à la valeur théorique donnée par CINEMAT, un programme mis à la disposition des utilisateurs de l'accélérateur 4 MV du CEA/DAM. Ce programme utilise les sections efficaces et la cinématique des réactions décrites par Paulsen et Lirken [Lis73] tout en tenant compte de la perte en énergie du faisceau dans la cible.

année	réaction	$E_{n,th}$ à 20° (MeV)	$E_{n,mes}$ à 20° (MeV)
2011	T(p,n) ³ He	0,46	0,45
		0,67	0,64
		0,87	0,83
		1,17	1,13
		1,48	1,41
		2,38	2,31
	D(d,n) ³ He	4,93	4,84
2012	T(p,n) ³ He	2,08	1,97
	D(d,n) ³ He	4,93	4,88
	T(d,n) ⁴ He	15,83	15,48

TABLEAU 5.5 – Énergies des neutrons à 20°, calculées par le programme CINEMAT et mesurées.

L'énergie mesurée est dans tous les cas inférieure à celle attendue. Malgré le fait que l'énergie du faisceau soit directement liée à la tension générée par l'accélérateur Van de Graaff, il est possible que les ions du faisceau aient leur énergie légèrement modifiée en aval sur la ligne. Parmi les hypothèses probables, la variation de l'énergie serait causée par le champ électrique oscillant qui balaye le faisceau à l'entrée du dispositif de compression Mobley. Une autre possibilité serait l'épaisseur d'eau et de cuivre traversée par les neutrons après leur émission dans la cible. Les neutrons qui ont interagi dans le refroidisseur voient leur énergie diminuer et leur contribution fait déplacer l'énergie moyenne de la distribution en énergie vers des valeurs plus faibles.

La particule incidente peut interagir sur toute l'épaisseur de la cible et est ralentie, ce qui conduit à la production de neutrons d'énergie plus faible. Ceci a pour effet d'élargir la distribution vers les basses énergies. Ici la largeur expérimentale des distributions en énergie des neutrons semble plutôt élevée, comparée à la largeur calculée par CINEMAT de quelques dizaines de keV (ou quelques centaines de keV pour la réaction T(d,n)⁴He). Par exemple en 2012 pour la réaction T(d,n)⁴He, la largeur à mi-hauteur de la distribution en énergie mesurée est de 4 MeV, alors que la largeur calculée par CINEMAT est de

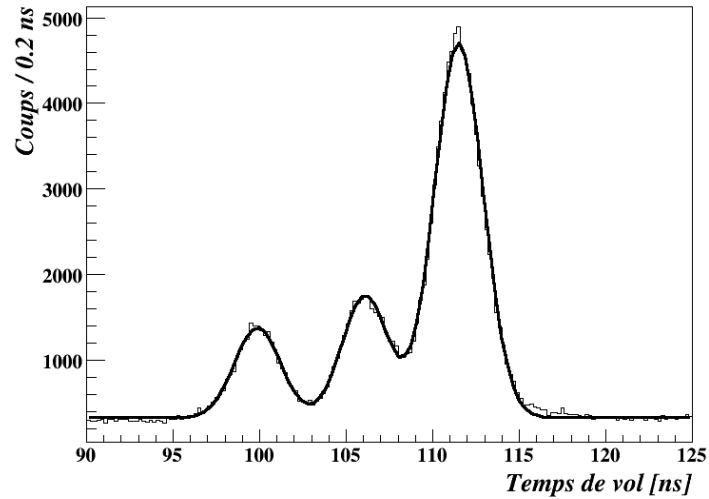


FIGURE 5.9 – Distribution en temps de vol non étalonné des rayons- γ prompts détectés par un détecteur EDEN pour la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ avec des deutons de 1,93 MeV.

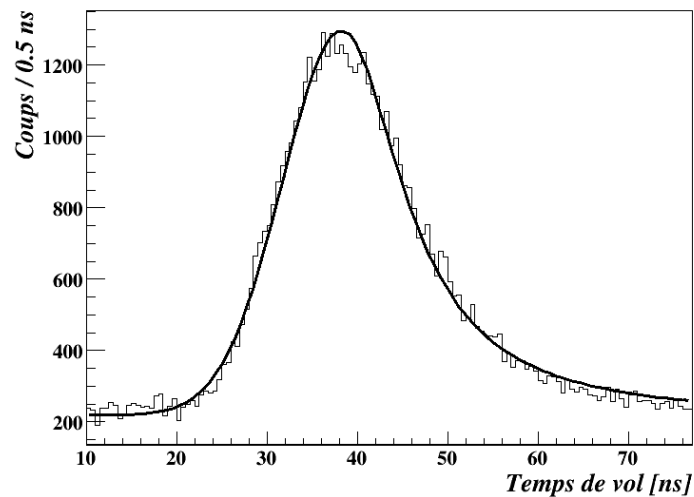


FIGURE 5.10 – Distribution en temps de vol non étalonné des rayons- γ prompts détectés par un détecteur MONSTER pour la réaction $T(p,n)^3\text{He}$ avec des protons de 3,00 MeV.

500 keV. Ce constat ne signifie pas que les neutrons sont détectés sur une plus grande gamme en énergie. En effet la résolution en énergie va dépendre de la résolution en temps du dispositif et de l'incertitude sur la base de vol (voir équation (2.14)). Dans notre cas, la largeur anormale des distributions en énergie des neutrons est due à une résolution en temps élevée. La résolution en temps est liée à la réponse en temps d'un module EDEN ou MONSTER (résolution à mi-hauteur de l'ordre de la nanoseconde) et à la référence temporelle pour la mesure de temps de vol, c'est à dire le signal « pick-up ».

Le signal « pick-up » est le reflet du paquet de faisceau dont la largeur dépend de la qualité de la compression Mobley. Les neutrons émis par la cible sont issus d'une réaction avec une particule contenue sur toute la durée du paquet de faisceau.

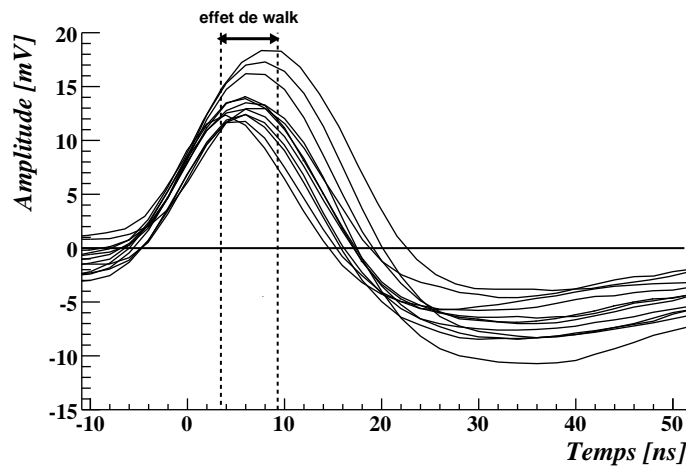


FIGURE 5.11 – Superposition de plusieurs signaux « pick-up ». L'instant de déclenchement correspond à 0 ns.

De plus, l'instant de déclenchement associé au signal « pick-up » fluctue. La figure 5.11 représente une superposition de plusieurs signaux « pick-up », l'origine étant l'instant de déclenchement. On peut y voir que l'amplitude du signal varie, provoquant un effet de « walk » car le module RF de FASTER déclenche à seuil constant. Le module RF de FASTER ne dispose pas de restauration dynamique de la ligne de base et celle-ci s'opère par simple soustraction d'une constante. On peut remarquer à la figure 5.11 que la variation de la ligne de base entraîne une source supplémentaire de « walk » : une ligne de base plus faible correspond à un seuil plus élevé et donc à un déclenchement sur une portion différente du signal. On comprend alors que le module RF de FASTER n'est pas adapté pour ce type de signal « pick-up ». L'utilisation d'un CFD (carte FASTER QDC-TDC) aurait pu nous affranchir des deux sources de fluctuations précédemment discutées. En revanche la mise en forme du signal « pick-up », déjà bipolaire, semble compliquée à réaliser : le principe d'un CFD est de mesurer le passage à zéro d'un signal bipolaire constitué de la somme du signal et d'une fraction de lui-même inversée et décalée vers les temps plus grands. L'utilisation d'un CFD pourrait être effectuée sur le premier lobe à condition que celui-ci soit assez lent.

Il est toutefois important de signaler que le module RF de FASTER a été développé pour déterminer précisément la fréquence RF d'un accélérateur, et non pour mesurer la

période sur un signal physique. Un test réalisé au GANIL en 2011 a montré qu'il était possible d'obtenir une résolution $\sigma \approx 250$ ps pour un temps de vol mesuré entre la RF du cyclotron et un scintillateur plastique de petit volume (5 cm \times 5 cm).

5.3.1.4 Identification des pics supplémentaires

Le spectre des neutrons présente un pic parasite lors de l'utilisation de la cible de deutérium avec un faisceau de deutons (pic à 275 ns sur la figure 5.8 ou pic à 1,5 MeV en haut de la figure 5.15). Son existence ne peut s'expliquer que par la présence d'éléments polluants dans la cible. La nature de ces éléments peut être identifiée par l'énergie des neutrons qu'ils produisent. Ainsi pour la réaction causée par des deutons de 1,93 MeV sur la cible de titane deutéré, ce pic est à 1,56 et 1,50 MeV pour les angles respectifs de 20° et 45° par rapport à l'axe faisceau. Les principales réactions de production de neutrons sur cette cible sont présentées dans le tableau 5.6. Par comparaison avec les énergies calculées avec le programme LISE++ [Tar08], il apparaît que ce pic est probablement dû à l'interaction du faisceau avec du ^{12}C contenu dans la cible. Cette impureté induit la présence dans les spectres neutrons d'une composante d'énergie différente de celle de la réaction d'intérêt. Le détecteur BF_3 utilisé pour déterminer le nombre de neutrons incidents est sensible à ces neutrons de plus basse énergie. Il faut donc les prendre en compte pour déterminer le nombre de neutrons incidents à l'énergie d'intérêt. Une procédure de correction de la statistique obtenue avec le compteur BF_3 est proposée à la section 5.4.2.2.

réaction	Q (MeV)	E_n à 20° (MeV)	E_n à 45° (MeV)
$^{48}\text{Ti}(d,n)^{49}\text{V}$	4,53	6,39	6,34
$^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$	-1,62	0,15	0,12
$^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$	-0,28	1,57	1,48
$^{197}\text{Au}(d,n)^{198}\text{Hg}$	4,88	6,75	6,73

TABLEAU 5.6 – Neutrons produits à 20° et 45° lors d'une réaction causée par un deuton de 1,93 MeV sur une cible solide de titane deutéré. Les énergies ont été calculées avec LISE++.

5.3.2 Étalonage en charge

L'étalonage en charge a été réalisé avec la méthode décrite au chapitre 2. Pour cela nous avons utilisé les sources de ^{241}Am , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{88}Y , $^{241}\text{Am}^9\text{Be}$ en 2011. Dans cette expérience, l'ensemble des détecteurs avaient une tension réglée de sorte à couvrir une gamme jusqu'à 10 MeV pour les neutrons et ce réglage fut inchangé pendant l'expérience. Un seul étalonage a été réalisé par détecteur, tout en contrôlant une éventuelle dérive concernant le gain du photomultiplicateur.

En revanche en 2012 nous avons ajusté la tension appliquée au photomultiplicateur pour avoir une dynamique plus adaptée aux neutrons d'intérêts. Pour les neutrons incidents d'environ 2 MeV et 5 MeV, les tensions ont été réglées pour obtenir une gamme en énergie des neutrons allant jusqu'à 7 MeV ; pour les neutrons incidents de l'ordre de 16 MeV, celle-ci allaient jusqu'à 20 MeV. Un étalonage a donc été réalisé à chaque changement d'énergie. Pour les données à ~ 16 MeV, afin d'avoir un point d'étalonage à plus haute énergie, nous avons utilisé en plus des sources ci-dessus une source de $^{239}\text{Pu}^{13}\text{C}$ qui émet

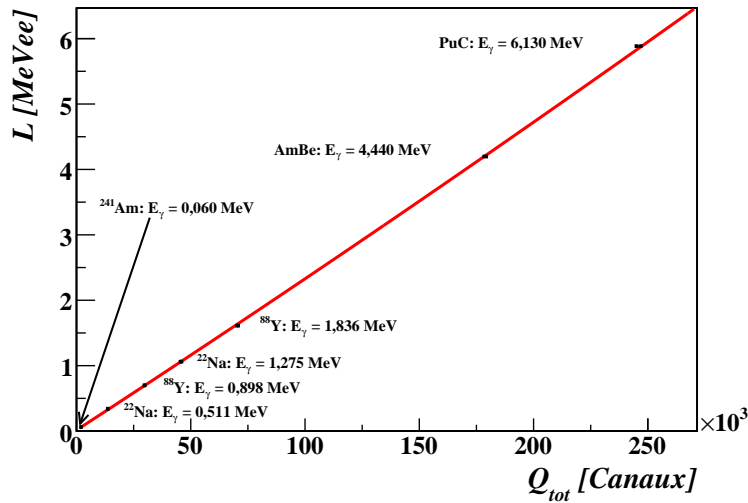


FIGURE 5.12 – Courbe d'étalonnage en charge d'un détecteur MONSTER avec une tension ajustée pour couvrir la gamme 0-20 MeV.

des rayons γ de 6,13 MeV. Les étalonnages ont été faits par ajustement d'une fonction polynomiale du second degré pour tenir compte d'un éventuel problème de linéarité du photomultiplicateur pour les charges élevées.

Nous avons inclus les photons γ de 60 keV de l' ^{241}Am dans l'étalonnage afin d'avoir un point à basse énergie. Néanmoins, ce seul point n'est pas suffisant pour rendre compte de la non-linéarité de la réponse du scintillateur aux énergies inférieures à 120 keVee, mentionnée aux chapitres 2 et 3.

5.4 Analyse des données

5.4.1 Sélection des neutrons

Pour isoler seulement les neutrons nous avons besoin de trois conditions. Un premier critère consiste à ne garder que les événements contenus dans une gamme restreinte en temps. On ne sélectionne que les événements dont le temps de vol est supérieur à celui des γ « prompts ». Cette méthode pour supprimer les γ « prompts » revient à fixer une limite supérieure pour l'énergie des neutrons.

La discrimination entre les neutrons et les rayons γ décorrélés de l'instant de réaction s'appuie sur l'analyse en forme du signal lumineux recueilli à la sortie de chaque module et a été présentée au chapitre 2.

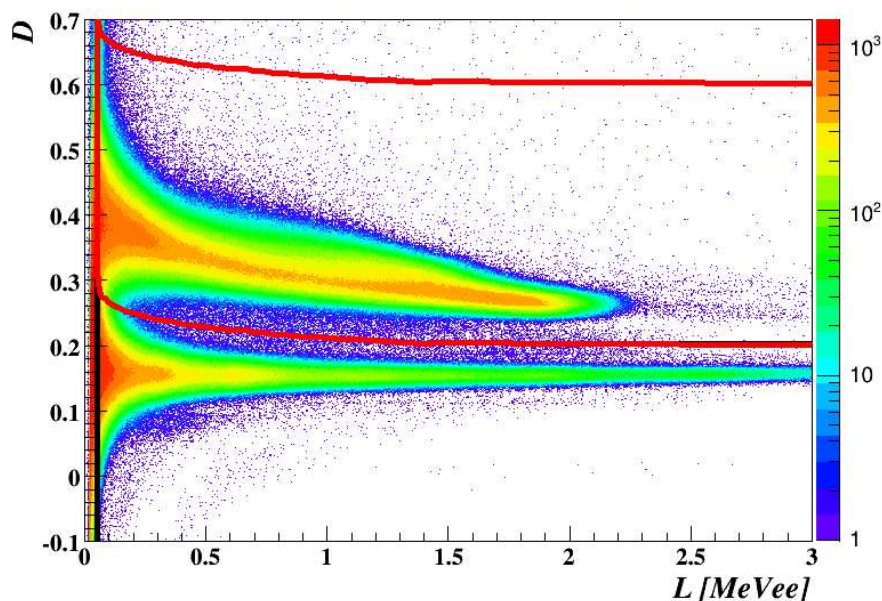


FIGURE 5.13 – Charge lente/Charge pseudo-tot en fonction de la charge totale collectée dans un module MONSTER pour des neutrons de 5 MeV. La branche située à des Q_{lent} plus élevés correspond aux neutrons, l'autre au rayonnement γ . Une limite inférieure en D est définie par les minima statistiques (en rouge) pour ne garder que les neutrons.

La représentation de la matrice de discrimination (figure 5.13) $D = Q_{lent}/Q_{ps-tot}$ en fonction de la quantité de lumière $L(Q_{tot})$ étalonnée en MeVee permet d'obtenir deux branches, et d'y réaliser une coupure graphique. Pour sélectionner les neutrons, il suffit d'imposer le critère :

$$D > D_{lim}(L) \quad (5.9)$$

Cette limite de variable de discrimination D est obtenue en utilisant la méthode développée au chapitre 3 pour les réglages des portes d'intégration ou comparaison des méthodes de discrimination. En projetant des tranches en L sur l'axe D , la position qui correspond au minimum de statistique entre les deux branches est localisée. Les valeurs de $D_{lim}(L)$ coïncident avec les positions des minima sur le spectre bidimensionnel. À faible quantité de lumière, les branches neutrons et γ se recouvrent partiellement. C'est pourquoi un seuil minimal en lumière doit être fixé afin de rejeter ces événements. Il est aussi recommandé d'imposer une limite supérieure pour la coupure graphique. En effet il existe sur la matrice de discrimination des événements dont la variable de discrimination tend vers $D = 1$. Ils sont dus aux déclenchements de FASTER dans le bruit avec un signal arrivant plus tard. L'intégralité de la charge se retrouve ainsi dans la porte lente : le rapport de la charge lente sur la charge totale, donc la variable de discrimination, est alors proche de 1.

Il est intéressant de voir l'effet de la discrimination sur les spectres en temps de vol. Les spectres en temps de vol de la figure 5.14 ont été réalisés en ne gardant que les événements au-dessus du seuil de 100 keVee. Il apparaît que la sélection conserve bien les neutrons et fait chuter le nombre de γ « prompts » (ceux restant sont supprimés en imposant une

fenêtre en temps de vol). Il est possible que certains γ aient un temps de vol similaire à celui des neutrons. Les simulations de Labiche [Lab99] montrent qu'il s'agit de neutrons qui ont interagi avec les matériaux environnant le scintillateur et qui ont ainsi produit des γ , et que le reste provient de la réaction $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$, qui donne un temps de vol neutron mais un dépôt d'énergie attribuable à un γ . Cependant ces événements sont peu probables car le seuil de cette réaction se situe à 5 MeV.

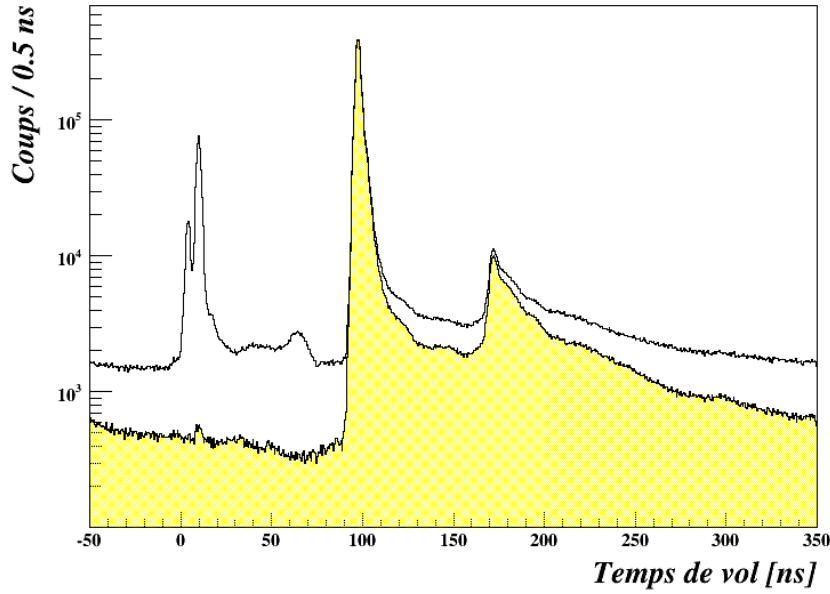


FIGURE 5.14 – Effets de la discrimination n/γ sur le spectre en temps de vol. En blanc : temps de vol des neutrons et des rayons γ . En jaune : temps de vol des neutrons seulement.

5.4.2 Efficacité intrinsèque

L'efficacité intrinsèque ε_{int} d'un détecteur est défini comme étant le rapport du nombre de neutrons détectés N_{det} sur le nombre de neutrons incidents N_{inc} sur le volume actif du détecteur :

$$\varepsilon_{int} = \frac{N_{det}}{N_{inc}} \quad (5.10)$$

L'incertitude associée s'exprime alors par :

$$\sigma_{\varepsilon_{int}} = \varepsilon_{int} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{det}}}{N_{det}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{inc}}}{N_{inc}}\right)^2} \quad (5.11)$$

5.4.2.1 Nombre de neutrons détectés

Pour connaître le nombre de neutrons détectés, il suffit de compter le nombre d'événements identifiés comme étant des neutrons par discrimination $n-\gamma$. Les spectres en énergie

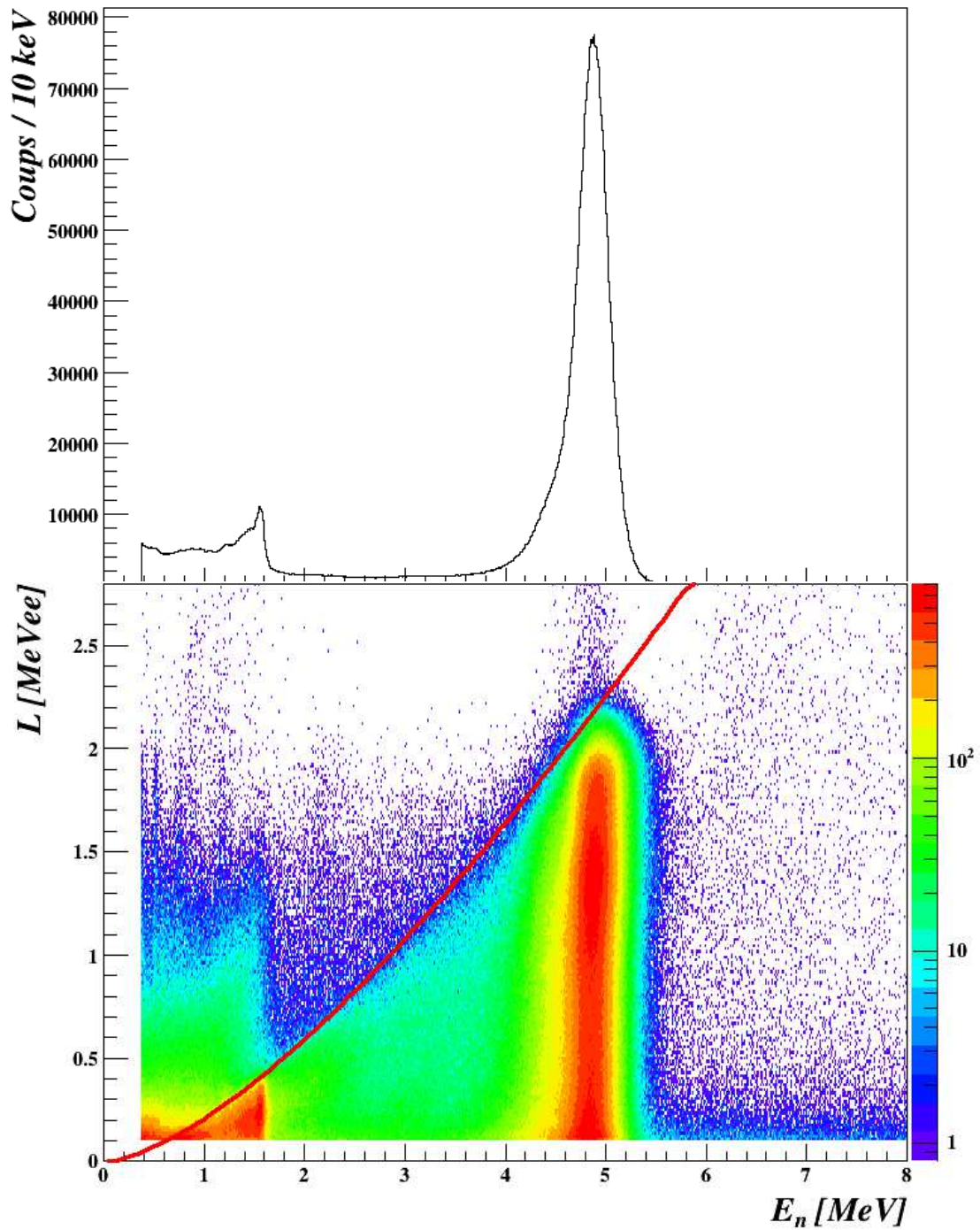


FIGURE 5.15 – Énergie des neutrons produits avec un faisceau de deutons sur une cible de TiD. En haut : distribution en énergie des neutrons avec les neutrons produits par la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ (structure principale) et ceux issus de la réaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ (pic situé à basse énergie). En bas : spectre bidimensionnel représentant la quantité de lumière (en MeVee) en fonction de l'énergie des neutrons. La courbe en rouge correspond à la relation empirique de Cecil et Maddey (voir partie 2.3.1).

(figure 5.15) montrent que plusieurs contributions différentes sont présentes : les neutrons directs d'intérêt, un fond, et dans certains cas un pic supplémentaire dû à une réaction sur une impureté de la cible. Il faut sélectionner seulement les événements d'intérêts.

Les distributions en énergie des neutrons sont légèrement asymétriques avec une traîne vers les faibles énergies. Nous devons savoir quelles limites imposer pour ne sélectionner que les événements d'intérêt, notamment la borne inférieure $E_{n,min}$ située dans la queue de la distribution. Pour avoir connaissance des limites $E_{n,min}$ et $E_{n,max}$ pour chaque détecteur, il est intéressant de regarder le spectre bidimensionnel représentant la quantité de lumière (en MeVee) en fonction de l'énergie des neutrons. Sur celui-ci on distingue une accumulation de statistique à des énergies plus petites que la structure principale localisée vers 5 MeV. Doit-on prendre en compte une partie de ces événements dans la détermination du nombre de neutrons détectés ? Nous avons représenté en rouge la relation empirique de Cecil et Maddey qui exprime la quantité de lumière maximale possible en fonction de l'énergie maximale transférable au proton de recul, c'est à dire l'énergie du neutron incident (relation (2.7)). On constate que les événements contenus dans la traîne suivent la courbe de lumière : un accord existe entre l'énergie mesurée (donc le temps de vol) et la quantité de lumière maximale possible. Ces événements correspondent à des neutrons d'énergie inférieure émis à proximité de la cible. Nous supposons qu'ils ont été ralentis suite à une interaction dans le refroidisseur ou le porte cible.

Les événements contenus dans les traînes observés sur les spectres bidimensionnels qui représentent la lumière L en fonction de l'énergie des neutrons E_n ne sont pas dus aux neutrons monoénergétiques provenant de la cible. Les neutrons d'intérêt sont donc contenus dans une bande plus restreinte en énergie des neutrons délimitée par $E_{n,min}$ et $E_{n,max}$ que nous avons déterminées pour chaque détecteur et chaque réaction utilisé. En effet, les valeurs $E_{n,min}$ et $E_{n,max}$ dépendent de la résolution en temps de notre dispositif qui variait parfois d'un run à un autre (voir discussions à la section 5.3.1.3). Pour connaître le nombre de neutrons détectés il faut tenir compte du bruit de fond.

Étant donné que les événements associés au bruit de fond sont décorrélés de l'instant de la réaction, ils doivent apparaître de façon uniforme et aléatoire sur les spectres en temps de vol. La contribution du bruit de fond devient alors plus facile à déterminer sur les spectres en temps de vol que sur les spectres en énergie. Nous avons donc intégré la distribution en temps de vol entre deux temps $t_{n,min}$ et $t_{n,max}$ correspondant respectivement à $E_{n,max}$ et $E_{n,min}$. On obtient alors N_{tot} événements auxquels il faut soustraire la statistique du bruit de fond N_{bdf} estimée par une méthode de trapèze. Le bruit de fond a été considéré comme étant un polynôme d'ordre 1 et sa valeur aux extrémités $t_{n,min}$ et $t_{n,max}$ a été moyennée sur les canaux voisins. On obtient donc le nombre de neutrons détectés :

$$N_{det} = N_{tot} - N_{bdf} \quad (5.12)$$

Les incertitudes que nous avons considérées ici sont purement statistiques :

$$\sigma_{N_{det}} = \sqrt{N_{tot} + N_{bdf}} \quad (5.13)$$

5.4.2.2 Nombre de neutrons incidents

Le nombre de neutrons incidents N_{inc} sur un détecteur de neutrons est déterminé à partir du détecteur BF₃ ou de la petite cellule de BC501A. Nous nous sommes servis du

détecteur BF_3 pour les neutrons d'énergies inférieures à 5 MeV et à plus haute énergie, de la cellule de BC501A. Deux détecteurs de nature différente ont donc été utilisés, il convient alors de présenter les deux méthodes pour déterminer le nombre de neutrons incidents.

Compteur directionnel BF_3

Les neutrons sont collimatés avec un angle solide réduit de sorte que le compteur ne voit que les neutrons émis à 20° .

Le nombre de coups N_{BF_3} obtenus dans le détecteur BF_3 est proportionnel au flux de neutrons à 20° par rapport à l'axe du faisceau. Il dépend de l'efficacité du détecteur BF_3 et de l'angle solide couvert par celui-ci. Le nombre de neutrons incidents par stéradian à 20° , Φ_{20° , s'exprime de la façon suivante :

$$\Phi_{20^\circ} = \frac{N_{\text{BF}_3}}{\varepsilon_{\text{BF}_3} \Omega_{\text{BF}_3}} \quad (5.14)$$

Pour déterminer Φ_θ à un autre angle θ il suffit de faire le rapport des sections efficaces différentielles de la réaction considérée :

$$\Phi_\theta = \Phi_{20^\circ} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(20^\circ)} \quad (5.15)$$

Le flux doit être corrigé par l'effet de l'interaction des neutrons avec l'air, qui dépend de la distance entre le détecteur considéré et la cible. L'effet de la variation de la section efficace de réaction avec l'angle et de l'interaction des neutrons dans la cible est donné sous la forme d'un coefficient C_{BF_3} par le programme CINEMAT. Le nombre de neutrons par unité d'angle solide à un angle θ et une distance cible-détecteur donnée est déterminé par $N_{\text{BF}_3} \times C_{\text{BF}_3}$, avec C_{BF_3} en neutrons/sr/coup. Ainsi le nombre de neutrons incidents sur un détecteur N_{inc} se calcule facilement de la manière suivante, en tenant compte de l'angle solide Ω_{det} du détecteur :

$$\begin{aligned} N_{\text{inc}} &= N_{\text{BF}_3} \cdot C_{\text{BF}_3} \cdot \Omega_{\text{det}} \\ &= N_{\text{BF}_3} \cdot C_{\text{BF}_3} \cdot \pi \left(\frac{R_{\text{det}}}{D_{\text{det}}} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.16)$$

La distance de vol entre la cible et le détecteur D_{det} étant grande par rapport au rayon de celui-ci R_{det} nous pouvons prendre $\Omega_{\text{det}} = \pi (R_{\text{det}}/D_{\text{det}})^2$.

Nous avons estimé l'incertitude sur le nombre de neutrons incidents N_{inc} de la façon suivante ; elle est essentiellement due au coefficient C_{BF_3} qui dépend de l'efficacité du détecteur BF_3 , connue à 6% près. L'incertitude sur le nombre de coups dans le détecteur BF_3 est purement statistique avec $\sigma_{N_{\text{BF}_3}} = \sqrt{N_{\text{BF}_3}}$.

$$\sigma_{N_{\text{inc}}} = N_{\text{inc}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{\text{BF}_3}}}{N_{\text{BF}_3}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{C_{\text{BF}_3}}}{C_{\text{BF}_3}} \right)^2 + 4 \left(\frac{\sigma_{D_{\text{det}}}}{D_{\text{det}}} \right)^2} \quad (5.17)$$

Correction des mesures avec le moniteur BF₃

Il est possible dans certains cas qu'il y ait la présence de neutrons à des énergies autres que celle attendue pour des neutrons monoénergétiques. Les neutrons qui forment un fond de plus basse énergie que le pic des neutrons directs produits dans la cible correspondent à des neutrons ayant diffusé dans la salle d'expérience. Les compteurs BF₃ du moniteur sont placés dans une grosse bombarde permettant de collimater les neutrons et seulement les neutrons directs issus de la cible peuvent interagir avec les détecteurs BF₃. En revanche nous avons vu au paragraphe 5.3.1.4 qu'il y avait dans les spectres en énergie obtenus avec la réaction $D(d,n)^3\text{He}$ la présence d'un pic supplémentaire à plus basse énergie que celle attendue ($\sim 1,5$ MeV au lieu de ~ 5 MeV). Il s'agit de neutrons produits par la réaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$ sur les impuretés de carbone. Ces neutrons parasites sont issus de la cible et sont susceptibles de générer des coups dans le moniteur BF₃. Ainsi la normalisation réalisée directement à partir de la relation (5.16) est fautive car la statistique globale N_{BF_3} fournie par le moniteur BF₃ contient $N_{BF_3}(5\text{ MeV})$ événements générés par les neutrons d'intérêt, mais aussi $N_{BF_3}(1.5\text{ MeV})$ coups causés par les neutrons produits par une réaction sur un atome de carbone. En prenant le nombre total de déclenchements des compteurs BF₃, on surestime alors le nombre de neutrons incidents, et l'efficacité intrinsèque se retrouve alors sous-estimée.

Pour éviter cela il faut corriger le nombre de coups N_{BF_3} en déterminant la proportion d'événements causés par les neutrons produits par la réaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. Nous pouvons utiliser comme référence le détecteur de neutrons EDEN ou MONSTER placé au même angle que le moniteur BF₃, c'est à dire 20° par rapport à l'axe du faisceau. Les deux détecteurs sont symétriques par rapport à l'axe faisceau et l'énergie des neutrons et leur nombre par unité d'angle solide est identique pour les deux angles. A priori en ne connaissant pas la cinématique de la réaction $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, nous pouvons estimer la contribution des neutrons de ~ 1.5 MeV produits par celle-ci. Tout d'abord, nous pouvons à l'aide de la définition de l'efficacité intrinsèque (5.10) connaître le nombre $N_{inc}(1.5\text{MeV}; 20^\circ)$ de neutrons incidents de ~ 1.5 MeV sur le détecteur EDEN ou MONSTER placé à 20° . Pour cela le nombre $N_{det}(1.5\text{MeV}; 20^\circ)$ de neutrons de ~ 1.5 MeV est évalué de la même manière que les neutrons monoénergétiques d'intérêt à ~ 5 MeV et l'efficacité du détecteur à $\sim 1,5$ MeV $\varepsilon_{int}(1.5\text{MeV})$ est déterminé par simulations (voir paragraphe 5.5) après avoir vérifié que les simulations sont en accord avec les points expérimentaux.

$$N_{inc}(1.5\text{MeV}; 20^\circ) = \frac{N_{det}(1.5\text{MeV}; 20^\circ)}{\varepsilon_{int}(1.5\text{MeV})} \quad (5.18)$$

Le nombre de neutrons $N_{inc}(1.5\text{MeV}; 20^\circ)$ étant estimé, on peut déterminer le nombre associé de coups dans le moniteur BF₃ en utilisant la relation (5.16) :

$$N_{BF_3}(1.5\text{MeV}) = \frac{N_{inc}(1.5\text{MeV}; 20^\circ)}{C_{BF_3}(1.5\text{MeV}; 20^\circ) \cdot \Omega_{det}} \quad (5.19)$$

avec le coefficient de normalisation $C_{BF_3}(1.5\text{MeV}; 20^\circ)$ calculé par le programme CINE-MAT pour des neutrons de $\sim 1,5$ MeV à 20° .

Il ne reste plus qu'à soustraire le nombre de coups associés aux neutrons de $\sim 1,5$ MeV au nombre total N_{BF_3} d'événements obtenus dans le détecteur BF₃ :

$$N_{BF_3}(5\text{MeV}) = N_{BF_3} - N_{BF_3}(1.5\text{MeV}) \quad (5.20)$$

et à déterminer pour n'importe quel autre détecteur le nombre de neutrons incidents de 5 MeV à partir de la relation (5.16) :

$$\begin{aligned} N_{inc}(5\text{MeV}) &= N_{BF_3}(5\text{MeV}) \cdot C_{BF_3}(5\text{MeV}) \cdot \Omega_{det} \\ &= N_{BF_3}(5\text{MeV}) \cdot C_{BF_3}(5\text{MeV}) \cdot \pi \left(\frac{R_{det}}{D_{det}} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.21)$$

L'incertitude sur $N_{inc}(5\text{MeV})$ s'exprime de façon identique à la relation (5.17) mais en prenant :

$$\begin{aligned} \sigma_{N_{BF_3}}^2 &= \sigma_{N_{BF_3}(5\text{MeV})}^2 \\ &= \sqrt{N_{BF_3} + \sigma_{N_{BF_3}(1.5\text{MeV})}^2} \end{aligned} \quad (5.22)$$

et avec :

$$\begin{aligned} \sigma_{N_{BF_3}(1.5\text{MeV})}^2 &= [N_{BF_3}(1.5\text{MeV})]^2 \cdot \left[\left(\frac{\sigma_{N_{det}(1.5\text{MeV};20^\circ)}}{N_{det}(1.5\text{MeV};20^\circ)} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon_{int}(1.5\text{MeV})}}{\varepsilon_{int}(1.5\text{MeV})} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\sigma_{C_{BF_3}(1.5\text{MeV};20^\circ)}}{C_{BF_3}(1.5\text{MeV};20^\circ)} \right)^2 + 4 \left(\frac{\sigma_{D_{det}}}{D_{det}} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (5.23)$$

Il est possible que puissent interagir dans le moniteur BF_3 des neutrons d'énergies plus basses que celles détectables avec un scintillateur organique. En effet les neutrons de faible énergie induisent peu de lumière de scintillation, et peuvent être ainsi en-dessous du seuil d'analyse. La procédure que nous venons de décrire ne s'applique que dans les cas où un pic de neutrons issus d'une autre réaction que celle d'intérêt est visible sur les spectres pour deux raisons :

- il faut tout simplement s'apercevoir de la présence de neutrons issus d'une autre réaction. Il est conseillé pour cela de mettre un seuil en lumière le plus bas possible pour rendre visible les neutrons de plus basse énergie. Il restera toutefois une limite liée au seuil de l'électronique ;
- il est nécessaire de connaître le nombre d'événements détectés par le scintillateur, donc d'intégrer un pic en temps de vol visible.

Détecteur BC501A

Pour l'énergie la plus élevée utilisée à Bruyères-le-Châtel, c'est-à-dire les neutrons d'environ 16 MeV produits par la réaction $\text{T}(d,n)^4\text{He}$, le nombre de neutrons incidents a été déterminé avec la petite cellule de BC501A. Connaissant l'efficacité de celle-ci et la distribution angulaire de la réaction $\text{T}(d,n)^4\text{He}$, il est possible de remonter au flux de neutrons à n'importe quel angle.

Dans un premier temps il est nécessaire de déterminer le nombre $N_{inc,BC}$ de neutrons incidents sur la petite cellule de BC501A. Pour cela il suffit pour un seuil donné¹ d'intégrer le pic en temps de vol des neutrons monoénergétiques pour obtenir le nombre de neutrons

1. La qualité de la discrimination est moins bonne avec cette petite cellule de BC501A qu'avec les autres détecteurs à base de scintillateur organique. Un seuil de 1 MeVee a été appliqué pour les neutrons produits par la réaction $\text{T}(d,n)^4\text{He}$.

détectés N_{BC} . Pour calculer le nombre de neutrons incidents, nous utilisons les efficacités simulées avec le programme NRESP [Die82], validées par les données expérimentales prises au laboratoire PTB [Var12]. L'efficacité intrinsèque $\varepsilon_{int,BC}$ a été considérée comme constante pour l'ensemble des neutrons contenus dans le pic en temps de vol et sa valeur correspond à celle de l'énergie des neutrons la plus probable mesurée à 20° . De plus l'efficacité intrinsèque évolue peu dans cette gamme en énergie. Nous avons pris 5 % pour l'incertitude relative sur l'efficacité (en effet les efficacités simulées avec NRESP reproduisent les efficacités mesurées à PTB à 5 % près [Var12]).

$$N_{inc,BC} = \frac{N_{BC}}{\varepsilon_{int,BC}} \quad (5.24)$$

Ensuite le nombre de neutrons incidents sur un autre détecteur de neutrons est estimé à partir du rapport des angles solides Ω_{det} et Ω_{BC} du détecteur EDEN ou MONSTER et de la petite cellule de BC501A respectivement, tout en tenant compte de la distribution angulaire de la réaction en faisant le rapport des sections efficaces différentielles. Pour les déterminer nous procédons à une interpolation linéaire pour une énergie de particules incidentes E_d et un angle d'émission de neutrons θ entre deux valeurs de section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_d, \theta)$ fournies par [Lis73]. Le nombre de neutrons incidents s'exprime donc par :

$$N_{inc} = N_{inc,BC} \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_d, \theta_{det})}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_d, \theta_{BC})} \frac{\Omega_{det}}{\Omega_{BC}} \quad (5.25)$$

Nous n'avons considéré aucune incertitude sur les sections efficaces différentielles, mais aussi l'approximation qu'elles étaient constantes sur toute la surface couverte par un détecteur. Ainsi nous avons estimé que l'incertitude pouvait s'exprimer de la façon suivante :

$$\sigma_{N_{inc}} = N_{inc} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{BC}}}{N_{BC}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\varepsilon_{int,BC}}}{\varepsilon_{int,BC}}\right)^2 + 4\left(\frac{\sigma_{d_{BC}}}{d_{BC}}\right)^2 + 4\left(\frac{\sigma_{D_{det}}}{D_{det}}\right)^2} \quad (5.26)$$

Les résultats obtenus à Bruyères-le-Châtel pour les efficacités des détecteurs EDEN et MONSTER se situent au paragraphe 5.6.1.

5.4.3 Événements de diaphonie

Pour l'étude des événements de diaphonie, événements dans lesquels un seul neutron diffuse d'un détecteur A vers un autre détecteur B tout en déclenchant les deux modules, nous avons utilisé les runs avec présence du blindage devant le détecteur B . Un seuil de discrimination identique sur les deux détecteurs a été appliqué afin de correspondre aux conditions d'une véritable expérience. Pour sélectionner les événements de diaphonie, il est nécessaire d'appliquer les critères suivants :

- on impose une fenêtre en temps pour tenir compte du parcours d'un neutron entre les détecteurs A et B , mais aussi pour être certain que la particule détectée dans B corresponde au même événement. Pour une diffusion de A vers B , l'événement

déecté dans B doit survenir après le déclenchement du module A , mais dans une gamme en temps limitée car les deux événements doivent appartenir au même paquet de faisceau. Ceci se fait à deux niveaux :

1. avec FASTER il est possible de définir des coïncidences entre plusieurs détecteurs ; les données ne sont alors plus stockées individuellement, mais apparaissent sous un autre format : un groupe. Pour qu'il y ait une coïncidence entre les détecteurs A et B , nous avons imposé le fait que si le détecteur B déclenche, il faut un signal généré avant dans le module A dans la limite de 400 ns (durée de la période du faisceau), ou alors 20 ns après (le module de décision qui évalue les coïncidences est situé au niveau d'un nœud placé en aval dans l'architecture en arbre de FASTER et en fonction du flux de données sur chacune des voies il est possible que celles-ci arrivent dans un ordre différent. Ceci ne pose aucun problème car chaque donnée est marquée en temps). Nous avons contrôlé ensuite à partir des temps de déclenchement, la fiabilité des coïncidences reconstruites par FASTER : tous les événements qui correspondent au critère de temps fixé apparaissent bien sous forme de groupe.
 2. il est possible de restreindre la gamme en temps en imposant à partir des temps de déclenchement $t_{A/B}$ des modules A et B le fait que $t_B > t_A$. En faisant cela il n'y aura sur les spectres en temps de vol aucun événement permettant d'évaluer le bruit de fond composé de coïncidence fortuites. Nous avons donc choisi de n'imposer aucun autre critère sur le temps t_B par rapport à t_A .
- un neutron doit être détecté à la fois dans A et B . L'identification et la sélection de la nature de la particule est réalisée à partir des matrices de discrimination (voir section 5.4.2.1).
 - on sélectionne uniquement les neutrons directs issus de la cible. Le temps de vol du neutron qui interagit dans A doit correspondre au temps de vol des neutrons monoénergétiques produits par la réaction d'intérêt. Pour cela nous appliquons les mêmes limites en énergie, donc en temps de vol, que pour la sélection des neutrons incidents pour la mesure de l'efficacité intrinsèque (voir paragraphe 5.4.2.1).

Pour représenter les événements de diaphonie, nous pouvons regarder la distribution en temps de vol du détecteur B . Pour certaines mesures, la résolution en temps est mauvaise à cause des fluctuations sur l'instant de déclenchement du signal « pick-up ». Les détecteurs A et B déclenchent sur des événements appartenant au même paquet de faisceau et la variation est donc identique pour les temps t_A et t_B . Dans le but de s'affranchir de celle-ci, nous étudierons par la suite le temps de vol entre les détecteurs A et B , c'est à dire la différence $t_B - t_A$.

Quelles que soit la configuration géométrique et l'énergie choisie, la structure de cette distribution est assez simple : elle se présente sous la forme d'un pic situé à des temps de vols supérieurs au temps de vol mesuré dans A et qui contient la quasi-totalité des événements, et un fond dont la proportion dépend de l'énergie et de l'angle. En effet pour les runs à haute énergie, à environ 5 MeV par exemple (voir figure 5.22), il n'y a quasiment pas de coups autres que dans la structure associée aux événements de diaphonie, tandis que le fond est beaucoup plus visible à basse énergie ($\sim 1,5-2,5$ MeV) et aux grands angles

($\sim 70^\circ$ ou $\sim 90^\circ$). Le nombre d'événements de diaphonie est obtenu par soustraction du fond estimé par une méthode de trapèze. Le fond a été considéré comme un polynôme d'ordre 1 et sa valeur aux extrémités de la distribution a été moyennée sur les canaux voisins.

Le taux de diaphonie est défini comme étant le rapport du nombre de neutrons détectés à la fois dans les détecteurs A et B , divisé par le nombre de neutrons incidents dans A . Les résultats obtenus à Bruyères-le-Châtel pour la mesure de la diaphonie entre deux modules EDEN ou MONSTER sont présentés au paragraphe 5.6.2.

5.5 Simulations

5.5.1 Codes de simulations utilisés

5.5.1.1 MENATE

MENATE [Des91] est un code de transport de type Monte-Carlo développé en Fortran pour simuler le parcours et la détection des photons et des neutrons dans les scintillateurs organiques tels que le NE213 et les scintillateurs à base d'iodure de césium (CsI) à des énergies inférieures à 100 MeV. Dans notre version il n'est possible d'utiliser que des volumes cylindriques et seules les interactions sur le carbone et l'hydrogène sont possibles : nous pouvons simuler uniquement les scintillateurs organiques. MENATE utilise les diffusions élastiques $n + p$ et $n + {}^{12}\text{C}$ et les réactions inélastiques sur le ${}^{12}\text{C}$ listées au chapitre 2 avec les sections efficaces décrites dans les références [Cec79] et [DG76]. Le code de simulation MENATE considère qu'il y a autant d'atomes d'hydrogène que de carbone. Pour simuler un scintillateur particulier (NE213 par exemple) il est nécessaire de multiplier les sections efficaces d'interaction sur l'hydrogène par le rapport du nombre d'atomes d'hydrogène sur le nombre d'atomes de carbone N_H/N_C (pour le NE213 $N_H/N_C = 1,213$).

Il est possible de définir un plus grand nombre de cylindres de matière que de détecteurs. La géométrie s'implémente facilement en indiquant au code MENATE le nombre de détecteurs et de volumes non actifs, le rayon, l'épaisseur, les coordonnées (x,y,z) et les cosinus directeurs de la génératrice des différents cylindres, ainsi que le type de matériaux les constituant. Les neutrons sont émis depuis l'origine du repère et MENATE a besoin uniquement de leur énergie et de leur vecteur directeur. Le suivi des neutrons est effectué uniquement à l'intérieur des volumes de matière implémentés. Le choix du type de réaction se fait de façon aléatoire en tenant compte des sections efficaces de réaction. Les particules chargées (électrons, protons ou alphas) en mouvement suite à une réaction ne sont pas suivies par le code de simulation. La perte d'énergie par chaque particule est calculée dès qu'elle est créée et tient compte de son parcours effectif dans le scintillateur. Cette énergie déposée est convertie en lumière à l'aide de la relation (2.7).

Le code MENATE suit les neutrons pas à pas dans la matière. L'ensemble des caractéristiques des neutrons est stocké pour chaque interaction, ce qui inclut :

- le numéro et le type (neutron ou rayon γ) de la particule qui a interagi, et son énergie avant la réaction,
- le numéro de la réaction précédente pour la particule considérée,
- les coordonnées (x,y,z) de la réaction,
- l'instant de la réaction (le temps $t = 0$ correspond à l'émission des neutrons),

- le numéro de cylindre et le type de matériau qui le constitue,
- la nature de la réaction et la quantité de lumière produite à l'issue de celle-ci.

Toutes ces informations sont ensuite utilisées par l'utilisateur soit directement, ou par l'intermédiaire de fonctions présentes dans le code MENATE. En effet, il y est possible de réaliser :

- une synthèse des résultats en listant les détecteurs touchés. Une particule est considéré comme étant détectée si la somme des quantités de lumière produite par les interactions dans le scintillateur est au-dessus du seuil (en MeVee) que l'utilisateur a choisi. L'instant de déclenchement d'un module correspond au temps de l'interaction qui a permis le franchissement du seuil. L'utilisateur peut introduire une résolution en temps du module.
- une discrimination n - γ . Pour que l'événement détecté soit associé à un neutron, il faut que la somme des quantités de lumière produite par des hadrons (protons et particules α) soit supérieure à une fraction de la lumière totale produite dans le scintillateur. Cette fraction est ajustable par l'utilisateur et nous avons choisi 50 %.

Comme déjà mentionné, le code MENATE ne tient compte que des réactions sur l'hydrogène et le carbone, et seuls les scintillateurs organiques peuvent être simulés. Il est toutefois possible d'ajouter, en plus du scintillateur constituant les détecteurs, d'autres matériaux composés d'hydrogène et de carbone : il suffit d'inclure un matériau en ajustant la densité et le rapport du nombre d'atomes d'hydrogène sur le nombre d'atomes de carbone N_H/N_C , les processus d'interaction restant identiques. Nous avons pu ainsi inclure la paraffine dans la simulation.

5.5.1.2 GEANT4 et MENATE_R

GEANT4 [Ago03] est un code de transport de particules qui tient compte de l'environnement matériel et des interactions particule-matière. Il permet de décrire la totalité de la géométrie d'un dispositif expérimental contrairement à MENATE qui utilise une géométrie beaucoup plus restreinte. GEANT4 a en plus l'avantage d'offrir des outils de visualisation des détecteurs et des trajectoires des particules. Cependant GEANT4 a été développé pour des énergies bien plus élevées et les processus physiques de GEANT4 se sont avérés inadaptés pour reproduire les observables expérimentales des neutrons de 1 à 150 MeV (efficacités intrinsèques non reproduites, distributions angulaires incorrectes donc prédictions fausses concernant les probabilités de diaphonie entre deux modules) [Roe08]. Pour ces raisons MENATE_R a été développé par Brian Roeder au LPC, l'objectif étant d'utiliser un code de simulation bénéficiant des avantages de GEANT4, mais qui utilise un autre modèle de diffusion des neutrons sur l'hydrogène et le carbone que ceux fournis par GEANT4.

Le code MENATE_R peut être vu comme une version plus récente du code MENATE. Il tient compte exactement des mêmes réactions mais diffère sur les points suivants :

- les modèles ont été améliorés pour les réactions $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ et $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$; ce changement devrait être visible à nos énergies que pour les mesures à 15,5 MeV, car l'ouverture de ces canaux de réaction ne se fait qu'à partir de 9 MeV et 5 MeV respectivement.
- les distributions angulaires des réactions sur l'hydrogène et le carbone sont paramétrées.

- les sections efficaces des réactions élastiques sur l'hydrogène et le carbone proviennent de la librairie de données nucléaires évaluée ENDF-VII [Cha06], tandis que les sections efficaces inélastiques sur le carbone restent inchangées.
- les particules chargées générées dans les réactions sont toutes suivies par GEANT4. Les interactions des particules chargées et des rayons γ ne dépendent pas du code MENATE_R : elles sont gérées par les processus électromagnétiques standards de GEANT4.

L'énergie totale déposée dans le détecteur par l'ensemble des particules chargées générées lors de la simulation est convertie par nos soins en utilisant la relation empirique (2.7). Tout comme son prédécesseur, MENATE_R a été développé pour gérer les interactions des neutrons sur le carbone et l'hydrogène uniquement. La version actuelle du code ne permet donc pas de simuler l'interaction des neutrons dans d'autres matériaux. Pour cela il faudrait modifier la version actuelle du code ou utiliser les processus de GEANT4.

5.5.2 Simulations effectuées

5.5.2.1 Réponse d'un module

La série de mesures réalisées à Bruyères-le-Châtel pour évaluer l'évolution de l'efficacité intrinsèque d'un module EDEN ou MONSTER en fonction de l'énergie des neutrons (de 0,1 à 16 MeV) a été comparée à l'efficacité obtenue par simulations avec les codes MENATE et GEANT4 (MENATE_R). Un module a été approximé par un cylindre de scintillateur BC501A (ou NE213) uniquement, de 20 cm de diamètre et 5 cm de longueur. Nous avons considéré un faisceau conique isotrope de neutrons centré à 3 m de distance de la face d'entrée du détecteur et frappant toute la surface active de celui-ci. Les efficacités intrinsèques ont été simulées pour plusieurs seuils de discrimination (typiquement 100, 150 et 200 keVee). L'efficacité intrinsèque est définie comme étant le rapport du nombre de neutrons détectés sur le nombre de neutrons incidents sur la surface active du détecteur. Un neutron est considéré comme étant détecté si la quantité de lumière produite par toutes les interactions dans le scintillateur est supérieure au seuil. Aucune fluctuation sur la quantité de lumière n'a été considérée. Les résultats obtenus par simulations sont comparés aux données de l'expérience dans la partie suivante 5.6.1.

5.5.2.2 Diaphonie

Des simulations ont été effectuées de même pour étudier la probabilité de diaphonie entre deux modules EDEN ou MONSTER. Pour commencer, les simulations n'ont été réalisées qu'avec MENATE. Nous avons estimé la probabilité de diaphonie entre deux volumes cylindriques de scintillateur organique NE213 (de 20 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur) placés de sorte à reproduire les configurations décrites dans le tableau 5.4. Les neutrons sont envoyés seulement en direction du premier module (noté A précédemment) car les événements d'intérêt sont seulement les neutrons diffusés du détecteur A vers le détecteur B . Nous avons considéré un faisceau conique isotrope de neutrons dont l'énergie est tirée aléatoirement sur une distribution uniforme centrée sur la valeur de l'énergie E_n mesurée des neutrons, et sur une largeur qui correspond à la différence entre les énergies théoriques maximale et minimale possibles pour les neutrons. Cette largeur a pour origine l'interaction et la perte en énergie des particules du faisceau dans la cible, qui conduit à la

production de neutrons d'énergie plus faible. Les énergies minimales et maximales ont été calculées par le programme CINEMAT.

Nous considérons qu'un événement de diaphonie est obtenu si la quantité de lumière produite par toutes les interactions dans le scintillateur est supérieure au seuil dans les deux modules A et B , et que les deux événements sont identifiés comme des neutrons. Aucune fluctuation sur la quantité de lumière n'a été considérée. Le taux de diaphonie simulé a été défini comme précédemment : il s'agit du nombre de neutrons détectés dans les deux modules A et B , divisé par le nombre de neutrons directs ayant déclenché le détecteur A .

Pour contrôler le positionnement des détecteurs et les interactions des neutrons dans les modules, une visualisation a été développée à partir des outils inclus dans le logiciel ROOT [Bru97]. Elle consiste à visualiser les deux modules utilisés pour la mesure de la diaphonie, mais aussi de suivre le parcours des neutrons à partir des coordonnées des différentes interactions dans les volumes de matière. Une discussion concernant les simulations réalisées est effectuée dans la partie suivante 5.6.2.

5.6 Résultats et discussions

5.6.1 Réponse d'un module

L'efficacité en fonction de l'énergie des neutrons est représentée en figure 5.16 et 5.17 pour les données de 2011 et 2012, et est comparée à celle obtenue avec les simulations.

On constate que les deux codes de simulations sont compatibles en matière d'efficacité intrinsèque. L'ensemble des résultats montre une efficacité qui augmente très rapidement, juste au-dessus de l'énergie neutron correspondant au seuil d'analyse choisi, vers un maximum autour de 2 MeV et dont la valeur dépend du seuil en lumière appliqué. Ensuite l'efficacité reflète la diminution des sections efficaces élastiques sur l'hydrogène et le carbone en fonction de l'énergie. L'efficacité devient à peu près constante entre 10 et 20 MeV. Cet effet est causé par l'ouverture de canaux inélastiques sur le carbone [DG76].

Il est intéressant de noter la cohérence entre les mesures d'efficacité et celles simulées (aux barres d'erreur près) sur toute la gamme en énergie pour le détecteur MONSTER. Un accord entre les mesures d'efficacité réalisées en 2011 et 2012 peut être aussi constaté.

Concernant l'efficacité obtenue avec les modules EDEN, les résultats expérimentaux semblent de même globalement en accord avec les simulations.

Nous pouvons constater toutefois que les points d'efficacité situés au niveau du front de montée, près du seuil, ont tendance à être légèrement en-dessous des valeurs simulées. Il est possible que le seuil en lumière appliqué dans l'analyse des données expérimentales ne corresponde pas exactement à celui appliqué dans la simulation, du fait de la non-linéarité du scintillateur en-dessous d'environ 150 keV (chapitre 2 et 3), et ce malgré la prise en compte des photons gammas de 60 keV dans l'étalonnage en charge. En effet, ce point seul ne permet pas de rendre compte de cette non-linéarité.

Les simulations effectuées semblent sous-estimer les efficacités aux alentours de 16 MeV. Nous rappelons toutefois que la détermination du nombre de neutrons incidents sur le détecteur a été réalisée à partir de la petite cellule de BC501A du CEA.

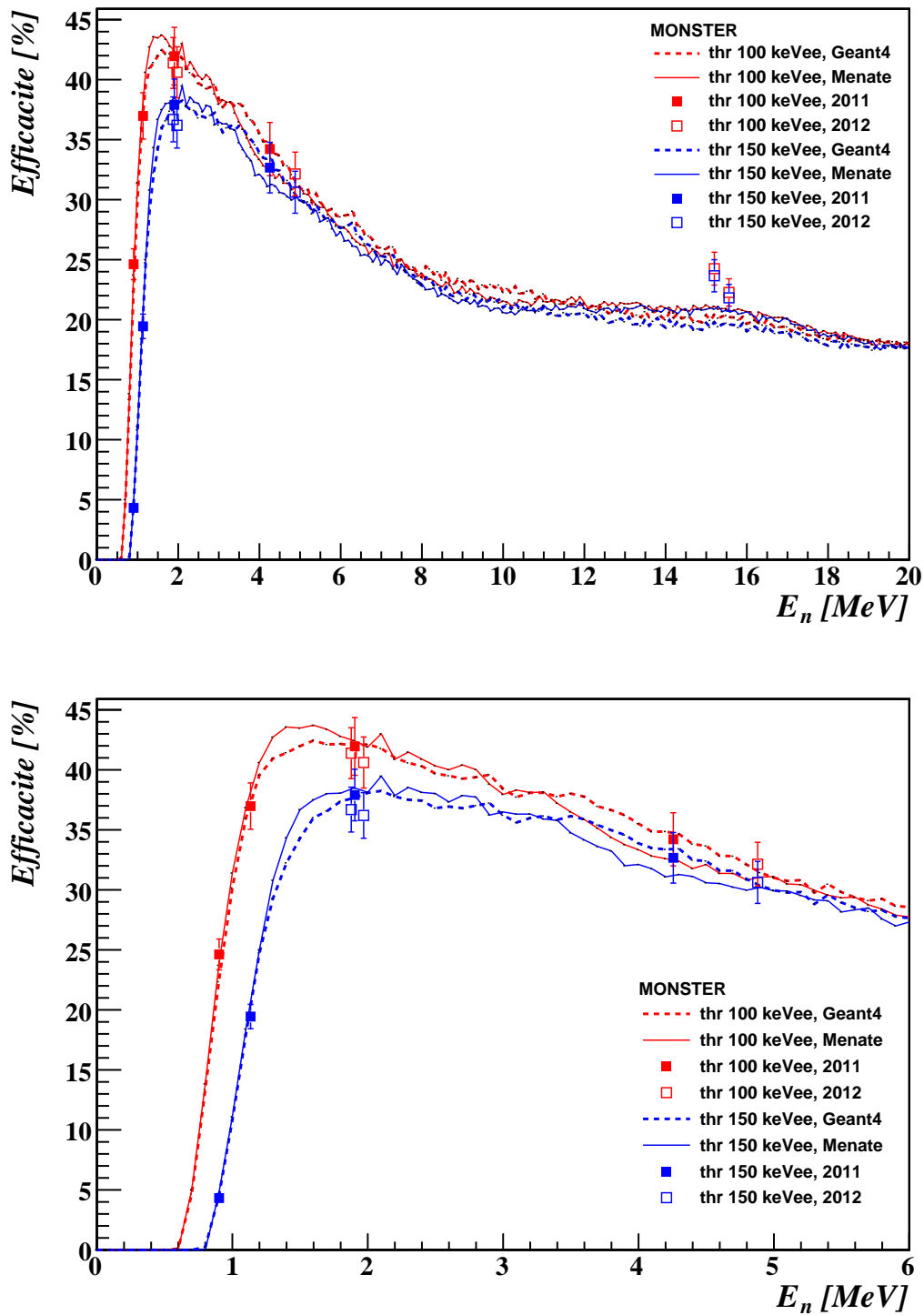


FIGURE 5.16 – Efficacité intrinsèque d'un module MONSTER et comparaison avec les codes de simulations, pour différents seuils (100 et 150 keVee). En haut : gamme en énergie allant jusqu'à 20 MeV. En bas : zoom sur les basses énergies.

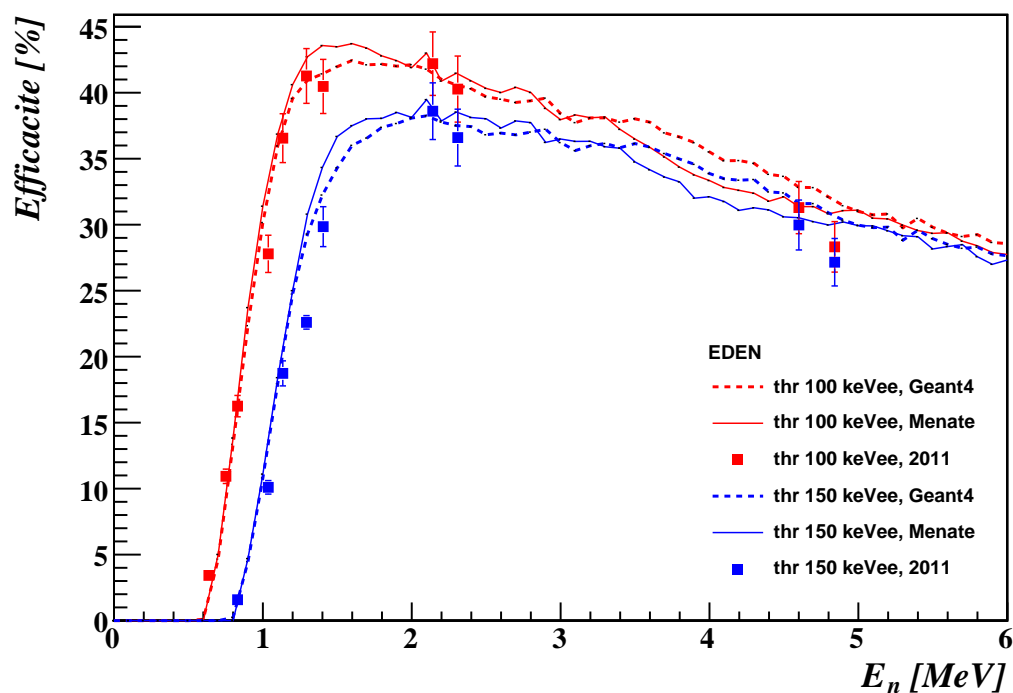


FIGURE 5.17 – Efficacité intrinsèque d'un module EDEN et comparaison avec les codes de simulations, pour différents seuils (100 et 150 keVee).

La procédure de normalisation utilise l'efficacité de celle-ci donnée par le code de simulation NRESP. Pour des neutrons de 15,8 MeV les codes NRESP, MENATE et MENATE_R donnent respectivement des efficacités intrinsèques de 12,5%, 15,3% et 11,6% pour la petite cellule de BC501A à un seuil de 1 MeVee. Ces valeurs ont été obtenues en simulant un faisceau isotrope de neutrons arrivant sur la face d'entrée du détecteur situé à 2 mètres. Le comportement des codes de simulation diffère dans cette gamme en énergie, induisant une incertitude supplémentaire dans la mesure de l'efficacité de nos détecteurs EDEN et MONSTER.

5.6.2 Diaphonie

Les spectres en temps de vol entre les modules A et B ont été représentés pour chaque énergie incidente et pour tous les angles entre les deux modules θ_{AB} . Ils sont visibles à droite dans les figures 5.18 à 5.23 (les figures sont classées par énergie croissante). Nous avons tracé l'évolution de la probabilité de diaphonie (en %) en fonction de l'angle θ_{AB} à gauche de ces figures.

$$E_n = 1,4 \text{ MeV}$$

EDEN

$$t_n(A) = 175.2 \text{ ns}$$

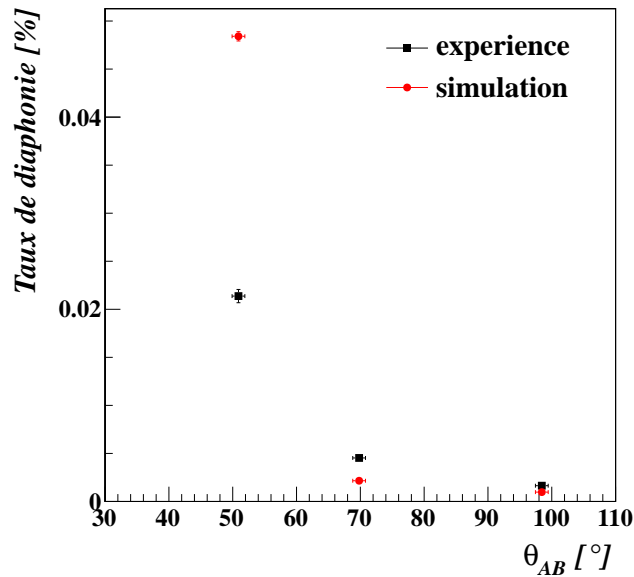
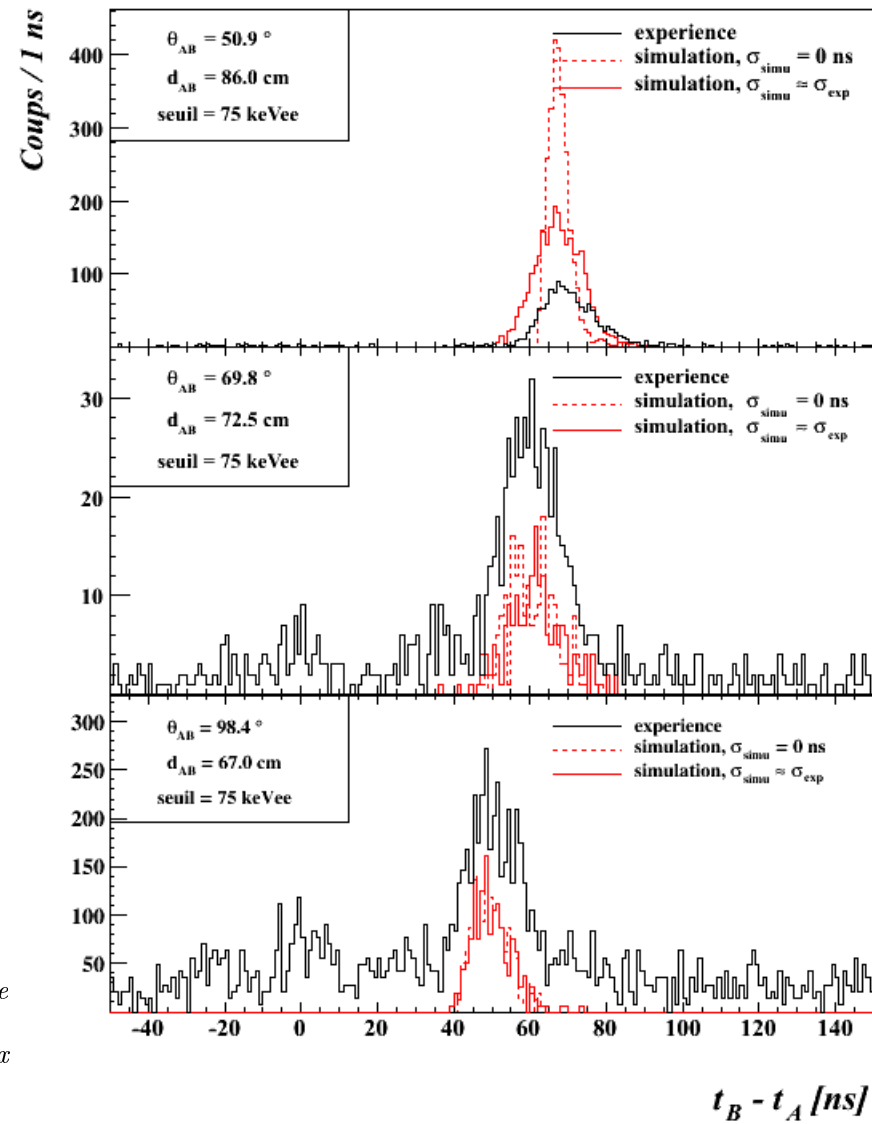


FIGURE 5.17 – Diaphonie à 1,4 MeV.

À gauche : probabilité de diaphonie en fonction de l'angle relatif θ_{AB} entre les deux modules.

À droite : différence de temps de vol $t_B - t_A$ entre les deux modules.



$$E_n = 2,0 \text{ MeV}$$

MONSTER

$$t_n(A) = 152.9 \text{ ns}$$

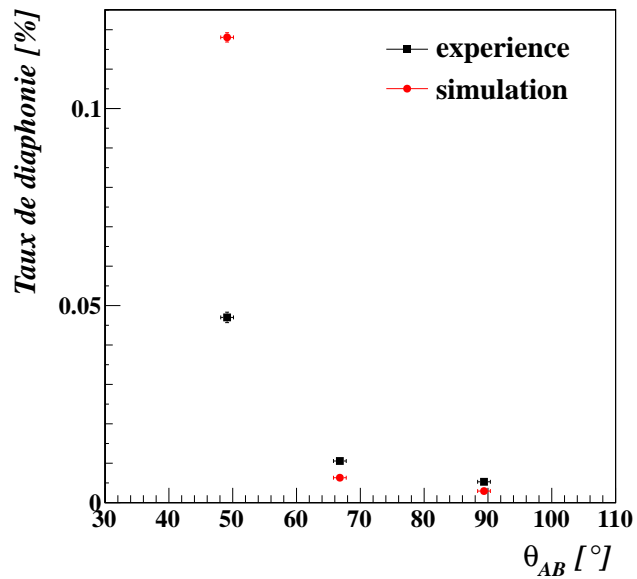
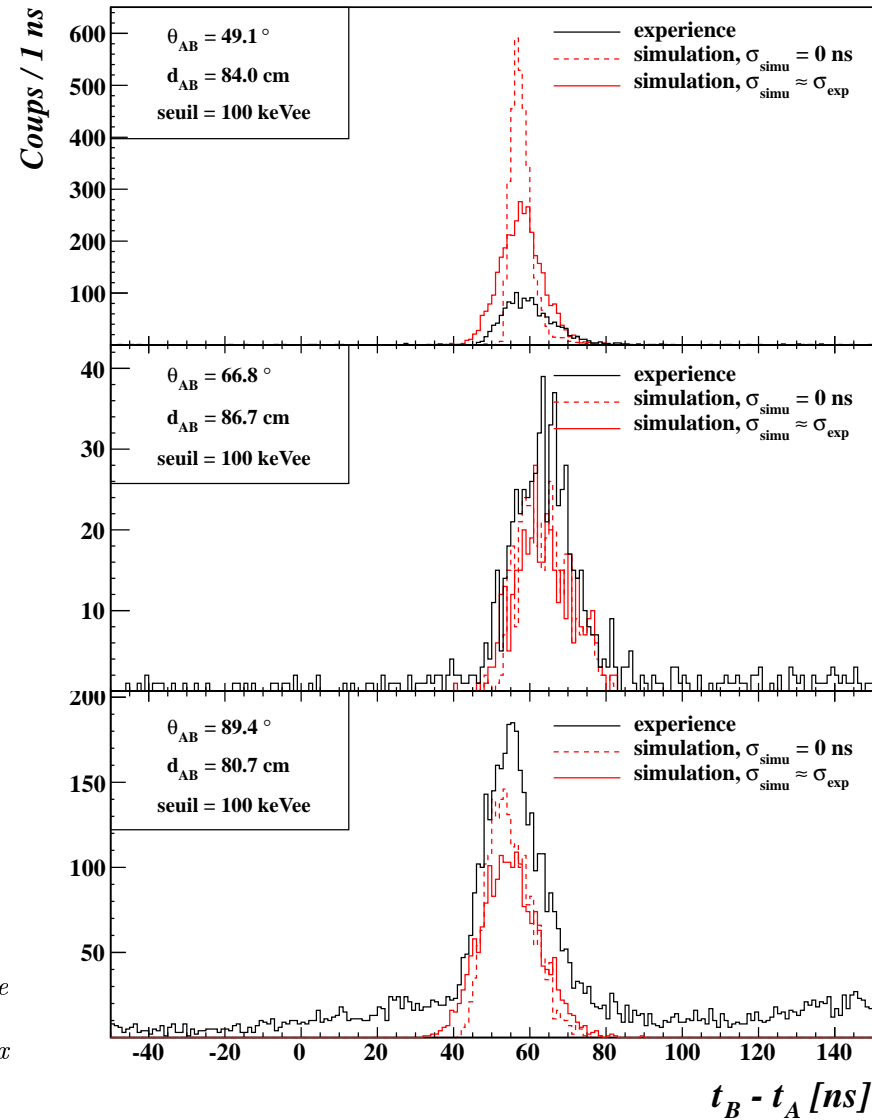


FIGURE 5.18 – Diaphonie à 2,0 MeV.
 À gauche : probabilité de diaphonie en fonction de l'angle relatif θ_{AB} entre les deux modules.
 À droite : différence de temps de vol $t_B - t_A$ entre les deux modules.



$$E_n = 2,3 \text{ MeV}$$

EDEN

$$t_n(A) = 137.5 \text{ ns}$$

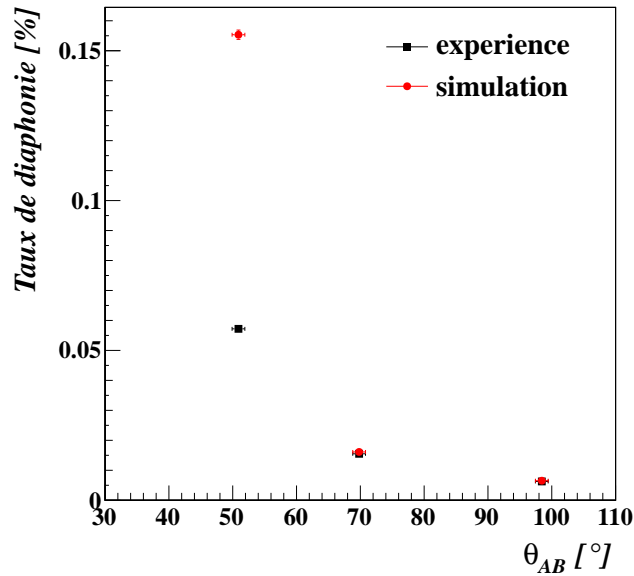
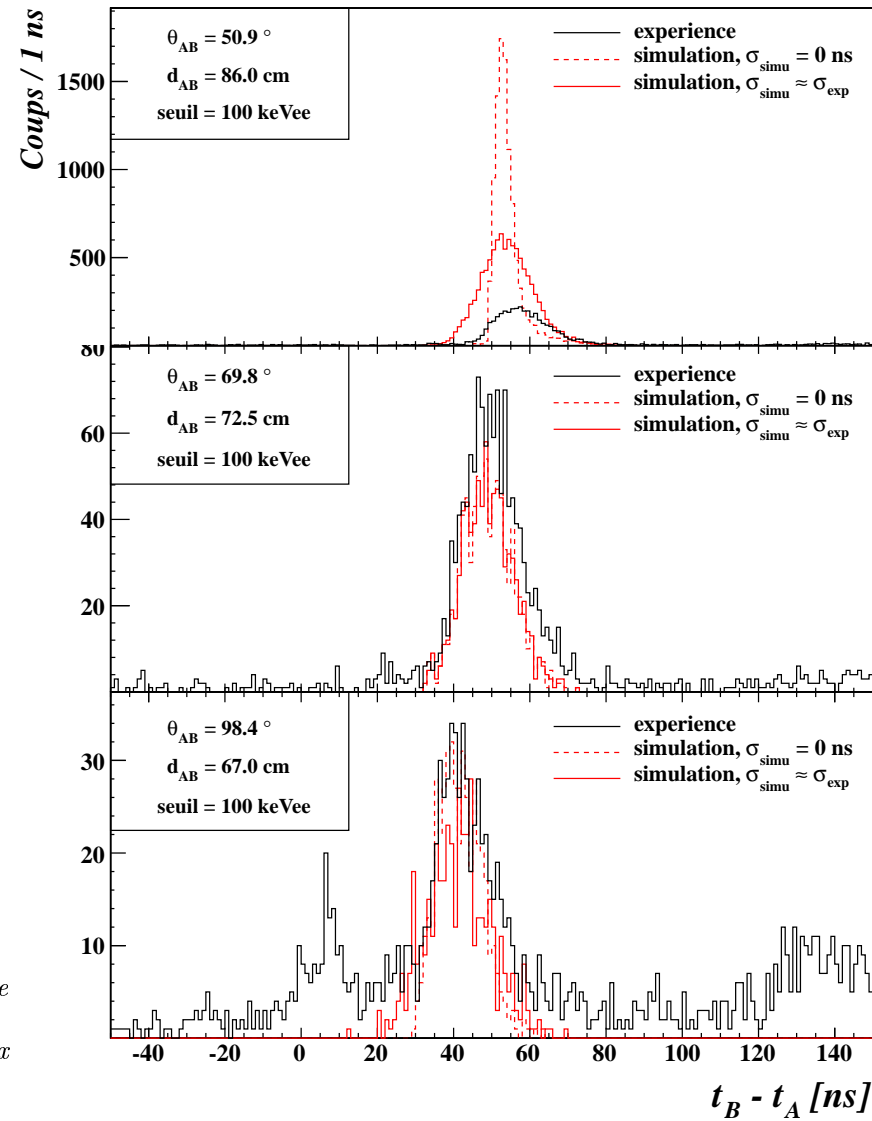


FIGURE 5.19 – Diaphonie à 2,3 MeV.

À gauche : probabilité de diaphonie en fonction de l'angle relatif θ_{AB} entre les deux modules.

À droite : différence de temps de vol $t_B - t_A$ entre les deux modules.



$$E_n = 4,8 \text{ MeV}$$

EDEN

$$t_n(A) = 99.3 \text{ ns}$$

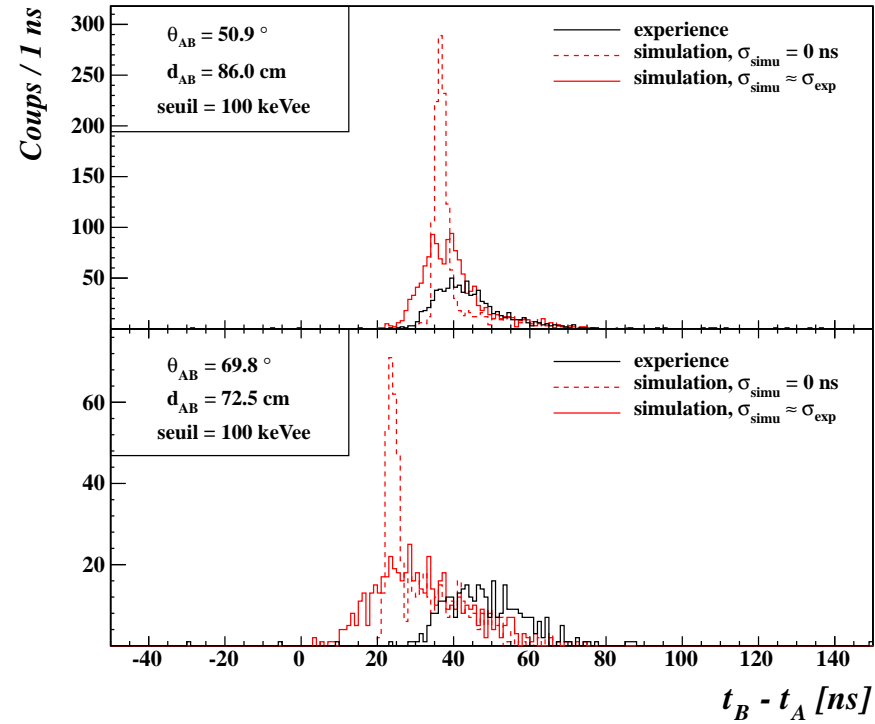
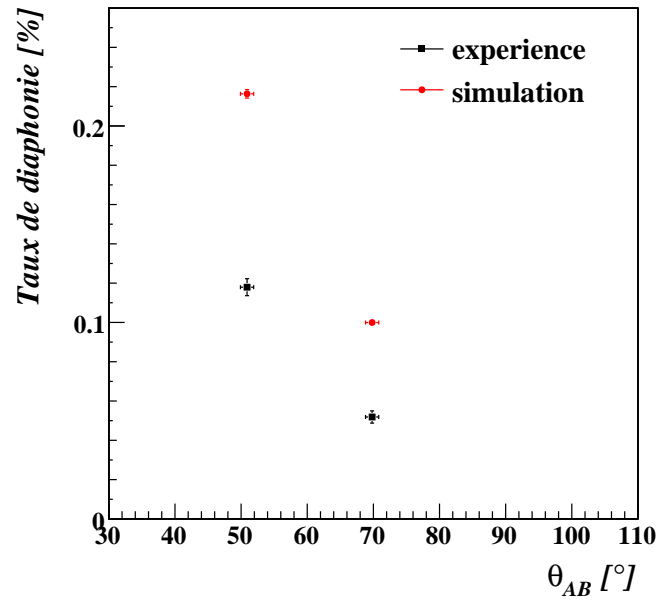


FIGURE 5.20 – Diaphonie à 4,8 MeV.

À gauche : probabilité de diaphonie en fonction de l'angle relatif θ_{AB} entre les deux modules.

À droite : différence de temps de vol $t_B - t_A$ entre les deux modules.

$$E_n = 4,9 \text{ MeV}$$

MONSTER

$$t_n(A) = 97.5 \text{ ns}$$

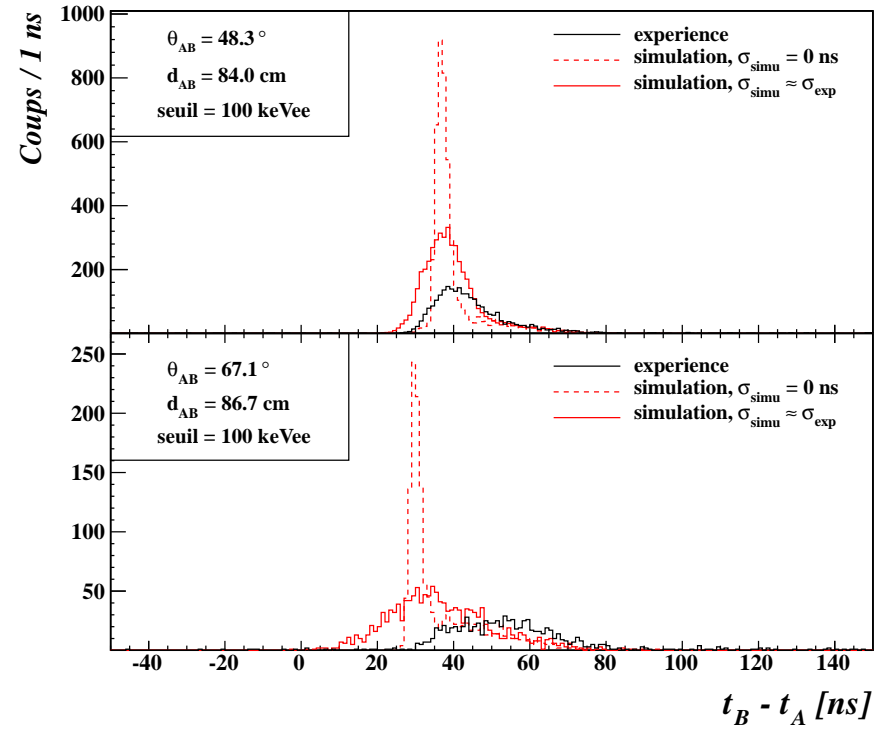
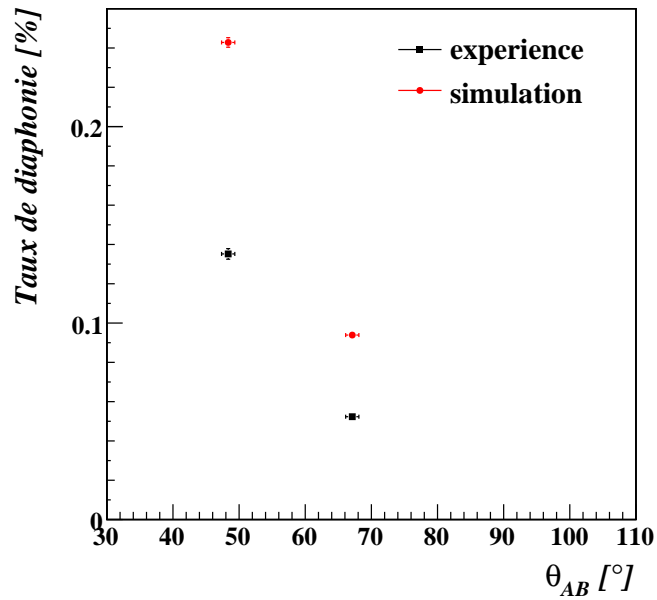


FIGURE 5.21 – Diaphonie à 4,9 MeV.

À gauche : probabilité de diaphonie en fonction de l'angle relatif θ_{AB} entre les deux modules.

À droite : différence de temps de vol $t_B - t_A$ entre les deux modules.

$$E_n = 15,5 \text{ MeV}$$

MONSTER

$$t_n(A) = 55.2 \text{ ns}$$

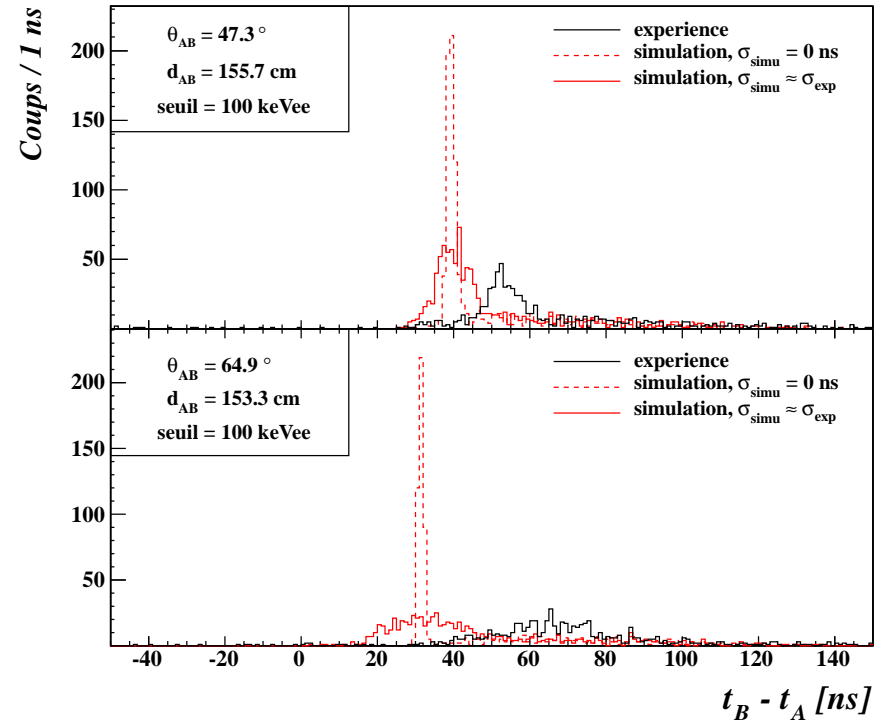
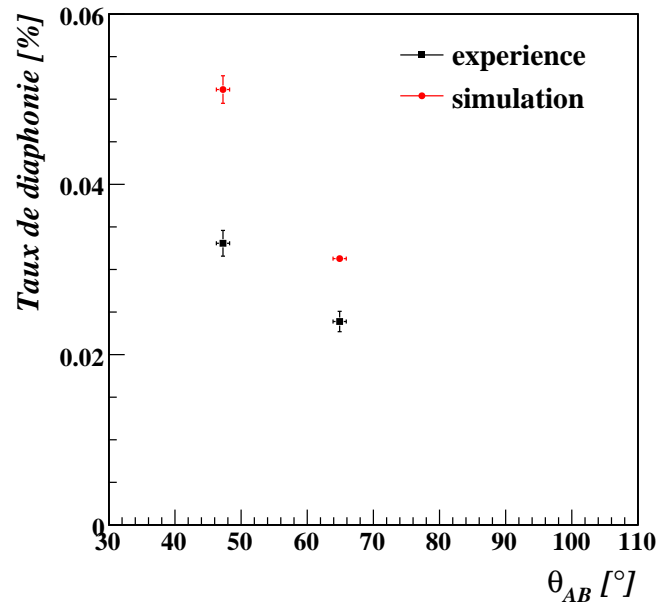


FIGURE 5.22 – Diaphonie à 15,5 MeV.
 À gauche : probabilité de diaphonie en fonction de l'angle relatif θ_{AB} entre les deux modules.
 À droite : différence de temps de vol $t_B - t_A$ entre les deux modules.

E_n (MeV)	d_{AB} (cm)	θ_{AB} ($^\circ$)	seuil (keVee)	$P_{CT,exp} = N_{AB}/N_A _{exp}$	$P_{CT,simu} = N_{AB}/N_A _{simu}$	$P_{CT,exp}/P_{CT,simu}$
1,42	86,0	50,9	75	$(2,14 \pm 0,07) \times 10^{-4}$	$(4,84 \pm 0,05) \times 10^{-4}$	$0,44 \pm 0,02$
	72,5	69,8	75	$(4,53 \pm 0,33) \times 10^{-5}$	$(2,16 \pm 0,02) \times 10^{-5}$	$2,10 \pm 0,15$
	67,0	98,4	75	$(1,64 \pm 0,14) \times 10^{-5}$	$(0,97 \pm 0,01) \times 10^{-5}$	$1,69 \pm 0,14$
1,97	84,0	49,1	100	$(4,70 \pm 0,13) \times 10^{-4}$	$(11,81 \pm 0,01) \times 10^{-4}$	$0,40 \pm 0,01$
	86,7	66,8	100	$(1,06 \pm 0,05) \times 10^{-4}$	$(0,63 \pm 0,01) \times 10^{-4}$	$1,67 \pm 0,07$
	80,7	89,4	100	$(5,29 \pm 0,11) \times 10^{-5}$	$(2,94 \pm 0,03) \times 10^{-5}$	$1,80 \pm 0,04$
2,31	86,0	50,9	100	$(5,72 \pm 0,07) \times 10^{-4}$	$(15,53 \pm 0,01) \times 10^{-4}$	$0,37 \pm 0,01$
	72,5	69,8	100	$(1,55 \pm 0,05) \times 10^{-4}$	$(1,61 \pm 0,01) \times 10^{-4}$	$0,96 \pm 0,03$
	67,0	98,4	100	$(6,28 \pm 0,47) \times 10^{-5}$	$(6,53 \pm 0,03) \times 10^{-5}$	$0,96 \pm 0,07$
4,84	86,0	50,9	100	$(1,18 \pm 0,04) \times 10^{-3}$	$(2,16 \pm 0,02) \times 10^{-3}$	$0,55 \pm 0,02$
	72,5	69,8	100	$(5,19 \pm 0,31) \times 10^{-4}$	$(10,00 \pm 0,10) \times 10^{-4}$	$0,52 \pm 0,03$
4,88	84,0	48,4	100	$(1,35 \pm 0,03) \times 10^{-3}$	$(2,43 \pm 0,02) \times 10^{-3}$	$0,56 \pm 0,01$
	86,7	67,1	100	$(5,23 \pm 0,20) \times 10^{-4}$	$(9,39 \pm 0,09) \times 10^{-4}$	$0,56 \pm 0,02$
15,48	155,7	47,3	100	$(3,31 \pm 0,15) \times 10^{-4}$	$(5,11 \pm 0,16) \times 10^{-4}$	$0,64 \pm 0,04$
	153,3	64,9	100	$(2,39 \pm 0,12) \times 10^{-4}$	$(3,13 \pm 0,03) \times 10^{-4}$	$0,44 \pm 0,04$

TABLEAU 5.7 – Bilan des probabilités de diaphonie mesurées et simulées avec MENATE, $P_{CT,exp}$ et $P_{CT,simu}$ respectivement, ainsi que le rapport $P_{CT,exp}/P_{CT,simu}$, en fonction de l'énergie des neutrons incidents E_n sur le premier module A et de la distance d_{AB} et de l'angle θ_{AB} entre les deux modules A et B.

Quelles que soit la configuration géométrique et l'énergie choisie, la structure de la distribution $t_B - t_A$ est assez simple : elle ne présente qu'une structure bien définie située à des différences de temps supérieures à $t_B - t_A = 0$ ns. Exceptés les cas où la probabilité de diaphonie est faible ($E_n = 1,4$ et $2,3$ MeV à $\theta_{AB} = 98,4^\circ$ par exemple), le fond est quasiment inexistant et il n'y a pas de structure supplémentaire dans le spectre. Ceci résulte des conditions imposées pour sélectionner ces événements : sélection d'un neutron par discrimination $n-\gamma$ à la fois dans le module A et le module B et condition sur le temps de vol mesuré dans le module A pour sélectionner un neutron direct issu de la cible. De plus, les neutrons détectés dans les deux détecteurs correspondent au même paquet de faisceau car nous avons imposé avec FASTER une fenêtre de coïncidence égale à la période du faisceau (~ 400 ns). Il n'y a donc pas de confusion sur la nature des événements constituant les distributions en temps $t_B - t_A$: il s'agit bien d'événements de diaphonie.

Il est intéressant de comparer nos spectres en temps des événements de diaphonie avec les seules mesures existantes à $14,1$ MeV [Cro92]. La figure 5.25 représente l'évolution du spectre en temps de vol entre deux modules de BC501 de $3,33$ dm³ en fonction de l'angle relatif entre les modules (la distance entre la cible et A est de 3 m, celle entre A et B est de 75 cm). On distingue sur ces distributions en temps, un pic noté n dû à la détection en coïncidence de deux neutrons issus de la cible, et donc d'un neutron direct dans A et un autre ayant traversé le blindage placé devant B . Cette contribution rend difficile l'identification des événements de diaphonie noté n' . Le pic n est décalé vers les temps de vol plus élevés lorsque l'angle entre les détecteurs augmente à cause d'une plus grande distance de vol entre la cible et le détecteur B . Nos spectres ne contiennent pas cette contribution de neutrons ayant traversé le blindage pour arriver dans B en coïncidence avec un autre neutron direct dans A . Dans l'expérience de Cronqvist *et al.*, le blindage n'était pas suffisamment efficace et/ou l'intensité de faisceau était suffisamment élevée pour induire des vraies coïncidences neutron-neutron entre les deux détecteurs (la probabilité de telles coïncidences augmentant avec le flux de neutrons, contrairement au taux de diaphonie).

Dans notre étude, tous les spectres en temps ont été obtenus pour un seuil d'analyse égal à 100 keVee, sauf pour la plus basse énergie $E_n = 1,4$ MeV. En effet à grand angle ($\sim 70^\circ$ et $\sim 90^\circ$) les événements de diaphonie n'étaient pas visibles. En effet il faut une énergie supérieure à 630 keV (d'après la relation (2.7)) pour déclencher un détecteur dont le seuil est fixé à 100 keVee, sachant que le neutron détecté a perdu de l'énergie dans le module A . Pour observer les événements de diaphonie le seuil a été abaissé à 75 keVee. Nous pouvons constater sur le spectre en temps correspondant à $E_n = 2,3$ MeV et $\theta_{AB} = 98,4^\circ$ que la discrimination $n-\gamma$ n'est pas parfaite, même pour un seuil de 100 keVee. En effet on observe une accumulation de coups à des temps de vols proches de 0 ns. Il s'agit probablement de la détection dans B d'un rayon γ produit par une réaction ($n, n'\gamma$) au niveau du module A . La structure visible sur le même spectre au temps de vol élevé ($120-150$ ns) est compatible avec la détection en coïncidence d'un neutron direct dans A et d'un autre neutron dans B ayant diffusé dans le hall expérimental.

Nous avons comparé les spectres en temps simulés à ceux obtenus expérimentalement. Les spectres en différence de temps de franchissement du seuil $t_B - t_A$ obtenus par simulations, sans convolution par la réponse en temps du détecteur, ne reproduisent pas les spectres expérimentaux. Afin que la largeur de la distribution simulée soit similaire à celle

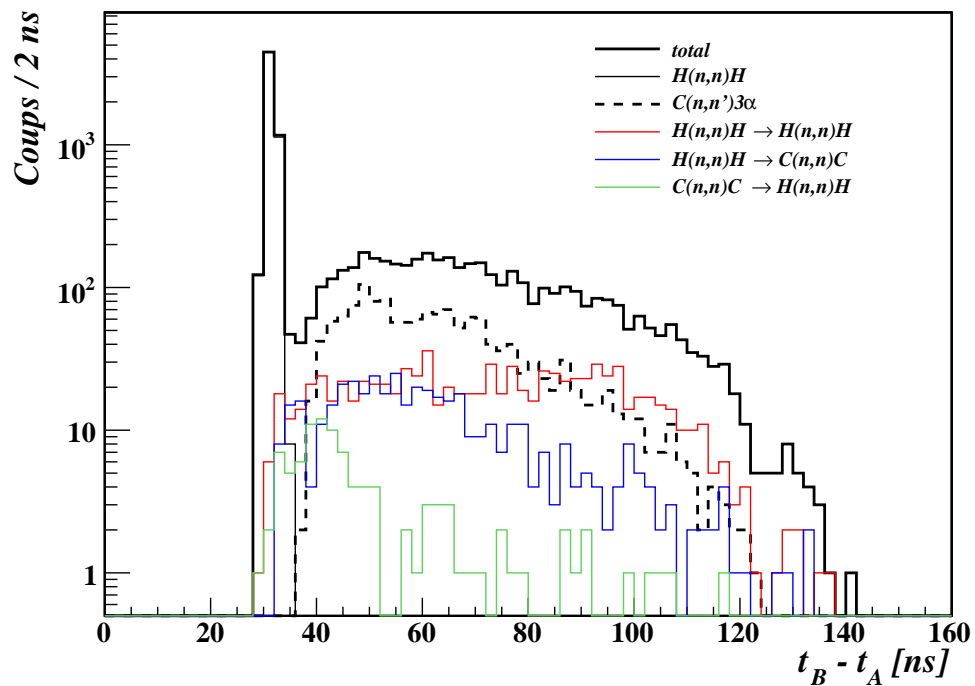
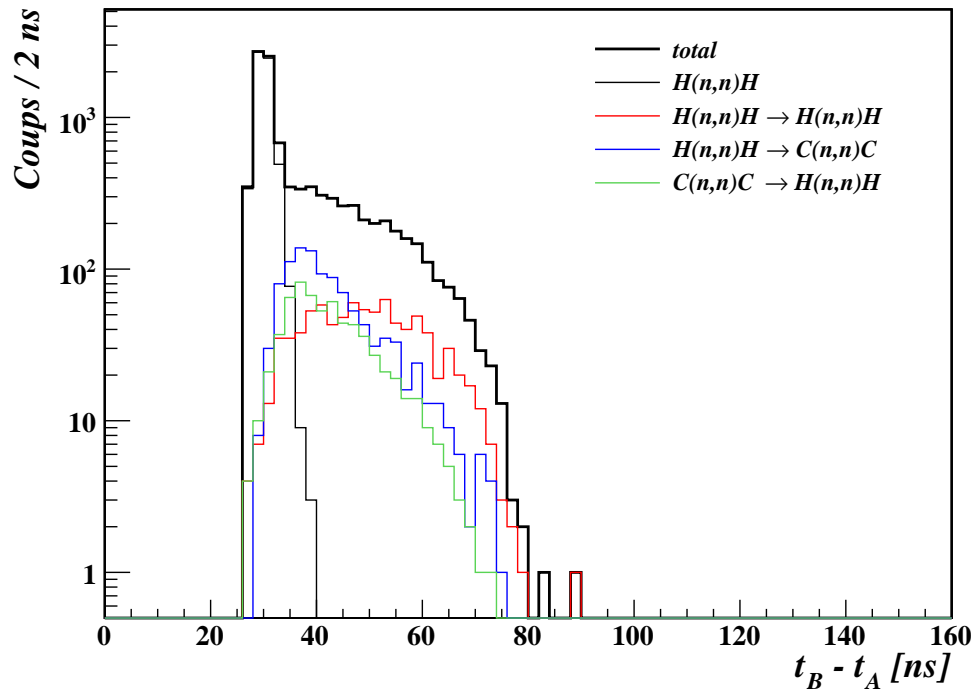


FIGURE 5.23 – Temps de vol simulé avec MENATE des neutrons allant du premier détecteur A au second B, en fonction de la multiplicité et de la nature des interactions dans le premier module. La résolution en temps est fixée à 0 ns.

En haut : temps de vol pour $E_n = 4,9$ MeV, $\theta_{AB} = 67,1^\circ$ et $d_{AB} = 86,7$ cm.

En bas : temps de vol pour $E_n = 15,5$ MeV, $\theta_{AB} = 64,9^\circ$ et $d_{AB} = 153,3$ cm.

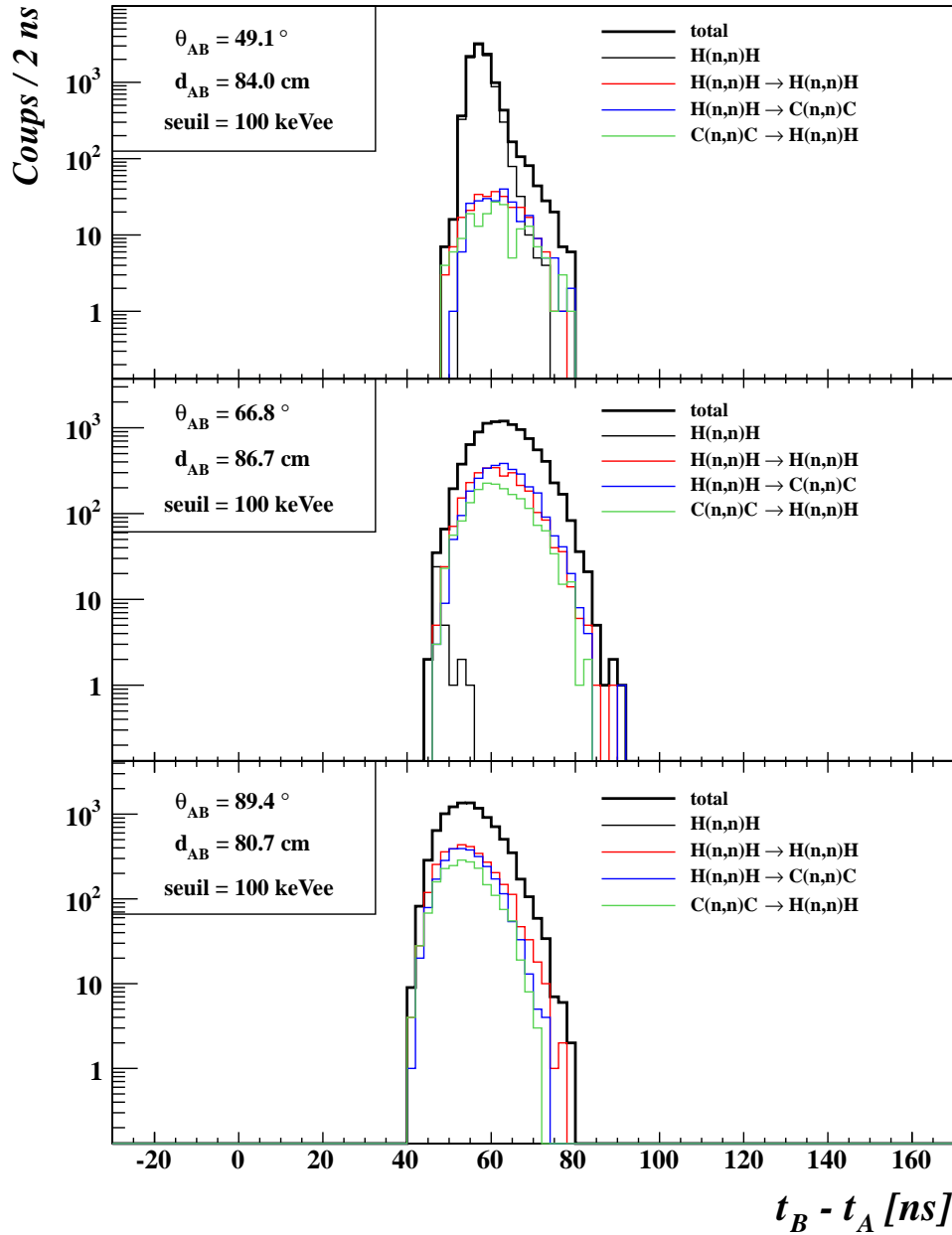


FIGURE 5.24 – Temps de vol simulé avec MENATE des neutrons pour aller du premier détecteur A au second B, en fonction du nombre et de la nature des interactions dans le premier module. La résolution en temps est fixée à 0 ns. Les temps de vol ont été représentés pour $E_n = 2,0$ MeV et les trois angles étudiés à Bruyères-le-Châtel.

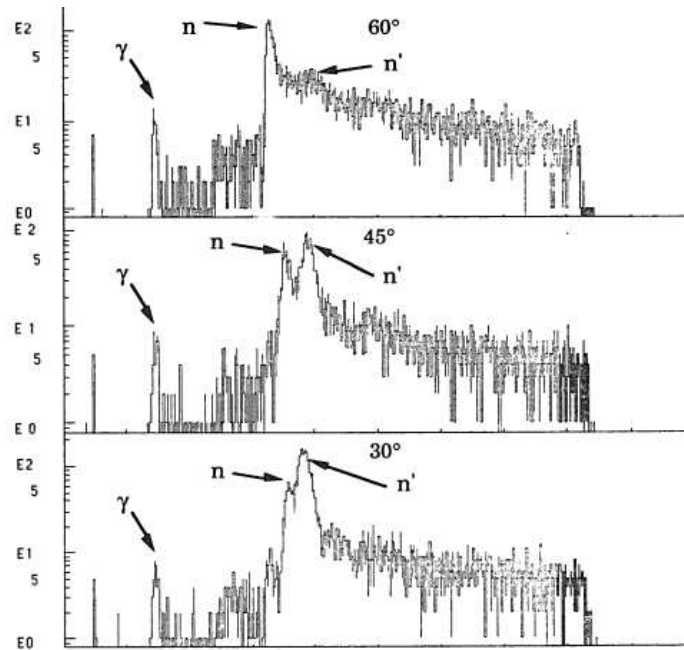


FIGURE 5.25 – Distributions en temps de vol pour différents angles entre les détecteurs (figure issue de [Cro92]). La distribution désignée par n' correspond aux événements de diaphonie entre les deux détecteurs A et B . Le pic n correspond aux événements où deux neutrons issus directement de la cible sont détectés.

mesurée, nous avons convolué chaque temps t_B et t_A par une gaussienne de résolution σ_t ajustée pour que les écarts-types des distributions mesurée et simulée diffèrent de moins de 3%. Le paramètre σ_t ne reflète pas seulement la résolution en temps des modules ; il s'agit d'un paramètre effectif qui va permettre de reproduire l'effet de l'interaction des neutrons avec les matériaux autres que les scintillateurs. On obtient dans la plupart des cas $\sigma_t \approx 3,5$ ns. La statistique contenue dans la distribution simulée a été normalisée au même nombre de neutrons incidents.

La première chose à constater concerne les probabilités de diaphonie. Celles-ci sont dans la majorité des configurations étudiées plus élevées dans les simulations réalisées avec MENATE que dans les expériences, sauf aux basses énergies et aux angles élevés. Par exemple à $E_n = 2,3$ MeV, le rapport entre le taux mesuré et celui simulé est de 0,37 pour $\theta_{AB} = 50,4^\circ$, tandis qu'il est de 0,96 pour $\theta_{AB} = 98,4^\circ$. L'ensemble des probabilités de diaphonie mesurées et simulées est présenté sur les figures 5.17 à 5.22 et dans le tableau 5.7. Outre la statistique différente, les distributions simulées pour des angles θ_{AB} proches de 50° et 70° ne coïncident pas en matière de temps de vol, sauf à basse énergie. Les distributions mesurées sont décalées vers des temps plus élevés que ceux simulés avec MENATE. On constate un excellent accord entre les probabilités de diaphonie et les distributions en temps de vol pour les mesures effectuées en 2011 avec EDEN et en 2012 avec MONSTER avec des neutrons d'énergie similaire ($E_n \approx 5$ MeV par exemple).

Les distributions expérimentales du temps de vol entre les deux modules A et B

montrent parfois une asymétrie. Cet effet est surtout visible à haute énergie ($E_n \approx 5$ et 15 MeV). L'origine de cette asymétrie a été étudiée sur les spectres en temps simulés non ajustés par la résolution. Un exemple est donné à la figure 5.23 pour $\theta_{AB} \approx 70^\circ$. Les spectres montrent une distribution piquée vers les temps faibles, puis une traîne en plus faible proportion à plus grand temps de vol entre les détecteurs A et B . Nous avons cherché à savoir à quel type d'événement correspond chacune des deux structures. Dans un premier temps nous avons supposé que les différentes contributions étaient dues à des multiplicités différentes de réaction dans le module A . C'est effectivement le cas pour une énergie de l'ordre de 5 MeV. Comme le montre le haut de la figure 5.23, le pic principal est constitué de neutrons ayant interagi une seule fois par diffusion élastique sur l'hydrogène et le reste correspond aux événements de multiplicité 2 dans le détecteur A (diffusion sur hydrogène puis hydrogène, diffusion sur carbone puis hydrogène ou diffusion sur hydrogène puis carbone). Des diffusions élastiques uniquement sur le carbone dans le premier détecteur ne sont pas possibles car la lumière générée par le carbone de recul serait inférieure au seuil de détection dans le détecteur A . Ce genre d'événement n'est possible qu'au delà de 21 MeV pour une unique diffusion sur le carbone. Pour l'énergie la plus élevée (15,5 MeV, en bas de la figure 5.23), la traîne de la distribution simulée $t_B - t_A$ est principalement due à une unique réaction sur le carbone $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ dans le premier module A .

Pour une configuration donnée, on peut savoir si la diaphonie est possible avec seulement une diffusion élastique sur l'hydrogène dans le premier module. Pour cela il suffit de calculer l'énergie du neutron E'_n pour les angles $\theta_{AB}^{min/max}$ minimal et maximal de diffusion du neutron permettant de rejoindre le module B :

$$E'_{n,max/min} = E_n \cos^2 \theta_{AB}^{min/max} \quad (5.27)$$

et de comparer à l'énergie minimale pour que le neutron diffusé puisse générer assez de lumière pour déclencher le détecteur B . Pour un seuil de 100 keV, E'_n doit être supérieure à 630 keV d'après la relation empirique (2.7). Prenons en exemple les configurations réalisées en 2012 avec MONSTER pour $E_n = 1,97$ MeV. D'après les énergies minimale et maximale en sortie du module A figurant dans le tableau 5.8, les événements de diaphonie à l'issue d'une diffusion élastique sur l'hydrogène dans le premier module sont impossibles (ou rares) pour les 2 plus grands angles testés à cette énergie. Pourtant nous observons bien, à ces angles, des événements de diaphonie. Nous en déduisons qu'il y a eu plus d'une seule interaction dans le premier module pour observer des cas de diaphonie.

E_n (MeV)	θ_{AB} ($^\circ$)	θ_{AB}^{min} ($^\circ$)	θ_{AB}^{max} ($^\circ$)	$E'_{n,max}$ (MeV)	$E'_{n,min}$ (MeV)	diaphonie
1,97	49,1	33,9	61,9	1,36	0,44	possible
1,97	66,8	54,0	75,8	0,68	0,12	rare
1,97	89,4	80,4	95,7	0,05	0,01	impossible

TABLEAU 5.8 – Gamme en énergie après diffusion élastique sur l'hydrogène dans le premier module A .

De même que précédemment, il est possible de déterminer pour les spectres simulés pour $E_n = 1,97$ MeV à quel type de réaction correspondent les événements de diaphonie

(figure 5.24). Pour $\theta_{AB} \approx 50^\circ$, le spectre en temps non convolué contient principalement des événements de multiplicité de réaction égale à 1, alors qu'il y a uniquement des événements de multiplicité 2 aux angles plus grands comme on s'y attend. Cette observation confirme que deux interactions du neutron dans le premier module sont au moins nécessaires pour qu'il y ait diaphonie à ces angles. Ceci explique la diminution assez rapide des probabilités de diaphonie à faible énergie et grand angle. De plus à grand angle θ_{AB} , l'angle solide du détecteur B vu par le premier module A est plus faible, ce qui participe également à la diminution de la probabilité de diaphonie.

Un bon accord concernant le taux de diaphonie et les distributions en temps de vol a pu être constaté entre la simulation et l'expérience pour chaque configuration nécessitant au minimum deux interactions dans le premier module pour que la diaphonie soit possible. En revanche, les cas présentant un désaccord concernant les configurations pour lesquelles les simulations montrent une forte contribution de l'interaction du neutron sur l'hydrogène dans le module A avant d'être diffusé vers B . Le désaccord porte à la fois sur les probabilités de diaphonie, plus élevées dans les simulations que dans l'expérience, mais aussi sur les distributions en temps, les temps de vol simulés étant nettement décalés vers des valeurs plus faibles. Le problème observé ne vient pas des sections efficaces car dans ce cas nous aurions une incompatibilité entre les efficacités intrinsèques mesurées et simulées. L'interaction sur l'hydrogène est le processus le plus simple à implémenter dans une simulation : la diffusion élastique est isotrope dans le centre de masse. Nous pensons donc que le désaccord n'est pas dû à un problème lié à l'interaction du neutron sur l'hydrogène dans la simulation. En revanche les simulations réalisées avec MENATE sont très simples : seul le volume actif du scintillateur est pris en compte. Il s'agissait de la première étape à réaliser afin de confronter les simulations aux données expérimentales de diaphonie.

Le guide de lumière constitue un volume important de matière susceptible d'être traversé par les neutrons diffusés dans le module A . Ceux-ci peuvent donc interagir avec le guide de lumière constitué de PMMA ($(C_5H_8O_2)_n$). Les guides de lumière sont des cônes tronqués avec :

- une base de 17 cm de diamètre, un diamètre supérieur de 11 cm et 5 cm d'épaisseur pour EDEN ;
- une base de 20 cm de diamètre, un diamètre supérieur de 12,8 cm et 3,2 cm d'épaisseur pour MONSTER.

Les guides de lumière représentent ainsi un volume de matière non négligeable par rapport à celui du scintillateur et les neutrons diffusés sont donc susceptibles de traverser plusieurs centimètres de matériau organique. Nous pouvons supposer que ce volume de matière a une influence sur les taux de diaphonie mesurés, ce qui expliquerait en partie pourquoi nous observons des probabilités de diaphonie plus faibles que dans les simulations MENATE. En revanche, dans le cas de deux détecteurs placés côte à côte (θ_{AB} voisin de 90°) un neutron générant un événement de diaphonie n'aura pas traversé le guide de lumière. Il est intéressant de noter que pour $\theta_{AB} \approx 90^\circ$ les probabilités simulées avec MENATE sans l'inclusion du guide sont compatibles avec les probabilités mesurées. La prochaine étape consistera à inclure les matériaux environnant les scintillateurs, notamment le guide de lumière et l'enceinte du module. Ceci devra être réalisé avec un code de simulation autre que MENATE, par exemple GEANT4

Nous avons constaté plus haut, dans certaines configurations, que la diaphonie n'était

possible qu'avec un nombre d'interactions au minimum égal à 2. Une question se pose alors sur l'efficacité du filtre d'identification et de rejet des événements de diaphonie présenté au chapitre 2. Celui-ci détermine si le neutron est en mesure de déclencher un second détecteur, compte tenu de l'énergie déposée dans le premier et de l'angle de diffusion, en considérant uniquement une seule interaction sur un proton. Nous pouvons nous interroger sur l'efficacité du filtre à basse énergie et aux grands angles. Il faudra donc tester la validité du filtre de diaphonie sur les données expérimentales de diaphonie et peut-être le cas échéant le modifier afin de l'adapter à nos énergies.

5.7 Conclusions

Le détecteur MONSTER a été caractérisé avec des faisceaux de neutrons monoénergétiques, de même que des modules EDEN, de géométrie et constitution similaires à MONSTER. Deux expériences réalisées au CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel ont donc permis :

- 1) de tester sous conditions expérimentales la mesure de temps de vol et les coïncidences entre détecteurs avec l'électronique numérique FASTER. Un bon fonctionnement des coïncidences a été observé car tous les événements contenus dans une fenêtre de coïncidence étaient regroupés par FASTER. Plus généralement, l'usage de la restauration dynamique de la ligne de base et la fréquence d'horloge bien définie de FASTER permettent de simplifier toutes les procédures d'étalonnage par rapport à l'utilisation d'une électronique analogique.
- 2) la réponse des cellules EDEN et MONSTER a été explorée sur une large gamme en énergie ($E_n = 0,4 - 15,5$ MeV), notamment pour des énergies inférieures à 1 MeV où l'influence du seuil est importante. La mesure de l'efficacité suppose de connaître le nombre de neutrons incidents, donc d'avoir un détecteur de référence dont on connaît bien l'efficacité. L'efficacité intrinsèque des modules approche les 45% pour les neutrons de 1,4 MeV avec un seuil de 100 keVee. Un bon accord a été observé entre les efficacités mesurées et simulées avec MENATE et MENATE_R (GEANT4).
- 3) le taux de diaphonie entre deux modules de scintillateur organique a été mesuré pour la première fois à des énergies inférieures à 14 MeV. La mesure de la diaphonie a été effectuée entre deux modules EDEN ou MONSTER, pour des énergies de neutrons comprises entre 1,4 et 5 MeV, puis 15,5 MeV, et pour différentes positions relatives des deux modules (angles de l'ordre de 50, 70 et 90°). Certains résultats obtenus (taux de diaphonie et spectres de temps de vol entre les deux modules) ont été confrontés en premier lieu à des simulations MENATE. Les simulations ont montré que les probabilités simulées étaient surestimées pour un angle relatif faible entre les deux modules ($\sim 50^\circ$). Pour les mêmes configurations, les temps de vol mesurés sont en moyenne supérieurs aux temps mesurés. En revanche les temps de vol et les probabilités de diaphonie simulés et mesurés sont compatibles pour des angles relatifs élevés ($\sim 70^\circ$ et $\sim 90^\circ$), configurations où plusieurs interactions du neutrons sont nécessaires dans le premier module pour diffuser vers le second module et le déclencher. Les filtres cinématiques [Mar00] existants, qui supposent une seule interaction sur l'hydrogène, devront donc être testés et le cas échéant

modifiés. Des simulations plus réalistes (contenant l'environnement non-actif) basées sur GEANT4 doivent être réalisées pour comprendre les points de discordance, notamment l'impact du guide de lumière sur le taux de diaphonie à petit angle de diffusion.

Conclusions

Nous avons présenté dans cette thèse les travaux menés concernant le développement d'un nouveau détecteur modulaire pour l'étude de la structure des noyaux exotiques via la spectroscopie par temps de vol des neutrons retardés par décroissance β . Le groupe Structure Nucléaire du LPC-Caen s'est donné pour objectif de développer un détecteur de neutrons de basse énergie ($E_n \approx 0,5-10$ MeV), en particulier de neutrons retardés, avec des performances accrues par rapport à celles des détecteurs existants, notamment une meilleure résolution en énergie et un seuil en énergie plus bas, ainsi que la capacité de détecter plusieurs neutrons retardés en coïncidence (voir chapitre 1). Ces objectifs nécessitent la caractérisation de la réponse des détecteurs à des neutrons monoénergétiques, la réduction des bruits de fond, dus notamment aux rayons γ et aux rayons cosmiques, et à la diaphonie, événements dans lesquels un même neutron déclenche plusieurs détecteurs. Le multidétecteur envisagé utilise un scintillateur organique liquide permettant la discrimination $n-\gamma$, une électronique numérique et un module de dimensions limitées (1600 cm³). Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude du couplage des détecteurs avec l'électronique numérique (FASTER), l'exploration de la discrimination $n-\gamma$ avec cette électronique numérique, notamment à basse énergie et à la caractérisation des modules (mesures de l'efficacité intrinsèque et de la probabilité de diaphonie).

- DISCRIMINATION $n-\gamma$ AVEC ÉLECTRONIQUE NUMÉRIQUE

Un des points importants pour valider le couplage des détecteurs avec l'électronique numérique a été d'étudier la qualité de la discrimination $n-\gamma$ au chapitre 3. L'utilisation d'un module QDC-TDC de FASTER (numériseur 500 MHz et 12 bits) a montré une amélioration de la discrimination $n-\gamma$ par rapport à celle obtenue avec l'électronique analogique de type VME. La comparaison a été effectuée avec un module EDEN similaire au module envisagé. La méthode de discrimination par comparaison de charges avec des portes d'intégration optimisées donne une meilleure discrimination avec l'électronique numérique, et permet d'abaisser de 30% l'énergie pour laquelle la séparation donne un facteur de mérite $M = 1$.

L'échantillonnage avec l'électronique numérique nous a permis d'étudier et de comparer d'autres méthodes de discrimination que la comparaison de charges. Le but de cette étude a été en particulier de tester et d'optimiser la discrimination à basse énergie. Les méthodes suivantes ont été implémentées : comparaison des charges totale et lente, corrélation avec le signal neutron moyen, ajustement avec un signal moyen, temps de montée du signal intégré, filtre de Gatti et de Martini, qui en principe est le filtre optimal. La méthode de Gatti et de Martini présente les meilleurs résultats quelle que soit l'énergie. La comparaison de charge, donne quant à

elle une très bonne discrimination. Il s'agit en effet de la deuxième méthode en terme de performance. Aux énergies inférieures à 100 keVee, toutes les méthodes donnent une discrimination similaire car le faible nombre de photons détectés constitue la limitation principale dans cette gamme. Par rapport à la comparaison de charge, la méthode de Gatti et de Martini permet d'abaisser de 20% l'énergie pour laquelle la séparation donne un facteur de mérite $M = 1$. L'utilisation du filtre de Gatti et de Martini conduit donc à une augmentation du facteur de mérite inférieure à celle obtenue lors du passage de l'électronique analogique à l'électronique numérique. Nous envisageons alors d'utiliser la comparaison de charges à court et moyen termes. D'autre part, la fonction QDC, nécessaire pour l'obtention des charges, est déjà implémentée dans FASTER.

- ÉTUDE DE DIFFÉRENTS SCINTILLATEURS

Nous avons étudié une possible amélioration des performances en matière de rendement en lumière et de discrimination n - γ , et donc de seuil d'analyse et d'efficacité de détection, par l'utilisation de matériaux différents des liquides conventionnels (NE213 et BC501A). Cela apporterait entre autres une solution pour la détection des neutrons de plus basse énergie ($E_n < 1$ MeV) où la discrimination est limitée par le nombre de photons détectés. Nous avons ainsi étudié (chapitre 4) le rendement en lumière et les performances de discrimination n - γ de sept scintillateurs incluant des liquides (NE213, BC501A et BC537), des cristaux (stilbène et paraterphényle) et de nouveaux plastiques discriminants (EJ-399 et un plastique synthétisé au CEA-LCAE), tous de mêmes dimensions (100 cm³, volume plus petit que les modules envisagés donc permettant une meilleure collection de lumière). Les scintillateurs présentant la meilleure qualité de discrimination n - γ sont les cristaux organiques. Ces derniers sont aussi les matériaux fournissant le plus de lumière. Le stilbène présente toutefois une meilleure séparation que le paraterphényle à basse énergie avec un facteur de mérite $M = 1$ correspondant à une énergie de 65 ± 5 keVee. Dans les mêmes conditions, les scintillateurs liquides conventionnels (NE213 et BC501A) fournissent une très bonne discrimination avec une séparation identique obtenue pour 70 ± 5 keVee ($E_n = 510 \pm 20$ keV). Comme on s'y attendait avec un petit volume, la discrimination est meilleure : l'énergie correspondant à $M = 1$ est deux fois plus faible que celle obtenue avec le détecteur EDEN pour une dynamique similaire.

Les différences de forme entre les signaux moyens neutrons et γ sont du même ordre pour le stilbène et les liquides NE213 et BC501A, alors que le cristal présente une meilleure discrimination n - γ du fait d'un rendement en lumière plus élevé. Toutefois cette amélioration reste limitée malgré un gain d'un facteur 2 sur la quantité de lumière. Une des limitations de la discrimination semble donc être l'efficacité de scintillation des scintillateurs organiques. L'amélioration de la discrimination nécessiterait un gain important sur le rendement en lumière, ce qui implique des scintillateurs nouveaux, couplés éventuellement à de nouveaux photodétecteurs présentant une efficacité quantique plus élevée.

Une solution pour la détection des neutrons de plus basse énergie ($E_n < 1$ MeV) serait d'ajouter au dispositif de détection envisagé un petit nombre de scintillateurs de plus petit volume. Si cette solution est adoptée, ces détecteurs seront placés à une distance plus courte du point d'émission des neutrons pour une meilleure couverture

de l'angle solide, sans trop affecter la résolution en énergie si on réduit l'épaisseur des scintillateurs, et sachant que le temps de vol des neutrons lents est élevé. Le choix du matériau n'est pas encore arrêté. Même si le stilbène présente la meilleure qualité de discrimination, il faudra s'assurer que sa réponse en temps permet la mesure de temps de vol avec une bonne résolution.

- CARACTÉRISATION DES DÉTECTEURS

Nous avons caractérisé la réponse des modules envisagés à des neutrons mono-énergétiques (chapitre 5). Deux expériences avec des neutrons monoénergétiques au CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel ont permis :

- l'exploration de la réponse des cellules EDEN et MONSTER sur une large gamme en énergie ($E_n = 0,4$ à $5,0$ MeV et $15,5$ MeV), notamment l'efficacité intrinsèque des détecteurs pour des énergies inférieures à 1 MeV, où l'influence du seuil d'analyse est importante. L'efficacité intrinsèque des modules approche les 45% pour les neutrons de $1,4$ MeV avec un seuil d'analyse de 100 keVee ;
- la mesure, pour la première, fois à des énergies inférieures à 14 MeV, du taux de diaphonie entre deux modules de scintillateurs organiques. Nous avons utilisé deux couples de modules EDEN et MONSTER, pour des énergies de neutrons de $1,4$, ≈ 2 MeV, ≈ 5 MeV et $15,5$ MeV, et pour différentes positions relatives entre modules (angles relatifs θ de l'ordre de 50 , 70 et 90° et distances entre détecteurs d de l'ordre de 80 cm). Les probabilités de diaphonie mesurées sont comprises entre $1,9 \times 10^{-5}$ (pour $E_n = 1,4$ MeV, $\theta \approx 90^\circ$ et $d \approx 67$ cm) et $1,4 \times 10^{-3}$ (pour $E_n = 4,9$ MeV, $\theta \approx 50^\circ$ et $d \approx 84$ cm) ;
- le test sous conditions expérimentales de la mesure de temps de vol et de coïncidences entre détecteurs avec l'électronique numérique FASTER.

Les résultats obtenus ont été confrontés à des simulations MENATE et GEANT4 (MENATE_R) incluant uniquement le volume actif des scintillateurs. Un bon accord a été observé pour les efficacités intrinsèques mesurées et simulées pour des seuils d'analyse supérieurs ou égaux à 100 keVee. Nous avons toutefois constaté que les points d'efficacité situés près du seuil, ont tendance à être légèrement en-dessous des valeurs simulées. Cet écart pourrait être dû à la non-linéarité du scintillateur en dessous de 120 keVee que nous n'avons pas prise en compte dans notre étalonnage.

Concernant l'étude de la diaphonie entre modules, nous avons montré que les simulations avec MENATE surestimaient les probabilités de diaphonie par rapport aux mesures pour un angle relatif faible entre les deux modules ($\sim 50^\circ$). Pour ces mêmes configurations, les temps de vols mesurés sont en moyenne supérieurs. En revanche les temps de vol et les probabilités de diaphonie simulés et mesurés sont compatibles pour des angles élevés ($\sim 70^\circ$ et $\sim 90^\circ$) et à basse énergie, configuration où plusieurs interactions du neutron dans le premier module sont nécessaires pour diffuser vers le second avec suffisamment d'énergie pour pouvoir le déclencher.

Pour aller plus loin dans l'interprétation des résultats de diaphonie, des simulations plus réalistes contenant l'environnement non-actif basées sur GEANT4 devront être effectuées pour comprendre les points de discordance, notamment l'effet du guide de lumière sur le taux de diaphonie à petit angle de diffusion. Les filtres cinématiques d'identification et de rejet de diaphonie existants, qui supposent une seule interaction sur l'hydrogène, devront

donc être testés sur les données mesurées dans cette thèse et si nécessaire modifiés.

Lorsque l'on souhaite détecter des neutrons de basse énergie, le seuil d'analyse devient difficile à quantifier car aux énergies inférieures à 120 keV ($E_n \approx 710$ keV), la réponse du scintillateur aux électrons n'est plus linéaire. Bien que la réponse des scintillateurs ait déjà fait l'objet de plusieurs études, l'étalonnage est difficile car peu de sources de photons de basses énergies sont disponibles. Il semble nécessaire de développer une méthode d'étalonnage fiable pour déterminer le seuil d'analyse dans cette gamme en énergie.

La résolution en temps obtenue lors des expériences à Bruyères-le-Châtel n'était pas assez bonne pour permettre l'étude précise et la paramétrisation des distributions en temps de vol. Cette paramétrisation sera nécessaire afin de déconvoluer les pics des spectres en temps de vol lors d'une expérience β - n , et de déterminer leur aire et leur centroïde, notamment quand le nombre de transitions est élevé. Une possibilité serait d'utiliser un émetteur de neutrons par décroissance β dont les énergies sont suffisamment espacées et bien connues (par exemple le ^{16}C avec trois transitions $E_n = 0,81, 1,71$ et $3,29$ MeV, et une probabilité d'émission élevée $P_n = 99\%$). La référence en temps serait alors donnée par un scintillateur plastique déclenché par l'électron β .

Une des prochaines étapes sera de démontrer la faisabilité de la détection en coïncidence de plusieurs neutrons. Des tests de détection de deux neutrons en coïncidence avec une dizaine de détecteurs, l'électronique numérique FASTER et une source de ^{252}Cf sont actuellement en cours au LPC. Ces tests permettent en particulier de préparer une expérience sur l'émission de neutrons retardés par la décroissance β du ^{11}Li , bon émetteur β - $2n$ avec $P_{2n} = 5\%$, acceptée à ISOLDE (CERN) [Del11]. L'objectif principal de cette expérience est de détecter pour la première fois en coïncidence deux neutrons retardés et de reconstruire la cinématique par mesure de leurs énergies et leurs angles. Auparavant, des simulations devront être effectuées afin de déterminer la configuration spatiale optimale des détecteurs. Pour cela il faudra avoir validé les simulations concernant la diaphonie et disposer d'un filtre de rejet de diaphonie adapté aux basses énergies.

Bibliographie

- [Ago03] S. Agostinelli et al.
GEANT4 – a simulation toolkit.
Nuclear Instruments and Methods A 506 (2003) 250.
- [Bat61] R. Batchelor et al.
The response of organic scintillators to fast neutrons.
Nuclear Instruments and Methods 13 (1961) 70.
- [Bau05] T. Baumann et al.
Construction of a modular large-area neutron detector for the NSCL.
Nuclear Physics A 543 (2005) 517.
- [Ber12] J. Beringer et al.
Review of Particle Physics.
Physical Review D 86 (2012) 010001.
- [Bil13] V. Bildstein et al.
Comparison of deuterated and normal liquid scintillators for fast-neutron detection.
Nuclear Instruments and Methods A 729 (2013) 188.
- [Bir51] J.B. Birks.
Scintillations from organic crystals : specific fluorescence and relative response to different radiations.
Proceedings of the Physical Society, Section A 64 (1951) 874.
- [Bla92] Th. Blaich et al.
A large area detector for high-energy neutrons.
Nuclear Instruments and Methods A 314 (1992) 136.
- [Bow62] H.R. Bowman.
Velocity and angular distributions of prompt neutrons from spontaneous fission of ^{252}Cf .
Physical Review 126 (1962) 6.
- [Bra62] E. Brannen et G.L. Olde.
The response of organic scintillators to electron energy deposited in them.
Radiation Research 16 (1962) 1.
- [Bri71] S. Brian.
Oxygen quenching of electronically excited scintillators in solution.
Organic scintillators and scintillation counting page 117.
Academic Press (1971).

- [Bri72] C.E. Brient et al.
Pulse shape analyzer for fast neutron-gamma ray discrimination.
Nuclear Instruments and Methods A 98 (1972) 329.
- [Bri00] J.F. Briesmeister.
MCNP - A general Monte-Carlo N-particle transport code, version 4c.
Los Alamos National Laboratory (2000).
- [Bro59] F.D. Brooks.
A scintillation counter with neutron and gamma-ray discriminators.
Nuclear Instruments and Methods 4 (1959) 151.
- [Bro60] F.D. Brooks, R.W. Pringle, et B.L. Funt.
Pulse shape discrimination in a plastic scintillator.
IRE Transactions on Nuclear Science 7 (1960) 35.
- [Bro79] F.D. Brooks.
Development of organic scintillators.
Nuclear Instruments and Methods 162 (1979) 477.
- [Bru97] R. Brun et F. Rademakers.
ROOT – An object oriented data analysis framework.
Nuclear Instruments and Methods A 389 (1997) 81.
- [But00] A. Buta et al.
TONNERRE : an array for delayed-neutron decay spectroscopie.
Nuclear Instruments and Methods A 455 (2000) 412.
- [Cao98] Z. Cao et al.
Evaluation of pulse shape discrimination performance of scintillation materials and PSD methods by using statistical models.
Nuclear Instruments and Methods A 416 (1998) 32.
- [Cec79] R.A. Cecil et al.
Improved predictions of neutron detection efficiency for hydrocarbon scintillators from 1 MeV to about 300 MeV.
Nuclear Instruments and Methods A 161 (1979) 439.
- [Cha06] M.B. Chadwick et al.
Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VII.0 Next Generation Evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology.
Nuclear Data Sheets 107 (2006) 2931.
- [Cho52] C.N. Chou.
The Nature of the Saturation Effect of Fluorescent Scintillators.
Physical Review 87 (1952) 904.
- [Cou61] C.A. Coulson.
Valence, Second Edition.
Oxford University Press (1961).
- [Cro92] M. Cronqvist et al.
Experimental determination of cross-talk between neutron detectors.
Nuclear Instruments and Methods A 317 (1992) 273.
- [Czi64] J.B. Czirr et al.
Calibration and performance of a neutron-time-of-flight detector.
Nuclear Instruments and Methods 31 (1964) 226.

-
- [Del11] F. Delaunay et al.
Study of multi-neutron emission in the β -decay of ^{11}Li .
ISOLDE Proposal IS525 (2011).
- [Des91] P. Desesquelles et al.
Cross talk and diaphony in neutron detectors.
Nuclear Instruments and Methods A 307 (1991) 366.
- [DG76] A. Del Guerra.
A compilation of n - p and n - C cross sections and their use in a Monte Carlo program to calculate the neutron detection efficiency in plastic scintillator in the energy range 1-300 MeV.
Nuclear Instruments and Methods 135 (1976) 337.
- [Die81] G. Dietze et H. Klein.
Gamma-calibration of NE213 scintillation counters.
Nuclear Instruments and Methods 193 (1981) 549.
- [Die82] G. Dietze et H. Klein.
NRESP 4 and NEFF, Monte Carlo codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE 213 scintillation detectors.
PTB-ND-22 (1982).
- [El 94] Y. El Masri, Th. Keutgen, et I. Tilquin.
Comment détecter les neutrons.
Ecole Joliot-Curie page 101 (1994).
- [Eta13] D. Etasse et al.
FASTER project website.
<http://faster.in2p3.fr/> (octobre 2013).
- [Gar12] A.R. Garcia et al.
MONSTER : a time-of-flight spectrometer for β -delayed neutron emission measurements.
Journal of Instrumentation 7 (1912) C05012.
- [Gat62] E. Gatti et F.D. Martini.
A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters.
Proceeding of International Conference at Belgrade, Vol. II, IAEA, page 265 (1962).
- [Gue08] C. Guerrero et al.
Analysis of the BC501A neutron detector signals using the true pulse shape.
Nuclear Instruments and Methods A 597 (2008) 212.
- [Han02] W. Hansen et D. Richter.
Determination of light output function and angle dependent correction for a stilbene crystal scintillation neutron spectrometer.
Nuclear Instruments and Methods A 476 (2002) 195.
- [Har05] J. C. Hardy et I. S. Towner.
Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays : A critical survey with tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model.
Physical Review C 71 (2005) 055501.

- [Haw02] N.P. Hawkes et al.
Measurements of the proton light output function of the organic liquid scintillator NE213 in several detectors.
Nuclear Instruments and Methods A 476 (2002) 190.
- [Kno89] G.F. Knoll.
Radiation Detection and Measurement.
Wiley 1989.
- [Kor03] N.V. Kornilov et al.
Neutron spectroscopy with fast waveform digitizer.
Nuclear Instruments and Methods A 497 (2003) 467.
- [Lab99] M. Labiche.
Etude de la dissociation d'un noyau «borroméen» à halo de deux neutrons : le ^{14}Be .
Thèse de l'Université de Caen (1999).
- [Lau93] H. Laurent et al.
EDEN : a neutron time-of-flight multidetector for decay studies of giant states.
Nuclear Instruments and Methods A 326 (1993) 517.
- [Leo87] W. R. Leo.
Techniques for nuclear and particle physics experiments.
Springer-Verlag 1987.
- [Lis73] H. Liskien et A. Paulsen.
Neutron production cross sections and energies for the reactions $T(p,n)^3\text{He}$, $D(d,n)^3\text{He}$, and $T(d,n)^4\text{He}$.
Atomic Data and Nuclear Data Tables 11 (1973) 569.
- [Lut73] J.E. Lutkin et al.
The neutron energy distribution from Am-Be determined by a time of flight technique.
Nuclear Instruments and Methods 107 (1973) 165.
- [Mar98] T. Martin.
Etude et réalisation d'un ensemble de détection pour neutrons retardés : TONNERRE.
Thèse de l'Université de Caen (1998).
- [Mar00] F.M. Marqués et al.
Neutron cross-talk rejection in a modular array and the detection of halo neutrons.
Nuclear Instruments and Methods A 450 (2000) 109.
- [Mar13] F.M. Marqués.
LPC-Caen, Communication privée. 2013.
- [Mat12] C. Matei, F.-J. Hamsch, et S. Oberstedt.
Proton light output function and neutron efficiency of p-terphenyl detector using a ^{252}Cf source.
Nuclear Instruments and Methods A 676 (2012) 135.
- [Mob52] R. C. Mobley.
Proposed Methods for Producing Short Intense Monoenergetic Ion Pulses.
Physical Review 88 (1952) 360.

-
- [Mon00] C. Monnin et al.
Characterization of deuteride titanium targets used in neutron generators.
Nuclear Instruments and Methods A 453 (2000) 493.
- [Mos92] M. Moszynski et al.
Study of n - γ discrimination by digital charge comparison method for a large volume liquid scintillator.
Nuclear Instruments and Methods A 317 (1992) 262.
- [Mos94] M. Moszynski et al.
Study of n - γ discrimination with NE213 and BC501A liquid scintillators of different size.
Nuclear Instruments and Methods A 350 (1994) 226.
- [Mou94] S. Mouatassim.
Contribution à la réalisation du Détecteur MODulaire de Neutrons (DEMON) : études des performances par mesures et simulations - Rapport CRN 94-40.
Thèse de l'Université Louis Pasteur, Starsbourg (1994).
- [Mou95] S. Mouatassim et al.
The light yield response of NE213 organic scintillators to charged particles resulting from neutron interactions.
Nuclear Instruments and Methods A 359 (1995) 530.
- [Nor01] S. Normand.
Conception, réalisation et caractérisation d'un dispositif de détection neutronnique basé sur l'utilisation de scintillateurs plastiques dopés au Bore.
Thèse de l'Université de Caen (2001).
- [Nyi13] S. Nyibule et al.
Radioluminescent characteristics of the EJ 299-33 plastic scintillator.
Nuclear Instruments and Methods A 728 (2013) 36.
- [Per06] F. Perrot et al.
 β -decay studies of neutron-rich K isotopes.
Physical Review C 74 (2006) 014313.
- [Pie02] S. Pietri.
Etude des noyaux légers riches en neutrons à l'aide du multidétecteur TONNERRE.
Thèse de l'Université de Caen (2002).
- [Ran95] G. Ranucci.
An analytical approach to the evaluation of the pulse shape discrimination properties of scintillators.
Nuclear Instruments and Methods A 354 (1995) 389.
- [RD12] D. Ramos Doval.
Pulse-shape analysis of signals from a CALIFA scintillator prototype fired by photons and light charged particles and its .
Memoria de Máster, Departamento de Física de Partículas, Universidade de Santiago de Compostella (2012).
- [Roe08] B. Roeder.
Development and validation of neutron detector simulations for EURISOL.
EURISOL Design Study, Report 200831.

- [Rou64] M.L. Roush et al.
Pulse shape discrimination.
Nuclear Instruments and Methods 31 (1964) 112.
- [Shi11] Y. Shimizu et al.
SAMURAI Project at RIBF.
Journal of Physics : Conference Series 312 (2011) 052022.
- [Sin98] B. Singh et al.
Review of $\log(ft)$ values in β decay.
Nuclear Data Sheets 84 (1998) 487.
- [Tar08] O.B. Tarasov et D. Bazin.
LISE++ : Radioactive beam production with in-flight separators.
Nuclear Instruments and Methods B 266 (2008) 4657.
- [Til95] I. Tilquin et al.
Detection efficiency of the neutron modular detector DéMoN and related characteristics.
Nuclear Instruments and Methods A 365 (1995) 446.
- [Uck03] T. Uckan et al.
AmBe sealed neutron source assessment studies for fissile mass flow monitor.
Institute of Nuclear Materials Management, 44th Annual Meeting (2003).
- [Van33] R.J. Van de Graaff, K.T. Compton, et L.C. Van Atta.
The Electrostatic Production of High Voltage for Nuclear Investigations.
Physical Review 43 (1933) 149.
- [Var06] C. Varignon et al.
A new neutron beam line for (n, xn) reaction studies.
Nuclear Instruments and Methods B 248 (2006) 329.
- [Var12] C. Varignon.
CEA-DAM, Communication privée. 2012.
- [Ver68] V.V. Verbinski et al.
Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry.
Nuclear Instruments and Methods 65 (1968) 8.
- [Vol67a] R. Voltz, H. Dupont, et G. Laustriat.
Radioluminescence des milieux organiques : II. Vérification expérimentale de l'étude cinétique.
Le Journal de Physique 29 (1967) 297.
- [Vol67b] R. Voltz et G. Laustriat.
Radioluminescence des milieux organiques : I. Étude cinétique.
Le Journal de Physique 29 (1967) 159.
- [Zai12] N. Zaitseva et al.
Plastic scintillators with efficient neutron/gamma pulse shape discrimination.
Nuclear Instruments and Methods A 668 (2012) 88.

Développement d'un nouveau multi-détecteur de neutrons

Résumé : L'étude de la décroissance est un outil crucial pour la structure des noyaux exotiques. La décroissance des noyaux riches en neutrons est souvent suivie de l'émission de neutrons retardés. Ce travail porte sur le développement d'un nouveau multidétecteur pour la spectroscopie temps de vol des neutrons retardés. Ce détecteur utilisera un scintillateur liquide permettant la discrimination neutron-gamma et une électronique numérique.

La discrimination neutron-gamma avec l'électronique numérique FASTER a tout d'abord été étudiée. Avec la méthode de comparaison de charges, une amélioration de la discrimination est obtenue par rapport à l'électronique classique. Différentes méthodes de discrimination ont ensuite été explorées avec des signaux échantillonnés et comparées. Le filtre de Gatti et De Martini est la meilleure méthode, suivie par la comparaison de charges.

Afin de dépasser les limitations des scintillateurs liquides pour les neutrons de basse énergie (<1 MeV), le rendement en lumière et la discrimination de 7 scintillateurs de petit volume (liquides, cristaux, nouveaux plastiques discriminants) ont été évalués. Les cristaux de stilbène et de paraterphényle présentent les meilleures performances.

L'efficacité de détection et le taux de diaphonie des modules envisagés ont été mesurés avec des neutrons monoénergétiques dans la gamme 0,5 à 15,5 MeV. Ces mesures de diaphonie sont les premières effectuées à basse énergie neutrons (de 1,4 à 5 MeV). Les simulations Monte-Carlo réalisées sont en bon accord avec les données d'efficacité. Bien qu'elles reproduisent également le comportement global de la diaphonie, des simulations plus sophistiquées doivent être développées.

Mots clés : Spectroscopie nucléaire, Neutrons -- Mesure, Scintillateurs organiques, Électronique numérique, Simulations par ordinateur, Discrimination en forme de signaux.

Development of a new neutron multi-detector

Abstract : Beta-decay is a crucial tool in exploring the structure of exotic nuclei. The decay of neutron-rich nuclei is often followed by the emission of delayed neutrons. This work focuses on the R&D for a new modular time-of-flight array for decay spectroscopy. The detector will use a liquid scintillator, allowing for neutron-gamma discrimination, and will be coupled to a digital acquisition system.

The neutron-gamma discrimination was investigated using the FASTER digital electronics. First, the well known charge comparison method was studied and performances superior to those obtained with standard analogue electronics were obtained. Different methods were also explored and compared quantitatively. Except for the method of Gatti and De Martini, charge comparison provides the best discrimination.

In order to overcome the limitations of liquid scintillators for low-energy neutrons ($E_n < 1$ MeV), the light yield and discrimination capabilities were evaluated for 7 small volume scintillators including liquids, crystals and new discriminating plastic scintillators. The best performances were obtained for stilbene and p-terphenyl crystals.

Intrinsic detection efficiencies and cross talk probabilities of the envisaged modules were measured with monoenergetic neutrons in the range 0.5 to 15.5 MeV. In the case of cross talk, this represents the first measurements ever made for low energy neutrons (1.4 to 5 MeV). Monte Carlo simulations were undertaken for both the efficiencies and cross talk. In the case of the former very good agreement was found, and while the overall behavior of the cross talk could be reproduced more sophisticated simulations need to be developed.

Key-words : Nuclear spectroscopy, Neutrons -- Measurements, Organic scintillators, Digital electronics, Computer simulation, Pulse shape discrimination.

Discipline : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

Laboratoire de Physique Corpusculaire – UMR 6534
ENSICAEN – 6, boulevard Maréchal Juin 14050 Caen Cedex – France