

Caractérisation d'un détecteur de neutrons pour l'expérience RICOCHET à l'ILL

Gaby BRENOT

Encadré par : Jacob LAMBLIN

30 mai - 13 juillet 2023

I. INTRODUCTION ET CONTEXTE

L'expérience RICOCHET vise à observer le phénomène de diffusion cohérente élastique neutrino-noyau (C ν NS). L'observation de cette interaction permettrait d'explorer les propriétés fascinantes du neutrino, une particule élémentaire difficile à détecter. Détecter et mesurer ce phénomène sur un noyau est un défi. En effet, il est extrêmement rare et provoque un échauffement de seulement 1 μ K. Le système consiste en un cristal de germanium de quelques dizaines de grammes, refroidi par un cryostat. Les neutrinos interagissent peu avec la matière, donc l'expérience est située près d'un réacteur nucléaire pour augmenter le flux de neutrinos. L'expérience est ainsi installée à l'Institut Laue-Langevin (ILL).

En vue de l'installation du détecteur RICOCHET sur le site de l'ILL prévue pour fin 2023, il est essentiel de caractériser les conditions expérimentales et d'évaluer le bruit de fond afin de vérifier l'efficacité du blindage spécifiquement conçu pour l'expérience et d'évaluer les taux d'événements résiduels. Dans cette optique, plusieurs détecteurs de neutrons et de gammas seront utilisés au cours des prochains mois. L'objectif de ce stage est de caractériser un détecteur de neutron en comparant des données à des simulations.

Le détecteur étudié est une sphère de diamètre 5 cm contenant du gaz (H_2) utilisée comme détecteur de neutrons. Lorsqu'un neutron entre en collision avec les protons du gaz, cela entraîne un transfert d'énergie de recul au proton. Étant donné que le proton est chargé, il ionise localement le gaz, créant ainsi des paires électron-ion le long de sa trajectoire. En appliquant un champ électrique, ces charges migrent vers des électrodes et se multiplient, induisant un courant proportionnel à l'énergie déposée par le proton de recul. La multiplication des charges est dépendante de l'amplitude du champ électrique appliqué. Nous verrons par la suite que les neutrons peuvent aussi interagir avec l'acier qui compose le détecteur.

Pour caractériser notre détecteur, nous avons deux sources possibles de neutrons :

- Une source d'Américium-Béryllium, L'américium 241 ($^{241}_{95}Am$) émet majoritairement des rayonnements alpha, ces particules alpha interagissent

ensuite avec le Béryllium pour former un neutron avec la réaction : $\frac{1}{2}\alpha + \frac{9}{4}Be \rightarrow n + \frac{12}{6}C$ Cette réaction nous permet d'avoir un spectre continu de neutron compris entre 0 et 10 MeV

- L'accélérateur GENEPI2 (Générateur de Neutrons Pulsé Intense) est un accélérateur électrostatique de deutérium (2H), il délivre des courtes impulsions de deutons à 250 keV. Les deutons produisent des neutrons mono-énergétique de 14 MeV par impact sur une cible imprégnée de tritium via la réaction suivante : $^3H + ^2H \rightarrow n + \frac{4}{2}\alpha$

II. SIMULATIONS

Pour calculer les spectres en énergie attendus, nous avons deux types de simulations, ces simulations nous donnent l'énergie déposée par l'ion dans le détecteur.

- Simulation simplifiée (MATLAB) : Il s'agit d'un programme écrit avec MATLAB qui a été mis à ma disposition. Le code simule l'énergie déposée par le proton de recul dans le détecteur, en se basant sur un spectre d'énergie de neutrons incidents et en modélisant la diffusion élastique aléatoire entre le neutron et un proton du gaz. Il ne prend pas en compte les interactions avec l'acier. Une première étape du stage a été de prendre en main ce programme et d'y apporter des modifications.
- Simulation complète (GEANT4) : GEANT4 est un logiciel développé par le CERN en langage C++ qui permet la simulation détaillée du passage de particules à travers la matière en utilisant la méthode Monte-Carlo. Contrairement au code précédent, cette simulation est beaucoup plus complète, prenant en compte toutes les interactions possibles, qu'il s'agisse de gaz, d'acier ou d'autres matériaux, et qui reproduit les trajectoires des particules. Au cours de ce stage, j'ai uniquement utilisé des fichiers de sortie de la simulation générés pour moi.

La figure 1 présente les énergies déposées dans le détecteur pour les deux simulations. On constate qu'elles comportent une valeur maximale, à environ 1150 keV et 1250 keV respectivement. Cette caractéristique provient de la taille du détecteur, qui empêche les protons trop

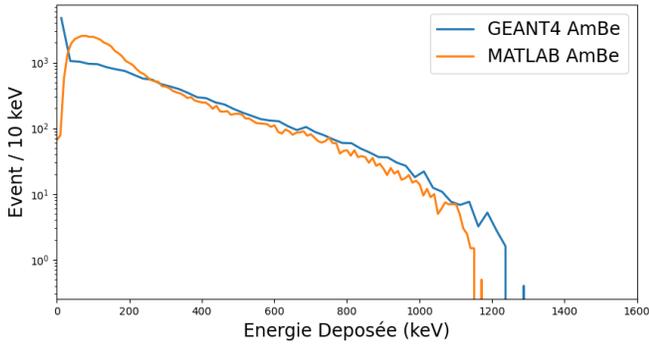


FIG. 1: Comparaison de l'Énergie déposée par les simulations MATLAB et GEANT4 pour un spectre AmBe normalisé au-dessus de 180 keV (seuil électronique : voir III)

énergétiques de déposer l'intégralité de leur énergie. En regardant dans la littérature, on peut par exemple voir que par exemples, des protons de 1.3 MeV et 10 MeV ont un parcours de respectivement : 4.90 cm et 1.97 m. Étant donné la taille du détecteur, on en déduit que l'on ne peut pas observer une énergie déposée par un proton de plus de 1.3 MeV. Nous avons également observé que le maximum de la simulation GEANT4 se situe à une énergie plus élevée que celui de la simulation MATLAB (environ 10%). Cette différence peut s'expliquer par la déviation des protons dans le dihydrogène due aux interactions avec les protons du gaz. Ces interactions ne sont pas prises en compte dans la simulation MATLAB. Lorsque les protons sont déviés dans le gaz, la distance parcourue est plus grande et peuvent donc déposer davantage d'énergie que s'ils se propageaient en ligne droite. Il est donc normal d'observer des événements à des énergies plus élevées dans la simulation GEANT4 par rapport à la simulation MATLAB.

Afin de mieux comprendre la réponse du détecteur, nous avons effectué plusieurs simulations MATLAB en utilisant différentes énergies de neutrons incidents.

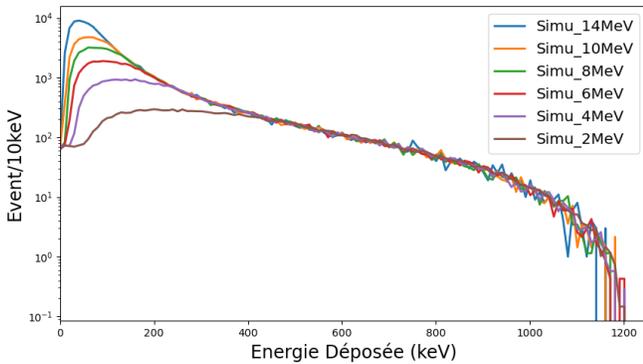


FIG. 2: Comparaison de l'Énergie déposée pour différentes simulations MATLAB normalisés à haute énergie ($\geq 400\text{keV}$)

Sur la figure 2 on voit qu'il est impossible de différencier les différents spectres de neutrons à hautes énergies, en effet, les différences interviennent uniquement à basse énergie. On observe également un aplatissement à basse énergie au fur et à mesure que l'on diminue l'énergie des neutrons. En effet, plus les neutrons sont énergétiques, plus les protons ont de chances d'être, eux aussi, très énergétiques, or les protons énergétiques déposent moins d'énergie que les protons moins énergétiques, cela est dû à la forme de la fonction de Bethe pour des protons et des α dans du dihydrogène (Figure 3). En effet, on voit que le dE/dx (Énergie déposée par une particule par unité de longueur) est très faible pour des neutrons à hautes énergies (supérieur à 10 MeV) et au contraire, il est à son maximum pour des neutrons de plus faibles énergies (de l'ordre de 100 keV)

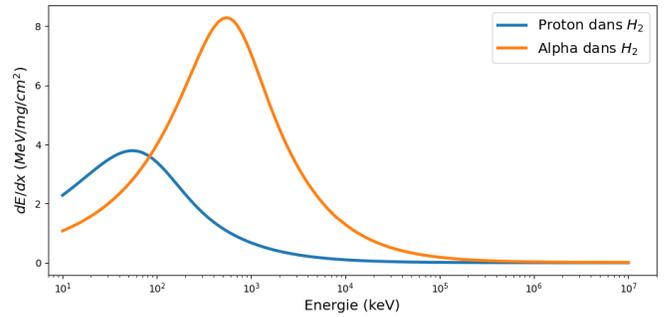


FIG. 3: Énergie déposée par unité de longueur dE/dx en fonction de l'énergie de la particule pour un proton (1H et un $\frac{4}{2}\alpha$)

Étant donné que nous disposons d'une source de neutrons de 14 MeV grâce à l'accélérateur GENEPI2, il est essentiel de réaliser une simulation complète prenant en compte toutes les interactions possibles entre les neutrons de 14 MeV et le détecteur. À cette énergie, il n'est pas négligeable de considérer les interactions du neutron avec l'acier constituant le détecteur. Grâce aux simulations effectuées avec GEANT4, nous pouvons caractériser le taux d'événements dus aux ions créés dans l'acier en comparant deux simulations : l'une excluant l'acier (considérant uniquement H₂) et l'autre incluant l'acier. C'est ce qui est montré sur la figure 4.

Nous pouvons observer que 2 événements sur 3 sont générés par des interactions avec l'acier. La majorité de ces événements se produit à basse énergie, entre 0 et 800 keV. Cependant, il est également important de noter qu'un nombre significatif d'événements se produisent au-delà du point final attendu. Ces événements sont générés par des réactions du type (n, α) , (n, p) ou $(n, ions)$ qui se produisent lors de collisions entre des neutrons rapides (dans la gamme du MeV) et les noyaux métalliques présents dans l'acier (principalement le fer, le chrome et le nickel). Les particules alpha et les protons sont éjectés des noyaux réactifs avec des énergies de l'ordre du MeV, tandis que les ions éjectés ont plutôt des énergies de 0 à 1 MeV. Les particules alpha peuvent déposer une énergie

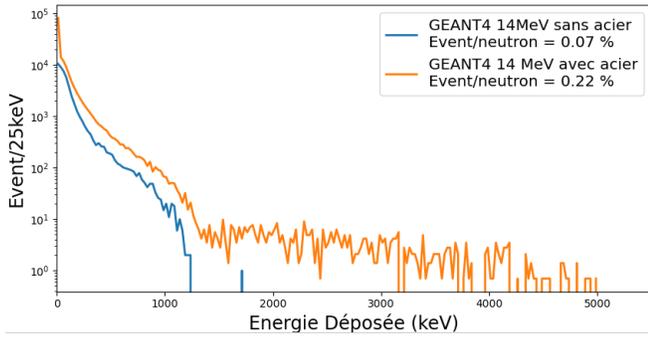


FIG. 4: Comparaison de deux simulations GEANT4 sans acier (H_2 ONLY) et avec acier, normalisé au nombre de neutrons incidents

allant de 0 à 5 MeV, en utilisant la fonction dE/dx illustrée dans la figure 3.

III. PRISE DE DONNÉES ET ANALYSE

Pour la prise de données, nous utilisons deux configurations différentes de haute tension sur le détecteur, à savoir 2400V et 2460V. Cependant, il convient de noter que le module d'acquisition atteint sa saturation à environ 1.5 V, ce qui limite la plage de tension accessible de 130 mV (seuil choisi pour éviter le bruit électronique) à 1.5 V. Les deux configurations de tension sont utiles : la tension plus élevée offre une meilleure sensibilité à basse énergie car les charges se multiplient plus, tandis que la tension plus basse permet d'observer des plus énergies. Pour pouvoir comparer données et simulations il faut déterminer le coefficient d'étalonnage qui relie la tension mesurée en mV à l'énergie déposée en keV. Pour ce faire, nous calculons le chi carré (χ^2) (somme des écarts aux carrés) correspondant, puis ajustons les paramètres pour minimiser le χ^2 . Une des tâches de mon stage a été de développer un code permettant d'automatiser cette minimisation de la fonction de χ^2 avec deux paramètres libres : le coefficient d'étalonnage et le coefficient de normalisation.

Dans le cas des données obtenues à partir de la source Américium-Béryllium, il n'est pas possible de déterminer de manière précise le paramètre de normalisation optimal (décalage vertical) La figure 5 montre l'ajustement de la simulation GEANT4 aux données expérimentales de la source Américium-Béryllium, il est très satisfaisant. En effet, le χ^2 ramené au nombre de degrés de liberté vaut 0.91, ce qui est très bon car proche de 1, il est donc très proche de 1 (le nombre de degrés de liberté comprend le nombre de points utilisés pour l'ajustement : Ici, on ajuste sur la gamme qui nous intéresse, c'est-à-dire [250-1150] keV, et le nombre de paramètres libres (2)). Cela démontre l'efficacité et la précision de GEANT4 pour modéliser les interactions des neutrons avec le détecteur. Le pic observé sur les données à environ 150 keV représente du bruit électronique. C'est dans

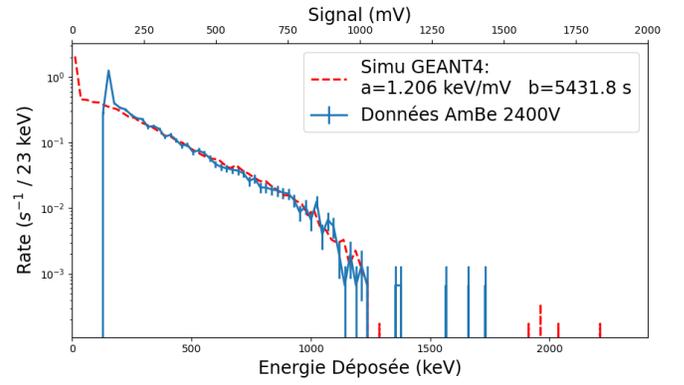


FIG. 5: Simulation GEANT4 sur des données issues d'une source Américium-Béryllium, haute tension : $2400V \rightarrow a = 1.202 \text{ keV.mV}^{-1}$

cette gamme que l'on fixe le seuil électronique. J'ai pu également vérifier que l'ajustement est satisfaisant pour la simulation MATLAB.

Pour les données de l'accélérateur d'ions GENEPI2, nous disposons d'informations pour normaliser la simulation, ainsi, nous pourrions minimiser le χ^2 en ne faisant varier que le coefficient d'étalonnage Énergie-Signal et en fixant le coefficient de normalisation. Nous connaissons en effet le flux de neutrons incident sur notre détecteur $\phi = 5000 \text{ neutrons.cm}^{-2}.s^{-1}$, ainsi que le nombre N de neutrons simulés qui traversent le détecteur. Par conséquent, nous pouvons déterminer le coefficient de normalisation (b_{norm} en s). De cette manière, le nombre de neutrons traversant le détecteur dans la simulation et dans l'expérience sera exactement le même. Cela garantit que le nombre de neutrons traversant le détecteur dans la simulation correspond exactement à celui observé lors de l'expérience.

$$b_{norm} = \frac{N}{\pi R^2 \phi} = 1018.6s$$

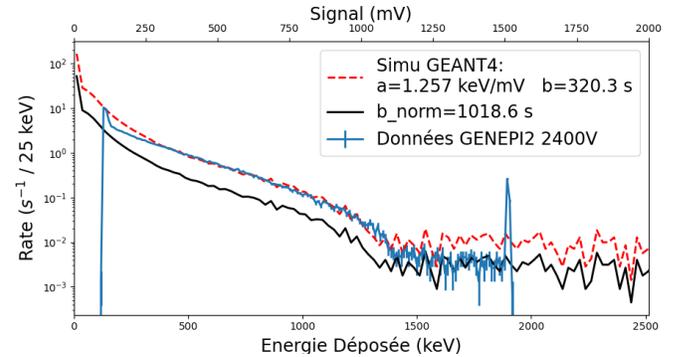


FIG. 6: Simulation GEANT4 avec normalisation fixée avec le flux de neutrons (noir) et coefficient de normalisation libre (rouge) sur les données GENEPI2 avec tension : $2400 \text{ V} \rightarrow a = 1.257 \text{ keV.mV}^{-1}$

La figure 6 montre que l’ajustement avec le coefficient de normalisation fixée est très bon pour le plateau formé par les interactions (n, α) . Cependant, on voit que la simulation est bien en dessous des données pour la gamme d’énergie des protons de reculs. On peut donc se demander si notre calcul de normalisation est correct. On laisse ensuite le coefficient de normalisation libre et l’on minimise le χ^2 . cette fois-ci, l’ajustement est bon pour les protons (400 - 1300 keV), mais très mauvais pour les α (plateau) ainsi qu’à basse énergie (≤ 300 keV). En effet, le χ^2 ramené au nombre de degrés de libertés supérieur à 10 sur la gamme d’énergie [350-1500] keV. Le rapport entre les deux coefficients de normalisation (fixée b_{norm} et libre b_{libre}) est : $\frac{b_{norm}}{b_{libre}} = 3.18$. Ainsi, on exclut l’idée que notre calcul de normalisation est incorrect car cet écart est beaucoup trop important et l’on a une précision de seulement quelques pourcents pour la valeur du flux de neutron ϕ . Il faut donc trouver une autre hypothèse pour expliquer cet écart.

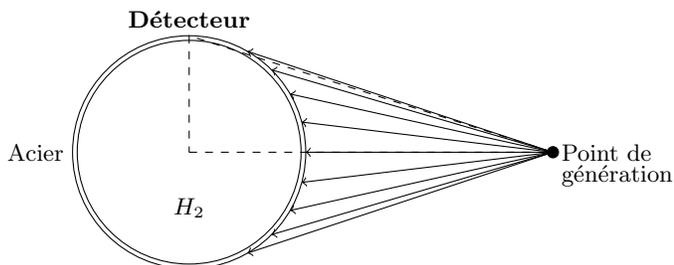


FIG. 7: Schéma du principe de simulation GEANT4

La simulation GEANT4 génère un certain nombre de neutrons de manière aléatoire dans un cône, de manière similaire à ce qui est représenté sur la figure 7. Dans l’expérience, le détecteur est positionné à une distance de 120 cm de la cible de tritium, dans une pièce entourée de béton. Il est important de noter que GENEPI2 produit des neutrons mono-énergétiques de manière isotrope.

Sur cette base, nous pouvons formuler l’hypothèse que les neutrons qui traversent le détecteur ne sont pas uniquement ceux qui se déplacent directement de la cible au détecteur. En réalité, nous devons également prendre en compte les neutrons qui diffusent sur les murs en béton de la pièce, sur le support du détecteur, etc. Ces neutrons peuvent faire des multiples interactions sur les parois avant de revenir finalement au détecteur. Par conséquent, il est possible que le rapport de 3.18 entre les normalisations observées puisse être expliqué par cette hypothèse.

De plus, cette hypothèse pourrait également expliquer les différences de forme entre les données expérimentales et la simulation représentée sur la figure 6. L’ajout d’une proportion non négligeable de neutrons d’énergie comprise entre 0 et 14 MeV peut en effet entraîner une linéarisation de la courbe à basse énergie, similaire à ce que l’on observe dans les données expérimentales. On peut alors créer une simulation simplifiée qui prend en

compte ces effets, pour cela, on génère sur la simulation MATLAB seulement 30% de neutrons incidents à 14 MeV et le reste des neutrons ont des énergies aléatoires entre 0 et 14 MeV, ainsi, ces neutrons correspondent à des neutrons ayant diffusé sur les murs en béton avant de revenir sur le détecteur.

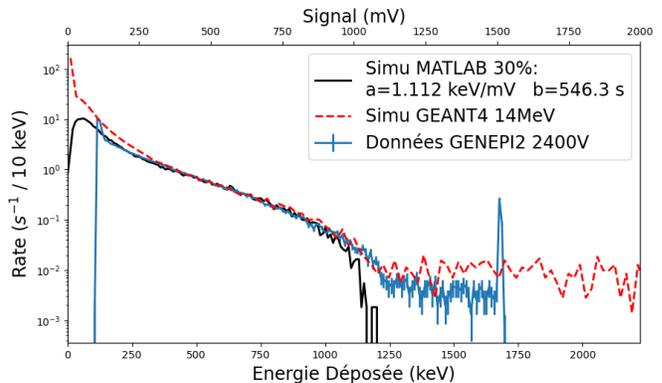


FIG. 8: En noir : La simulation MATLAB avec 30% de neutrons incidents à 14MeV
En rouge : La simulation GEANT4 avec le coefficient de normalisation libre

La figure 8 présente cette nouvelle simulation MATLAB décrite précédemment, on voit que la forme générale de la courbe est bien plus satisfaisante, il semble donc que notre hypothèse puisse être valable et qu’en effet, le détecteur n’est pas uniquement frappé par les neutrons incidents à 14 MeV, mais également par de nombreux neutrons de plus faibles énergies qui ont diffusé sur les murs en bétons de GENEPI2. On note également un écart d’environ 10% entre les valeurs du coefficient d’étalonnage (1.112 keV/mV pour MATLAB et 1.257 keV/mV pour GEANT4). Cet écart est expliqué par le décalage entre les simulations (Voir Figure 1)

IV. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

En conclusion, nous avons vu à travers cette analyse que les simulations sont très satisfaisantes et qu’elles sont fidèles aux données. Nous avons également compris que lorsque les énergies des neutrons sont supérieures à environ 7 MeV, toutes les simulations sont équivalentes à hautes énergies Il serait intéressant de développer une simulation GEANT4 en ajoutant des blocs de béton dans les mêmes conditions que l’expérience pour confirmer ou non notre dernière hypothèse. afin de mieux comprendre la différence observée entre les événements simulés et les données expérimentales. Enfin, lors de l’installation du détecteur à l’ILL, on s’attend à détecter des neutrons d’énergie inférieure à 1 MeV, il devrait donc être possible de discriminer les énergies des neutrons présents et ainsi pouvoir caractériser le bruit de fond provenant de neutrons rapides