

N^o d'ordre: 11/2015-D/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Physique.



Thèse

Présenté pour l'obtention du Grade de DOCTEUR EN SCIENCES

EN: PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : M^{me} BELOUADAH Naima

Sujet :

**Détermination des sections efficaces des réactions nucléaires
induites par des neutrons thermiques et rapides**

Soutenue publiquement le **5 Janvier 2015** devant le jury composé de:

Mr. S.Ouichaoui	Professeur à l'USTHB	Président
Mr. M. Belgaid	Professeur à l'USTHB	Directeur de thèse
Mr.M.Izerrouken	Directeur de Recherche au CRND	Examineur
Mr. S.Toubbeche	Professeur à l'Uni.Batna	Examineur
Mr .B.Bouzid	Maitre de Conférences A à l'USTHB	Examineur
Mr.R.Khelifi	Maitre de Conférences A à l'Uni.Blida	Examineur
Mr. T. Zidi	Maitre de Conférences A au COMENA	Invité

Remerciements

J'exprime ma reconnaissance à Monsieur S.OUICHAOUI, Professeur à l'USTHB d'avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'exprime ma vive reconnaissance ainsi que ma profonde considération à mon directeur de thèse Monsieur M. BELGAID, Professeur à l'USTHB pour m'avoir guidé dans ce travail. Je ne saurais le remercier suffisamment pour son dévouement et son aide qu'il m'a prodigué sans relâche depuis le début jusqu'à la fin.

Je remercie très vivement Mr S.TOBBECHÉ Professeur à l'université de BATNA, Mr B.BOUZID. Maître de Conférences à l'USTHB, Monsieur M.IZARROUKEN Directeur de recherche au CRND/COMENA, Mr R.KHILIFI. Maître de Conférences à l'université de Blida d'avoir accepté d'être membre du jury.

Je tiens également à remercier Mr T ZIDI Maître de recherche au COMENA pour l'aide qu'il m'a apportée lors de la préparation de ma thèse.

Je remercie tous mes collègues du centre de recherche nucléaire d'Alger et de Berrine qui m'ont aidée pendant la réalisation de ce travail, plus particulièrement à Z.Idiri, S.Bouguandoura, S. Mamri, A .Dib, H.Ammi, K.Boukafousa, M.Salhi, N Osmani et Tarek seguini

Table des matières

INTRODUCTION	1
---------------------------	---

CHAPITRE I : Eléments de Neutronique

I.1. Propriétés des faisceaux de neutrons	4
I.2. Les réactions induites par les neutrons	6
I.2.1. La diffusion élastique	8
I.2.2. La capture radiative.....	8
I.2.3. La capture non radiative	8
I.2.4. La fission.....	9
I.2.5. La diffusion inélastique	10
I.2.6. Les réactions de capture non radiative avec émission de neutrons	11
I.3. Interaction des neutrons avec la matière.....	11
I.3.1. La section efficace.....	11
I.3.2. La densité, le flux et le taux de réactions neutroniques.....	13
I.4. Méthode de détection de neutrons.....	14
I.5. Les Sources de neutrons.....	18

CHAPITRE II : Calculs Théorique

II.1. Introduction.....	23
II.2. Modèle statistique d'évaporation.....	24
II.2.1. Formalisme de la section efficace dans le modèle statistique de Hauser Feshbach.....	25
II.2.2. Expression de la section efficace du noyau composé.....	28
II.2.3. Spectre en énergie des particules émises.....	29
II.3. Modèle optique.....	31
II.3.1. Résolution de l'équation de Schrödinger.....	32
II.3.2. Potentiel optique.....	34

II.3.3. Coefficients de transmissions.....	36
II.4. Paramétrisation des sections efficaces de formation du noyau composé	37
II.4.1. Choix des paramètres du modèle optique.....	37
II.4.2. Calcul des sections efficaces de formation de noyau composé.....	39
II.5. Etude systématique des fonctions d'excitations de la réaction (n,p)	42
II.5.1. Formule semi-empirique de la section efficace de la réaction (n, p)	42
II.5.2. Résultats et discussions.....	43

CHAPITRE III : Techniques et Dispositifs Expérimentaux

III.1. Analyse par activation neutronique.....	48
III.2. Méthodes de mesures de sections efficaces	55
III.3. Mesure d'une section efficace de Capture radiative.....	55
III.4. Sélection d'un faisceau monochromatique de neutrons	56
III.4.1. Réacteur ES-SALEM.....	57
III.4.2. Diffractomètre de Neutrons.....	57
III.4.3. Principe physique de diffraction des neutrons.....	59
III.4.4. Préparation des échantillons de terres rares	60
III.5. Mesure d'une section efficace de réaction nucléaire induite par des neutrons rapides.....	60
III.5.1. Générateur de neutrons.....	61
III.5.2. Caractéristiques de la réaction D-T.....	62
III.5.3. Description du Générateur de Neutron.....	63
III.6. Ensemble de mesure	67
III.6.1. Chaîne de détection des neutrons	67
III.6.2. Chaîne de détection gamma	68
III.6.3. Inspecteur 2000 (nouvelle chaîne de détection).....	69

CHAPITRE IV : Mesures des Sections Efficaces et Discussions

IV.1. Mesure des sections efficaces des réactions nucléaires induites par un faisceau de neutrons mono énergétique thermiques	72
IV.1.1. Mesure de l'efficacité.....	72
IV.1.2. Mesure du flux de neutrons thermiques	75
IV.1.3. Absorption du rayonnement gamma dans l'échantillon.....	79

IV.2. Détermination des sections efficaces de capture radiative.....	80
IV. 2.1. Réaction $^{174}\text{Yb} (n, \gamma) ^{175}\text{Yb}$	80
IV. 2.2. Résultats et discussions.....	81
IV. 2.3. Réaction $^{141}\text{Pr} (n, \gamma) ^{142}\text{Pr}$	88
IV. 2.4. Résultat et discussions.....	88
IV.3. Mesure des sections efficaces de réaction nucléaire induite par les neutrons rapides...	92
IV.3.1. Détermination d'une fonction d'efficacité	92
IV.3.2. Mesure du débit de fluence des neutrons produits par un générateur utilisant une cible de tritium	93
IV. 3.3. Mesure du flux de neutrons rapides par la réaction $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	94
IV. 3.4. Technique de Mesure des sections efficaces des réactions : $^{192}\text{Pt} (n, 2n)^{191}\text{Pt}$, $^{198}\text{Pt} (n, 2n)^{197}\text{Pt}$ et $^{198}\text{Pt} (n, 2n)^{197m}\text{Pt}$	96
IV. 3.5. Résultat et discussions.....	98
IV.4. Détermination théorique de la section efficace de la réaction $^{195}\text{Pt}(n,p)^{195}\text{Ir}$	99
IV.5. Résultats et discussion.....	100
IV.6. Calcul du facteur de correction de l'auto-absorption et du spectre de neutrons rapides par le Code MCNP5.....	102
IV. 6.1. Le code MCNP5 et paramètres de calcul	102
IV. 6.2. Bibliothèques de données nucléaires	103
IV. 6.3. Simulation par le code MCNP-5.....	103
IV. 6.4. Simulation de dispositif expérimental à l'aide du code MCNP-5.....	104
IV. 6.5. Détermination du Coefficient d'auto-absorption dans l'échantillon.....	106
IV. 6.6. Résultats de la simulation.....	106
CONCLUSION	108
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	111

INTRODUCTION

Les réactions nucléaires induites, par les neutrons font depuis longtemps, l'objet de plusieurs études. La nécessité croissante en données nucléaires des réactions nucléaires utilisées dans différents domaines d'application et dans la description des phénomènes d'interaction entre le neutron et le noyau atomique a amené les chercheurs en physique nucléaire à développer des méthodes de simulation et des modèles théoriques et phénoménologiques qui répondent à ce besoin. En effet, les données expérimentales, représentent un test pour vérifier la conformité et la fiabilité de ces études, conçus pour l'analyse des interactions nucléaires. Une fois validées, ces études permettent à leur tour de combler le manque des données qui ne sont pas accessibles à l'expérience. La combinaison entre les deux approches théorique et expérimentale permet aussi l'aboutissement à des études phénoménologiques très fiables pour des évaluations rapides des données nucléaires.

L'étude des réactions nucléaires induites par neutrons thermiques et rapides, présente un grand intérêt dans le domaine de la technologie des réacteurs et de la structure nucléaire. L'étude tient principalement en compte les mesures des sections efficaces intégrées des réactions de capture radiative très abondantes dans les réacteurs à neutrons lents et constituent une base de données incontournable en physique des réacteurs. En physique des futurs réacteurs de fusion les mesures des sections efficaces des réactions induites par neutrons rapides sont d'une importance fondamentale. En effet, ces mesures servent à valider les différentes paramétrisations des modèles théoriques afin de pouvoir extrapoler le calcul théorique à des cas non accessibles expérimentalement. Pour cela, la comparaison des résultats théoriques à un grand nombre de données expérimentales est indispensable.

De plus, les neutrons de 14 MeV sont produits par la réaction D-T qui est une candidate potentielle pour le combustible des réacteurs de fusion, d'où la nécessité cruciale de la détermination des sections efficaces des réactions nucléaires induites par ces neutrons sur les matériaux de structure du réacteur avec une très grande précision.

La méthode d'activation, combinée à la spectrométrie gamma de haute résolution, représente un outil de mesure de grande sensibilité pour les réactions induites par des neutrons thermiques ou rapides. Elle est souvent utilisée dans la mesure des sections efficaces intégrées ou différentielles.

L'analyse des sections efficaces des réactions nucléaires induites par les neutrons thermiques est l'outil principal des évaluations des grandes bibliothèques de données nucléaires telles que ENDF, EAF, JENDL etc.. Pour celles induites par des neutrons rapides dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil jusqu' à 20 MeV, l'analyse des données est effectuée dans le cadre du modèle statistique d'évaporation et du modèle exciton de pré-équilibre.

Nous nous sommes donc proposés de mener des mesures de sections efficaces dans la gamme d'énergie thermique et rapide constituant un intérêt cruciale que ce soit en technologie des réacteurs ou en application dans l'analyse de matériaux par la technique d'activation. Les méthodes utilisées dans ces mesures sont basées sur un bon étalonnage du système d'irradiation et du système de comptage. En effet, pour les neutrons thermiques, la sélection de l'énergie incidente est fondamentale pour la mesure de la section efficace de capture. Cette sélection peut être réalisée par des méthodes de correction ou par des techniques expérimentales telles que celle adoptée dans ce travail. Pour les neutrons rapides, l'étalonnage en énergie des neutrons émis à différents angles est basé sur les feuilles d'activation de Zirconium et du Niobium. L'étalonnage en terme de fluence neutronique le plus adéquat et le plus précise est celui basé sur la haute sensibilité de la technique d'activation utilisant pour cela des

réactions nucléaires de références pour les neutrons thermiques et pour les neutrons rapides.

Le présent travail est une contribution qui répond partiellement à quelques préoccupations sus cités. Il est structuré en quatre chapitres englobant deux parties principales : Les calculs théoriques et les mesures expérimentales. Dans le premier chapitre, nous rappelons les bases théoriques nécessaires à la compréhension des mécanismes d'interaction des neutrons avec la matière. Ensuite, dans le deuxième chapitre, nous allons présenter les modèles théoriques des sections efficaces conçus pour l'analyse des données nucléaires pour les neutrons rapides et qui nous permettent de réaliser une étude phénoménologique aboutissant à un calcul rapide de sections efficaces. Les dispositifs expérimentaux utilisés dans ce travail ainsi que les techniques employées pour mesurer les sections efficaces des réactions nucléaires induites par les neutrons seront présentés dans le chapitre 3, en mettant l'accent sur le diffractomètre de neutrons installé auprès du réacteur nucléaire ESSALAM qui a été étalonné et utilisé pour la première fois pour la mesure de section efficace. Enfin, le chapitre quatre est consacré aux analyses et à l'interprétation des résultats obtenus. En particulier, les méthodes de mesures du flux de neutrons thermique délivrés par le canal à diffractomètre au niveau du réacteur nucléaire à l'énergie 0.0372 eV et les mesures du flux de neutrons rapides délivrés par le Générateur de Neutrons à l'énergie 14.7 MeV seront discutées. La dépendance de la section efficace thermique de l'énergie des neutrons sera discutée et utilisée pour la détermination des sections efficaces à l'énergie 0.0253 eV.

Eléments de Neutronique

I.1. Propriétés des faisceaux de neutrons

Le neutron est une particule électriquement neutre du type fermion (spin $s=1/2$), de masse au repos $939.57 \text{ MeV}/c^2$. A l'état libre, il est instable avec une demi-vie de 12 minutes.

Il se désintègre selon la réaction: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

Classification des neutrons

Un grand nombre de réactions nucléaires produisent des faisceaux de neutrons. Les neutrons, à la différence des particules chargées, ne peuvent être accélérés mais peuvent être ralentis par chocs successifs sur des noyaux généralement légers tels que l'hydrogène ou le graphite. Ce processus de ralentissement est appelé modération et les noyaux « ralentisseurs » constituent le modérateur.

Les neutrons sont généralement classés en fonction de leur énergie [1, 2] comme indiqué sur le tableau (I.1) :

Tableau I.1 : Classification des neutrons en fonction de leur énergie

Classification	Énergie
Neutrons thermiques	$0,025 \text{ eV} \leq E_n \leq 0,4 \text{ eV}$
Neutrons épi-thermiques	$0,4 \text{ eV} < E_n \leq 100 \text{ eV}$
Neutrons intermédiaires	$100 \text{ eV} < E_n \leq 200 \text{ keV}$
Neutrons rapides	$200 \text{ keV} < E_n \leq 10 \text{ MeV}$
Neutrons relativistes	$E_n \geq 10 \text{ MeV}$

Chapitre I : Eléments de Neutronique

-**Les neutrons thermiques** : sont les neutrons qui, après ralentissement ont une énergie cinétique leur permettant d'être en équilibre thermique avec les noyaux du milieu modérateur.

Leur spectre est décrit par la distribution de Maxwell-Boltzmann. La distribution de vitesses des neutrons est donnée alors par l'expression :

$$n(v)dv = \frac{4n_{th}v^2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{2}\frac{mv^2}{kT}} dv \quad (I.1)$$

où : n_{th} est la densité neutronique totale, m la masse du neutron, k la constante de Boltzmann et T la température absolue.

L'énergie cinétique la plus probable des neutrons thermiques est alors donnée par:

$$E_n = k \times T = \frac{1}{2}mv^2 \quad (I.2)$$

Elle correspond à une vitesse des neutrons de 2200 (m/s), et vaut 0,0253 eV à la température ambiante ($T=20^\circ\text{C}$).

L'énergie cinétique moyenne des neutrons se situe autour de cette valeur la plus probable. La limite supérieure de l'énergie au-dessous de laquelle ils sont considérés comme des neutrons thermiques est de 0,4 eV, cette valeur correspond au changement remarquable (résonance) observé à la section efficace d'absorption du cadmium (Cd).

-**Les neutrons épi-thermiques** : sont les neutrons qui ont une énergie allant de 0,4 eV (l'énergie de coupure du cadmium) jusqu'à environ 100 eV.

-**Les neutrons intermédiaires** : sont les neutrons qui résultent des collisions entre les neutrons rapides et les noyaux des éléments du matériau considéré. Ils sont situés dans la gamme d'énergie entre 100 eV et 200 keV et leur spectre $f(E_n)$ est proportionnel à $1/E_n$.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

- **Les neutrons rapides** : sont ceux dont l'énergie est supérieure à 200 keV et toutes les sources de neutrons produisent des neutrons rapides.

I.2. Les réactions induites par les neutrons

Electriquement neutre, le neutron est insensible aux champs électromagnétiques, c'est un excellent projectile pour pénétrer dans les noyaux et provoquer des réactions nucléaires (les interactions fortes à courte portée de l'ordre du Fermi).

En fait, compte tenu de la très faible proportion de volume occupé par le noyau par rapport au volume atomique, les chocs entre les neutrons et les noyaux sont peu probables. En conséquence, les neutrons comme les rayonnements gamma, sont beaucoup plus pénétrants que les particules chargées et peuvent traverser des épaisseurs importantes sans être arrêtés.

Dans les interactions des neutrons avec la matière [3-5], il convient de distinguer les différentes réactions : Certaines sont toujours possibles quel que soit le noyau-cible et quelle que soit l'énergie du neutron, ce sont **la diffusion élastique** et **la capture radiative** (avec émission de photons).

D'autres réactions sont le plus souvent à seuil, mais pas toujours, ce sont **la capture non radiative** (avec émission de particules chargées) ainsi que **la fission**.

Par ailleurs, les réactions qui sont toujours à seuil sont :

- **la diffusion inélastique** laissant le noyau résiduel dans un état excité après éjection du neutron (l'énergie seuil étant l'énergie de ce niveau excité)

- **les réactions de capture avec émission de particules**: le seuil étant l'énergie de liaison du neutron (ou particule) à prélever dans le noyau composé (formé après capture) pour le séparer.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

Enfin, l'interaction du neutron avec la matière peut être décrite par le modèle du noyau composé. Dans ce modèle, le neutron incident est absorbé par le noyau cible pour former un noyau composé dans un état excité. Ce noyau composé se désintègre en émettant une particule ou un gamma avec en plus un noyau résiduel. L'énergie apportée par le neutron capturé est distribuée uniformément entre les nucléons présents dans le noyau composé [6].

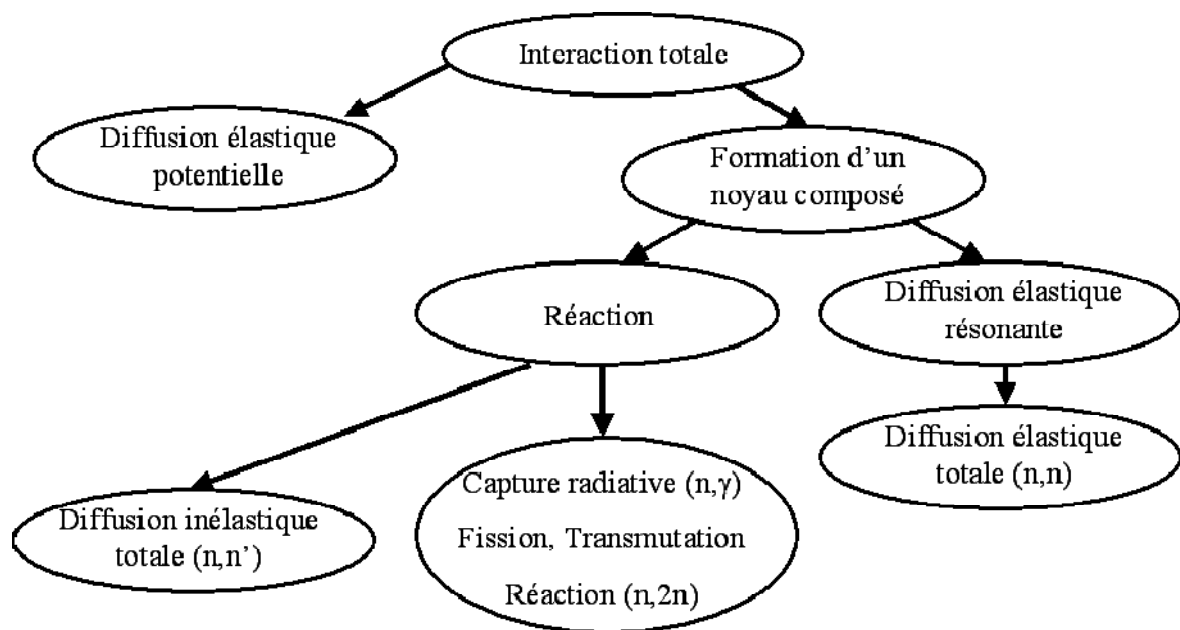


Figure I.1 : Types d'interaction neutron-matière

I.2.1. La diffusion élastique

Le neutron incident est dévié de sa trajectoire initiale, l'interaction se réduit à un simple transfert d'énergie cinétique. L'énergie totale du système neutron-noyau étant conservée, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est transférée au noyau cible sous forme d'énergie de recul (voir figure I.2).

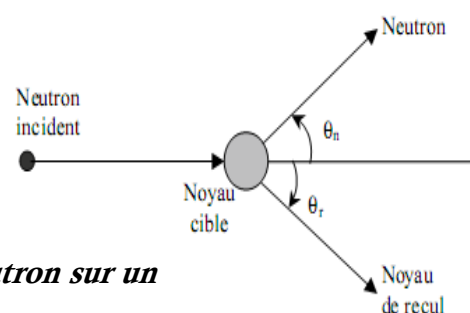
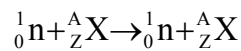


Figure I.2: Diffusion élastique d'un neutron sur un noyau

Chapitre I : Eléments de Neutronique

La nature des particules est conservée, le noyau de recul reste dans son état fondamental.

L'équation de la diffusion élastique s'écrit :



Ce type d'interaction constitue le principal mécanisme de perte d'énergie du neutron dans les domaines d'énergie intermédiaire et rapide. L'énergie du neutron diffusé dépend de l'angle de diffusion.

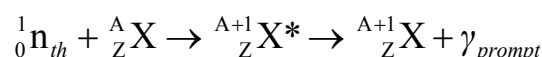
$$\text{L'énergie maximale transférée est : } E_{\text{max transférée}} = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_n \quad (I.3)$$

m étant la masse du neutron, M la masse du noyau ralentisseur et E_n l'énergie du neutron incident. La perte d'énergie moyenne du neutron est donc d'autant plus grande que le noyau cible est léger. La valeur maximale de l'énergie transférée est atteinte pour l'hydrogène qui représente le meilleur ralentisseur pour les neutrons rapides.

I.2.2. La capture radiative

La capture neutronique radiative s'effectue avec la formation d'un noyau composé par l'absorption d'un neutron incident. Dans le centre de masse, le noyau ainsi formé possède une énergie d'excitation élevée qui est la somme de l'énergie cinétique du neutron incident et de son énergie de liaison dans le noyau composé. La désexcitation de ce noyau peut s'effectuer par l'émission d'un seul photon très énergétique appelé gamma prompt, ou progressivement par passage par des niveaux d'excitation intermédiaires, avec émission de plusieurs photons caractéristiques (on parle alors de cascade).

La réaction de capture radiative (dont la probabilité est la plus élevée pour les neutrons thermiques) est:



I. 2.3. La capture non radiative

Dans ce type d'interaction, le noyau composé formé par l'absorption du neutron incident émet une particule ou plusieurs particules. Les réactions du type (n, p) , (n, α) ...etc se

Chapitre I : Eléments de Neutronique

produisent plus facilement avec les noyaux légers qui opposent à l'émission d'une particule chargée une barrière coulombienne moins élevée.

Les neutrons qui provoquent ces réactions possèdent généralement des énergies élevées, à l'exception des réactions $^{10}\text{B} (n,\alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li} (n,t)^4\text{He}$ et les réactions $^3\text{He} (n,p)^3\text{H}$.

Ces réactions sont représentées par l'équation: $^A_Z\text{X} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^{A-a+1}_{Z-z}\text{Y} + {}^a_z\text{b} + Q$

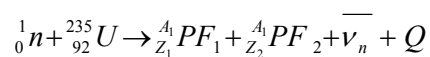
Q étant la chaleur de la réaction en MeV et **b** la particule légère émise (n, p, d, α , t...).

I.2.4. La fission

La fission est une réaction d'absorption particulière. Elle peut être provoquée, assez facilement, par des neutrons d'énergie cinétique très faible sur certains noyaux lourds appelés noyaux fissiles tel que l'uranium 235 ou le plutonium 239.

La réaction de fission est une source d'énergie très élevée (de l'ordre de 200MeV), elle est accompagnée par l'émission d'un ou de plusieurs neutrons rapides.

Sous certaines conditions, lorsqu'un neutron est absorbé par ces noyaux lourds, il y a formation d'un noyau composé qui se scinde généralement en deux fragments plus ou moins asymétriques. Ces noyaux sont appelés produits de fission (PF). La réaction de fission de l'uranium 235 par exemple est donnée par :



où $\bar{\nu}_n$ représente le nombre moyen de neutrons émis au cours de la fission ($\bar{\nu}_n \approx 2,5$).

Les neutrons obtenus par fission ont un spectre en énergie qui suit une distribution de Maxwell centré autour de 2MeV.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

I.2.5. La diffusion inélastique

La diffusion inélastique s'effectue par l'absorption du neutron incident formant ainsi un noyau composé qui se désintègre en émettant un neutron et laissant le noyau résiduel dans un état excité. Ce noyau revient à l'état fondamental par l'émission d'un ou de plusieurs photons.

Cette réaction est représentée par l'équation: ${}^A_ZX + {}^1_0n \rightarrow {}^{A+1}_ZX^* \rightarrow {}^A_ZX + {}^1_0n + \gamma$

Dans cette réaction, la quantité de mouvement et l'énergie totale sont conservées, mais l'énergie cinétique du système ne l'est plus. En effet, une partie de l'énergie cinétique du neutron incident est cédée au noyau sous forme d'énergie d'excitation.

La diffusion inélastique étant à seuil, le neutron doit posséder une énergie cinétique suffisante pour exciter le noyau au moins jusqu'au premier niveau. Le seuil de la diffusion

inélastique est donné par :

$$E_s = E^* \left(\frac{M_n + M_x}{M_x} \right) \quad (I.4)$$

E^* étant l'énergie du niveau excité en MeV, M_n et M_x sont respectivement les masses du neutron et du noyau X.

On donne l'énergie seuil de diffusion inélastique pour certains éléments dans le tableau (I.2):

Tableau I.2 : Seuils d'énergie de diffusion inélastique de quelques éléments [7]

Elément	Seuil de diffusion inélastique (MeV)
${}^{12}\text{C}$	4,81
${}^{16}\text{O}$	6,51
${}^{27}\text{Al}$	0,87
${}^{56}\text{Fe}$	0,87
${}^{207}\text{Pb}$	0,57

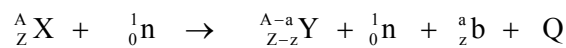
Chapitre I : Eléments de Neutronique

Notons aussi que la section efficace de diffusion inélastique augmente généralement avec l'énergie du neutron incident et avec la masse du noyau cible.

I.2.6. Les réactions de capture non radiative avec émission secondaire de neutrons

La désexcitation du noyau composé s'effectue par l'émission secondaire de neutrons après émission d'une particule primaire. L'énergie de liaison moyenne des neutrons étant supérieure à 7.5 MeV dans la plupart des noyaux, ces réactions nécessitent généralement des seuils d'énergie des neutrons incidents supérieurs à 10 MeV.

L'équation de la réaction s'écrit :



L'énergie seuil de la réaction est donnée par :

$$E_s = \frac{M_x + M_n}{M_x} |Q| \quad (I.5)$$

Q la chaleur de réaction X (n, bn)Y et M_n , M_x sont respectivement la masse du neutron et la masse du noyau cible.

I.3. L'interaction neutron-matière

L'une des grandeurs physiques les plus importantes pour l'étude de la réaction nucléaire est la notion de section efficace qui reflète la probabilité pour que cette réaction ait lieu.

I.3.1. Section efficace

La notion de section efficace est nécessaire pour quantifier le nombre de réactions résultant de l'interaction entre un flux de particules et une cible. Elle peut être «microscopique» quand elle est caractéristique du «noyau-cible» individuel, ou «macroscopique» quand elle caractérise un matériau contenant un grand nombre de noyaux-cibles [2].

Chapitre I : Eléments de Neutronique

A- La section efficace microscopique : représente l'aire efficace traversée par le projectile quand il provoque une réaction sur la cible. Elle est notée σ et s'exprime en cm^2 ou en barns ($1\text{barn}=10^{-24}\text{ cm}^2$).

Rappelons que pour les réactions induites par le neutron, nous parlons :

- de diffusion (scattering) : pour toute réaction re-émettant un neutron,
- d'absorption: pour toute réaction mettant fin au cheminement à l'état libre du neutron, soit :
 - par fission (induite) : pour une absorption conduisant à la fission du noyau composé, ou
 - par capture : pour toute autre absorption.

La section efficace totale est donc la somme des sections efficaces de diffusion et d'absorption : $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a \dots$ (I.6), et l'absorption regroupe, la fission et la capture :

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c \dots \text{ (I.7)}$$

Au domaine des neutrons thermiques, la section efficace de capture varie sensiblement avec l'énergie des neutrons et suit souvent la loi appelée communément loi en $1/v$ (v étant la vitesse des neutrons), en d'autres termes la section efficace est inversement proportionnelle à la vitesse.

Les sections efficaces de capture sont généralement tabulées pour une vitesse de 2200m/s (vitesse la plus probable v_0 des neutrons thermiques-Tableau I.1). Ces valeurs appelées sections efficaces thermiques sont notées σ_0 . Pour les noyaux réguliers dont la section efficace de capture suit la loi en $1/v$, celle-ci peut être déterminée pour n'importe quelle

vitesse par la formule suivante :

$$\sigma(v) = \sigma_0 \frac{v_0}{v} = \sigma_0 \sqrt{\frac{E_0}{E}} \dots \text{ (I.8)}$$

Chapitre I : Eléments de Neutronique

B- La section efficace macroscopique

Souvent on a besoin d'une autre grandeur physique caractérisant le matériau de la cible, c'est la section efficace macroscopique Σ de la substance considérée. Elle permet d'évaluer la probabilité d'interaction des particules incidentes avec la matière.

Cette grandeur est proportionnelle au nombre d'« obstacles » que le neutron est susceptible de rencontrer, donc au nombre n_c de noyaux par unité de volume (cm^3), elle s'exprime par la relation :

$$\Sigma = n_c \cdot \sigma \quad (\text{en cm}^{-1}) \dots (I.9)$$

où σ : est la section efficace microscopique.

D'autre part, le libre parcours moyen des neutrons est l'inverse de la section efficace macroscopique :

$$\lambda = 1/\Sigma \quad (\text{en cm}) \dots (I.10)$$

Il représente la moyenne de la distance parcourue par le neutron entre deux chocs successive. Il est de l'ordre du centimètre dans les matériaux usuels.

I.3. 2. La densité, le flux et le taux de réaction neutroniques

- La densité neutronique

La population des neutrons étant nombreuse, elle est traitée de façon statistique par la notion de densité. La densité neutronique n est le nombre de neutrons par unité de volume.

- Le flux neutronique

Le nombre de neutrons qui traversent une surface (cm^2) par unité de temps (s) est appelé flux neutronique :

$$\Phi = n \cdot v \quad \dots (I.11)$$

où : v est la vitesse du neutron et n la densité neutronique.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

- Le taux de réaction

Le taux de réaction noté R représente le nombre d'interactions par unité de volume et par unité de temps :

$$R = n \cdot \Sigma \cdot v \dots \text{(I.12)}$$

Le flux étant $\Phi = n \cdot v$, on exprime alors le taux de réaction par la formule :

$$R = \Sigma \cdot \Phi \dots \text{(I.13)}$$

I.4. Méthodes de détection des neutrons

Les méthodes mises en œuvre pour la détection des neutrons sont nombreuses et les phénomènes physiques associés sont variés :

- Mesure de l'énergie des particules chargées (en général des protons) mises en mouvement suite à la diffusion élastique du neutron dans les milieux gazeux ou dans les milieux liquides ou solide tels que les scintillateurs organique ou un matériau plastique. C'est la méthode dite "proton de recul".
- Détection des particules générées suite à des réactions nucléaires provoquées par les neutrons.
- Mesure de l'énergie cinétique des neutrons par les méthodes dites de temps de vol.
- Méthodes basées sur la diffraction des neutrons.
- Méthodes dites à seuil où l'énergie minimale du neutron est déduite par l'apparition d'un effet provoqué par celui-ci, tel que la radioactivité, l'émission d'un photon γ .
- Méthodes où la distribution énergétique des neutrons est déterminée par déconvolution des données spectrales des différents détecteurs caractérisés par leurs fonctions de réponse.

I.4.1. Détection de neutrons lents

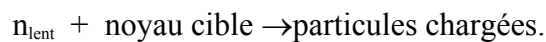
Les neutrons lents sont généralement détectés par l'un des processus suivants :

Chapitre I : Eléments de Neutronique

- réactions nucléaires produisant des protons ou des particules α .
- réactions de fission sur des éléments lourds.
- capture de neutrons par certains isotopes stables devenant émetteur γ ou β (activation neutronique).

I.4.1.1. Détecteurs à produits de réaction

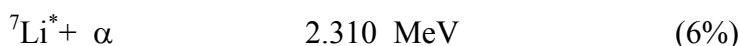
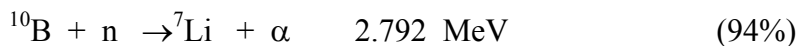
Ces détecteurs utilisent des réactions de conversion de neutrons lents en particules chargées détectables :



Généralement, ces réactions de conversion sont exothermiques et l'énergie cinétique des produits de réaction est déterminée par le bilan Q de la réaction. L'énergie du neutron incident étant négligeable devant le bilan de la réaction ; il est difficile d'extraire l'information sur l'énergie du neutron incident.

- La réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ est la réaction de conversion la plus utilisée :

Bilan de la réaction : Q



Le bilan de cette réaction est très important (2.31 ou 2.79 MeV) [8, 9] comparé à l'énergie du neutron incident (neutron lent). L'énergie cinétique des produits de réaction (Li + α) est donné essentiellement par le bilan Q de la réaction, et il est impossible d'extraire une information sur l'énergie du neutron incident.

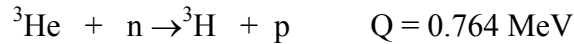
La section efficace de la réaction $^{10}\text{B} (n, \alpha)^7\text{Li}$ est de 3840 barns pour des n thermiques de 0.025 eV, après elle décroît rapidement quand l'énergie du neutron croît.

Le détecteur le plus classique utilisant ce type de réaction est le compteur au bore : c'est un compteur proportionnel soit recouvert d'une mince couche de bore soit rempli avec du BF_3 , enrichi en ^{10}B .

Chapitre I : Eléments de Neutronique

On utilise aussi comme détecteurs de neutrons lents et à produits de réaction:

- les compteurs proportionnels à ^3He dont le principe est de détecter les produits de la réaction $^3\text{He} (n,p)^3\text{H}$:



Pour des neutrons lents, les produits de réaction sont émis dans des directions opposées. La section efficace de cette réaction pour des neutrons thermiques est de 5330 b. Quand l'énergie du neutron augmente, la section efficace de cette réaction décroît en $1/v$.

- les scintillateurs à Iodure de lithium (^6LiI) sont aussi utilisés pour la détection de neutrons lents en détectant les produits de la réaction $^6\text{Li} (n,\alpha)^3\text{H}$. La section efficace de cette réaction est de l'ordre de 900 b pour des neutrons thermiques.

I.4.1.2. Chambres à fission

Les parois de ces chambres sont couvertes par un matériau dont la section efficace de fission induite par neutrons lents est importante comme dans le cas de ^{233}U , ^{235}U et ^{239}Pu .

Les neutrons sont détectés par l'intermédiaire des fragments de fission produits dans la chambre à fission.

I.4.1.3 Détecteurs d'activation

Certains matériaux s'activent sous l'effet des neutrons et deviennent radioactifs (émetteurs β ou γ). Les réactions de capture (n, γ) sont les plus probables pour les neutrons de basse énergie. La quantité de la radioactivité γ émise après un certain temps d'irradiation est fonction du flux de neutrons utilisé.

On utilise par exemple de l'Indium dont la section efficace de réaction de capture $^{115}\text{In} (n,\gamma)^{116}\text{In}$ atteint une très grande valeur (≈ 2600 barns) pour des neutrons lents. Le flux de neutrons peut être déterminé en mesurant le nombre de photons γ émis.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

I.4.1.4 Techniques de spectrométrie

Dans certaines applications, la connaissance de la distribution énergétique des neutrons détectés est importante. Parmi les techniques de spectrométrie, appliquées à des neutrons de basse énergie, nous citerons : la spectrométrie par mesure de temps de vol et la technique de résonance.

I.4.2. Spectrométrie par mesure du temps de vol :

Un écran en cadmium tournant à grande vitesse ne laisse passer les neutrons émis de la source que par impulsions brèves. Au départ, l'impulsion comprend des neutrons de toutes vitesses, mais si on laisse le jet parcourir une certaine distance, les neutrons rapides arriveront avant les lents : l'arrivée de l'impulsion sera étalée dans le temps et si les dispositifs de comptage se trouvent débloqués pendant un temps très bref, ils ne seront sensibles qu'à une faible partie de cette impulsion, correspondant à une vitesse déterminée. En déplaçant l'instant de déblocage dans l'impulsion d'arrivée, on sélectionnera la vitesse désirée.

I.4.3. Technique de résonance:

La section efficace de réaction de neutrons avec certains noyaux, présente des résonances étroites et bien prononcées dans la région d'énergie comprise entre 1 eV et quelques keV. L'irradiation, par un flux de neutrons, de plusieurs feuilles d'un même élément, accolées l'une contre l'autre en " sandwich", permet à l'aide de calculs d'intégrale de résonance et d'auto absorption d'évaluer le flux de neutrons à l'énergie de résonance. Toutefois, ces méthodes restent incomplètes et peu précises.

I.4.4. Le détecteur ^3He

Le détecteur ^3He est un compteur proportionnel qui fonctionne selon le principe de l'ionisation et l'amplification gazeuse.

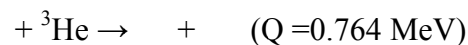
Chapitre I : Eléments de Neutronique

Il est constitué d'une enceinte cylindrique (cathode) reliée à la masse, traversée par un fil conducteur central (anode) porté à un potentiel élevé (≥ 1000 V) et remplie d'un gaz ^3He .



Figure I.3 : Le détecteur à gaz ^3He .

En utilisant le compteur proportionnel à gaz ^3He , les neutrons thermiques sont détectés grâce à l'ionisation du gaz par les produits de la réaction de capture neutronique suivante :



La section efficace de cette réaction pour les neutrons thermiques (d'environ 0.025 eV) est de 5330 barns.

I.5. Les sources de neutrons

La production des neutrons provient principalement des réactions nucléaires. Il existe trois types de sources de neutrons qui sont : les réacteurs nucléaires, les accélérateurs et les sources isotopiques.

I.5. 1. Les réacteurs nucléaires

Les réacteurs nucléaires sont le siège de réactions en chaîne de fission produisant des neutrons à partir de certains noyaux lourds (fissiles). Ces neutrons produits ont une énergie pouvant aller jusqu'à 15 MeV avec une moyenne de 2 MeV.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

Ces sources de neutrons sont extrêmement intenses, leur fluence varie entre 10^{12} et 10^{14} n/(cm²s).

I.5. 2. Les accélérateurs de particules chargées

Les accélérateurs de particules chargées sont la source idéale pour produire des neutrons monocinétiques. Les neutrons fournis auprès de ces accélérateurs sont produits par des réactions nucléaires provoquées par l'impact des ions accélérés sur une cible. Les interactions entre ces ions et les noyaux des atomes de la cible produisent des neutrons dans toutes les directions (Figure I.4). L'énergie de ces neutrons émis dépend de la nature et de l'énergie des particules incidentes ainsi que des angles d'émission des neutrons. La sélection d'un angle particulier permet alors d'obtenir des neutrons quasi mono-énergétiques.

Les principales réactions nucléaires exploitées pour générer des neutrons en raison de leurs bilans énergétiques favorables sont les suivantes :

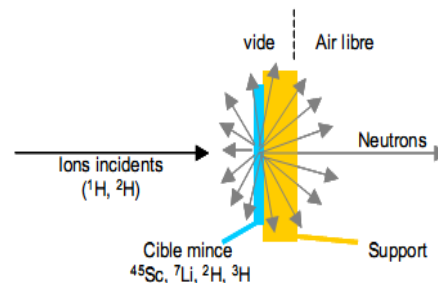
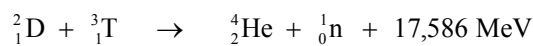


Figure 4 : Principe de production des neutrons dans un accélérateur.



L'énergie moyenne des neutrons émis est de 14,1 MeV dans la réaction D-T et de 2,45 MeV dans la réaction D-D.

Chapitre I : Eléments de Neutronique

Le flux de neutrons délivré est de l'ordre de 10^9 n/(cm²s) pour la réaction de fusion D-T, ils sont principalement dans la gamme des neutrons rapides et intermédiaires.

I.5.3. Les sources isotopiques de neutrons

Les sources isotopiques de neutrons offrent le moyen de produire des neutrons par un mélange intime d'isotopes dont l'un au moins est un radioélément émetteur de rayonnement (alpha ou gamma), l'émission des neutrons se fait alors par réaction (α, n) ou (γ, n). L'avantage de ces sources est d'être transportable, ce qui est particulièrement recherché pour des utilisations sur terrain (in-situ) et en temps réel (on-line).

I.5.3.1. Les sources à fission spontanée

Parmi les sources à fission spontanée les plus intéressantes, nous citons le radionucléide californium (²⁵²Cf) ; il représente une source de neutrons ayant des avantages certains (à savoir un bas bruit de fond gamma et des neutrons faciles à ralentir et thermaliser car ils possèdent une énergie moyenne relativement faible d'environ 2MeV), mais elle doit être renouvelée fréquemment en raison de sa période relativement courte (2.646 ans).

Elle délivre une fluence spécifique de l'ordre de 2×10^{12} (n/s.g), son spectre énergétique est présenté sur la Figure (I.5).

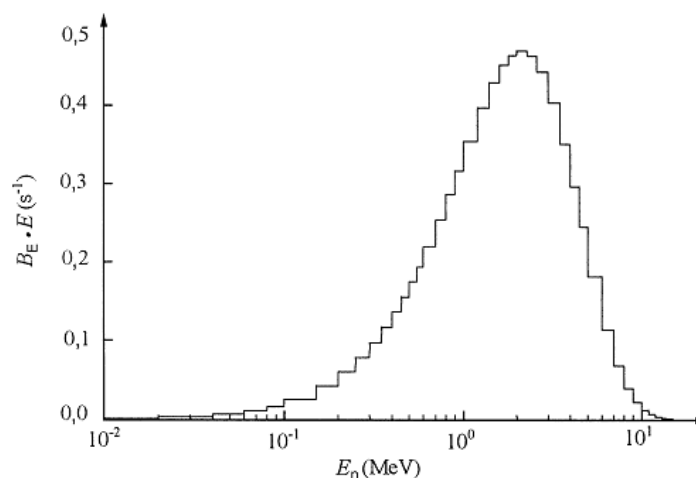
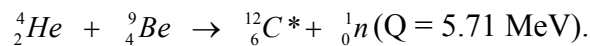


Figure I.5 : Spectre énergétique d'une source de ²⁵²Cf

I.5.3.2. Les sources neutroniques des réactions (α , n) :

Certains nucléides émetteurs alpha tels que le radium, le radon et le polonium peuvent provoquer des réactions (α , n) sur des éléments légers tels que le lithium, le béryllium, le bore, le fluor, l'oxygène ou l'aluminium. Ainsi, on mélange une poudre d'une source radioactive émettant des particules α , avec une poudre d'un sel de béryllium (ou bore ou lithium, mais les rendements sont inférieurs) qui est le siège de la réaction (α , n).

Une des réactions les plus rentables (donnant une fluence assez importante, de l'ordre de 10^6 n/cm².s) est:



La désexcitation du ${}^{12}\text{C}^*$ s'accompagne de l'émission d'un gamma énergétique de 4,43 MeV.

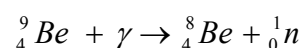
Les principales sources (α , n) utilisées sont : ${}^{239}_{94}\text{Pu} - \text{Be}$; ${}^{241}_{95}\text{Am} - \text{Be}$; ${}^{226}_{88}\text{Ra} - \text{Be}$.

L'intensité de ces sources (α , n) est généralement exprimée en termes d'activité du radionucléide produisant la particule α à l'origine de la réaction de production des neutrons.

Ces sources de périodes assez longues ont l'avantage d'être transportables, mais leurs taux d'émission en neutrons sont assez faibles ; ils varient entre 10^5 et 10^7 n/s (leurs énergies peuvent aller jusqu'à 10 MeV avec une énergie moyenne entre 3,5 MeV et 5,5 MeV).

I.5.3.3. Les photo-sources des réactions (γ , n)

Les sources radioactives émettrices de rayonnement γ énergétique sont aussi utilisées pour produire des neutrons. En effet, certains éléments légers, comportant un neutron faiblement lié, peuvent l'émettre après excitation par un photon selon la réaction :



Chapitre I : Eléments de Neutronique

Les sources de neutrons portables usuelles sont constituées de la combinaison des radio-isotopes émetteurs γ tels que: ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{72}Ga , ^{88}Y , ^{116}In , ^{124}Sb , ^{226}Ra , ^{238}Pu ou ^{239}Pu avec le Be, B, Li ou D_2O . Elles sont dites photo-sources, les plus utilisées étant : $^{24}\text{Na-Be}$ et $^{38}\text{Cl-Be}$, elles sont caractérisées par une courte période et un rendement relativement faible.

Les sources (γ,n) présentent des difficultés de manipulation en raison des taux d'émission gamma très élevés nécessaires pour obtenir des taux d'émission de neutrons suffisants pour des applications sur terrain (in-situ).

Calculs théoriques

II.1.Introduction

L'analyse de la diffusion élastique, de la diffusion inélastique et de transfert de nucléons dans le cadre du modèle optique conduit à une séparation des réactions en deux types de mécanismes : le processus direct caractérisé par une durée d'interaction comparable au temps nécessaire au projectile pour traverser le noyau cible et le processus du noyau composé où les particules sont émises par un noyau parvenu à l'équilibre statistique (voir figure II.1).

Quand un projectile entre en collision, beaucoup de voies de réactions nucléaires sont énergétiquement possibles ; les sections efficaces doubles différentielles pour ces différentes voies ce sont les cas des réactions qui sont compétitives et elles dépendent de la nature et de l'énergie du projectile. Dans ce travail nous nous intéressons particulièrement aux réactions impliquant des neutrons comme projectiles.

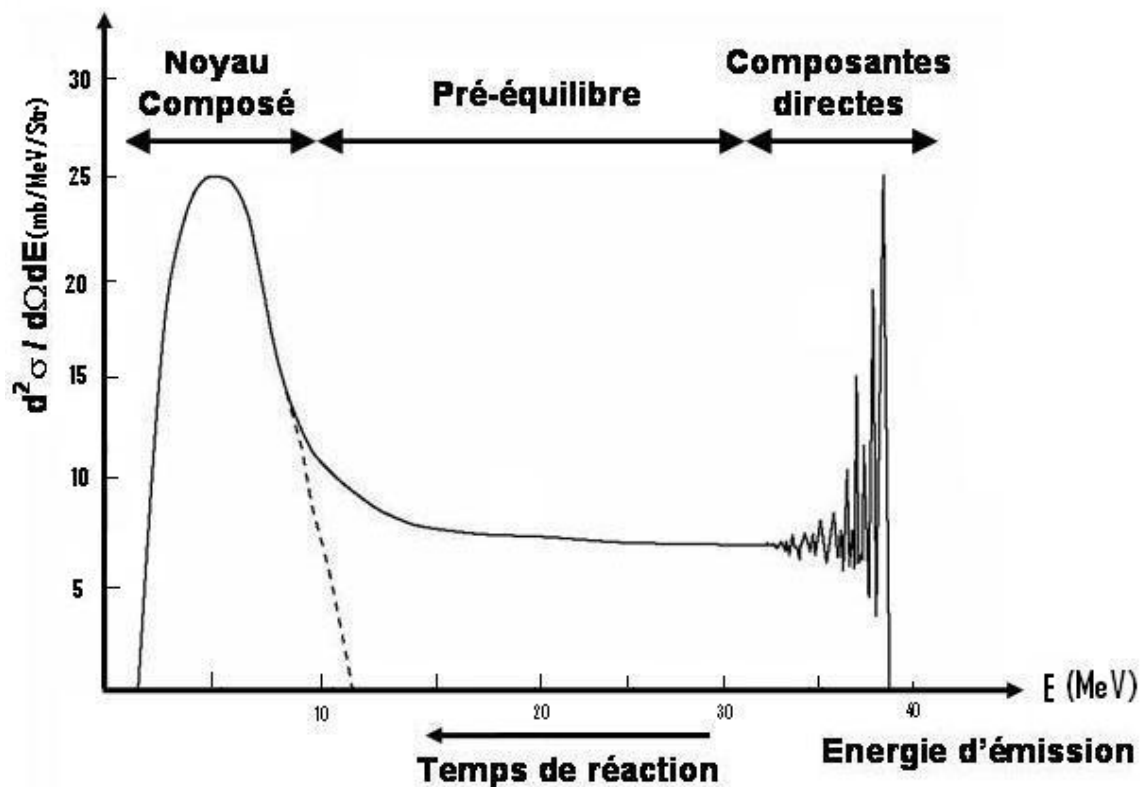


Figure II.1 : Spectre d'émissions typique dans une réaction nucléaire

Chapitre II : Calculs théoriques

Dans le cas d'une énergie maximale d'émission, le faible transfert d'énergie au noyau cible excite ce dernier dans ses premiers états excités, ce qui génère autant de pics de diffusion que d'états accessibles. On parle, dans ce cas, d'interaction directe et on utilise le **modèle optique** à voies couplées qu'on interprète par le modèle de DWBA.

Le neutron peut aussi être absorbé par le noyau cible formant un noyau composé qui décroît selon différentes voies de réactions compétitives par émission de particules. Ces particules ont une énergie d'émission faible. On observe un spectre d'évaporation qui est décrit par le modèle du noyau composé. Alors, que les réactions directes correspondent à des processus rapides, l'évaporation correspond à un processus lent durant lequel le système (cible +projectile) a le temps de s'équilibrer pour former un noyau composé.

Entre ces deux cas extrêmes existe une zone de recouvrement décrite par le **modèle de pré équilibre**, pour des énergies allant jusqu' à 100 MeV.

Le calcul des sections efficaces nécessite une prise en compte des trois processus afin de traiter de manière cohérente l'ensemble des voies ouvertes.

II.2.Modèle statistique d'évaporation

Les sections efficaces des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides évaluées à partir des données expérimentales dans la gamme d'énergie allant l'énergie seuil à 20 MeV, présentent de très larges structures. Ces structures font intervenir en moyenne la contribution d'un très grand nombre de niveaux du noyau composé (NC) formé dans chaque réaction.

Lorsque l'énergie du neutron incident augmente, les énergies d'excitations du noyau composé (NC) atteintes sont importantes et la densité de niveaux est alors relativement grande, par conséquent le nombre de niveaux qui contribuent à la détermination de la section efficace est important. Si la largeur moyenne $\bar{\Gamma}$ du niveau est grande par rapport à l'espacement moyen D entre deux niveaux voisins ; ($\bar{\Gamma} \gg D$), l'hypothèse statistique peut-

Chapitre II : Calculs théoriques

être retenue [10]. Si la gamme d'énergie du faisceau incident I est plus grande que l'espacement moyen $D(I > D)$ entre deux niveaux voisins, les différents niveaux de résonances ne peuvent pas être résolus, de telle sorte que plusieurs niveaux contribuent à la détermination de la section efficace.

On ne peut mesurer expérimentalement que la section efficace moyenne $\bar{\sigma}$ dans l'intervalle d'énergie I de la particule incidente [11]. On définit alors la section efficace moyenne par :

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I} \int_I \sigma \, dE \quad (\text{II.1})$$

Dans le paragraphe suivant, nous rappellerons le formalisme de la section efficace moyenne de réaction suivant la théorie statistique de Hauser et Feshbach [12], puis on en déduira le spectre en énergie des particules émises dans le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing [13].

II.2.1. Formalisme de la section efficace dans le modèle statistique de Hauser Feshbach

Considérons la section efficace totale $\sigma_{c'}$ de la réaction : $a + A \rightarrow b + B$, conduisant de la voie d'entrée c formée par $(a + A)$ vers la voie de sortie c' formée par $(b + B)$, $c \neq c'$ obtenue par désexcitation du noyau composé (NC).

Les spins des voies c et c' sont définis par:

$$\vec{I}_c = \vec{I}_a + \vec{I}_A, \quad \vec{I}_{c'} = \vec{I}_b + \vec{I}_B$$

Si le noyau composé est formé à l'énergie E_λ dans l'état λ , de moment angulaire J avec l'énergie propre complexe W_λ on peut écrire :

$$W_\lambda = E_\lambda^J - \frac{1}{2}i\Gamma_\lambda^J$$

la conservation du moment angulaire dans les deux voies donne :

Chapitre II : Calculs théoriques

$$\vec{I}_c + \vec{\ell}_c = \vec{J} = \vec{I}_{c'} + \vec{\ell}_{c'}$$

où $\vec{\ell}_c, \vec{\ell}_{c'}$ sont les moments angulaires orbitaux caractérisant les mouvements relatifs des particules respectivement dans les voies c et c' .

Dans la théorie de Hauser et Feshbach, la section efficace moyenne peut être déduite du modèle du noyau composé défini dans le formalisme de la matrice R , développée par Wigner et Eisenbud [14], puis par Lane et Thomas [11]. Pour une voie de réaction $c' \neq c$, la section efficace moyenne sur une gamme d'énergie s'écrit :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{Jl'l'} g_J \left| \overline{S_{cc'}^J} \right|^2 \quad (\text{II.2})$$

où k_c est le vecteur d'onde dans la voie d'entrée c , et s'écrit sous la forme :

$$k_c = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2\mu_c E_c}$$

où μ_c est la masse réduite dans la voie c et $E_c = E - E_a - E_A$ l'énergie du mouvement relatif des particules a et A (E est l'énergie totale du système, E_a et E_A sont les valeurs propres des énergies des particules a et A).

g_J est le facteur statistique permettant de moyennner sur l'ensemble des états initiaux et de sommer sur l'ensemble des états finaux :

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (\text{II.3})$$

$S_{cc'}^J$ est la matrice de collision donnée pour $c \neq c'$:

$$S_{cc'}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*}}{(E - W_{\lambda}^J)} \quad (\text{II.4})$$

Les fonctions $u_{\lambda c'}^J$ et $\bar{u}_{\lambda c}^{J*}$ sont reliées aux largeurs réduites $\gamma_{\lambda c}^J$ et $\gamma_{\lambda c'}^J$ et aux largeurs partielles Γ par :

$$\bar{u}_{\lambda c}^{-J} = (\Gamma_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c \cdot a_c)^{1/2}}{U_{c\ell}^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c}^J \quad (\text{II.5})$$

$$u_{\lambda c'}^J = (\Gamma_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_{c'} \cdot a_{c'})^{1/2}}{U_{c\ell}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \quad (\text{II.6})$$

où $U_{c\ell}^{(+)}$ et $U_{c\ell}^{(-)}$ représentent respectivement les fonctions d'onde radiales sortante et entrante décrivant l'état des particules dans les voies c et c' à une distance $r_{c(c')} \succ a_{c(c')}$ où $a_{c(c')}$ est le rayon de la voie défini par $a_c = r_0 (a^{1/3} + A^{1/3})$ ($r_0 = cte$), ces fonctions sont solutions de l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2\mu_{c'}}{\hbar^2} \frac{Z_b Z_B}{r_{c'}} \right] U_{c\ell}(k_c, r_c) = 0 \quad (\text{II.7})$$

La valeur moyenne des carrés des éléments de la matrice de collision S sur la gamme I est donnée par :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*} u_{\mu c'}^{J*} \bar{u}_{\mu c}^J (\Gamma_{\lambda}^J + \Gamma_{\mu}^J)}{(E_{\lambda}^J - E_{\mu}^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{\lambda}^J + \Gamma_{\mu}^J)^2} \quad (\text{II.8})$$

dans l'équation (II.8), la contribution des termes $\lambda \neq \mu$ est de l'ordre de $(I\bar{\Gamma}_{\lambda}^J)^{1/2} / D$, cette contribution est beaucoup plus faible que celle donnée par les termes $\lambda = \mu$ qui est de l'ordre de I / D , alors l'expression de l'élément de matrice $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ s'écrit :

Chapitre II : Calculs théoriques

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{I}{D} \cdot \frac{\pi}{I} \cdot |u_{\lambda c'}^J|^2 |\bar{u}_{\lambda c}^J|^2 \frac{2\bar{\Gamma}_{\lambda}^J}{\bar{\Gamma}_{\lambda}^J} \quad (\text{II.9})$$

Si l'on introduit les coefficients de transmissions T_c^J ($T_{c'}^J$) proportionnels à la largeur partielle $\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J$ à travers la relation :

$$T_c^J \equiv T_{c'I}^J = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (\text{II.10})$$

on a :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (\text{II.11})$$

En utilisant l'équation (II.2) et l'on remplaçant le terme de la matrice de collision en fonction des coefficients de transmissions, on obtient :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell'I'} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (\text{II.12})$$

où la sommation $\sum_{c''}$ est effectuée sur toutes les voies de sortie ouvertes c'' .

II.2.2. Expression de la section efficace du noyau composé

Lorsque l'énergie augmente, beaucoup de voies de décroissances s'ouvrent et la désexcitation du noyau composé par la voie élastique est peu probable, c.à.d : $\bar{\Gamma}_{\lambda c} / \bar{\Gamma}_{\lambda} \ll 1$.

La section efficace totale de réaction σ_R , approximée à la section efficace de formation du noyau composé, est égale à la somme de $\sigma_{c'c}$ sur toutes les voies de sorties ouvertes possibles dans la voie c' , soit :

$$\sigma_R \cong \sigma_{NC}^{(c)} = \sum_{c'} \sigma_{c'c} \quad (\text{II.13}) \quad \text{En utilisant l'équation (II.9), l'expression de la section efficace}$$

de réaction en fonction des coefficients de transmissions s'écrit alors,

Chapitre II : Calculs théoriques

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell} g_J T_{J\ell}^J \quad (\text{II.14})$$

Les coefficients de transmissions $T_{c\ell}^J$ dépendent essentiellement de l'énergie de la voie c et du moment orbital ℓ , soit :

$$T_{c\ell}^J = T_{c\ell}(E_C)$$

Comme $\vec{J} = \vec{I} + \vec{\ell}$, on a :

$$\sum_J g_J = \frac{1}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \sum_J (2J + 1) = \frac{(2I + 1)(2\ell + 1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \quad (\text{II.15})$$

En tenant compte de l'identité :

$$\sum_I (2I + 1) = (2I_a + 1)(2I_A + 1) \quad (\text{II.16})$$

la section efficace de formation du noyau composé ne dépend que du coefficient de transmission $T_{c\ell}$ et du moment orbital $\vec{\ell}$, l'équation (II.14) devient alors :

$$\sigma_{NC}^{(c)} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{c\ell}(E_C) \quad (\text{II.17})$$

II.2.3. Spectre en énergie des particules émises

Considérons un intervalle $dE_{c'}$ autour de l'énergie $E_{c'}$ de la particule b émise dans la voie c' , chaque état est caractérisé par un spin I_B et une énergie d'excitation E_B du noyau résiduel B.

Si la densité de niveaux correspondant à cet état est $\omega(E_B, I_B)$, d'après l'équation (II.12) la section efficace par unité d'énergie s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell I' I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \omega(E_B, I_B) \quad (\text{II.18})$$

Chapitre II : Calculs théoriques

La sommation sur toutes les voies de sortie c'' de l'expression précédente peut être approximée par :

$$\sum_{c''} \int_{I_{B'}}^{W_{B'}} T_{c'}^J \omega(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (\text{II.19})$$

où $E_{B'}$, $I_{B'}$ et $W_{B'}$ sont respectivement l'énergie d'excitation le spin et l'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel dans la voie c'' , reliées par :

$$W_{B'} = E_{B'} + E_{c''}$$

La densité de niveaux $\omega(E_B, I_B)$ s'écrit en fonction de E_B, I_B et $W_{B'}$ comme suit :

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B (I_B + 1/2)^2} \omega_0(E_B) \quad (\text{II.20})$$

où $\gamma_B = \frac{2\hbar^2}{\mathfrak{I}_B T}$ est une constante qui dépend de la température nucléaire et du moment d'inertie

\mathfrak{I}_B , $\omega_0(E_B, I_B)$ elle peut être approximée, dans la limite où \mathfrak{I}_B est très grand par :

$$\omega_0(E_B, I_B) = (2I_B + 1) \omega_0(E_B) \quad (\text{II.21})$$

En utilisant l'équation (II.21), et en tenant compte des relations de couplage, la sommation dans l'équation (II.18) sur les moments angulaires devient :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{\sum_I \sum_{I_B} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_{B'}} (2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_b + 1)(2\ell + 1)(2\ell' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2\ell'' + 1)} \quad (\text{II.22})$$

On en déduit ainsi le spectre des particules émises [15] :

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{NC}^c \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (\text{II.23})$$

Chapitre II : Calculs théoriques

On peut écrire l'équation (II.23) sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_c} = \sigma_{CN}^c P_{c'}(E_{c'}) \quad (\text{II.24})$$

où

$$P_{c'}(E_{c'}) = \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_b + 1) \int_0^{W_B} \sigma_{NC}^{c''} k_{c''}^2 \omega_0(E_B) dE_B} \quad (\text{II.25})$$

$P_{c'}(E_{c'})$ représente la probabilité de décroissance du noyau composé par émission d'une particule b d'énergie $E_{c'}$ dans la voie c' .

La section efficace intégrée peut être déduite de l'équation (II.23), après intégration ;

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_0^{W_b} P(E_{c'}) \cdot dE_{c'} \quad (\text{II.26})$$

II.3. Modèle optique

Le modèle optique est une approche de la diffusion nucléon -noyau dans laquelle le nucléon incident interagit avec un potentiel complexe représentant l'interaction avec l'ensemble des nucléons qui constituent le noyau cible.

Le nom de modèle optique vient de l'analogie entre une onde lumineuse qui rencontre un objet et une particule nucléaire qui rencontre un noyau cible. La difficulté du modèle optique consiste, pour une cible donnée et un projectile d'une énergie donnée, à connaître le potentiel complexe qu'on doit introduire dans l'équation de Schrödinger, de façon à reproduire les observables expérimentales.

Pour cela, deux approches sont possibles :

Chapitre II : Calculs théoriques

- **L'approche semi-microscopique**, qui cherche à évaluer, a priori, le potentiel optique, à partir d'ingrédients les plus fondamentaux.
- **L'approche phénoménologique**, où le potentiel est construit à l'aide de fonctions simples dont les paramètres sont ajustés de façon à reproduire diverses données expérimentales.

Comme nous avons vu, la section efficace intégrée et le spectre d'énergie dépendent des coefficients de transmission. Ces coefficients peuvent être calculés dans le cadre du modèle optique. En 1954, Feshbach et al. proposent un aspect quantique, qui consiste en la résolution de l'équation de Schrödinger pour un potentiel de forme carrée connu sous le nom de potentiel optique, composé d'une partie réelle qui représente les états de diffusion élastique (partie réfléchissante du potentiel) et une partie imaginaire qui représente les états de diffusion inélastique (partie absorbante du potentiel).

II.3.1. Résolution de l'équation de Schrödinger

Dans un système composé d'un noyau projectile et d'un noyau cible, l'équation de Schrödinger s'écrit sous la forme :

$$\hat{H} \Psi = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{\hbar^2}{2m_i} \nabla^2 + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E \Psi \quad (\text{II.27})$$

Il est impossible de résoudre numériquement cette équation pour des systèmes de N nucléons où N est supérieur à quelques unités [16], donc il est nécessaire de trouver d'autres méthodes pour résoudre le problème à N corps.

Dans le cadre de modèle optique, toutes les interactions entre nucléons sont remplacées par une interaction moyenne et centrale $V(r)$ entre le projectile et la cible. L'équation de Schrödinger devient alors :

Chapitre II : Calculs théoriques

$$\nabla^2 \Phi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) \Phi = 0 \quad (\text{II.28})$$

où μ est la masse réduite du système projectile-cible possédant une énergie E dans le référentiel du centre de masse. La solution de cette équation dans la région asymptotique est la somme d'une onde plane et d'une onde sphérique diffusée. En choisissant l'axe z comme direction du faisceau incident, la forme asymptotique de la fonction d'onde Φ s'écrit :

$$\Phi \sim e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (\text{II.29})$$

$r \rightarrow \infty$

où le nombre d'onde k est égal à $\frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$, $f(\theta)$ étant l'amplitude de diffusion

On peut écrire la fonction d'onde Φ sous forme de fonctions radiales et angulaires, en supposant que le potentiel optique est de symétrie sphérique

$$\Phi = \sum_{\ell} \frac{u_{\ell}(r)}{r} i^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (\text{II.30})$$

où ℓ est le moment angulaire orbital, $u_{\ell}(r)$ est la fonction d'onde radiale et P_{ℓ} représente les polynômes de Legendre.

En substituant cette expression de Φ dans l'équation (II.28), on obtient l'équation de l'onde radiale :

$$\frac{d^2 u_{\ell}(r)}{dr^2} + \left(\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(r)) + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) u_{\ell}(r) = 0 \quad (\text{II.31})$$

La solution asymptotique de l'équation de Schrödinger radiale (II.30) est :

$$u_{\ell}(r) \sim e^{i\delta_{\ell}} \sin\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_{\ell}\right) \quad (\text{II.32})$$

$r \rightarrow \infty$

Chapitre II : Calculs théoriques

où la constante δ_ℓ est appelée le déphasage.

L'expression de $f(\theta)$ est ensuite déduite en comparant les solutions asymptotiques de Φ à celles de l'équation (II.30) soit :

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2ik}\right) \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(S_\ell - 1)P_\ell(\cos\theta) \quad (\text{II.33})$$

Les éléments diagonaux sont reliés au déphasage δ_ℓ par :

$$S_\ell = e^{2i\delta_\ell}$$

La diffusion élastique dépend directement de l'amplitude de diffusion par la relation :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{II.34})$$

II.3.2. Potentiel optique

Pour les noyaux de forme sphérique, le potentiel optique est composé d'une partie réelle décrivant les états de diffusion élastique et une partie imaginaire pour les états de diffusion inélastique. Fessler et al. [17] proposèrent la formule suivante :

$$U(r) = V_c(r) - V_r f(r) - i[-4W_s g(r) + W_v f(r)] + \vec{\ell} \cdot \vec{s} C_{so} V_{so} h(r) \quad (\text{II.35})$$

où les différents termes représentent respectivement, le potentiel coulombien, le potentiel réel de volume, le potentiel imaginaire de surface, le potentiel imaginaire de volume et le potentiel de l'interaction spin orbite.

$f(r)$ est le facteur de forme de Woods-Saxon du potentiel réel donné par :

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_1}{a_1}\right) \right]^{-1} \quad (\text{II.36})$$

avec $R_1 = r_1 A^{1/3}$ rayon du noyau, r_1 le paramètre de rayon nucléaire et A le nombre de masse.

$g(r)$ est le facteur de forme surfacique de Woods-Saxon du potentiel imaginaire donné par :

Chapitre II : Calculs théoriques

$$g(r) = \exp\left(\frac{r - R_2}{a_2}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{R_2}{a_2}\right) \right]^{-1} \quad (\text{II.37})$$

avec $R_2 = r_2 A^{1/3}$

et $h(r)$ est le facteur de forme spin orbite de Thomas donné par :

$$h(r) = \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} = \frac{1}{ra_4} \exp\left(\frac{r - R_4}{a_4}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_4}{a_4}\right) \right]^{-2} \quad (\text{II.38})$$

avec $R_4 = r_4 A^{1/3}$

Les r_i et a_i ($i = 1, \dots, 4$) représentent respectivement les paramètres de rayon nucléaire et les rayons de diffusivité.

C_{so} est lié à la longueur d'onde Compton du pion π par :

$$C_{so} = \left[\hbar c / m_\pi c^2 \right]^2$$

Le couplage spin orbite $\vec{\ell} \cdot \vec{s}$ admet comme valeur propre :

$$\langle \vec{\ell} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2} [j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)] \quad (\text{II.39})$$

La profondeur de chaque potentiel peut avoir une dépendance en énergie de la forme :

$$V = V_0 + V_1 \times E + V_2 \times E^2 + V_3 \times E^3 + V_4 \times \ln(E) + V_5 \sqrt{E} \quad (\text{II.40})$$

Le rayon réduit r_i et le rayon de diffusivité a_i peuvent aussi avoir une dépendance linéaire en énergie:

$$r_i = r_i^0 + r_i^1 \times E$$

$$a_i = a_i^0 + a_i^1 \times E$$

avec : $i = 1, \dots, 4$ selon le type de potentiel.

II.3.3. Coefficients de transmissions

La résolution de l'équation de Schrödinger dans la région interne $r \leq R_c$ où le potentiel coulombien est donné par

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} (3 - r^2 / R_c^2) \quad (\text{II.41})$$

et la région externe ($r > R_c$) où le potentiel est purement coulombien, permet de déterminer la quantité

$$\eta_{\ell j}(E) = \exp(2i\delta_{\ell j}(E)) \quad (\text{II.42})$$

où $\delta_{\ell j}(E)$ est le déphasage de la fonction d'onde sortante.

Les coefficients de transmission $T_{\ell j}(E)$ sont reliés aux termes $\eta_{\ell j}(E)$ par la relation :

$$T_{\ell j}(E) = 1 - |\eta_{\ell j}|^2 \quad (\text{II.43})$$

$\eta_{\ell j}$ est l'élément de matrice de diffusion, relié au déphasage $\delta_{\ell j}$ par :

$$\eta_{\ell j} = \frac{(u'_{\ell j} F_{\ell} - u_{\ell j} F'_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})}{(u_{\ell j} F'_{\ell} - u'_{\ell j} F_{\ell}) - i(u_{\ell j} G'_{\ell} - u'_{\ell j} G_{\ell})} = \exp(2i\delta_{\ell j}) \quad (\text{II.44})$$

F et G sont les fonctions de coulomb régulière et irrégulière dans la région externe et u représente la fonction d'onde dans la région interne et u' est sa dérivée.

Pour des particules de spin 1/2, les coefficients de transmission sont donnés par :

$$T_{\ell} = \frac{(\ell + 1)T_{\ell}^{j=\ell+1/2} + \ell T_{\ell}^{j=\ell-1/2}}{2\ell + 1} \quad (\text{II.45})$$

Pour des particules de spin 1 les coefficients de transmissions sont donnés par :

$$T_\ell = \frac{(2\ell + 3)T_\ell^{j=\ell+1} + (2\ell + 1)T_\ell^{j=\ell} + (2\ell - 1)T_\ell^{j=\ell-1}}{3(2\ell + 1)} \quad (\text{II.46})$$

Plus généralement, pour une particule incidente de spin s , les coefficients de transmission pour un moment angulaire j sont donnés par :

$$T_\ell = \frac{1}{(2s + 1)(2\ell + 1)} \sum_{j=|\ell-s|}^{\ell+s} (2j + 1)T_{\ell j} \quad (\text{II.47})$$

Ces coefficients de transmission sont utilisés pour calculer les quantités physiques telles que la section efficace totale et élastique, et la section efficace de réaction ainsi que les rayons de diffusion pour des neutrons aux basses énergies.

II.4. Paramétrisation des sections efficaces de formation du noyau composé

II.4.1. Choix des paramètres du modèle optique

Comme nous l'avons vu, la section efficace de formation du noyau composé dépend des coefficients de transmission, le calcul de ces coefficients a été réalisé en utilisant le code de calcul Scat-2 développé en langage Fortran [18] pour la résolution de l'équation de Schrödinger dans la région interne avec le potentiel optique et la région externe où seule l'interaction coulombienne est présente. Les paramètres du modèle optique : le paramètre de rayon, la diffusivité et la profondeur du puits de potentiel. En plus de la détermination des coefficients de transmission, ce code permet aussi d'effectuer un calcul sur les distributions angulaires élastique et inélastique qui nous guide pour le bon choix des paramètres utilisés, en faisant une comparaison avec les résultats expérimentaux.

Les paramètres du modèle optique utilisé dans les calculs sont, les paramètres globaux de Wilmore-Hodgson [19] et de Becchetti et Greenlees [20] pour les neutrons, les paramètres globaux de Perey [21] pour les protons.

Le choix de ces paramètres est basé sur la reproduction des données expérimentales de la section efficace différentielle par le calcul du modèle optique pour la diffusion élastique.

Chapitre II : Calculs théoriques

Le tableau suivant représente la sélection de ces paramètres du modèle optique [22]:

Tableau II.1 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $0 \leq E \leq 10$ MeV

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	$1.32-7.6 \cdot 10^{-4} \times A+4.10^{-6} \times A^2-8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	47.01	-0.267	-0.001
W_v	$1.26-3.7 \cdot 10^{-4} \times A+2.10^{-6} \times A^2-4.10^{-9} \times A^3$	0.48	9.52	-0.053	0
W_s	0	0	0	0	0
V_{so}	$1.32-7.6 \cdot 10^{-4} \times A+4.10^{-6} \times A^2-8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	7.0	0	0

Tableau II.2: Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $10 \leq E \leq 20$ MeV

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	1.165	0.656	$57.75-21.75 \times (N-Z)/A$	-0.460	0
W_v	1.261	0.590	$10.20-15.5 \times (N-Z)/A$	-0.100	0
W_s	1.165	0.590	-1.1	0.100	0

Chapitre II : Calculs théoriques

V_{so}	1.017	0.600	6.5	-0.035	0
----------	-------	-------	-----	--------	---

Tableau II.3 : Paramètres du modèle optique pour les protons d'énergie $E \leq 20$ MeV

	r_0 (fm)	a_0 (fm)	V_0 (MeV)	V_1 (MeV)	V_2 (MeV)
V_r	1.25	0.650	$53.3 + 27 \times (N-Z)/A + 0.4 \times Z/A^{1/3}$	-0.550	0
W_v	1.25	0.470	13.5	0	0
W_s	0	0	0	0	0
V_{so}	1.25	0.470	7.5	0	0

II.4.2. Calcul des sections efficaces de formation de noyau composé

a) voie neutron

Le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé sur un grand nombre de réactions nous permet d'effectuer un ajustement par la méthode des moindres carrés des résultats obtenus par le modèle optique, afin d'aboutir à une formule empirique donnant la section efficace de formation du noyau composé σ_{NC}^n en fonction de l'énergie incidente et qui s'écrit sous la forme suivante :

$$\sigma_{NC}^n = N [P_0 + P_1 E_n + P_2 (1/E_n) - P_3 \log(E_n)] \quad (\text{II.48})$$

où N est un facteur de normalisation dépendant de l'énergie de neutrons incidents E_n et

qui est donné par :

Chapitre II : Calculs théoriques

$$N = C_0 + C_1 E_n + C_2 E_n^2 + C_3 E_n^3 \quad (\text{II.49})$$

C_0, C_1, C_2 et C_3 sont des paramètres à ajuster,

P_0, P_1, P_2 et P_3 sont des paramètres d'ajustement dépendant du nombre de masse A du noyau cible. Pour l'énergie des neutrons incidents considérée, nous avons obtenu les résultats suivants :

Tableau II.4 : Les paramètres du facteur de normalisation N

A	C_0	$C_1 (\text{MeV}^{-1})$	$C_2 (\text{MeV}^{-2})$	$C_3 (\text{MeV}^{-3})$
$51 \leq A \leq 63$	0.32590	0.12131	-0.00830	0.00015
$64 \leq A \leq 81$	0.34313	0.15194	-0.01127	0.00023
$82 \leq A \leq 98$	0.41339	0.15806	-0.01154	0.00023

Les paramètres P_0, P_1, P_2 et P_3 sont des paramètres d'ajustement dépendant de la masse A du noyau cible et sont donnés par :

$$P_0 = 5404.84340 - 1673.18261 A^{1/3} + 205.29744 A^{2/3} \text{ (mb)}$$

$$P_1 = 214.00134 - 55.07122 A^{1/3} \text{ (mb.MeV}^{-1}\text{)}$$

$$P_2 = 1131.69804 - 38.03951 A^{2/3} - 1.70013 A^{4/3} \text{ (mb.MeV)}$$

$$P_3 = 2199.11220 - 510.22550 A^{1/3} \text{ (mb)}$$

b) Voie proton

En se basant sur les résultats obtenus par le code SCAT-2 nous avons effectué un ajustement par la méthode des moindres carrés ces résultats permettant de calculer par une simple formule empirique dépendant de l'énergie incidente, la section efficace de formation du noyau composé par voie proton ; elle s'écrit comme suit :

$$\sigma_{NC}^p = N(P_0 + P_1 E_p + P_2 E_p^2 + P_3 E_p^3 + P_4 E_p^4) \quad (\text{II.50})$$

Chapitre II : Calculs théoriques

N est un facteur de normalisation dépendant de l'énergie des protons incidents et qui s'écrit sous la forme suivante :

$$N = C_0 + C_1 E_p + C_2 E_p^2 + C_3 E_p^3 \quad (\text{II.51})$$

C_0, C_1, C_2 et C_3 sont les paramètres d'ajustement. Le tableau suivant illustre les valeurs obtenues.

Tableau II.5 : Les paramètres du facteur de normalisation N

A	C_0	C_1 (MeV ⁻¹)	C_2 (MeV ⁻²)	C_3 (MeV ⁻³)
51 ≤ A ≤ 63	-0.09046	0.04346	-0.00247	0.00005
64 ≤ A ≤ 81	-0.09473	0.03541	-0.00149	0.00002
82 ≤ A ≤ 98	-0.14525	0.03736	-0.00147	0.00002

Les paramètres P_0, P_1, P_2 et P_3 sont des paramètres d'ajustement dépendant de la masse A du noyau cible et sont donnés par :

$$P_0 = 3904.05768 - 699.01127 A^{2/3} + 27.61747 A^{4/3} \text{ (mb)}$$

$$P_1 = 884.62664 A^{1/3} - 218.07410 A^{2/3} \text{ (mb.MeV}^{-1}\text{)}$$

$$P_2 = -133.56811 A^{1/3} + 34.61106 A^{2/3} \text{ (mb.MeV}^{-2}\text{)}$$

$$P_3 = 7.81092 A^{1/3} - 2.06500 A^{2/3} \text{ (mb.MeV}^{-3}\text{)}$$

$$P_4 = -0.15831 A^{1/3} + 0.04229 A^{2/3} \text{ (mb.MeV}^{-4}\text{)}$$

Les expressions empiriques de la section efficace de formation du noyau composé par voie neutron coïncident avec le calcul du modèle optique avec un écart moyen qui n'excède pas 5 %, tandis que pour la voie proton nos expressions coïncident avec le calcul du modèle optique avec un écart moyen de 1%.

II.5. Etude systématique des fonctions d'excitations de la réaction (n,p)

Le calcul des sections efficaces des réactions nucléaires dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV apporte une contribution importante à l'étude de l'interaction nucléaire, de la structure nucléaire et du mécanisme de réaction.

Dans la gamme d'énergie considérée, les fonctions d'excitations présentent de larges structures qui font intervenir un très grand nombre de niveaux, dans la densité est très élevée et peut être exprimée en fonction de la température nucléaire T.

Pour la détermination des sections efficaces qui ne peuvent pas être mesurées expérimentalement, nous avons recours à des études systématiques, afin de réaliser des déterminations plus rapides. Celles-ci sont basées sur des formules semi-empiriques déduites à partir des modèles théoriques et comparées aux résultats expérimentaux tirée de la base des données nucléaires EXFOR [23].

II.5.1. Formule semi-empirique de la section efficace de la réaction (n, p)

L'expression de la section efficace intégrée de la réaction (n,p) est donnée par la relation :

$$\sigma_{n,p} = \sigma_{NC}^n \frac{\int_{V_p}^{W_B} E_p \sigma_{NC}^p K \omega_0(E_p) dE_p}{\int_0^{W_B'} E_n \sigma_{NC}^n \omega_0(E_n) dE_n} \quad (\text{II.52})$$

où W_B est l'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel après émission d'un proton,

W_B' est l'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel après émission d'un neutron.

V_p est la barrière Coulombienne dans la voie c' par l'émission d'un proton qui s'écrit sous la forme :

Chapitre II : Calculs théoriques

$$V_p = 0.12Z - 0.77$$

$\omega_0(E_n)$ et $\omega_0(E_p)$ sont les densités de niveaux correspondant aux neutrons et aux protons données par :

$$\omega_0(E_n) \approx \omega_0(E_{NC}) \exp\left(-\frac{E_n + S_n}{T}\right) \quad (\text{II.53})$$

$$\omega_0(E_p) \approx \omega_0(E_{NC}) \exp\left(-\frac{E_p + S_p}{T}\right) \quad (\text{II.54})$$

S_n est S_p sont les énergies de séparation du dernier neutron et du dernier proton, E_p est l'énergie cinétique des protons émis.

T est la température nucléaire dépendant de la masse de noyau cible A, soit $T = 13 / \sqrt{A}$.

Le facteur K peut s'écrire sous la forme :

$$K = C_1 \exp(-C_2(E_n + C_3)) \quad (\text{II.55})$$

où C_1 , C_2 et C_3 sont des constantes présentées dans le tableau suivant :

Tableau II.6: Paramètres du Facteur de normalisation K

A	C_1	C_2	C_3
$51 \leq A \leq 63$	1.0	0.13	- 12.5
$64 \leq A \leq 81$	0.5	0.18	-12.0
$82 \leq A \leq 98$	0.2	0.20	- 11.5

II.5.2. Résultats et discussions

Nous avons calculé les fonctions d'excitations des réactions (n, p) dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV pour différents noyaux. Les résultats de quelques réactions sont montrés sur les figures suivantes :

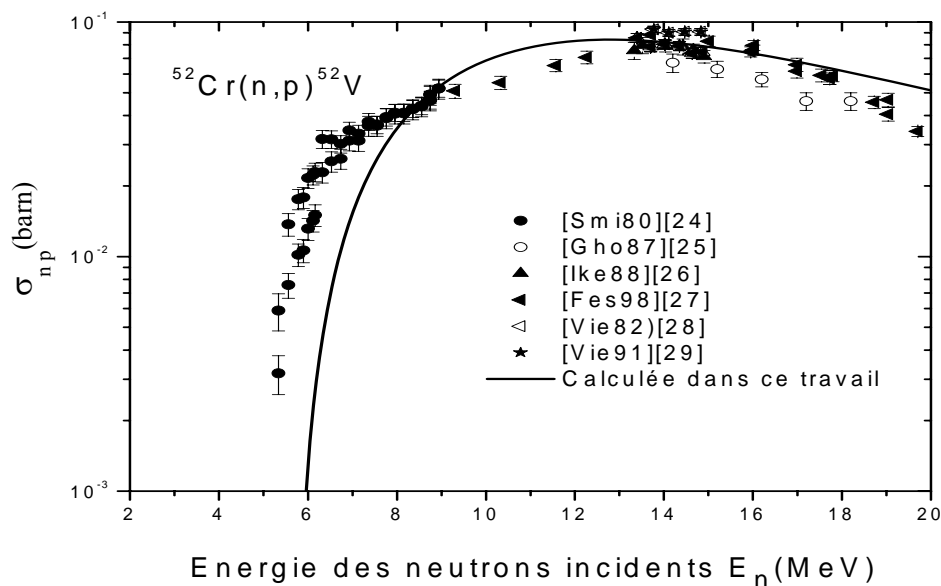


Figure II.2 : Fonction d'excitation de la réaction $^{52}\text{Cr}(n,p)^{52}\text{V}$

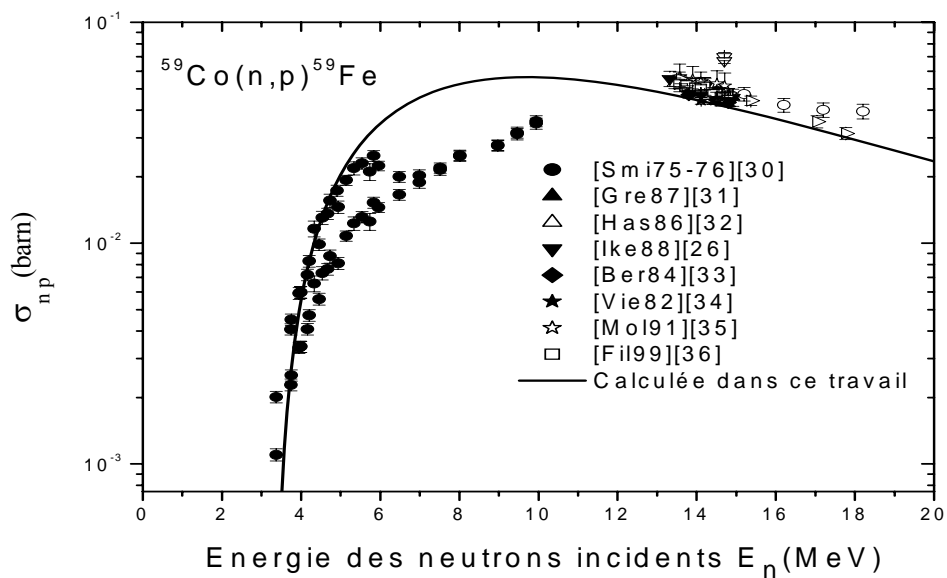


Figure II.3 : Fonction d'excitation de la réaction $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$

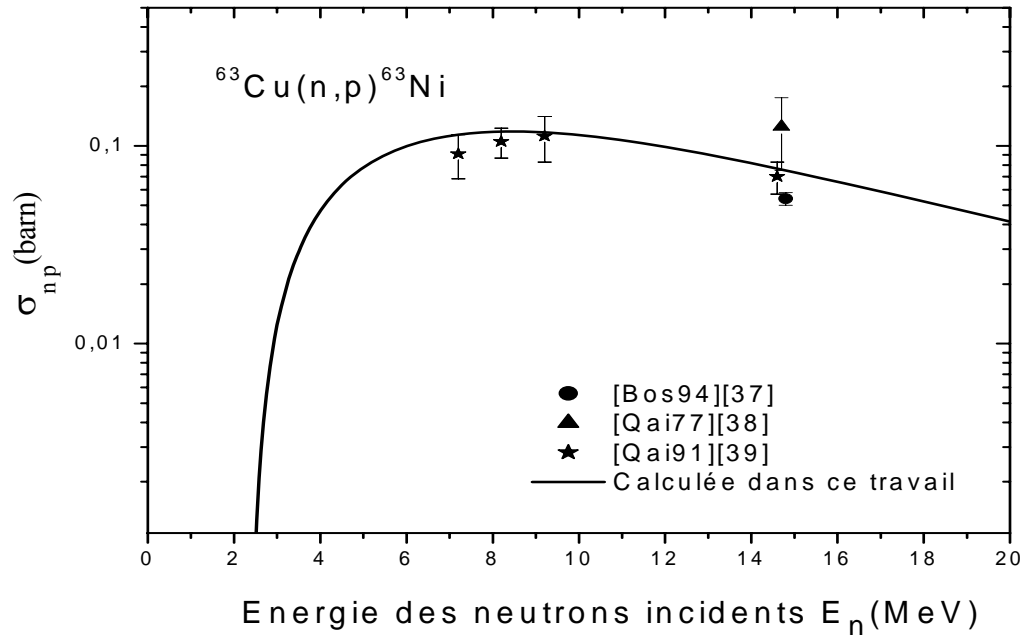


Figure II.4 : Fonction d'excitation de la réaction $^{63}\text{Cu}(n,p)^{63}\text{Ni}$

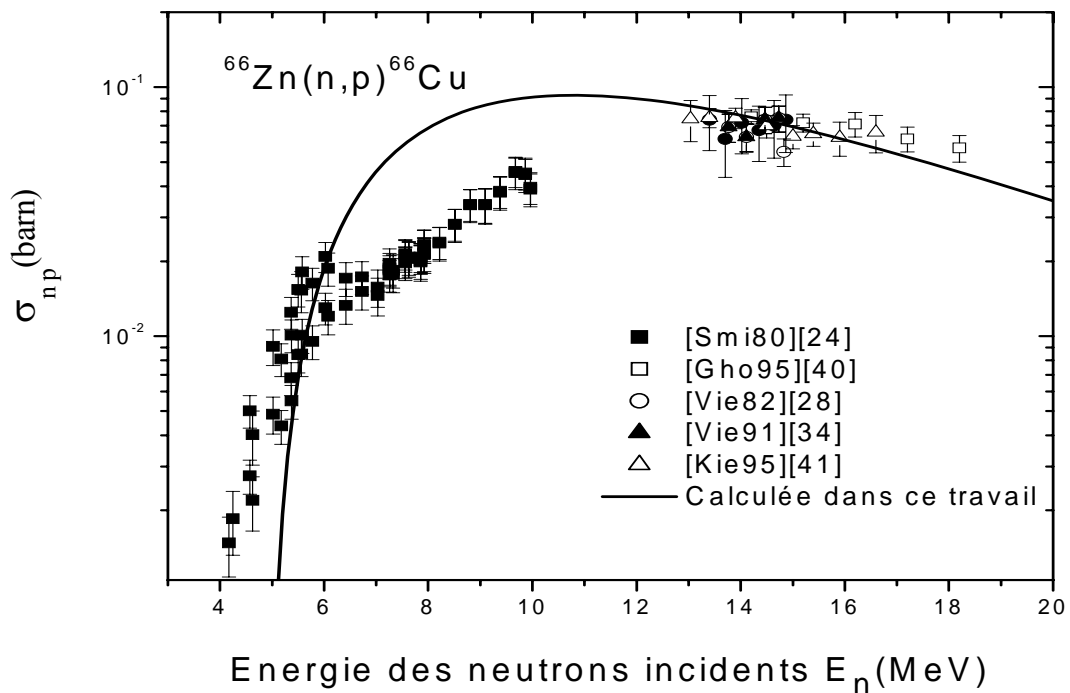


Figure II.5 : Fonction d'excitation de la $^{66}\text{Zn}(n,p)^{66}\text{Cu}$

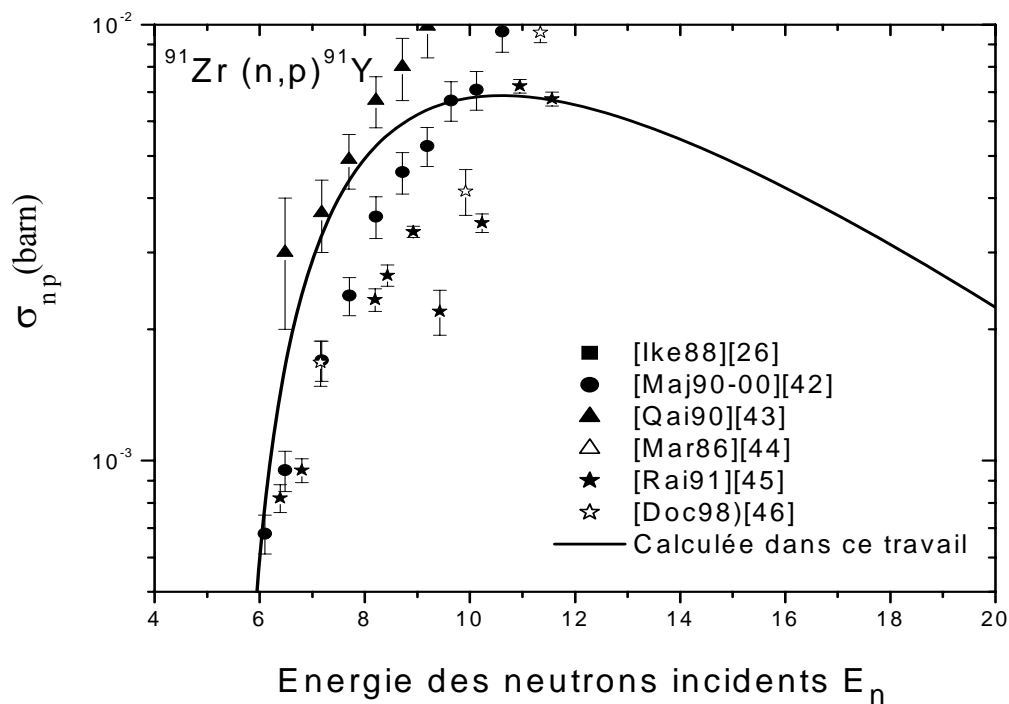


Figure II.6 : Fonction d'excitation de la réaction $^{91}\text{Zr} (n, p) ^{91}\text{Y}$

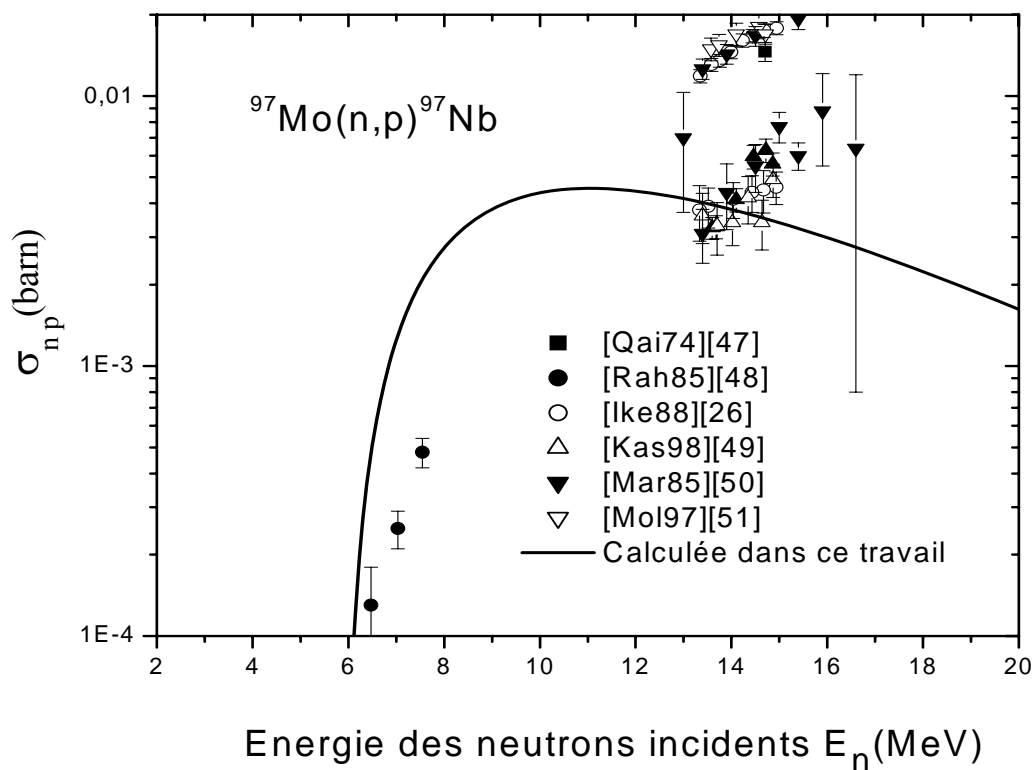


Figure II.7 : Fonction d'excitation de la réaction $^{97}\text{Mo} (n, p) ^{97}\text{Nb}$

Chapitre II : Calculs théoriques

Les fonctions d'excitation des réactions nucléaires (n,p) sont en général en bon accord avec les données expérimentales de la section efficace (n,p), néanmoins elle coïncident avec certains groupes de données et sont en désaccord avec d'autres groupes de données. Cela est dû aux désaccords enregistrés entre les différents résultats expérimentaux à cause des différences liées aux méthodes expérimentales employées par différents groupes ; c'est le cas des fonctions d'excitation des réactions (n,p) sur ^{52}Cr , ^{91}Zr , ^{97}Mo . On note que pour toutes les réactions, les fonctions d'excitation calculées dans ce travail commencent à augmenter à partir d'une certaine énergie seuil, elles passent par un maximum pour une énergie E_{max} , ensuite diminuent lorsque d'autres voies de réaction apparaissent et deviennent compétitives avec la réaction (n,p).

Dans l'ensemble, nous remarquons d'après les figures II-2 à II-7, que pour les réactions : ^{52}Cr (n, p) ^{52}V , ^{59}Co (n, p) ^{59}Fe ; ^{63}Cu (n, p) ^{63}Ni ; ^{66}Zn (n, p) ^{66}Cu ; ^{91}Zr (n, p) ^{91}Y ; ^{97}Mo (n, p) ^{97}Nb , notre calcul coïncide aux barres d'erreur près avec les données expérimentales, dans la gamme d'énergie considérée.

Techniques et dispositifs expérimentaux

III.1. Analyse par activation neutronique

III.1.1.Introduction

L'analyse par activation neutronique consiste à mesurer la radioactivité induite par des neutrons sur les éléments d'un échantillon irradié.

On mesure généralement le spectre des raies gamma qui accompagnent la désintégration des noyaux radioactifs par émission β . On dispose de deux caractéristiques complémentaires de l'activité induite pour l'identification d'un isotope radioactif :

- a) l'énergie E des gammas qu'il émet, à laquelle correspond l'énergie du pic d'absorption.
- b) la période ou demi-vie $T_{1/2}$ de la source que l'on peut déterminer en mesurant le spectre d'énergie totale à intervalles de temps réguliers et en traçant la courbe de décroissance de l'activité sous le pic d'absorption total .

La détermination de ces deux caractéristiques permet de déduire, à l'aide d'une table des données de décroissances radioactives, le radioélément résultant d'une réaction nucléaire induite par neutron incident.

L'aire des photo-pics des raies gamma est proportionnelle à plusieurs grandeurs physiques telles que la masse de l'échantillon, la section efficace, le flux de neutrons etc.

L'analyse par activation neutronique se présente comme étant une technique d'analyse élémentaire, isotopique, (l'activation étant indépendante des liaisons chimiques) sensible, étant donné le pouvoir de pénétration élevé des neutrons et des raies gammas pour des cibles épaisses et des éléments lourds. La technique permet une analyse qualitative et quantitative [52].

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

a)-Analyse qualitative

Après l'irradiation et le refroidissement nécessaires, le radio-isotope produit est identifié par trois caractéristiques physiques :

- Type de rayonnement émis
- Période radioactive
- Energie de rayonnement émis

Cependant dans plusieurs cas, des problèmes d'identification peuvent être posés, citons les interférences des réactions ou lorsque les radio-isotopes émettent la même énergie. Dans ce cas on tient compte d'autres paramètres comme la période.

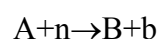
b)- Analyse quantitative

Deux méthodes d'analyse quantitatives peuvent être citées dans la technique d'analyse par activation neutronique :

- Méthode absolue : qui nécessite la connaissance de plusieurs paramètres physique.
- Méthode relative : qui nécessite l'utilisation d'un standard certifié.

III.1.2. Expression de l'activité

On considère un noyau cible A heurté par un neutron n, provoquant une réaction nucléaire qui produit un radio-isotope B de période T_b et une particule émise b :



Le nombre N_A de noyaux A, affectés par la réaction, est quasi-négligeable devant le nombre total de noyaux cibles. On suppose alors qu'il reste constant au cours de l'irradiation. Le nombre (N_B) de noyaux B créés pendant un temps d'irradiation dt est égal à :

$$dN_B = N_A \sigma \phi \quad (III.1)$$

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

avec ; σ : section efficace de la réaction

ϕ : flux de neutrons en $n.s^{-1}.cm^{-2}$

N_A = nombre de noyaux cibles qui s'écrit :

$$N_A = \frac{P\theta mN}{M_A} \quad (III.2)$$

Avec m : la masse de l'échantillon

P : Fraction de l'élément cible constituant l'échantillon

N : Nombre d'Avogadro

θ : Abondance isotopique du noyau cible

M_A : Masse atomique de l'élément cible de l'échantillon.

Cependant la quantité de noyaux B créés, diminue selon la constante de décroissance radioactive

λ_B . Le nombre de noyaux B qui disparaît pendant le temps dt est égal à : $N_B \lambda_B dt$

L'évolution accroissement dN_B du nombre de noyaux B pendant dt est égal à :

$$\frac{dN_B}{dt} = N_A \sigma \phi - \lambda_B N_B \quad (III.3)$$

La résolution de cette équation permet d'exprimer le nombre de noyaux N_B en fonction du temps d'irradiation t_i :

$$N_B(t) = \frac{N_A \sigma \phi}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t_i}) \quad (III.4)$$

On peut ainsi calculer, en fonction de la durée d'irradiation t_i l'activité produite par le radio-isotope obtenu :

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

$$A(t_i) = N_B(t_i)\lambda_B = N_A\sigma\phi(1 - e^{-\lambda_B t_i}) \quad (III.5)$$

On peut remarquer que pour un temps d'irradiation très long devant la période du radio-isotope créé ($t_i \gg T$), on atteint une activité appelée l'activité à saturation A_{sat} égale à :

$$A_{sat} = N_A\sigma\phi \quad (III.6)$$

La figure (III.1) présente l'évolution de nombre de noyaux radioactive par une activation neutronique.

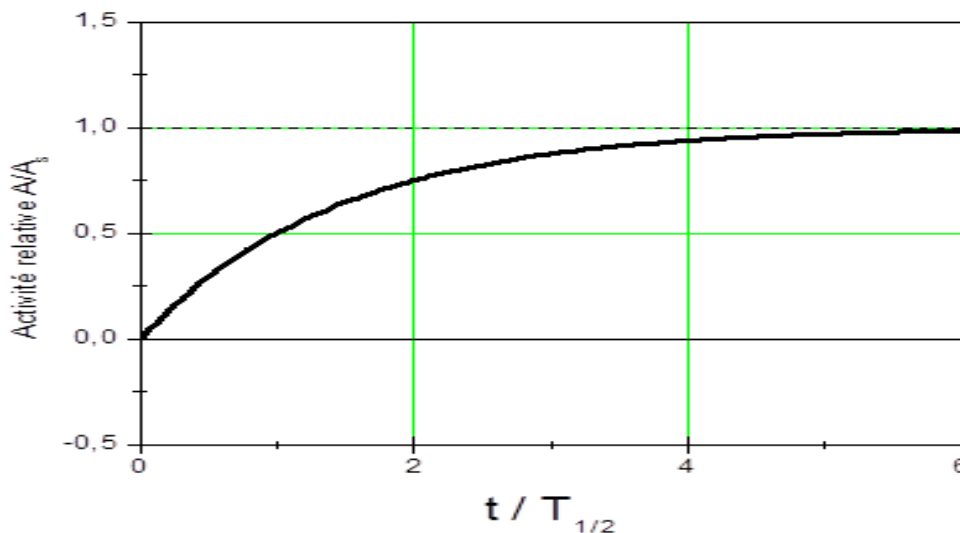


Figure III.1 : Variation de $A(t)$ durant d'irradiation

La courbe précédente nous permet de dire que l'augmentation de l'activité ou le nombre de noyaux radioactive est quasi-linéaire pour des temps d'irradiation très inférieurs à une période ($t_i / T_{1/2} \ll 1$) et qu'au bout d'un temps d'irradiation égal à une période du radio-isotope produit, on atteint 50% de l'activité à saturation et que au bout de deux période son atteint 75 % de A_{sat} . On peut ainsi dire que l'irradiation au-delà de deux ou trois périodes T est souvent inutile. En effet, l'activité obtenue au bout d'un temps d'irradiation égal à sept périodes ne représente à peine qu'une activité double de celle obtenue après un temps égal à une période .Lors d'une activation conventionnelle, les deux étapes suivant l'irradiation sont : la phase de refroidissement (transfert

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

de l'échantillon vers le détecteur), suivie de la phase de comptage de l'activité induite. Soit t_d le temps séparant la fin de l'irradiation et le début du comptage, l'activité à l'instant t_i est donnée par :

$$A(t_i) = N_A \sigma \phi (1 - e^{-\lambda_B t_i}) e^{-\lambda_B t_d} \quad (III.7)$$

Durant un intervalle de temps correspondant au temps de comptage t_c , le nombre total de désintégration est donné par :

$$\Delta M = \int_0^{t_c} A(t_i) e^{-\lambda_B t} dt \quad (III.8)$$

$$\text{Soit : } \Delta M = \frac{A}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t_c}) \quad (III.9)$$

Pour une raie gamma d'efficacité de détection ε_γ et d'intensité I_γ , le nombre de coups correspondant à l'aire du photo-pic est donné comme suit :

$$C = \frac{p \theta m N_A}{M_A \lambda_B} \sigma \phi \varepsilon_\gamma I_\gamma (1 - e^{-\lambda_B t_i}) e^{-\lambda_B t_d} (1 - e^{-\lambda_B t_c}) \quad (III.10)$$

III.1.3. Limites de détection :

En analyse par activation neutronique, la limite de détection est imposée principalement par le bruit de fond au moment des mesures. Aussi, les limites de détection expérimentalement obtenues sont d'autant plus faibles que le matériau est plus pur. Il est admis que le nombre d'impulsions mesurées au voisinage d'une énergie donnée suit une distribution statistique normale (loi Laplace-Gauss). Avec une telle distribution, l'écart-type est égal à la racine carrée du bruit de fond mesuré B_F et la valeur de la limite de détection prend la forme :

$$L_d = K \times \sqrt{B_F} \quad (III.11)$$

K étant généralement pris égal à 5 ou 6.

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

Une formule plus élaborée a été proposée par Currie [53] qui distingue le **seuil de détection** L_C , nombre d'impulsions en-dessous duquel on peut estimer que l'élément n'est pas présent avec une probabilité de 95 % :

$$L_C = 1.645 \times \sqrt{B_F + \sigma_{BF}^2} \quad (\text{III.12})$$

avec σ_{BF} écart type sur la mesure du bruit de fond.

III.1.4. Sources d'erreurs :

Plusieurs sources d'erreurs dans la technique d'analyse par activation neutronique contribuent à diminuer la sensibilité de la méthode. Parmi les sources d'erreurs de cette méthode on cite :

a) Erreurs physiques :

Les erreurs physiques qui peuvent intervenir lors du calcul des concentrations sont classées de la manière suivante :

- Erreurs liées à la mesure des activités (fluctuations lors de la décroissance radioactive).
- Erreurs liées à l'auto absorption des neutrons pendant l'irradiation.
- Erreurs liées à l'hétérogénéité du flux qui induit hétérogénéité de l'activité de l'échantillon ; cela introduit une erreur de la mesure de cette activité.

c) Erreurs chimiques :

Les erreurs chimiques peuvent provenir de :

- La contamination de la cible pendant sa préparation ;
- Le mauvais traitement du standard ;

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

- L'échange incomplet entre le porteur et l'élément dosé dans le cas de la séparation radiochimique.

c) Interférences :

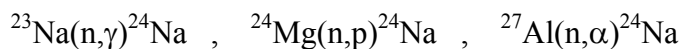
Si on irradie un échantillon contenant un élément X, le radio-isotope formé par la réaction $X(n,\gamma)X^*$ peut être aussi produit par d'autres réactions, ou par la radioactivité naturelle. Ce phénomène est appelé interférence.

Dans la méthode d'analyse par activation neutronique on définit deux sortes d'interférences :

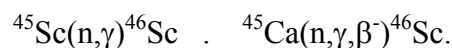
- interférences de premier ordre :

Formation d'un radio-isotope par deux ou plusieurs réactions [54].

1. premier type :



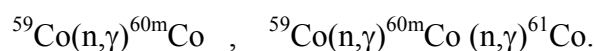
2. deuxième type :



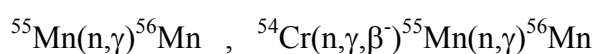
- *interférence du second ordre :*

On a deux réactions de la forme (n,γ) . [55] :

1-premier type :



2-deuxième type :



Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

III.2. Méthodes de mesures de sections efficaces

• Section efficace totale :

Elle représente la somme de la section efficace d'absorption et de la section efficace de diffusion potentielle : $\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s$

Elle peut être mesurée en absolu car elle n'est pas relative à une section efficace standard « étalon ». Cette mesure s'effectue grâce à la méthode dite de transmission. Un faisceau de neutrons est transmis à travers un échantillon contenant n_c atomes par unité de volume et d'épaisseur fixe. Un détecteur de neutrons est placé en face du faisceau, où on réalise une mesure sans échantillon et une avec échantillon. Le rapport des résultats expérimentaux de ces deux mesures permet de déterminer le coefficient de transmission (ou d'atténuation) qui représente le produit de la section efficace totale fois le nombre de noyaux cibles par unité de volume.

• Sections efficaces d'absorption :

Elle représente la section efficace correspondant à l'absorption d'un neutron par le noyau cible :

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f$$

La détection des produits de réaction (neutrons, proton, photons γ ,..) par un détecteur approprié permet de déterminer la section efficace des différentes voies de réactions (capture ou fission).

III.3. Mesure d'une section efficace de Capture radiative

Mesurer une section efficace de capture radiative d'un noyau lourd induite par des neutrons mono-énergétiques revient à déterminer pour une cible donnée :

- le nombre de noyaux radioactifs (N) produit au cours du temps Δt .
- le nombre d'atomes la composant (N^{atome})
- le flux de neutrons Φ_n ($\text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$) arrivant sur celle-ci d'énergie moyenne E_n .

La section efficace de capture radiative à l'énergie E_n est donnée alors par la relation suivante :

$$\sigma = \frac{\lambda C}{N \varepsilon_\gamma I_\gamma \phi e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c}) (1 - e^{-\lambda t_i})} \quad (\text{III} . 13)$$

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

Où, C est l'aire du photo-pic de la raie gamma

Si la détection du nombre de noyaux radioactifs est relativement facile, la détermination du flux de neutrons, en revanche, constitue certainement la mesure la plus délicate et la plus complexe.

A cause de sa charge neutre, le neutron n'ionise pas la matière lors de son passage dans un matériau. Sa détection, de manière directe, est impossible.

Néanmoins, il existe deux méthodes permettant de le détecter :

- La première est dite la méthode de la particule associée. Elle est utilisée lorsque que le neutron est produit par des réactions du type $T(p, n)^3\text{He}$, $D(d, n)^3\text{He}$ ou $T(d, n)^4\text{He}$. Elle consiste à détecter en coïncidences la particule chargée associée à l'émission du neutron. Elle permet, en principe, une détermination absolue du flux de neutrons produit. Dans notre gamme d'énergie, cette technique implique l'utilisation de cibles minces de tritium ou de deutérium pour la détection des particules chargées dont l'énergie ne dépasse pas 2 MeV.

- La seconde est une méthode utilisant des réactions nucléaires dites de référence. C'est la méthode la plus utilisée. Dans ce cas, le neutron est détecté à partir d'une réaction secondaire accompagnée de l'émission d'une particule chargée ou d'un photon γ .

III.4. Sélection d'un faisceau mono énergétique de neutrons

La mise en œuvre d'une expérience auprès d'un réacteur comporte plusieurs étapes et met en jeu plusieurs dispositifs expérimentaux ; il faut :

- produire un flux de neutrons le plus intense possible issu des fissions de noyaux d'uranium dans le cœur.
- amener l'énergie des particules produites dans la gamme de celle des phénomènes étudiés (thermalisation),
- sélectionner, avec le moins de perte possible, les neutrons ayant tous la même direction de propagation (collimation) et une énergie choisie (mono énergétique),

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

• mesurer, après que les neutrons aient interagi avec l'échantillon, la proportion de ceux qui ont été déviés et dont la trajectoire fait un angle (2θ) avec la direction initiale (analyse angulaire) et/ou ceux dont l'énergie finale a varié (analyse en énergie).

III.4.1. Réacteur ES-SALEM

Le réacteur ES-Salem est un réacteur de recherche à eau lourde et à usage multiple nommé MHWRR (Multi purpose Heavy Water Research Reactor) il est doté de 45 canaux expérimentaux verticaux et 6 canaux horizontaux dont une colonne thermique. Une partie de ces canaux sont équipés et abritent un certain nombre de technique et application nucléaire utilisant le cœur du réacteur comme source de neutron. Les techniques opérationnelles sont l'analyse par activation neutronique, la diffraction neutronique et la neutronographie. Dans le but de mesurer les sections efficaces de capture radiative, on utilise le canal diffractomètre [56].

III.4.2. Diffractomètre de Neutrons

Le dispositif expérimental utilisé pour les mesures de sections efficaces de capture radiative est représenté schématiquement sur la figure (III.2).

Il comporte à partir du cœur du réacteur les éléments suivants :

1. Collimateur en pile
2. Monochromateur

Le monocristal doit satisfaire les conditions suivantes:

- ◆ Une large amplitude de diffusion
- ◆ Une basse section efficace incohérente
- ◆ Un petit facteur d'absorption
- ◆ Une grande température de Debye.

3. Blindage du monochromateur (Shielding)

4. Collimateur "Soller"

5. Table porte échantillon et goniomètre

6. Détecteur

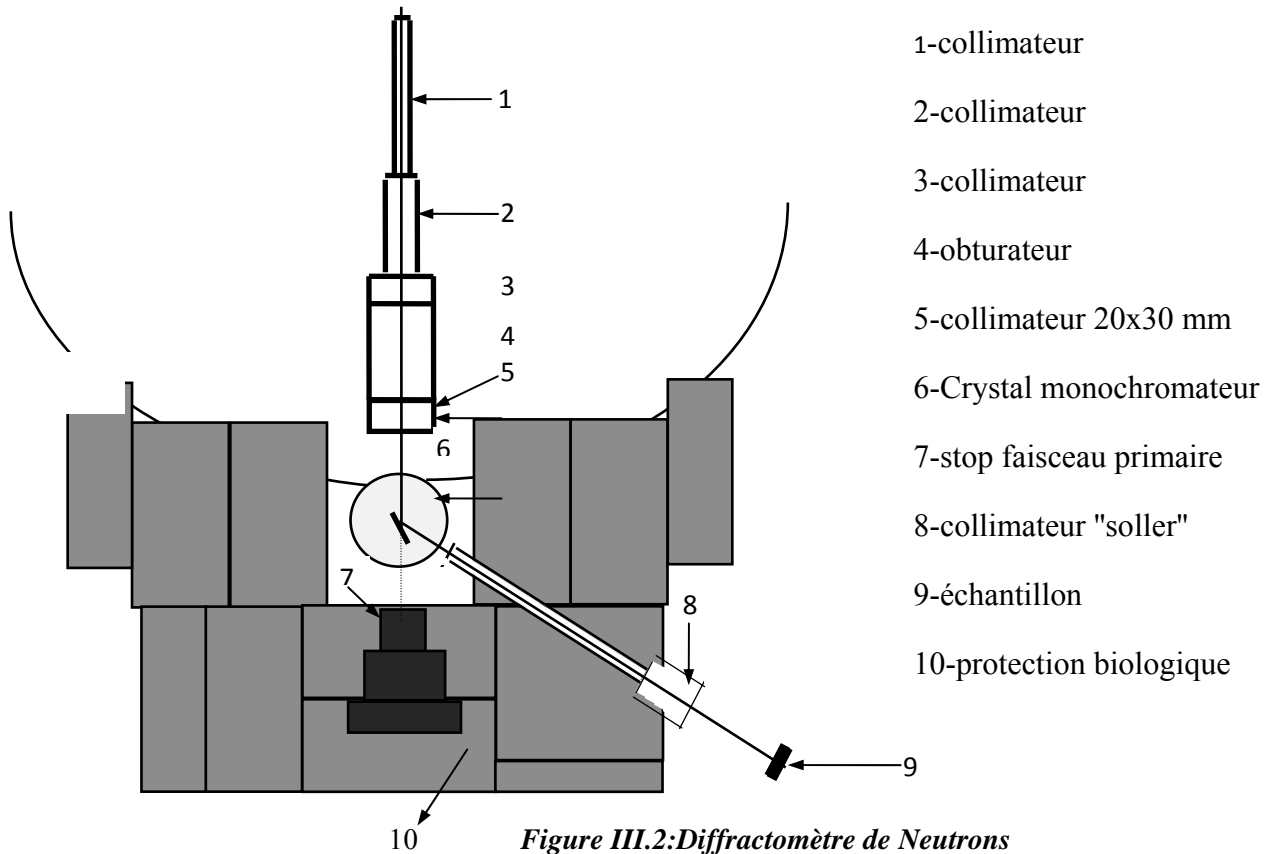
Les détecteurs sont aussi enveloppés par un blindage approprié pour éviter les rayonnements parasite et conserver une meilleure qualité de signal.

4.2.1. Caractéristiques du flux neutronique

- ◆ Flux thermique ($E_n \leq 0.5 \text{ eV}$) $\rightarrow 10^5 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ par Kw (pour $P=1\text{Mw}$)
- ◆ Flux des neutrons rapides ($E_n \geq 1 \text{ MeV}$) $\rightarrow 10^3 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ par kW

4.2.2. Caractéristiques du monochromateur

- ◆ Monocristal de Pb ($50 \times 150 \text{ mm}^2$)
- ◆ Table goniométrique à 3 axes (360 grad selon Z et $\pm 12.5 \text{ grad}$ selon X et Y)
- ◆ Mouvement horizontal le long des axes X et Y : $\pm 10 \text{ mm}$
- ◆ Charge verticale minimum du monochromateur : 10 kg



III.4.3. Principe physique de diffraction des neutrons

Loi de Bragg:

Une expérience de diffraction neutronique consiste à envoyer un flux de neutrons thermiques selon une direction d'incidence donnée sur un cristal et de mesurer l'intensité diffractée en fonction de l'angle de diffraction du faisceau des neutrons. Généralement, un phénomène de diffraction provient de l'interférence des ondes diffusées d'une manière cohérente par les différents plans réticulaire du système de diffraction.

Le cristal diffracte d'une manière cohérente les longueurs d'onde λ qui arrivent avec un angle d'incidence θ et qui sont diffusées sur des plans séparés d'une distance d_{hkl} . Cette cohérence correspond à une différence de marche des ondes diffusées égale à un multiple de λ . Cela permet d'établir la loi de Bragg donnée par : (voir figure III.3)

$$2 d_{hkl} \sin \theta = n \lambda$$

d_{hkl} : distance entre plans réticulaires.

θ : angle de Bragg.

n : ordre de diffraction.

λ : Longueur d'onde.

Chaque plan diffracte seulement une petite fraction du rayonnement comme un miroir légèrement argenté. On obtient des rayons diffractés que lorsque les rayons réfléchis par les plans parallèles s'interfèrent d'une façon additive (voir figure III.3).

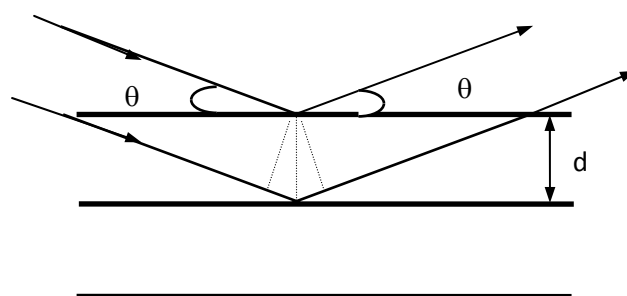


Figure III.3. Schéma de diffraction de Bragg

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

III.4.4. Préparation des échantillons de terres rares :

Les échantillons d' Yb_2O_3 et Pr_6O_{11} ont été fabriqués par une presse hydraulique auprès du service des Techniques Nucléaires du Centre de Recherche Nucléaire d'Alger.

La poudre des terres rares (Yb_2O_3 , et Pr_6O_{11}) de haute pureté (99.99%) ont été serrées avec une pression de 5 ton/cm^2 pour préparer des pastilles de diamètre 1.3 cm et d'épaisseur 0.15 cm.

Dans ce travail nous avons utilisé des échantillons d'Or (Au) de haute pureté, qui ont la forme de disques de diamètre 10 mm et d'épaisseur $30\mu\text{m}$. Les échantillons à étudier sont placés en sandwich entre deux feuilles d'Or.

Les différentes caractéristiques des cibles utilisées sont répertoriées dans le tableau III.2 suivant :

Oxydes des terres rares	Masse de l'élément	Abondance Isotopique (%)	La période du radio-isotope
$\text{Yb}_2\text{O}_3=0.660553\text{g}$	$\text{Yb}=0.58009\text{g}$	12.6	1.88h
$\text{Pr}_6\text{O}_{11}=0.39383\text{g}$	$\text{Pr}=0.32564\text{g}$	100	19.2h

Les épaisseurs des cibles utilisées ont été choisies afin d'éviter l'auto absorption des neutrons et des rayonnements gammas dans les échantillons.

III.5. Mesure d'une section efficace de réaction nucléaire induite par des neutrons rapides

Les sections efficaces absolues déterminées par la technique d'activation neutronique sont proportionnelles à l'activité absolue du radionucléide produit par une réaction nucléaire induite par les neutrons rapides à l'aide d'un Générateur de Neutrons dans l'échantillon au cours de l'irradiation.

L'activité du radionucléide dépend pour des conditions expérimentales données (énergie et flux de neutrons,...), de sa période et de son taux de production ; de plus, l'état fondamental du radionucléide peut parfois être alimenté par la décroissance d'un état métastable, de période non

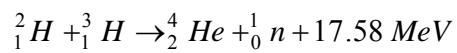
Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

négligeable devant la période de décroissance de l'état fondamental. L'expression de la section efficace dépendra donc des processus de décroissance radioactive mis en jeu au cours de la réaction nucléaire.

III.5.1. Générateur de neutrons

Le générateur de neutrons permet d'accélérer des ions de deutons D^+ d'énergie E_d comprise entre 0 et 150 kV pour bombarder une cible tritiée [57] (voir figure III.4).

Les neutrons sont produits par la réaction exo énergétique (D-T)



Les neutrons émis ont une énergie E_n autour de 14 MeV (figure III.5).

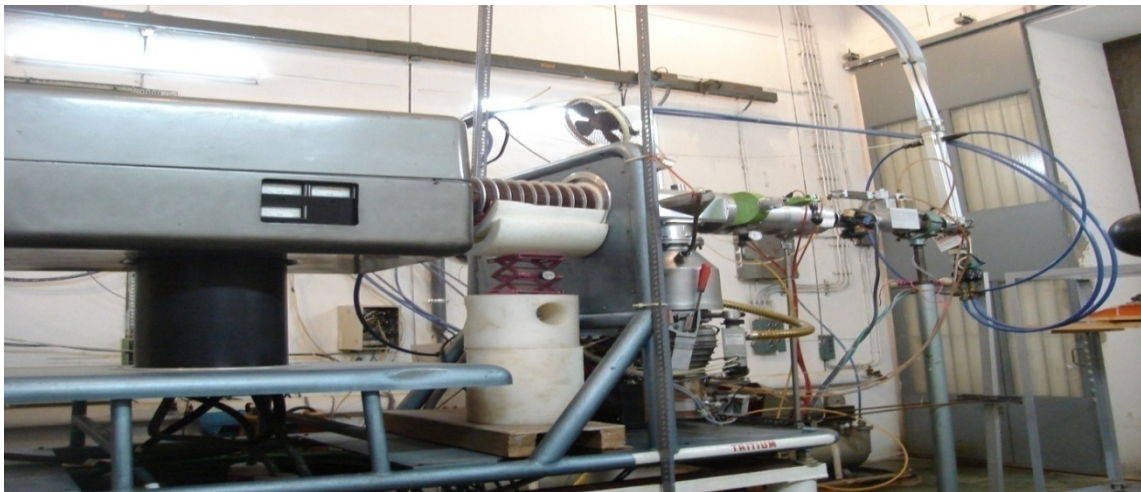


Figure III.4 : Générateur de Neutrons

La figure suivante représente un spectre en énergie de neutrons

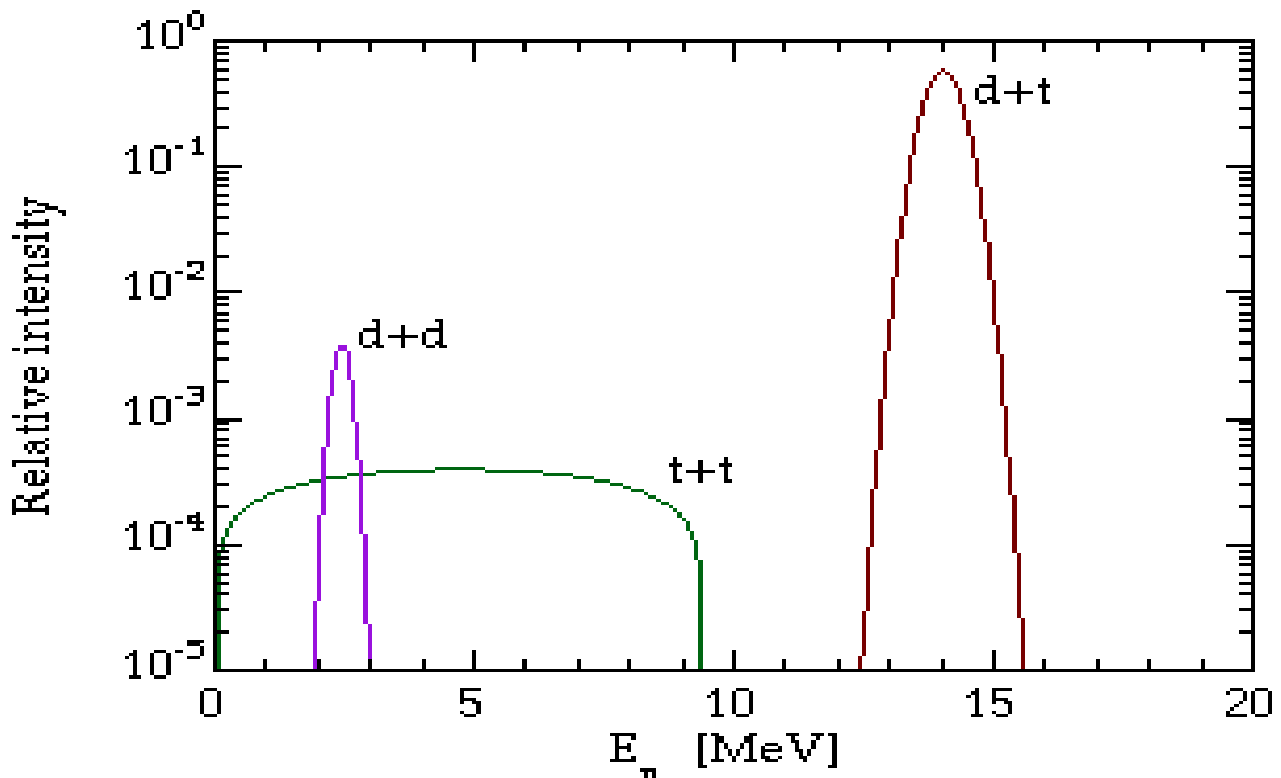


Figure III.5 : Spectre en énergie de Neutrons

III.5.2. Caractéristiques de la réaction D-T

La réaction D-T est une réaction exo-énergétique présentant un Q de réaction élevée ($Q=17.590\text{KeV}$) (voir figure III.6).

Plusieurs techniques de mesure de sections efficaces intégrées ou différentielles de cette réaction sont utilisées. Parmi ces techniques celle basée sur la détection des neutrons par activation des feuilles est la plus répandue, car relativement simple et sensible [58]. Une bonne connaissance des caractéristiques de cette réaction est fondamentale si l'on veut optimiser la qualité du flux et la résolution en énergie des neutrons.

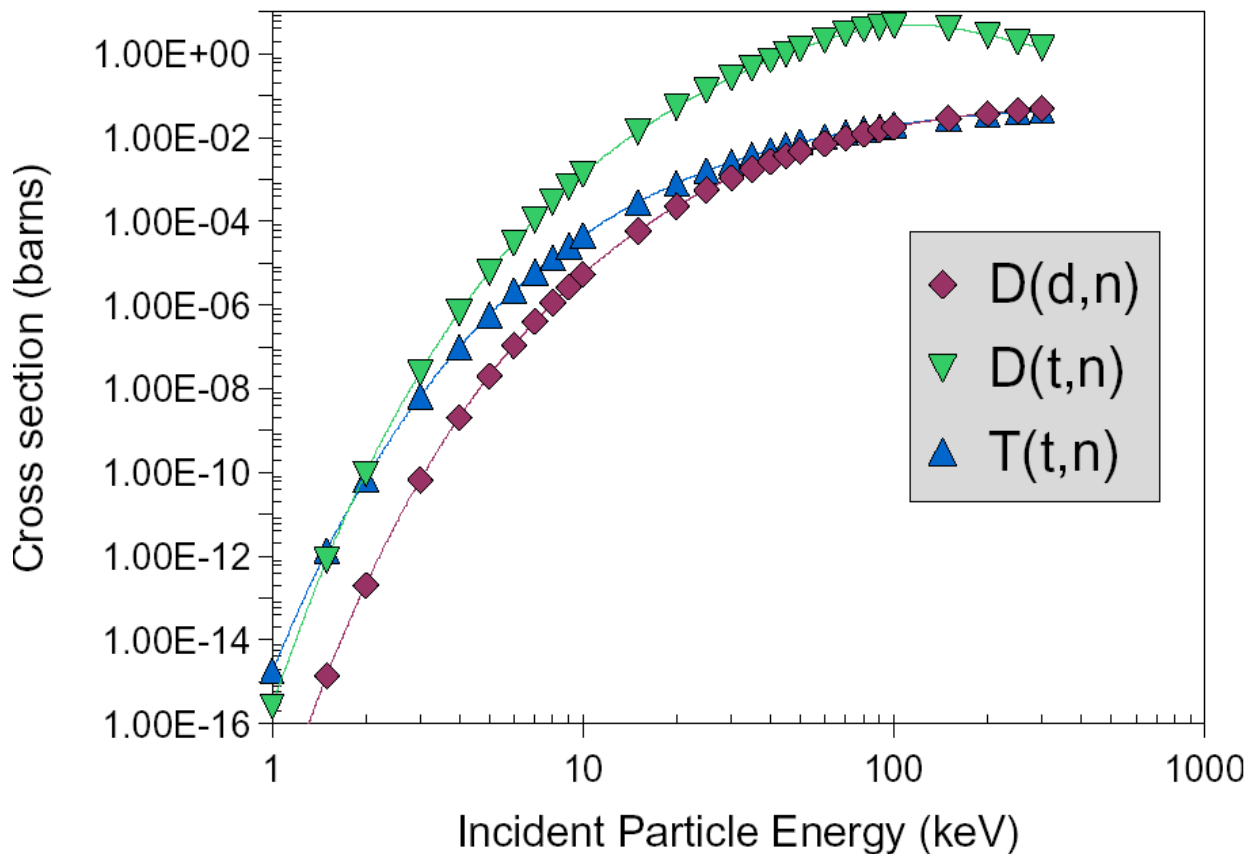


Figure III.6 : Fonction d'excitation de la réaction : D-D, D-T et T-T

III.5.3. Description du Générateur de Neutron

Les divers éléments composants le générateur sont :

III.5.3.1. La génératrice de tension et le tube accélérateur :

La production de la haute tension se fait à partir d'une source primaire de tension $U_0=15$ kV, que l'on fait passer à travers des circuits multiplicateurs disposés en cascades.

Le tube accélérateur est une optique à champ constant. Ce champ est créé par des électrodes isolées les unes des autres par des anneaux de porcelaine. La tension d'accélération de 150 kV est répartie sur un ensemble de 10 résistances de 1500 M Ω , soit une d.d.p entre deux électrodes consécutives de 15 kV. Une électrode supplémentaire à la sortie de la source d'ionisation permet

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

de focaliser le faisceau à l'entrée du tube accélérateur. Elle est polarisée par une tension indépendante de 14 kV [59].

III.5.3.2. Source d'ionisation et osmo-régulateur

La source d'ionisation est du type radiofréquence. L'ionisation s'effectue par l'application d'un champ électrique oscillant à haute fréquence qui accélère les quelques électrons libres existant dans le milieu ; les collisions de ces électrons avec les atomes produisent l'ionisation du gaz contenu dans la source sous une pression de 0.01 mm de Hg. Ce type de source nous permet d'avoir un faisceau de 80% de D^+ et de 20 % de D_2^+ .

Le gaz deutérium est contenu dans un réservoir métallique sous une pression de 760 mm de Hg ; le passage du gaz vers la source se fait par l'intermédiaire d'un tube de palladium situé au milieu d'un réservoir et relié à un circuit électrique, permettant de réguler le débit [60].

III.5.3.3. Extension :

Le faisceau sortant du tube accélérateur est véhiculé vers la cible de tritium à travers une extension comprenant :

1-des lentilles quadripolaires destinées à concentrer et focaliser le faisceau de deutons sur la cible tritiée, évitant ainsi les pertes d'ions sur les parois du tube de l'extension. Ces lentilles sont constituées de deux paires de plaques polarisées par une tension variable de 0 à 15 kV.

2-Des sondes tournantes destinées à l'analyse de la géométrie et de l'uniformité du faisceau d'ions. Elles sont constituées de deux tiges coudées de tungstène et sont entraînées en rotation autour de leurs axes perpendiculaires à la direction du faisceau par deux moteurs synchrones. Les signaux recueillis au niveau de chaque sonde sont envoyés sur un oscilloscope bi-courbe, qui nous permet de connaître la position de l'axe du faisceau et son diamètre.

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

3- Une cible escamotable constituée d'une plaque de tantale refroidie à l'eau et commandée par un vérin pneumatique servant à intercepter le faisceau au cours du transfert d'échantillons de façon à éviter l'usure inutile de la cible tritiée.

4- Un piège à électrons :

C'est un anneau métallique porté à une tension de -200 volts monté entre la cible et le diaphragme situé au bout de l'extension pour délimiter le diamètre du faisceau. Les électrons secondaires émis lors de l'impact du faisceau d'ions sur la cible sont repoussés par cet anneau. L'utilisation de ce piège à électrons permet de minimiser les causes d'erreur lors de la mesure du courant d'ions sur la cible qui pourraient provenir des recombinaisons ions-électrons.

III.5.3.4. La cible de tritium :

C'est une cible du type Cu (TiT) dans laquelle le tritium est adsorbé dans une couche de titane déposée sur un disque en cuivre de diamètre 49 mm ; le diamètre de la surface tritiée étant égal à 30 mm ; l'activité des cibles utilisées est de 0.4 à 0.8 Curies/cm².

Pour éviter la dégradation trop rapide des cibles par échauffement, celles-ci sont refroidies par une mince lame d'eau distillée circulant en permanence derrière le support de cuivre. L'épaisseur de la lame d'eau est optimisée de telle sorte que la diffusion des neutrons et leur dégradation en énergie soient négligeables.

III.5.3.5. Système de transfert pneumatique :

1. Principe :

L'échantillon à étudier est enfermé dans une capsule cylindrique en polyéthylène de diamètre 3.5 cm et d'épaisseur 1.5 cm. Celle-ci est d'abord soufflée jusqu'à la position d'irradiation en face de la cible tritiée ; le transfert se fait par air comprimé à l'intérieur d'un tube en aluminium de

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

forme parallélépipédique de 10 m de longueur, puis elle est envoyée en position de comptage en face du détecteur.

2. Eléments constitutifs :

Le système de transfert pneumatique comprend une station d'irradiation et une station de comptage séparées par des liaisons pneumatiques ; le sens du courant d'air comprimé peut être inversé à l'aide de deux vannes à trois voies.

a) la station d'irradiation se situe à une extrémité du pneumatique en face de la cible tritiée.

Elle est essentiellement équipée d'un détecteur de position qui n'autorise le déclenchement de l'irradiation que si l'échantillon est en place, une arrivée d'air tangentielle permet la rotation de l'échantillon pour une irradiation uniforme.

b) la station de comptage est située à l'autre extrémité du pneumatique au centre d'un château de plomb. Elle comporte une ouverture pour l'introduction et la récupération de l'échantillon ; un doigt d'arrêt permet de positionner la capsule au retour en face du détecteur de position qui coupe l'air comprimé et n'autorise le comptage que si l'échantillon est en position de comptage.

III.5.3.6. Programmeur de séquences :

Le déroulement de l'expérience est préalablement fixé au niveau du programmeur de séquences. Ce programmeur commande le fonctionnement de la cible escamotable, du système de transfert et de l'électronique du comptage (neutron et gamma). Après l'introduction de l'échantillon le déroulement des opérations est effectué dans l'ordre suivant :

1-Remise à zéro de l'ensemble de l'électronique et transfert de l'échantillon vers la station d'irradiation.

2- Irradiation pendant un temps réglable t_i pré-affiché et déclenchement de la chaîne de

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

comptage de neutrons.

3- transfert de l'échantillon vers la station de comptage.

4- déclenchement du comptage pendant un temps t_c préalablement fixé après un temps de décroissance t_d réglable et pré-affiché.

III.6. Ensemble de mesure

III.6.1. Chaîne de détection des neutrons

L'activité des échantillons dépend fortement de la valeur du flux de neutrons incidents. Pour contrôler et mesurer la variation du flux et pour normaliser les comptages d'une irradiation à l'autre, on a utilisé une chaîne de détection de neutrons comprenant un détecteur de neutrons en Iodure de Lithium (Li (I)) (voir figure III.7) suivi d'un préamplificateur et d'un amplificateur proportionnel.

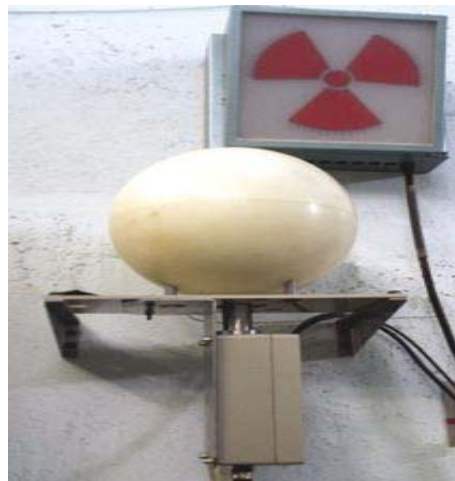


Figure III.7 : Détecteur de neutrons

Les variations éventuelles du flux durant l'irradiation sont collectées dans un intégrateur linéaire et sont enregistrées dans une échelle de comptage à affichage numérique, dont la porte peut être commandée manuellement ou par le programmeur durant l'irradiation.

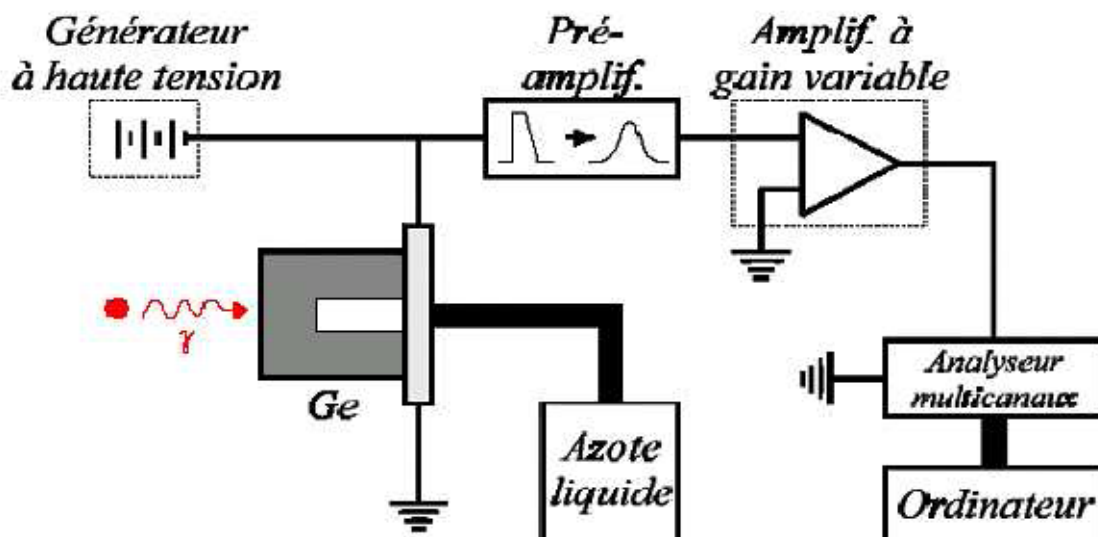
III.6.2. Chaîne de détection gamma

Les rayonnements gamma émis lors de la désexcitation des échantillons ont été comptés en utilisant un détecteur à jonction Ge (HP) coaxial du type P de volume actif égal à 110 cm^3 et de résolution 1.90 keV à 1.33 MeV.

La figure suivante présente un schéma simplifié de la chaîne de mesure associée au détecteur GeHP. Le système de réfrigération par conduction à l'azote liquide abaisse la température du germanium pour assurer qu'il n'y ait pas de conduction électrique thermique. Les impulsions recueillies sont mises en forme sous forme gaussienne par l'amplificateur. L'analyseur reçoit ces impulsions les répartit sur un nombre standard de canaux, (1024 à 4096 canaux).

L'ordinateur (PC) gère l'acquisition des données, comptabilise et mémorise le nombre de coups mesurés, associés à chaque canal (ou énergie) et en fournit une représentation graphique (spectre) qu'il traite pour en déduire l'énergie des raies, leur intensité, identifier les radionucléides présents dans la source et déterminer les activités correspondantes.

La calibration en énergie de la chaîne de détection est effectuée en utilisant les raies 661.6 keV de ^{137}Cs , 1332 keV du ^{60}Co et les raies de ^{152}Eu (121 keV jusqu'au 1408 keV).



Chaîne de mesure associée aux détecteurs Ge (HP) : la charge récoltée dans le cristal est pré-amplifiée, amplifiée et mise en forme. Les impulsions ainsi collectées sont classées en fonction de leur amplitude par un analyseur multicanaux (numérisation). Le résultat obtenu est un spectre en énergie donnant le nombre d'impulsion en fonction de l'énergie du rayonnement gamma.

III.6.3. Inspecteur 2000 (nouvelle chaîne de détection)

L'inspecteur 2000 est un ensemble intégré comprenant l'alimentation haute tension, l'amplificateur linéaire et l'analyseur multicanaux. Il est basé sur la technologie de traitement de signal numérique (Digital Signal Processing, DSP). Il est surtout utilisé avec des détecteurs de types Ge (HP) et NaI.

A l'opposé des électroniques conventionnelles qui numérisent le signal en fin de chaîne, l'Inspecteur 2000 (voir figure III.8) effectue cette opération sur le signal issu du préamplificateur, donc en tête de chaîne, il résulte une amélioration de la stabilité de la précision et de la reproductibilité des mesures. L'utilisation d'un DSP améliore les performances globales de l'acquisition.



Figure III.8 : L'inspecteur 2000

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

- **Les caractéristiques de l'inspecteur 2000**

L'inspecteur est caractérisé par les avantages suivants :

- ✓ Ultra-compact et ultra-léger ;
- ✓ Alimentation par batterie au lithium 7.2V (Autonomie : 10h avec le détecteur GeHp, 12 heures avec le détecteur NaI) ou chargeur externe, ce qui permet de faire des analyses in-situ ;
- ✓ Connexion avec l'ordinateur par câble série RS-232 ou USB ;
- ✓ Mode oscilloscope numérique intégré pour l'assistance au paramétrage.

L'ensemble est contrôlé au moyen du logiciel Génie 2000 qui lui confère une excellente souplesse d'utilisation sur le terrain.

- **Logiciel Génie 2000** : Le logiciel Genie2000 permet de visualiser en temps réel la sortie de l'inspecteur, à savoir un spectre avec en abscisse le numéro de canal et en ordonnée le nombre de coups dans ce canal. La figure(III.9) présente un spectre de calibration d'une source ^{152}Eu obtenue par le logiciel génie 2000 [61].

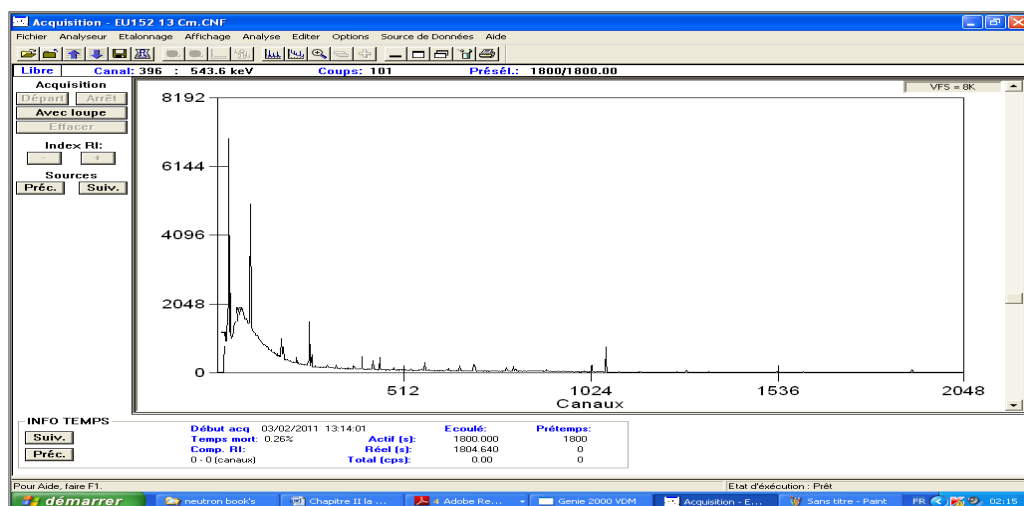


Figure III.9 : Exemple d'un spectre de ^{152}Eu obtenu par Génie 2000

Chapitre III : Techniques et dispositifs expérimentaux

L'analyse de spectre ne peut être possible que si l'étalonnage en énergie soit effectué au préalable. Une fois ceci effectué, cette analyse permet d'obtenir une liste de raies avec l'énergie du pic son contenu et l'identification du radio-isotope émetteur de la raie.

Un spectre gamma est caractérisé par un fond continu dû au bruit de fond et de la distribution Compton avec la présence de pics dus à l'effet Compton et l'effet de production de pair.

1-Absorption photoélectrique : C'est une interaction dans laquelle le photon transfère toute son énergie à un électron d'une couche interne atomique, qui est éjectée. L'électron produit un vide vacant qui est immédiatement comblé par réarrangement électronique accompagné d'une émission de photon de faible énergie qui est également absorbé par effet photoélectrique et ainsi l'énergie du photon gamma est totalement absorbé ce qui correspond à l'apparition du pic d'absorption totale ou le pic photoélectrique permettant l'identification de la source.

2-Diffusion Compton : Cet effet est produit quand un photon incident cède une partie de son énergie à un électron des couches externes ou faiblement lié du matériau actif du détecteur. L'énergie restante se trouve sous forme d'un photon diffusé avec un angle par rapport à la direction du photon primaire, cet effet fait générer un fond de distribution continue qui fait noyer les pics de faible intensité.

3-l'effet de création de paires : Au voisinage du noyau atomique, chaque photon d'énergie supérieure à 1022 keV peut se matérialiser en électron et positron qui naissent avec une énergie cinétique $E_\gamma - 2m_e c^2$ apparaissant comme pic appelé double échappement. Si un photon issu de l'annihilation du positron est absorbé l'énergie déposée est $E_\gamma - m_e c^2$ et on parle de l'apparition du pic simple échappement.

Mesures des sections efficaces et discussions

IV.1. Mesure des sections efficaces des réactions nucléaires induites par un faisceau de neutrons mono énergétique thermiques

IV.1.1. Mesure de l'efficacité

Soit N le taux de comptage d'un pic d'absorption totale du spectre obtenu après un temps de comptage t_c l'efficacité du détecteur à l'énergie E_γ est donnée par :

$$\varepsilon_\gamma = \frac{N\lambda}{AI_\gamma(1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (IV.1)$$

où I_γ est l'intensité de la raie gamma et A est l'activité de la source au début du comptage.

En général $t_c \ll T_{1/2}$, si bien que $\varepsilon(E_\gamma)$ peut se mettre sous la forme :

$$\varepsilon_\gamma = \frac{N}{AI_\gamma t_c} \quad (IV.2)$$

Pour la calibration en efficacité du détecteur, des sources standards émettant des gammas de différentes énergies et d'intensités connues ont été utilisées dans les mêmes conditions expérimentales que les échantillons. Une source ponctuelle d' ^{152}Eu ayant une activité connue ($A=310.7$ kBq), placée à une distance de 3.5 cm du détecteur GeHP à l'intérieur de la station de comptage, a été utilisée. Pour obtenir une bonne statistique de comptage et améliorer la précision sur l'efficacité, un temps de comptage de 3600 s a été choisi pour l'acquisition du spectre gamma de la source étalon (voir figure IV.1).

Tableau IV.1 : Principales raies γ de l' ^{152}Eu et leurs probabilités d'émission

Energie Gamma (keV)	Rapport d'embranchement I (%)	ΔI (%)
121.78	28.2	0.5
344.31	26.40	0.409
778.87	13.00	0.22
964.01	14.48	0.230
1085.83	10.14	0.160
1112.04	13.55	0.20
1408.02	20.7	0.29

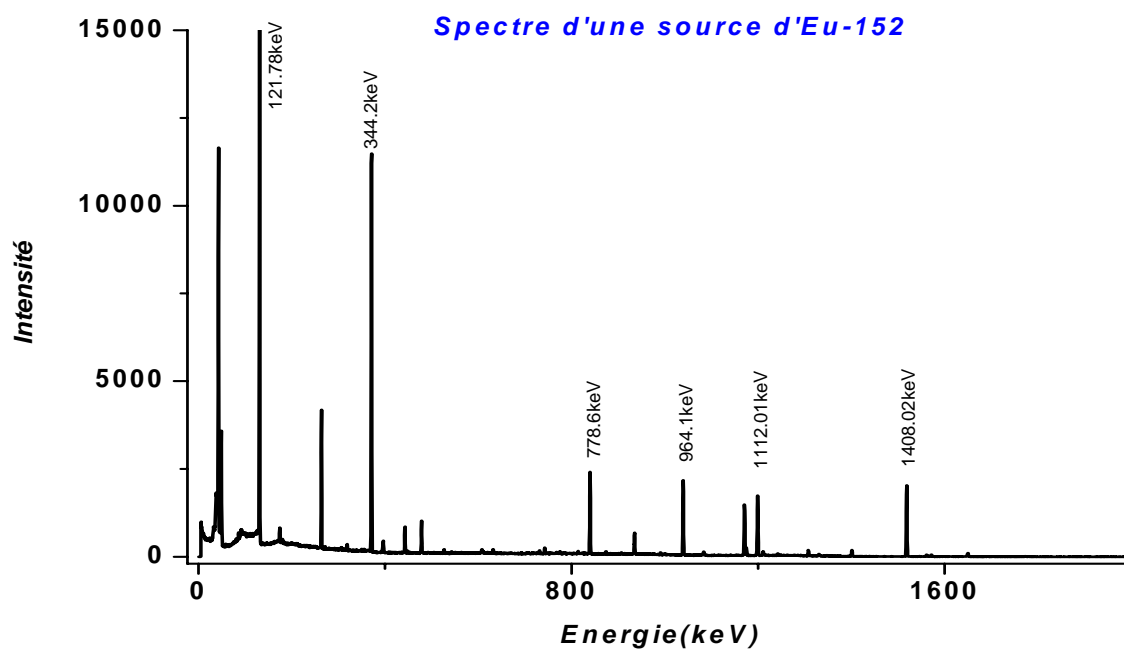


Figure IV.1: Spectre de la source étalon ^{152}Eu

Afin d'établir une expression analytique permettant la détermination de l'efficacité à une énergie E_γ donnée, nous avons effectué un ajustement par la méthode des moindres carrés des données expérimentales de l'efficacité (voir figure IV.2). Ainsi, la formule empirique suivante a été obtenue :

Ou : E_γ

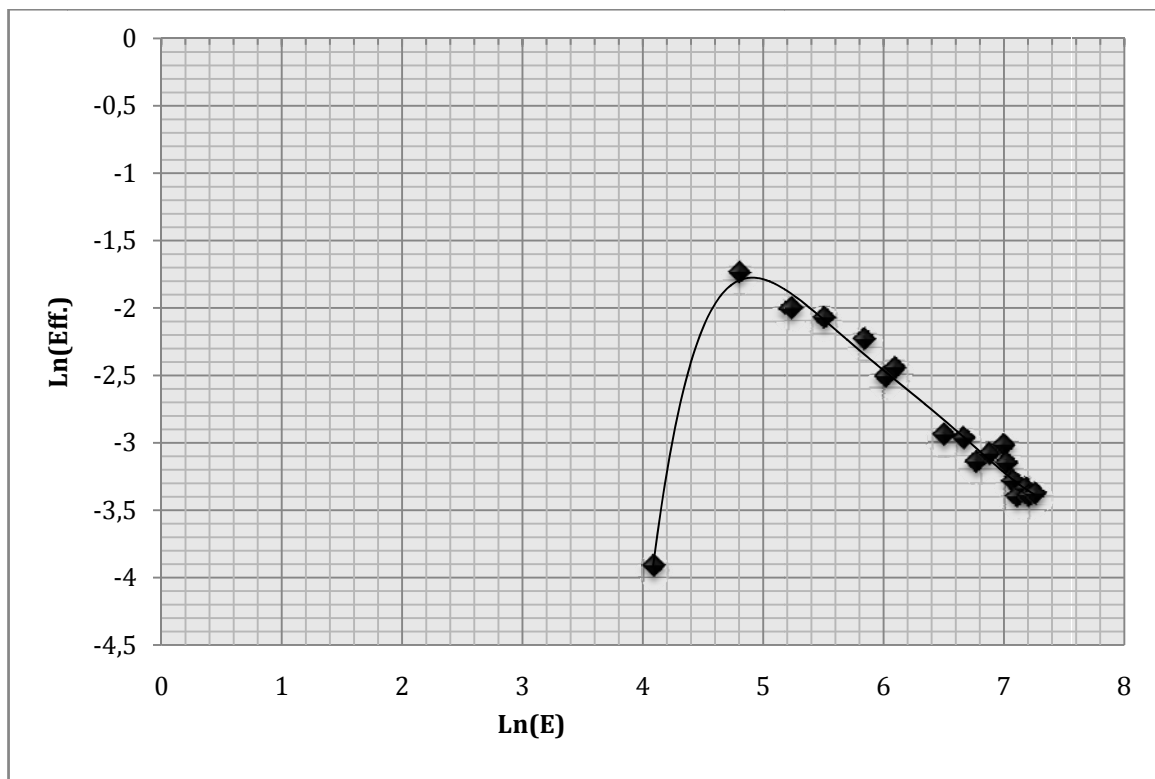


Figure IV.2 : Efficacité du détecteur

La source étalon utilisée dans la détermination de l'efficacité est une source tandis que les échantillons ont une forme de disque de 1.3 cm de diamètre et 10 mm d'épaisseur placés de telle manière que leurs axes coïncident avec l'axe du détecteur et dans la même position que la source- étalon.

Si Ω_E est l'angle solide sous-tendu par l'échantillon et ε_E l'efficacité corrigée pour les échantillons étendus, on a :

$$\varepsilon_E = \varepsilon(E_\gamma)(\Omega_E / \Omega)$$

où $\Omega = 2\pi (1 - \cos(\theta))$

Le calcul de Ω_E a été réalisé, en utilisant la méthode de Monte Carlo via le code MCNP5 présenté ci-dessous.

IV.1.2. Mesure du flux de neutrons thermiques :

La mesure du flux de neutrons incidents au niveau du canal de diffraction à la sortie du diffractomètre auprès du réacteur a été effectuée par référence à l'activité d'un radionucléide produit par une réaction nucléaire de section efficace bien connue. Pour toutes des irradiations effectuées, la réaction nucléaire $^{197}\text{Au} (n, \gamma) ^{198}\text{Au}$ a été choisie comme moniteur de flux ; ce choix est dû à la bonne détermination de la fonction d'excitation [62] et au bon accord entre les différentes mesures et évaluations existantes dans les bibliothèques EXFOR et ENDF de l'AIEA. Les paramètres de décroissance du radionucléide produit par la réaction sont très bien connus [63] et permettent d'obtenir un spectre très exploitable avec des conditions expérimentales très pratiques (voir tableau IV.2).

En effet, le noyau résiduel de cette réaction est un émetteur gamma de période suffisamment longue pour que l'échantillon puisse être analysé soit directement à la suite de l'irradiation, soit quelques heures, voire quelques jours après l'irradiation selon la disponibilité du spectromètre. Les raies gammas sont émises avec des intensités suffisantes pour pouvoir être observées et quantifiées avec une meilleure statistique de comptage et avec des énergies bien adaptées à l'analyse spectrométrique (entre 100 et 700 keV).

Les paramètres de la réaction de référence sont présentés dans le tableau ci-dessous. La figure (IV.3) présente la fonction d'excitation de la réaction nucléaire $^{197}\text{Au} (n,\gamma)^{198}\text{Au}$ donnée par JEF 3.2 et JENDL.

Tableau IV.2: Données nucléaires de la réaction $^{197}\text{Au} (n,\gamma)^{198}\text{Au}$

Réaction Nucléaire	σ E=0.0372 eV (barn)	Produit de la réaction	Période (J)	Energie des gammas (keV)	Intensité de la raies émise (%)
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	81.48	^{198}Au	2.7	411.8	95

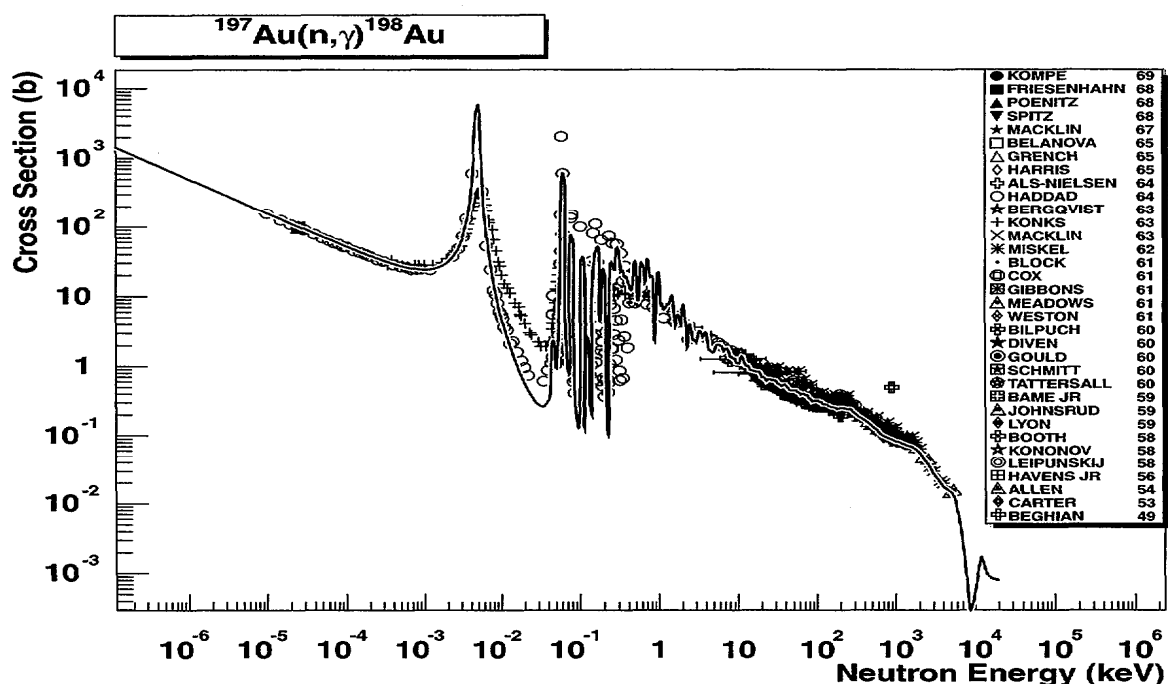


Figure IV.3: Fonction d'excitation de la réaction : $^{197}\text{Au} (n, \gamma)^{198}\text{Au}$

De plus, la cible d'Or a été irradiée sous forme de deux feuilles fines de 10mm de diamètre et 0.03 mm d'épaisseur, ce qui permettait à la fois de négliger, le phénomène d'auto absorption des gammas dans l'échantillon et de présenter une surface d'interaction suffisante.

On observe la raie gamma d'énergie $E=411$ keV avec une statistique suffisante (voir figures IV.4 et IV.5), ce qui permet de déterminer la valeur du flux de neutrons thermiques avec une bonne précision. Pour cette mesure, nous avons effectué une irradiation de 7h associée à un temps de comptage $t_c=2$ h.

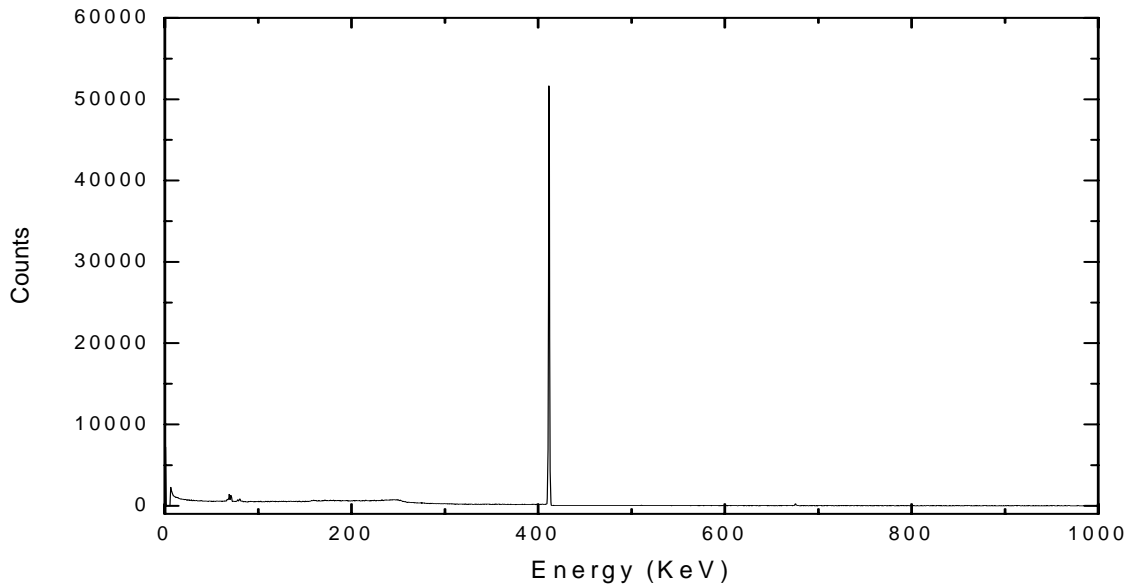


Figure IV.4 : Spectre gamma obtenu après irradiation d'une feuille d'Or (Au1)

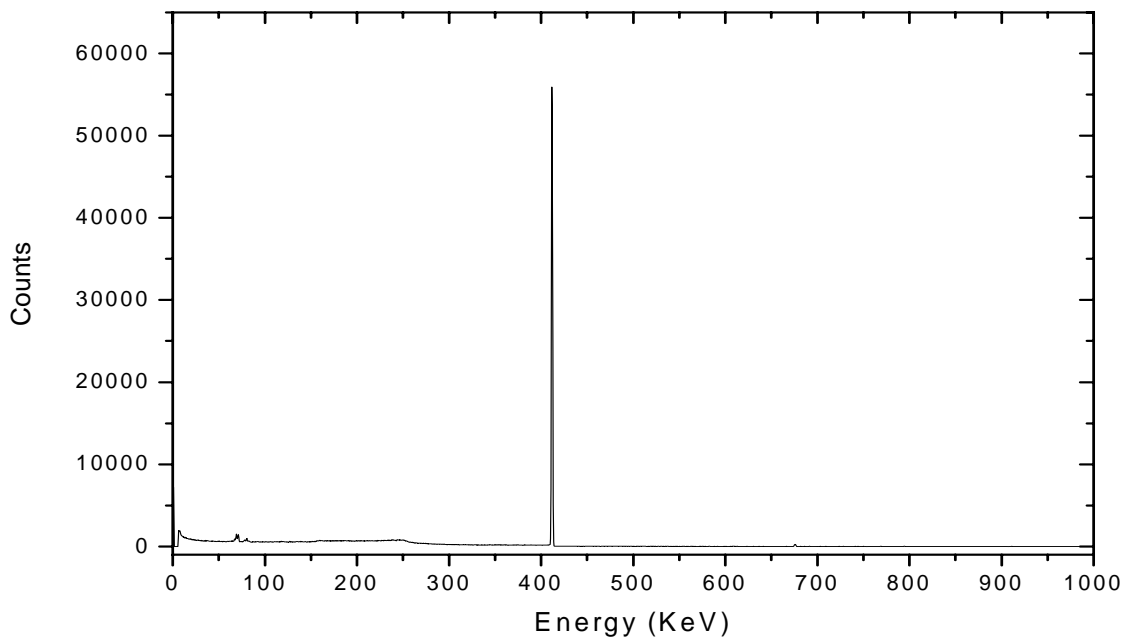


Figure IV.5 : Spectre gamma obtenu après irradiation d'une feuille d'Or (Au2)

Le calcul du flux thermique est donc réalisé en utilisant la raie de 411 keV ; il est exprimé par :

$$\Phi = \frac{C\lambda}{N\sigma I_\gamma \varepsilon (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (IV.3)$$

où :

- C : la surface du pic.
- ε : l'efficacité de détection.
- I_γ : Intensité de la raie gamma
- N : le nombre total de noyaux cibles
- σ : la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au} (n,\gamma)^{198}\text{Au}$
- λ : la constante de décroissance radioactive de ^{198}Au ($\lambda=2.97 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$)
- t_i : le temps d'irradiation
- t_d : le temps de décroissance (ou de refroidissement)
- t_c : le temps de comptage

L'incertitude sur la mesure du flux est donnée par la relation suivante

$$\left(\frac{\Delta\Phi}{\Phi}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2 \quad (IV.4)$$

d'après l'équation (IV.3) le flux de neutrons est :

-Pour la feuille d'Or 1 (Au1):

$$\Phi = (1.47 \pm 0.01)10^6 \text{ n.s}^{-1} .\text{cm}^{-2}$$

-Pour la feuille d'Or 2 (Au2) :

$$\Phi = (1.28 \pm 0.01)10^6 \text{ n.s}^{-1} . \text{cm}^{-2}$$

-Le flux moyen est de $(1.37 \pm 0.01) 10^6 \text{ n.s}^{-1} . \text{cm}^{-2}$

IV.1.3. Absorption du rayonnement gamma dans l'échantillon

Les raies gammas émises par l'échantillon activé peuvent subir une auto-absorption à l'intérieur du volume de l'échantillon. Le facteur de correction de l'absorption est défini, de manière identique au cas des neutrons, par la relation ;

$$F_{\gamma} = \frac{\mu x}{1 - e^{-\mu x}} \quad (IV.5)$$

Le coefficient d'absorption μ peut être calculé à partir des tables de sections efficaces d'interaction des photons ; il dépend de l'énergie des photons et du matériau traversé [64].

Dans ce travail, on a mesuré ce coefficient pour le cas de nos échantillons en utilisant une source de calibration d' ^{152}Eu .

On a effectué deux mesures du spectre de la source d' ^{152}Eu ; l'une avec l'échantillon intercalé entre la source et le détecteur et une deuxième mesure sans échantillon.

L'atténuation des rayonnements suit la loi:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (IV.6)$$

μ Coefficient d'atténuation total défini par :

$$\mu = n \sigma_{\text{totale}}$$
$$n = N_A \rho / M$$

N_A : nombre d'Avogadro,

ρ : la densité et M : la masse molaire.

IV.2. Détermination des sections efficaces de capture radiative

IV.2.1. Réaction $^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$

L'échantillon à analyser est soumis à un flux de neutrons et des raies gamma sont émises après capture de neutrons. Si l'échantillon est irradié par un flux de neutrons par unité de surface et de temps ; on associe à chaque noyau cible une surface σ , selon laquelle pour chaque neutron entrant dans σ , il apparaît une réaction.

La section efficace de capture radiative à l'énergie E_n est donnée par :

$$\sigma = \frac{\lambda C}{N \mathcal{E}_\gamma \phi e^{-\lambda t_d} (1 - e^{-\lambda t_c}) (1 - e^{-\lambda t_i})} \quad (IV.7)$$

Les données nucléaires de la réaction $^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ sont présentées dans le tableau ci-dessous.

Tableau IV.3: Caractéristique de la réaction $^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$

Reaction Nucléaire	Abondance (%)	Période (Jours)	Energie γ (keV)	Intensité de la raie gamma (%)
$^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$	31.8	4.185	396.329	13.2
			282.522	6.13

La figure suivante représente un spectre gamma de la réaction $^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ obtenu après une irradiation au niveau de canal du diffractomètre ;

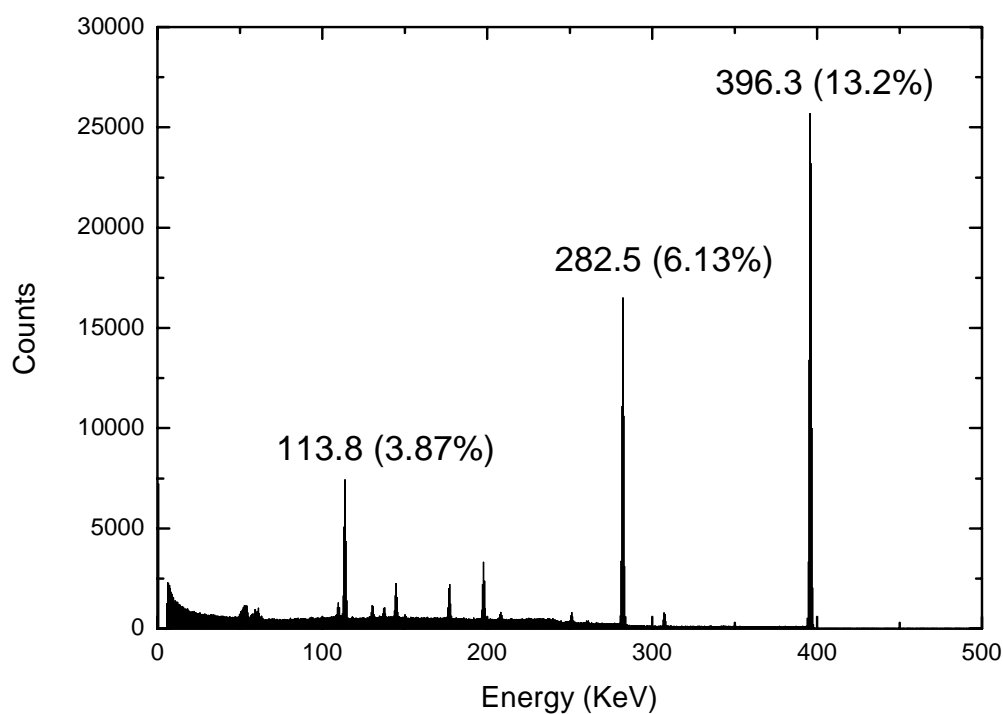


Figure IV.6 : Spectre gamma obtenu après irradiation de l'échantillon Yb_2O_3

IV.2.2. Résultats et discussions

La section efficace absolue déterminée par la technique d'activation est proportionnelle à l'activité absolue du radionucléide produit par la réaction nucléaire dans l'échantillon au cours de l'irradiation.

L'activité du radionucléide dépend pour des conditions expérimentales données (énergie et flux de neutrons,...), de sa période et de son taux de production. Dans ce travail, nous avons déterminé, en utilisant la technique d'activation, la section efficace de capture radiative induite par des neutrons incidents d'énergie $E_n = (0.0372 \pm 0.0014)$ eV.

Le flux de neutrons a été mesuré en utilisant la réaction nucléaire de référence sur l'Or ^{197}Au (n, γ) ^{198}Au . Nous avons utilisé cette réaction car elle possède de nombreuses propriétés qui

sont intéressantes pour notre étude. En effet, l'unique isotope de l'or ^{197}Au qui présente à l'énergie 0.0372 eV une section efficace optimale pour la réaction nucléaire utilisée et permettant d'obtenir un spectre gamma adéquat de point de vue statistique de comptage, temps mort, résolution et efficacité des raies γ . Les données nucléaire de la réaction $^{197}\text{Au} (n, \gamma)^{198}\text{Au}$ ont été prises de la base de données de NUDAT (Kinsey, 1996 NNDC, BNL, New York) [65].

Pour le radio-isotope ^{175}Yb produit par la réaction de capture sur l' ^{174}Yb , le rapport d'embranchement de la raie gamma ($E_\gamma=396.3$ keV) utilisé, les valeurs de Miyahara et al, [66] relatives aux raies émises par ce radio-isotope ont été choisi. La mesure du flux de neutrons thermiques par la réaction de référence $^{197}\text{Au} (n, \gamma)^{198}\text{Au}$ a été réalisé avec des données des sections efficaces recommandées par Holden et Holden ($\sigma=81.8$ b) [67].

La figure IV.7 illustre la dépendance de la section efficace à l'énergie de neutrons dans le domaine thermique. On note que dans ce domaine cette dépendance est bien décrite par la loi en $1/v$. Néanmoins et à cause de l'effet de queue de la résonance proche du domaine thermique, cette loi peut ne pas être vérifiée. Dans notre cas, la dépendance à l'énergie de la réaction de référence est très légèrement non décrite par cette loi. Pour cela nous avons utilisé le code ENJOY pour décrire la section efficace en fonction de l'énergie [68].

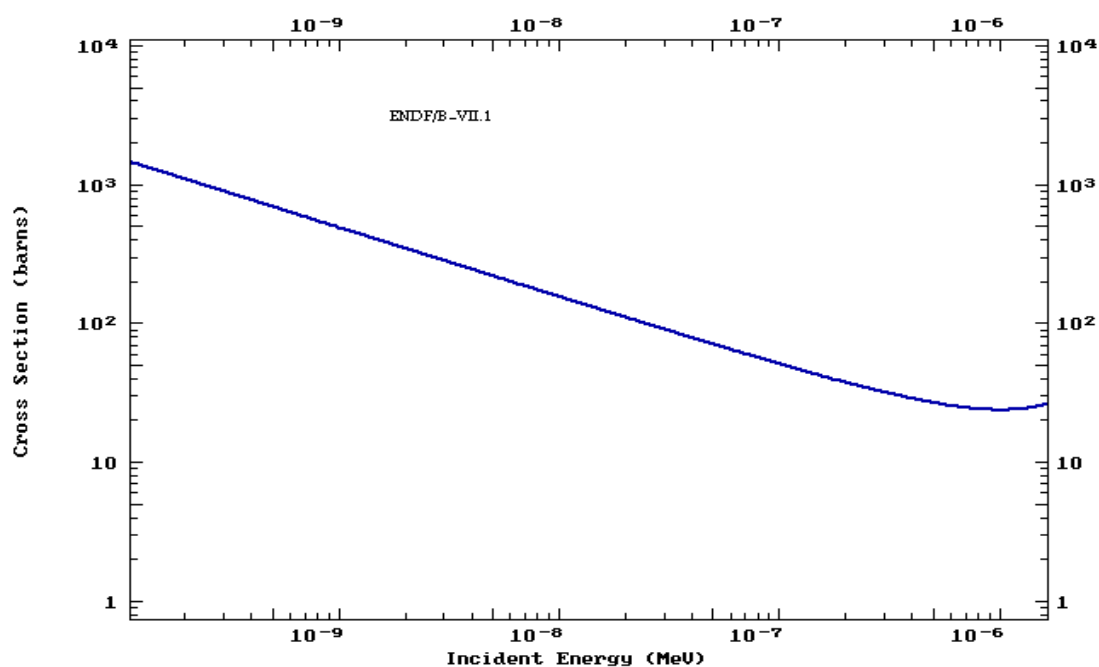


Figure IV.7 : La dépendance de la section efficace de la réaction $^{197}\text{Au} (n,\gamma)^{198}\text{Au}$ en fonction de l'énergie

L'irradiation a été effectuée avec un flux incident moyen de $(1.37 \pm 0.01 \cdot 10^6)$ n.cm⁻².s⁻¹. L'acquisition des spectres gamma a été réalisée avec une résolution de la chaîne de détection gamma de 1.9 keV à l'énergie E=1332.5 keV du ⁶⁰Co.

La section efficace de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ a été déterminée à partir du spectre gamma à l'énergie 396,3 keV. Le temps d'irradiation choisi est de 7,4 h et le temps de comptage est de 2 h. La valeur mesurée de la section efficace est $\sigma_{n,\gamma} = (59,07 \pm 2,3)$ b.

Le tableau IV.4 suivant représente les sources d'erreurs :

Source d'erreurs	Incertitude (%)
C (Statistique de comptage)	0.3
I γ (Rapport d'embranchement)	3.1
T _{1/2} (La période)	0.03
ϵ (Efficacité)	1.80
m (La masse)	0.01
θ (Abondance isotopique)	1.26
σ (section efficace)	~4

Les résultats de la section efficace de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ sont donnés dans le tableau suivant et sont comparés avec les données de littérature.

Tableau IV.5 : Sections efficaces de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)^{175}\text{Yb}$

Energie des Neutrons (eV)	Section efficace de Capture radiative (barns)	Références
Résultats Expérimentaux		
0.0372	59.07 ± 2.3	Dans ce travail
Données recommandées		
0.037	51.98	JENDL-4.0 [69]
0.037	57.0	EAF-2010 [69]
Résultats Expérimentaux		
0.0253	126.5 ± 6.6	Karadag and Yucel (2008) [70]
0.0253	131 ± 6	Kafala et al. (1997) [71]
0.0253	128 ± 8	De Corte and Simonits (1989)[72]
0.0253	130 ± 4	De Corte et al. (1985)[73]
0.0253	108 ± 4	Heft (1978) [74]
0.0253	141 ± 2	Sims and Juhnke (1970) [75]
0.0253	65 ± 5	Mughab and Chrien (1968) [76]
0.0253	46 ± 4	Alexander and Brinck(1963) [77]
0.0253	72 ± 6	Walker (1956)[78]
Données recommandées		
0.0253	71 ± 2	Dans ce travail
0.0253	63.4 ± 1.7	De Corte (2003) [79]
0.0253	62.5 ± 0.75	Simonits et al. (1996)[80]
0.0253	69.4 ± 5	Mughabghab (1984)[81]
0.0253	65	Holden and walker (1968)[82]
0.0253	55	Goldman (1964)[83]

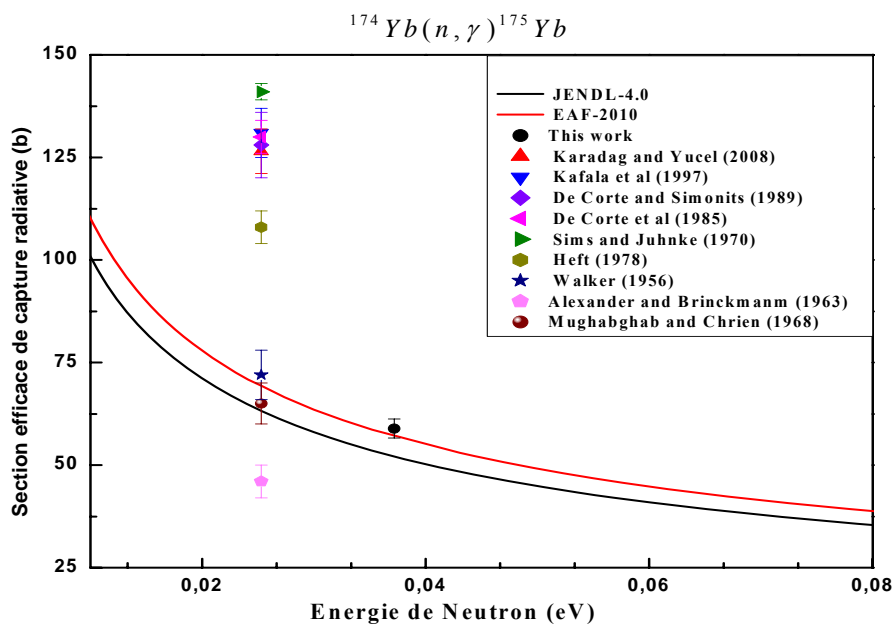


Figure IV.8: Données expérimentales de la réaction $^{174}\text{Yb}(n, \gamma)^{175}\text{Yb}$

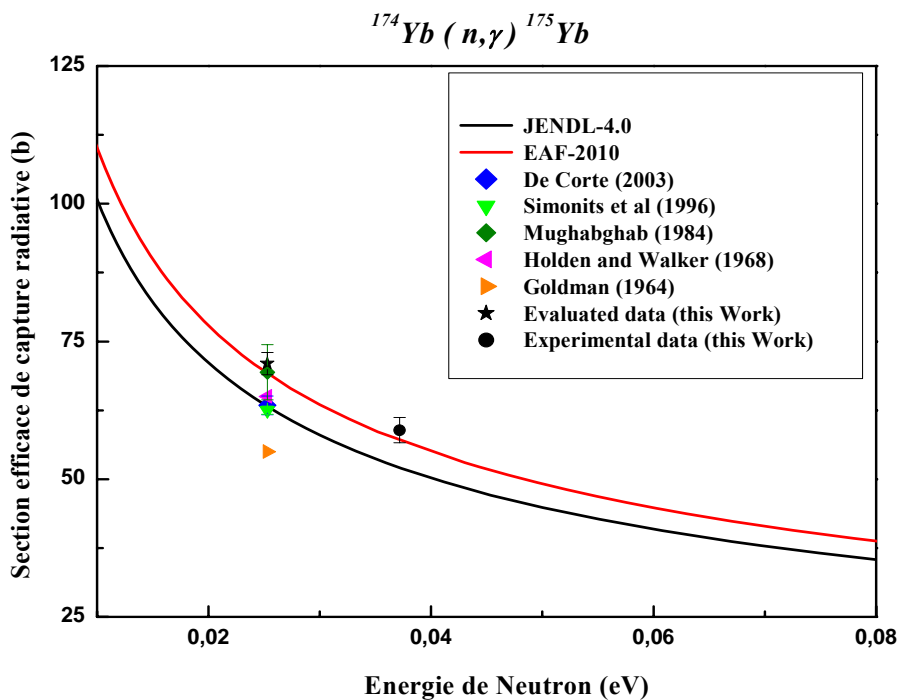


Figure IV.9: Données évaluées de la réaction $^{174}\text{Yb}(n, \gamma)^{175}\text{Yb}$

La plupart de ces valeurs sont mesurées à l'énergie 0,0253 eV. La section efficace mesurée dans ce travail est présentée dans les figures (IV.8) et (IV.9) ainsi que les valeurs expérimentales normalisées, les valeurs recommandées par Mughabghab [81] et Simonits et al. [80] et de l'EAF-2010 à l'énergie 0,0253 eV.

Aucune donnée expérimentale antérieure n'a été mesurée à l'énergie de neutrons 0,0372 eV pour pouvoir réaliser une comparaison à cette énergie. Il s'agit d'une première qui a été réalisée à cette énergie de neutrons. La section efficace de capture à l'énergie thermique 0,0253eV a été déterminée, en employant la loi de la dépendance en $1/v$ et prenant le facteur de Westcott de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ égal à 1[81] .

La figure (IV.10) présente la dépendance de la section efficaces de capture radiative de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ en fonction de l'énergie de neutrons, où on remarque la dépendance de la section efficace selon la loi :

$$\sigma = \frac{Cste}{v} = \frac{Cste}{\sqrt{E}}$$

ce qui correspond à la valeur $g=1$ du facteur de Westcott.

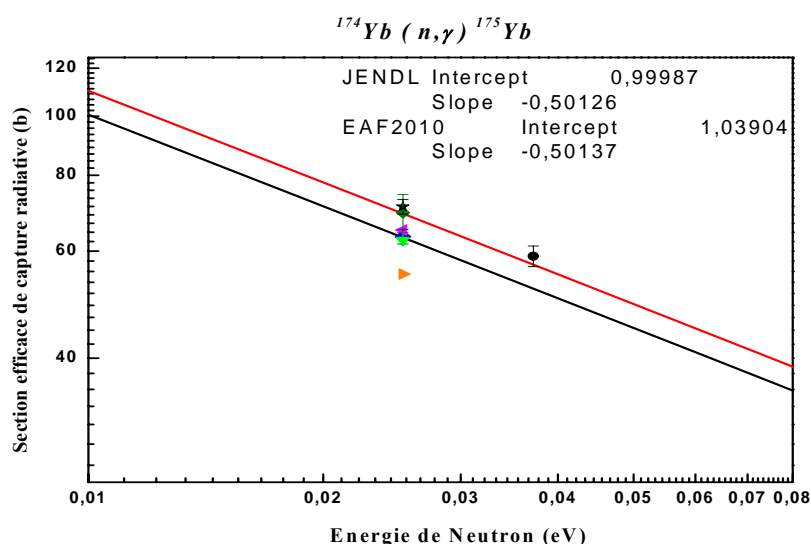


Figure IV.10 : Fonction d'excitation de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)^{175}\text{Yb}$

On remarque dans la figure (IV.8) une grande anomalie dans les mesures de la section efficaces de cette réaction à l'énergie thermique 0.0253 eV variant entre 46 et 141 b.

Différentes méthode sont été utilisées pour les mesures des sections efficaces. Cependant , Kafala et al [71], De Corte et Simonits [72] et De Corte et al [73] avaient employé la méthode d'activation k_0 où les valeurs obtenues à 0,0253 eV sont respectivement (131±6), (128±8) et (130±4) barns. Heft (1978) [74] et Walker (1956) [78] avaient également employé la méthode d'activation et ils calculaient la section efficace moyenne à partir d'un spectre de neutrons thermiques, les valeurs obtenues sont respectivement (108 ±4) et (72 ±6) barns. Sims et Juhnke, [75] et Alexander et Brinckmann, [77] obtenaient respectivement (141±2) et (46±4) barns, normalisées pour un spectre de neutrons Maxwellien.

Les données obtenues par la méthode de transmission (Mughabghab et Chrien,) (65±5 b) [76] sont en bon accord avec les valeurs recommandé par Mughabghab (63.2±1.5) [81] et Simonits et al. (62,5±0,75b) [80] (voir la figure IV.9).

Ces anomalies sont principalement dues au choix de la probabilité d'émission de la réaction $^{174}\text{Yb} (n,\gamma) ^{175}\text{Yb}$ comme mentionné par Simonits et autres et aussi des méthodes de mesures pour le choix de la réaction de référence et de la source de neutrons. Par exemple Karadag et Yucel [70] mesuraient la section efficace de $^{174}\text{Yb} (n,\gamma)$ en employant la méthode d'activation et une source isotopique $^{241}\text{Am-Be}$, la valeur obtenue est de 126.5 b qui présente un grand écart avec notre valeur obtenu à 0,0253eV (71±2b) . Ceci est dû probablement au choix de la source de neutrons.

En effet, dans notre travail les échantillons ont été irradiés avec un diffractomètre qui délivre des neutrons monochromatiques d'énergie 0.0372 eV, alors que Karadag et Yucel employaient la méthode de coupure de cadmium pour séparer la contribution des neutrons épithermiques à la section efficace de capture. Il est clair que la technique appliquée dans ce travail est plus précise et fourni directement un faisceau de neutron mono énergétique,

alors que la méthode de coupure de Cd détermine une section efficace due au flux de neutrons thermiques (après soustraction de la contribution épithermique) moyennée sur une distribution maxwellienne faisant intervenir plusieurs paramètres qui peuvent être des sources d'incertitudes.

IV.2.3. Réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$

La mesure de la sections efficaces de la réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$ nous a permis de confirmer la validité de la méthode utilisant un diffractomètre de neutrons pour la sélection d'un flux de neutrons monochromatiques. En effet, la méthode des feuilles d'activation des réactions à seuil montre bien la mono-chromaticité du flux des neutrons issu d'un diffractomètre.

La même technique a été utilisée pour la mesure de la section efficace de la réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma)^{142}\text{Pr}$. L'irradiation a été effectuée avec un flux incident moyen de $(8.43\pm 0.01) 10^5$ n.cm⁻².s⁻¹ et l'acquisition avec une résolution de la chaîne de détection gamma de 1.9 keV à l'énergie E=1332.5 keV. L'incertitude associée à cette mesure est de l'ordre de 5 %.

Les données nucléaires des réactions $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$ et $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Tableau IV.6 : Caractéristiques de la réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$ et $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$

Reaction Nucléaire	Abondance Isotopique (%)	Période	Energie gamma (keV)	Intensité de la raie gamma (%)
$^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$	100	19.3h	1576	3.7
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	100	2.695J	411.8	95.5

IV.2.4. Résultats et discussions

La figure suivante présente les données expérimentales de la réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$ à l'énergie 0.0372 eV et 0.0253 eV :

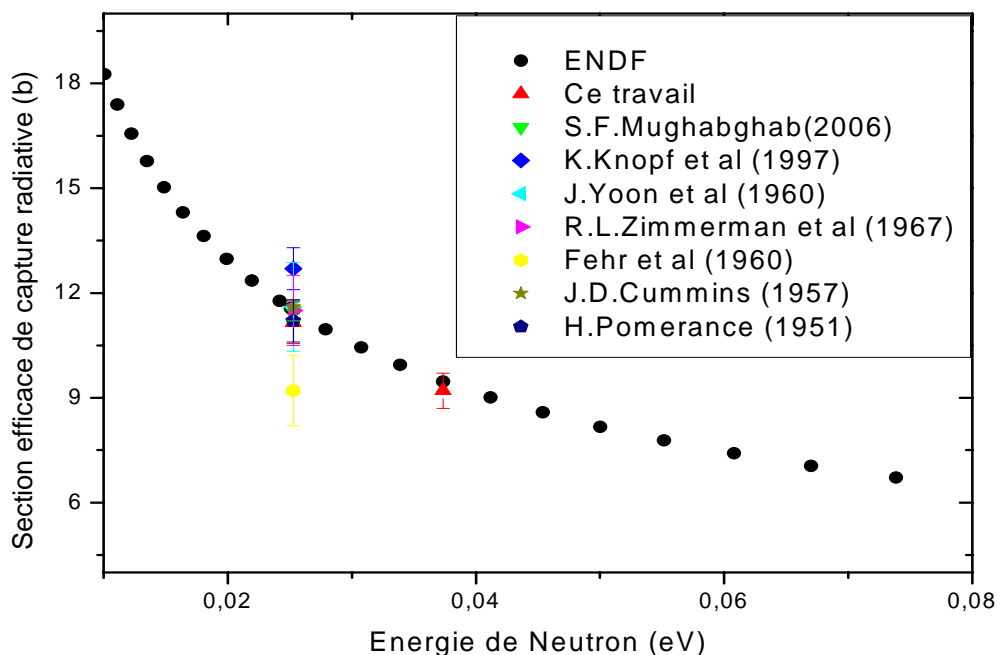


Figure IV.11: Données expérimentales de la réaction $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$

Les résultats de la section efficace de la réaction $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ sont données dans le tableau ci-dessous et sont comparées avec les travaux antérieurs et les données évaluées des bibliothèques nucléaires de l'AIEA.

Tableau IV.7 : Sections efficaces de la réaction $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$.

Année	Energie de Neutrons (eV)	Section efficaces barns	Référence
2013	0.0372	9.2±0.5	Ce travail
	0.0374	9.45	ENDF/B-VII.1 [69]
	0.0373	9.44	JENDL4.0 [69]
2013	0.0253	11.15±0.6	Ce travail
2006	0.0253	11.5±0.3	S.F.Mughabghab [84]
1997	0.0253	12.7±0.6	K.Knopf et al [85]
2003	0.0253	11.6 ± 1.29	J.Yoon et al [86]
1967	0.0253	11.5 ± 1	R.L.Zimmerman et al [87]
1960	0.0253	9.2±1	Fehr et al [88]
1957	0.0253	11.6 ± 0.2	J.D.Cummins [89]
1951	0.0253	11.2 ± 0.6	H.Pomerance [90]

Dans ce travail la valeur expérimentale obtenue à l'énergie de neutrons 0.0372 eV est 9.2 ± 0.5 b. Un bon accord a été observé avec ENDF/B-VII.1 [69] et EAF 2010 (voir figure IV.11). La section efficace de capture radiative à l'énergie thermique 0,0253eV a été déterminée, en employant la loi de la dépendance en $1/v$ et en prenant le facteur de Westcott $g=1$ ($g=1.0053$) (voir la figure IV.12-b). En effet, la figure (IV.12-a) montre bien une dépendance de la section efficace de cette réaction en fonction de l'énergie des neutrons suivant la loi en $1/v$.

Les données évaluées par ENDF et les données obtenues par K.Knopf et al [85], J.Yoon [86] et al R.L.Zimmerman et al [87], J.D.Cummins [89] et H.Pomerance [90] sont en bon accord avec la valeur déterminée dans ce travail (11.15 ± 0.6 b) à l'énergie 0.0235 eV.

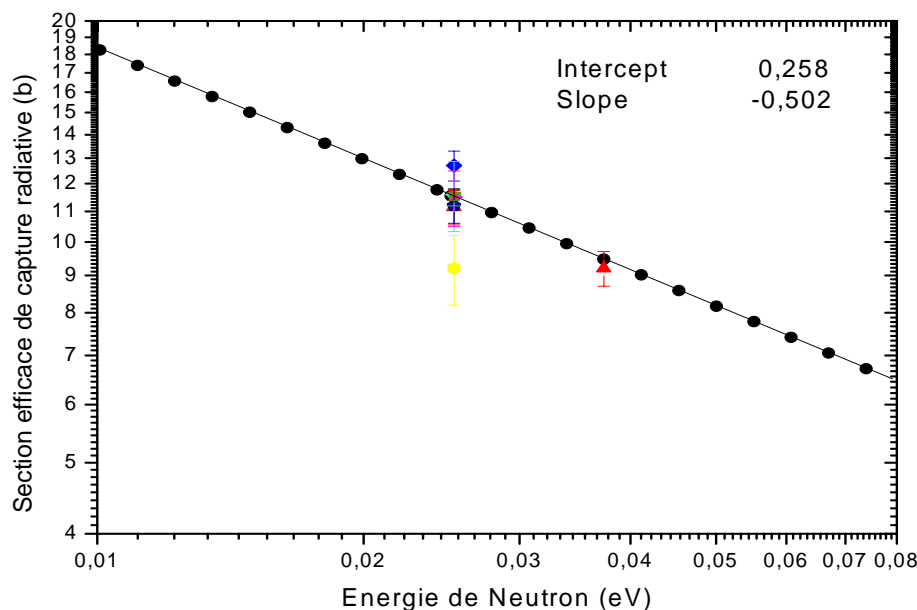


Figure IV.12-a: Fonction d'excitation de la réaction $^{141}\text{Pr}(n,\gamma)^{142}\text{Pr}$ donnée par ENDF

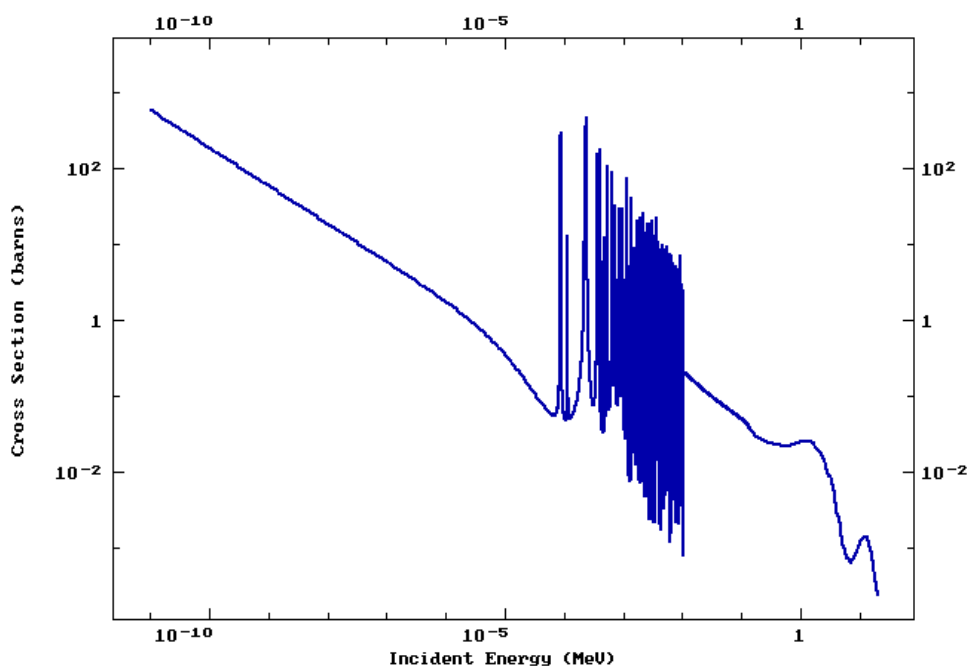


Figure (IV.12-b) : Fonction d'excitation de la réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$ donnée par ENDF

L'incertitude de mesure sur cette réaction mesurée a été déterminée et présentée dans le tableau suivant :

Tableau IV.8: Sources d'erreurs sur la réaction $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$

Source d'erreurs	Incertitude (%)
C (Statistique de comptage)	0.2
I_γ (Rapport d'embranchement)	2.5
$T_{1/2}$ (La période)	0.05
E (Efficacité)	1.6
M (La masse)	0.03
θ (Abondance isotopique)	1.1
σ (Section efficace)	~0.5

IV.3. Mesure des sections efficaces de réaction nucléaire induite par les neutrons rapides

Les sections efficaces absolues déterminées par la technique d'activation neutronique sont proportionnelles à l'activité absolue du radionucléide produit par une réaction nucléaire induite par les neutrons rapides à l'aide d'un Générateur de Neutrons dans l'échantillon au cours de l'irradiation.

L'activité du radionucléide dépend pour des conditions expérimentales données (énergie et flux de neutrons,...), de sa période et de son taux de production ; de plus, l'état fondamental du radionucléide peut parfois être alimenté par la décroissance d'un état métastable, de période non négligeable devant la période de décroissance de l'état fondamental. L'expression de la section efficace dépendra donc des processus de décroissance radioactive mis en jeu au cours de la réaction nucléaire.

IV.3.1. Détermination d'une fonction d'efficacité

Les mesures sont réalisées à l'aide du générateur de neutrons au niveau de centre de recherche nucléaire d'Alger et la détection des gammas par un GeHP de haute pureté.

Pour déterminer l'efficacité d'une raie gamma quelconque nous avons ajusté les points expérimentaux par une fonction du type :

$$\varepsilon(E) = A_1 \exp(-E/t_1) + A_2 \exp(-E/t_2) + y_0$$

Un ajustement par la méthode moindres carrés permet de trouver les constantes y_0 , A_1 , A_2 , t_1 et t_2

y_0	A_1	t_1	A_2	t_2
<i>5,58732E-4</i>	<i>0,08281</i>	<i>69,24307</i>	<i>0,01098</i>	<i>726,83625</i>

La courbe d'efficacité expérimentale caractérisant notre détecteur en fonction de l'énergie E_γ représentée sur la figure (IV.13).

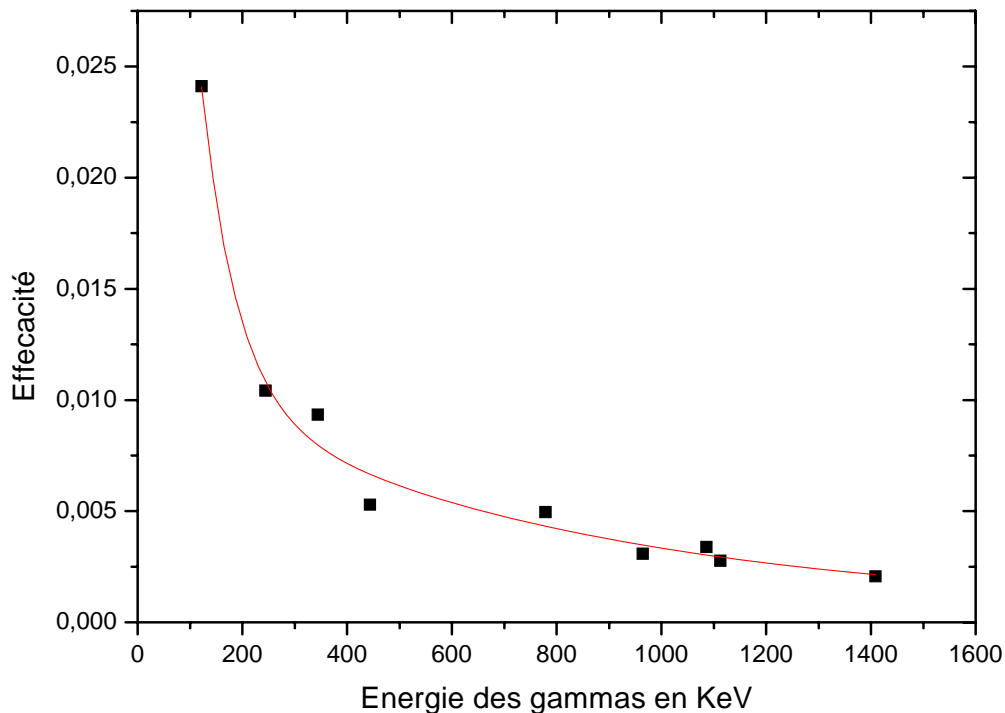


Figure IV.13: Efficacité du détecteur Ge(HP)

IV.3.2. Mesure du débit de fluence des neutrons produits par un générateur utilisant une cible de tritium

La connaissance précise du débit de fluence neutronique au niveau d'un échantillon irradié par des neutrons de 14 MeV est utile pour plusieurs raisons. Tout d'abord, c'est une donnée nécessaire pour un programme de simulation qui utilise comme donnée d'entrée un nombre de neutrons incidents. Ensuite, ces mesures expérimentales nous ont permis de comparer nos résultats avec la valeur théorique du flux fournie par le constructeur.

Une étude quantitative par spectrométrie permet de déterminer l'activité de l'échantillon et le flux de neutrons incidents qui lui est proportionnel. Nous présentons la méthode employée pour évaluer le débit de fluence neutronique. Les mesures de débit du fluence ont été

réalisée à l'aide du générateur de neutrons « SAMES J-25 », les neutrons sont obtenus à partir de la réaction T (d,n)He.

La technique de mesure choisie dans ce travail est la méthode des feuilles d'activation. Notre choix est limité sur des feuilles d'aluminium de haute pureté (P=99.9%) pour la réalisation de la réaction nucléaire à seuil $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$. L'échantillon irradié est ensuite analysé au laboratoire dans un spectromètre gamma type Germanium Haute Pureté (Ge(HP)).

IV.3.3. Mesure du flux de neutrons rapides par la réaction $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$

Le choix de l' ^{27}Al s'est fait après une étude sur les réactions nucléaires possibles avec les neutrons de 14 MeV ainsi qu'une recherche détaillée concernant les gammas émis par les produits de ces réactions. Les résultats de cette recherche sont regroupés dans le tableau ci-dessous.

Tableau IV.9 : Données Nucléaires de Al induite par les neutrons rapides [91]

Réactions Nucléaire	σ (mbarn)	Produit de la réaction	Période (s)	Energie des gammas (keV)	Intensité de la raies émise %
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	77	^{27}Mg	568	844 1014	71.8 28.2
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	114	^{24}Na	53900	1369 2754	100 99.9
$^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$	1.72	^{28}Al	135	1779	100

Nous avons utilisé la réaction nucléaire $^{27}\text{Al} (n, p)^{27}\text{Mg}$ qui présente une section efficace d'interaction de 77 mb autour de 14 MeV (voir figure IV.14).

L'Aluminium a été irradié sous forme d'une fine feuille de 0,7mm d'épaisseur ce qui permet de négliger les phénomènes d'auto absorption des gammas dans l'échantillon [92].

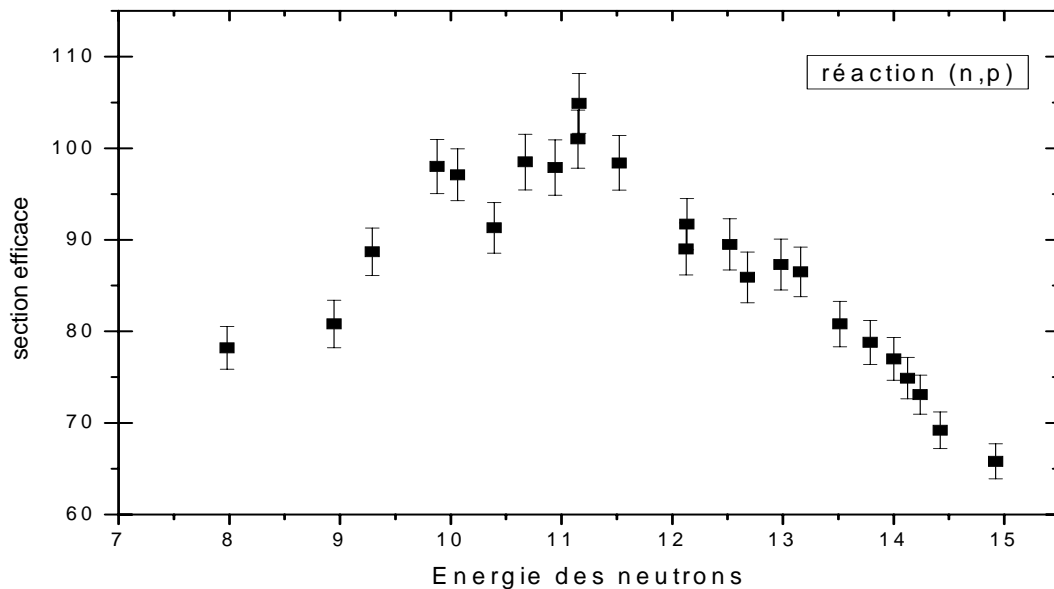


Figure IV.14 : Fonction d'excitation de la réaction $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$

Les irradiations ont été effectuées au niveau du générateur de neutrons. La figure suivante présente un spectre γ obtenu.

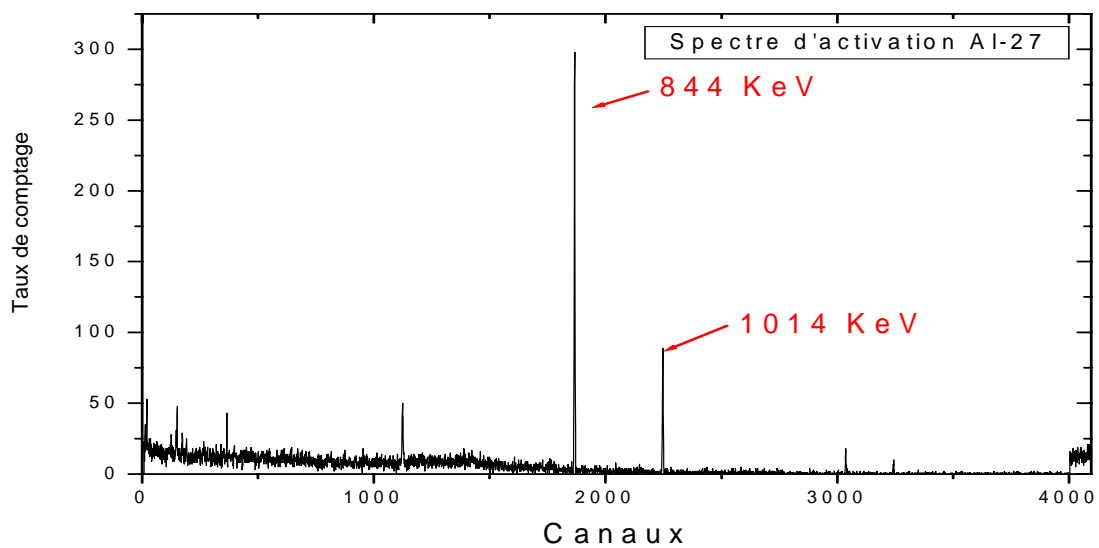


Figure IV.15 : Spectre gamma obtenu après irradiation d'une feuille d'Aluminium

On observe les différentes raies gammas avec une bonne statistique de comptage, ce qui améliore la précision de la mesure. Pour cette mesure nous avons effectué une irradiation de 10 mn associée à un temps de comptage important de (60 mn). En utilisant la raie gamma de 844 keV le flux des neutrons rapides est déduit de l'expression (IV-3). Le débit de fluence des neutrons rapides dans 4π est donnée par la relation :

$$\Phi^* = \frac{\Phi}{\Omega} S 4\pi = 4\pi \Phi d^2$$

où Ω est l'angle solide entre la cible tritiée et les feuilles d'Aluminium

Le débit de fluence obtenu est donc ($\phi=1.83 \cdot 10^9$ n/cm²s et $d=2.2$ cm) :

$$\Phi^* = (1.11 \pm 0.06) 10^{11} \text{ n.s}^{-1}$$

IV.3.4. Techniques de Mesures des sections efficaces des réactions : $^{192}\text{Pt}(n, 2n)^{191}\text{Pt}$, $^{198}\text{Pt}(n, 2n)^{197}\text{Pt}$ et $^{198}\text{Pt}(n, 2n)^{197m}\text{Pt}$

La méthode de Mesure comporte plusieurs étapes :

- Préparation des échantillons en vue d'analyse
- Irradiation des échantillons ;
- Détection gamma et acquisition de spectres
- Traitement des spectres gamma (Identification et quantification)
- Détermination des sections efficaces des réactions nucléaires

IV.3.4.1. Préparation des échantillons

Pour cette technique, des masses de 0.06 g des feuilles de Platine et de Fer de haute pureté ont été préparées sous forme de pastilles puis conditionnées dans des capsules cylindriques en polyéthylène de diamètre 3cm.

L'expérience consiste à déterminer le flux de neutrons rapides par le moniteur de flux Fe et les sections efficaces de Platine à différente réaction.

Tableau IV.10 : Données Nucléaires de Platine induite par les neutrons rapides

Reaction Nucléaire	Abondance Isotopique (%)	Période	Energie gamma (keV)	Probabilité d'émission (%)
$^{192}\text{Pt}(n, 2n)^{191}\text{Pt}$	0.79	2.9 d	538.9	13.7
$^{198}\text{Pt}(n, 2n)^{197}\text{Pt}$	7.22	18.3 h	191.4	3.7
$^{198}\text{Pt}(n, 2n)^{197\text{m}}\text{Pt}$	7.22	95.41min	279.0	2.4

IV.3.4.2 Irradiations et mesures

L'échantillon de Platine et le moniteur de flux sont pesés à l'aide d'une balance analytique, puis sont introduits dans la navette d'un système pneumatique. A l'aide de celui-ci, les échantillons sont envoyés à la position d'irradiation située juste derrière la cible tritiée. Les échantillons sont ensuite irradiés par un flux de neutrons rapides pendant 15mn.

Une fois irradiés, les échantillons sont récupérés et laissés décroître pendant 60secondes avant le lancement de l'acquisition des spectres gamma. L'analyse et le traitement des spectres gammas nous permettent d'identifier les différentes réactions induites sur le platine.

On a procédé à deux acquisitions successives : la première avec un temps de comptage de 600 secondes et le deuxième avec un temps de comptage d' une heure après un temps de décroissance $t_d = 720$ s.

Le flux auquel est exposé l'échantillon est calculé suivant l'expression :

$$\phi = (\phi_1 + \phi_2)/2$$

où ϕ_1 , ϕ_2 sont respectivement les flux mesurés par les feuilles de fer 1 et 2.

IV.3.5. Résultats et discussions

Nous avons déterminé, en utilisant la technique d'activation, les sections efficaces des réactions nucléaires suivantes : $^{192}\text{Pt}(n, 2n)^{191}\text{Pt}$, $^{198}\text{Pt}(n, 2n)^{197}\text{Pt}$, $^{198}\text{Pt}(n, 2n)^{197m}\text{Pt}$

induites par des neutrons incidents d'énergie $E_n=14.73\pm 0.07$ MeV. Nous avons utilisé la réaction de référence $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ pour la mesure du flux rapide [93]. Le choix de cette réaction est dû à la bonne détermination de la section efficace en fonction de l'énergie des neutrons (voir figure IV.16). Les mesure sont été effectuée avec un flux incident moyen de $(8.34\pm 0.01)10^8$ n.cm⁻².s⁻¹ et une résolution de la chaine de détection gamma de 1.9 keV à l'énergie $E=1332.5$ keV.

Un bon accord à été observé avec les données expérimentales d'EXFOR

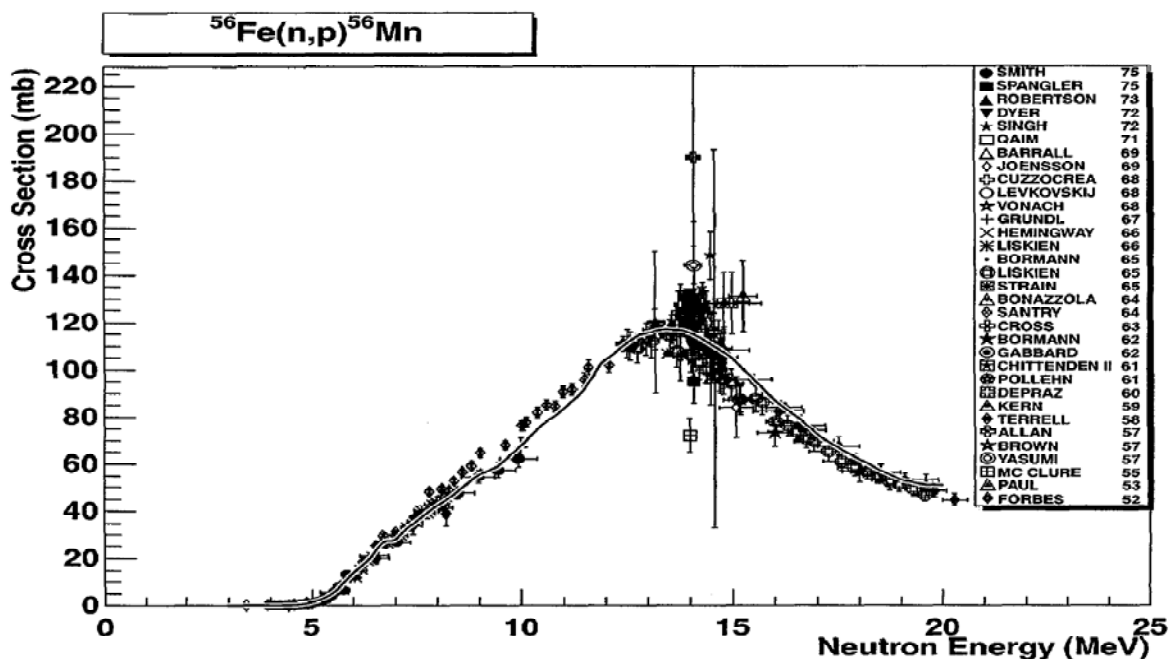


Figure IV.16 : Fonction d'excitation de la réaction référence $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$

Les résultats des sections efficaces sont donnés dans le tableau suivant :

Tableau IV.11 : Résultats expérimentales

Réaction Nucléaire	Energie de Neutron (MeV)	Section efficace (mbarns)	References
$^{56}\text{Fe} (n,p) ^{56}\text{Mn}$	14.73±0.05	103±3	Belgaid et al [93]
$^{192}\text{Pt} (n, 2n)^{191}\text{Pt}$	14.73±0.05	2080±120	Ce travail
	14.64±0.2	2003±260	A.Filatenkov et al [94]
	14.7	2026±168	S.M.Qaim [95]
	14.6±0.2	2047±97	LuoJun et al [96]
	14.82	2029±290	A.Filatenkov et al [94]
	14.5	1700	JEFF-3.2 [69]
$^{198}\text{Pt} (n, 2n)^{197}\text{Pt}$	14.73±0.05	1920±95	Ce travail
	14.7±0.15	1880±164	S.M.Qaim [95]
	14.5	1890	JEFF-3.2 [69]
$^{198}\text{Pt} (n, 2n)^{197m}\text{Pt}$	14.73±0.05	1020±65	Ce travail
	14.7±0.1	990±51	LuoJun et al [96]

IV.4. Détermination théorique de la section efficace de la réaction $^{195}\text{Pt}(n,p)^{195}\text{Ir}$

La mesure de la section efficace de la réaction $^{195}\text{Pt} (n,p)^{195}\text{Ir}$ est très difficile à l'énergie 14.7 MeV. En effet, lors de notre mesure nous avons utilisé un échantillon de platine de masse très faible ($m=0.06\text{g}$) associé à une section efficace assez faible devant les sections

efficaces des réactions (n,2n) ; de telles conditions n'ont pas permis à la raie correspondante à la réaction de surgir du bruit de fond pour pouvoir calculer la section efficace.

En alternatif de la détermination expérimentale nous avons utilisé l'approche théorique développée au chapitre II pour déterminer cette section efficace de cette réaction.

Plusieurs étude systématique ont été réalisé pour déterminer les sections efficaces (n,p) à l'énergie de neutron 14.5 MeV et pour les noyaux $40 \leq A \leq 209$

A.Yu.Knobeyev et al [97] ont proposé une formule semi empirique à l'énergie $E_n=14.5$ MeV qui dépend de A et Z :

$$\sigma_{n,p} = 5.20935 (A^{1/3} + 1) \times \exp(-23.486 (A - 2Z) / A - 85.044 [A - 2Z / A]^2 + 0.25406 A^{1/3})$$

Une amélioration de cette étude systématique a été réalisée par Belgaid et al. [98], l'étude permettre aussi de déterminer $\sigma_{n,p}$ à l'énergie 14.5 MeV, l'expression semi empirique qui donne la section efficace et qui dépend de paramètre d'asymétrie $N-Z+1 / A$ s'écrit :

$$\sigma_{n,p} = (1 + A^{1/3})^2 \left(\exp(C_1 + C_2 S_1^2 + C_3 S_2^2) + (C_4 + C_5 S_1^2 + C_6 S_2^3) \right)$$

où

$$S_1 = N-Z+1/A, \quad S_2 = N-Z+1/A^{4/3}$$

$$C_1 = 2.056, \quad C_2 = -79.8, \quad C_3 = -1170, \quad C_4 = 3.243, \quad C_5 = 39.7, \quad C_6 = -24.84$$

IV.5. Résultats et discussion

La figure suivante montre la fonction d'excitation de la réaction $^{195}\text{Pt} (n,p)^{195}\text{Ir}$

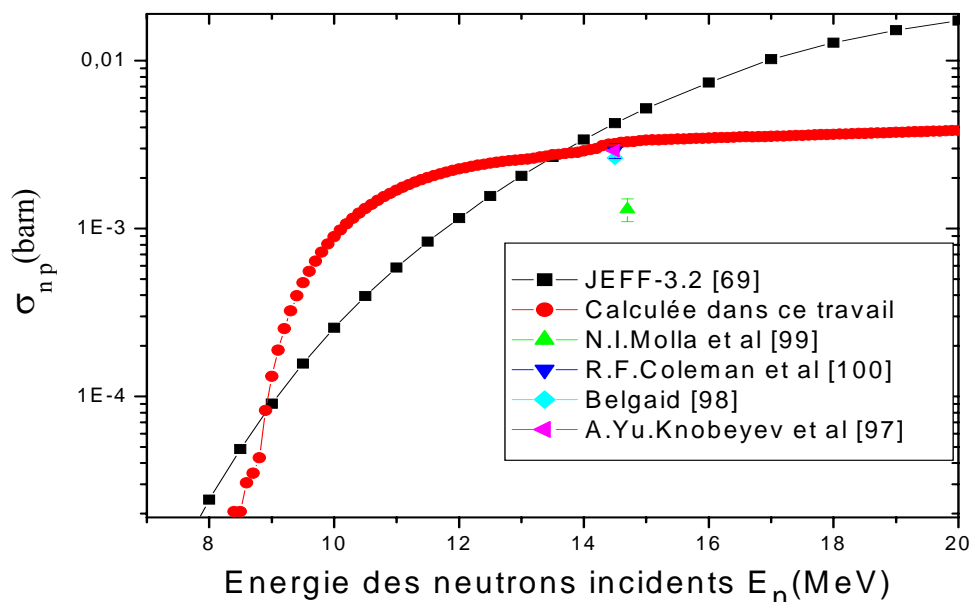


Figure IV.17: Fonction d'excitation de la réaction $^{195}\text{Pt} (n,p)^{195}\text{Ir}$

Nous avons calculé la fonction d'excitation de la réaction $^{195}\text{Pt} (n,p)^{195}\text{Ir}$ dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV. Les résultats de ce calcul sont montrés sur la figure (IV-17). La fonction d'excitation calculée pour la réaction $^{195}\text{Pt} (n,p)^{195}\text{Ir}$ a été comparée aux données expérimentales tirée à partir des tabulations EXFOR de l'AIEA. Le modèle d'évaporation avec le modèle de densité de niveaux à température constante a été utilisé. Les expressions empiriques des sections efficaces de formation du noyau composé par voie neutron et proton ont été employées pour ce calcul. Une comparaison avec d'autres études systématiques a été présentée à l'énergie 14.5 MeV.

Un désaccord a été observé entre notre calcul et le calcul théorique donné par JEFF 3-1 et cela est dû probablement au choix des paramètres physiques tel que la densité de niveaux ou les paramètres du modèle optique.

Un bon accord à été enregistré entre notre calcul, la mesure expérimentale donnée par R.F.Coleman [100] et al. L'étude systématique de Belgaid et al. [98] et A.Yu.Knobeyev et al. [97] à l'énergie 14.5 MeV.

IV.6. Calcul du facteur de correction de l'auto-absorption et du spectre de neutrons rapides par le Code MCNP5

Le code MCNP5 (Monte Carlo N Particles) traite le transport des particules neutres (photons et neutrons), seuls ou combinés, les photons provenant dans ce dernier cas de l'interaction des neutrons avec la matière. Etendu à certaines particules lourdes chargées dans sa version MCNPX, il calcule le transport des particules dans l'espace tridimensionnel dépendant du temps et de l'énergie d'une manière continue [101]. Dans ce travail nous avons utilisé le code MCNP-5 pour déterminer les coefficients d'auto absorption des gammas et le spectre des neutrons rapides dans des échantillons.

IV.6.1. Le code MCNP5 et paramètres de calcul

Le code MCNP5 (version 5 de l'année 2005) dispose d'un ensemble de sous-programmes appelés « Sub-routines » écrits en Fortran 77 chargés de la partie physique de la simulation. Ils sont gérés dans un fichier d'entrée « Input File » élaboré par l'utilisateur permettant de visualiser toutes les informations relatives au problème que l'on souhaite traiter [102] telles que:

- La description de la géométrie du dispositif à modéliser.
- La composition atomique des matériaux composant l'environnement des particules.
- Le choix des sections efficaces d'interaction associées aux différents noyaux atomiques considérés.
- La définition des caractéristiques de la source, tels que la position, les dimensions, ainsi que le type de particules source (neutron, photon ou électron).

- La nature des résultats que l'on souhaite obtenir (fluence, flux, dépôt d'énergie, taux de réaction,...) par l'utilisation des observables appelées « *tallies* ».

Tous les calculs se font à partir d'une base de données répertoriant les sections efficaces associées à chaque noyau susceptible de générer une réaction nucléaire.

Après l'exécution du programme, les résultats de simulation sont délivrés dans un fichier de sortie « Output File», où le code dispose d'outils statistiques pour tester la convergence mathématique des résultats obtenus. La précision dépend alors non seulement du nombre d'histoires considéré, mais aussi des techniques de réduction de variance utilisées.

IV.6.2. Bibliothèques de données nucléaires

Le code MCNP5 est fourni avec un package de données atomiques et nucléaires, sous forme de tables telles que la bibliothèque ENDF (Evaluated Nuclear Data File), ENDL (Evaluated Nuclear Data Library), ACT (Activation Library) et des évaluations du groupe (T-2) de la division « Applied Nuclear Science » de Los Alamos .

Ces données sont relatives à l'interaction des neutrons avec la matière (plus de 500 tables disponibles pour environ 100 isotopes), les photons induits par neutrons, l'interaction des photons, la dosimétrie des neutrons, l'activation neutronique, et la diffusion des particules thermiques.

IV.6.3. Simulation par le code MCNP-5

L'utilisateur de MCNP doit écrire un fichier d'entrée (« input file ») qui sera lu par MCNP.

Ce fichier contient toutes les informations relatives au problème que l'on souhaite traiter telles que :

- La description de la géométrie du dispositif à simuler.

- La composition atomique des matériaux.
- La sélection des sections efficaces d'interaction associées aux différents noyaux atomiques considérés.
- La définition de la source, c'est à dire le type de particule source (neutron, photon ou électron) et ses différentes caractéristiques.
- La nature des résultats que l'on souhaite obtenir (fluence, flux, dépôt d'énergie) par l'utilisation des « tallies ».

Il existe huit types de « tallies », ceux-ci sont rassemblés dans le tableau IV.12:

Type de tally	Description de tally	Unités
F1	Courant de surface	Particules
F2	Flux moyen à travers une surface	Particules/cm ²
F4	Flux moyen à travers une cellule	Particules/cm ²
F5	Flux en un point détecteur	Particules/cm ²
F6	Dépôt d'énergie moyen dans une cellule	MeV/g
F7	Dépôt d'énergie moyen par fission dans une cellule	MeV/g
F8	Distribution énergétique fournie par un détecteur	Pulses/MeV

IV.6.4. Simulation de dispositif expérimental à l'aide du code MCNP-5

La figure illustre schématiquement la géométrie du système d'étude. Ce système est délimité par une large sphère (dite « limite du monde extérieur »), une source de neutrons d'énergie 14 MeV et un échantillon.

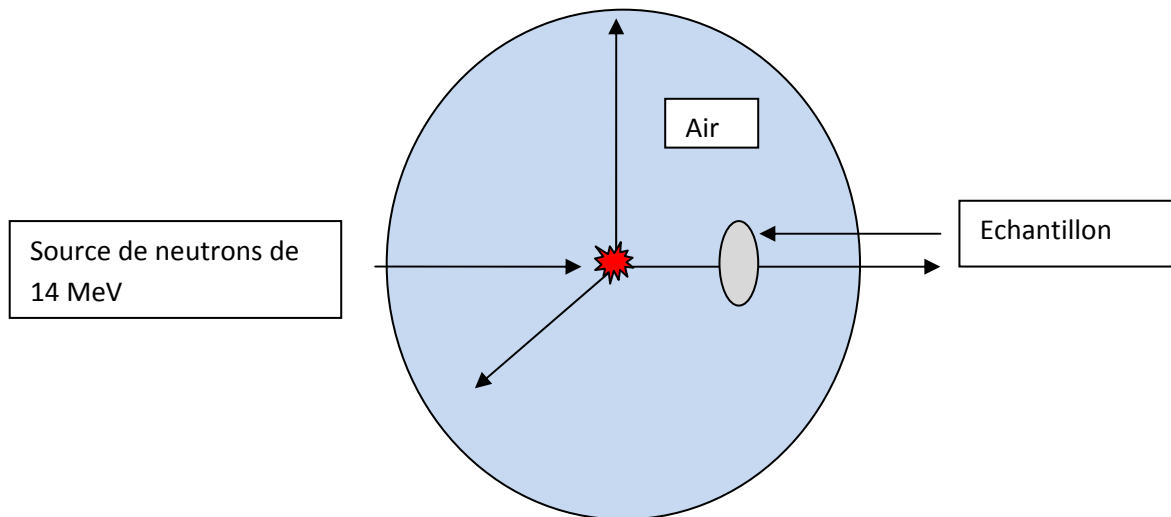


Figure IV.18: Géométrie modélisée avec MCNP-5

Le générateur de neutrons délivre des neutrons autour de 14 MeV émis isotropiquement dans un angle solide de 4π stéradians à partir du point source c'est à dire la cible tritiée.

La source point est placée à 22 mm de l'échantillon en Platine.

L'utilisation de cette source ponctuelle nous a permis d'obtenir les spectres en énergie des neutrons au niveau de l'échantillon irradié. Les résultats de ce calcul sont montrés sur les figures (IV.19) et (IV.20).

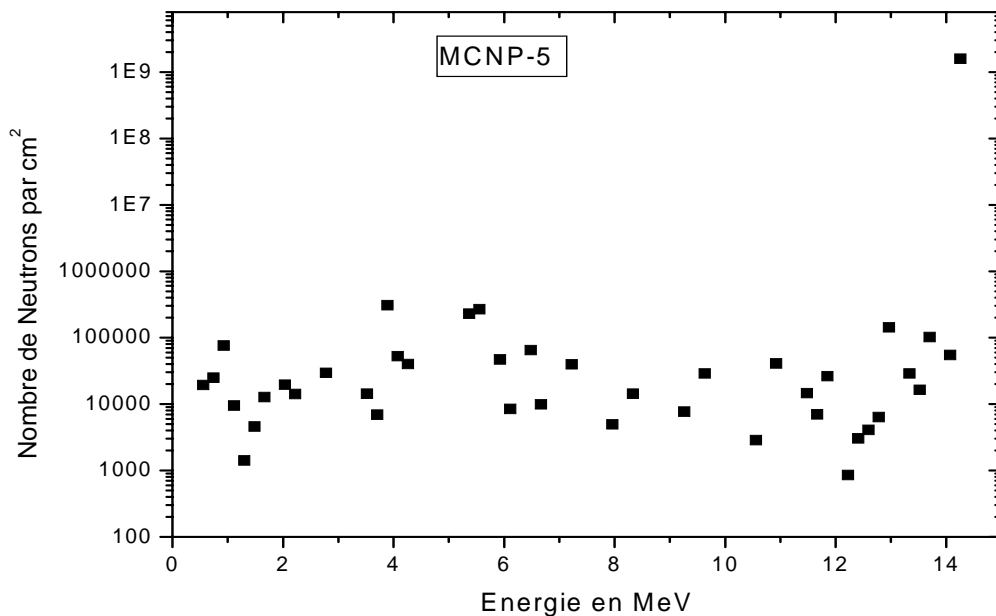


Figure IV.19 : Spectre en énergie des neutrons

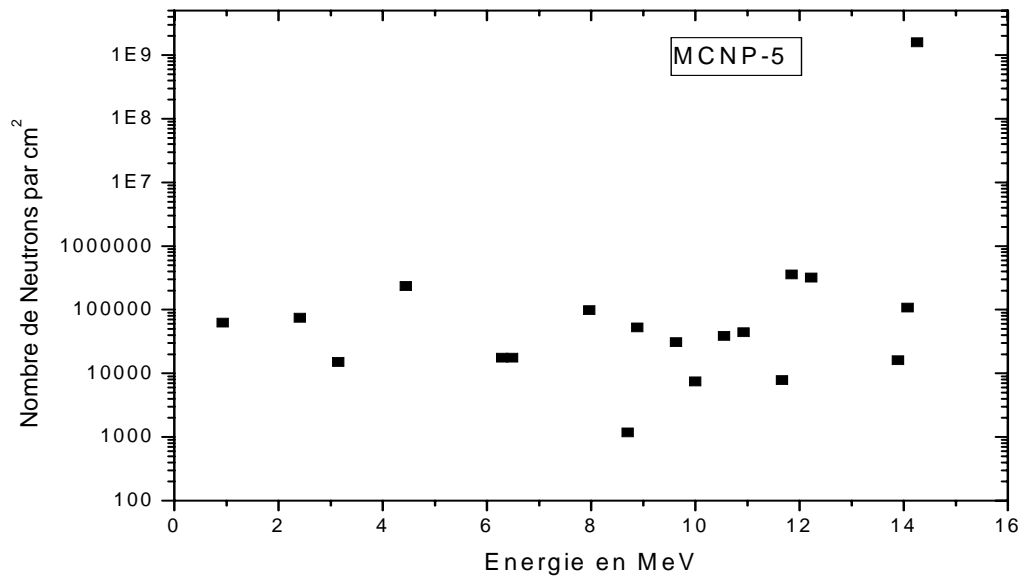


Figure IV.20 : Spectre en énergie des neutrons pour le Platine

IV.6.5. Détermination du Coefficient d'auto-absorption dans l'échantillon

Si on désigne par I_0 l'intensité des photons γ mono-énergétiques qui traversent une cible de densité ρ , d'épaisseur x d'un matériau de numéro atomique Z contenant n atomes par unité de volume, le coefficient d'auto-absorption f est défini par :

$$f = \frac{T(E) - 1}{Ln(T(E))}$$

Où $T(E)=I/I_0$ est le coefficient de transmission.

IV.6.6. Résultats de la simulation

Les figures suivantes montrent les coefficients d'auto absorption pour les gammas et les neutrons obtenue par la simulation avec le code MCNP-5.

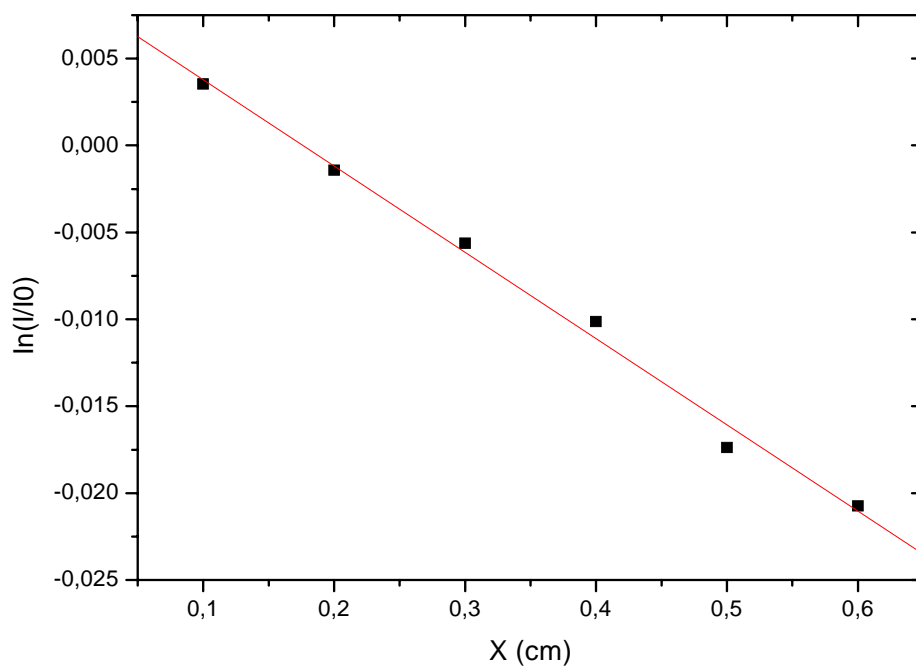


Figure IV.21 : Coefficient d'auto absorption des neutrons pour Pt

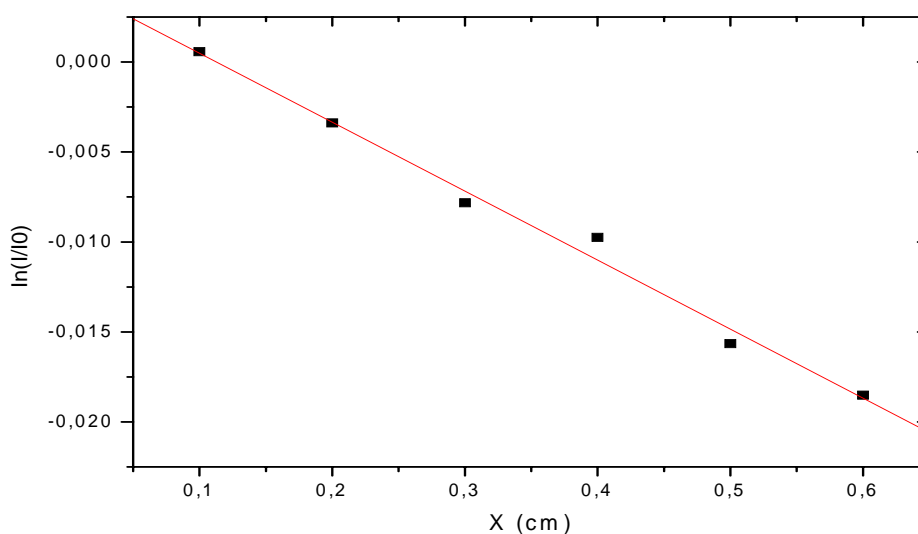


Figure IV.22 : Coefficient d'auto absorption des neutrons pour Pt

Les coefficients d'auto absorption pour les gammas et les neutrons ont été mesurés pour les échantillons des terres rares. Un calcul de simulation de ces coefficients a été effectué par le code MCNP5 et comparé aux données expérimentales afin de valider la simulation et de l'utiliser pour le calcul des coefficients d'absorption dans les échantillons de platine à cause des difficultés expérimentales rencontrées.

Conclusion

Dans le cadre de l'enrichissement des bibliothèques de données nucléaires des réactions induites par neutrons nous avons réalisé un travail basé sur :

-un aspect phénoménologique par la combinaison des modèles théoriques et les données expérimentales existantes,

-et un aspect purement expérimental réalisé par des sources de neutrons thermiques et rapides.

Sur l'aspect phénoménologique nous avons réalisé une étude systématique basée sur une paramétrisation empirique de la section efficace de formation du noyau composé utilisant le modèle optique est introduite dans le formalisme du modèle statistique d'évaporation pour le calcul des fonctions d'excitations des réactions de type (n,p).

Une comparaison de cette étude systématique avec les données disponibles de la bibliothèque EXFOR (NDS) de l'AIEA a été réalisée afin de valider la fiabilité de cette étude.

Nous avons aussi, au cours de ce travail, mené des études expérimentales et comparatives sur les réactions nucléaires induites par les neutrons thermiques et rapides. En effet, expérimentalement nous avons réalisé des mesures de sections efficaces des réactions nucléaires de la capture radiative induites par neutrons thermiques auprès du réacteur nucléaire Es-Salam de Birine et des mesures de sections efficaces du type (n,2n) induites par des neutrons d'énergie 14.7 MeV délivrés par le générateur de neutrons SAMES du CRNA.

Les sections efficaces thermiques dépendent fortement de l'énergie des neutrons. Le spectre de neutrons dans les canaux d'irradiations du réacteur nucléaire est un spectre large allant de neutrons thermiques avec une distribution maxwellienne jusqu'aux

neutrons épithermiques où le flux varie en $1/E^\alpha$. Pour mesurer la section efficace à une énergie donnée nous avons choisi la technique de diffraction de Bragg en employant un diffractomètre à neutrons installé dans l'un des canaux d'irradiations verticaux du réacteur nucléaire Es-Salam.

Avant l'irradiation de nos échantillons nous avons procédé à l'étalonnage du diffractomètre de neutrons utilisé. En effet, l'étalonnage a été effectué avec un cristal NaCl et un cristal pur de Niobium (Nb). L'angle optimal trouvé qui correspond à un flux de neutrons maximal correspondant au pic de Bragg a été obtenu avec un cristal de plomb (2,0,0), il est égal à $24,5^\circ$.

Nous avons ainsi déterminé la position d'irradiation à la sortie du diffractomètre qui correspond à un flux de neutrons de longueur d'onde $\lambda = (1.452 \pm 0.001) \text{ \AA}$, soit une énergie des neutrons incidents $E_n = (0.0372 \pm 0.0014) \text{ eV}$.

Nous avons effectué après l'étalonnage du diffractomètre une série d'irradiations sur des échantillons d'oxyde d'ytterbium (Yb_2O_3) et l'oxyde de praséodyme (Pr_6O_{11}). Pour ces deux échantillons nous avons utilisé la réaction nucléaire de capture radiative sur ^{197}Au comme moniteur de flux.

Après dépouillement des spectres gammas enregistrés nous avons mesuré les sections efficaces des réactions nucléaires $^{174}\text{Yb} (n,\gamma) ^{175}\text{Yb}$ et $^{141}\text{Pr} (n,\gamma) ^{142}\text{Pr}$.

Une comparaison de ces mesures a été effectuée avec la littérature où nous avons constaté des améliorations dans la précision des mesures par rapport à celles publiées antérieurement.

La comparaison a été réalisée à l'énergie $0,0372 \text{ eV}$ avec les données des Bibliothèques ENDF-VI et EAF-2010. Elle a été également réalisée à l'énergie thermique $0,025 \text{ eV}$ après avoir normalisées nos résultats à cette énergie en utilisant la

loi en $1/v$ corrigée par l'introduction du facteur de Wescott. Le code ENJOYE a été également utilisé pour cette normalisation.

Nos résultats à l'énergie thermique 0.0253 eV sont en bon accord avec les données expérimentales les plus récentes. A l'énergie 0,0372 eV nos mesures sont aussi en bon accord avec les bases de données ENDF/B-VI et EAF 2010. La précision sur nos mesures est globalement de l'ordre de 3 %.

Pour les réactions nucléaires induites par les neutrons rapides, le générateur de neutrons a été utilisé pour les mesures des sections efficaces des réactions $^{192}\text{Pt}(n,2n)^{191}\text{Pt}$, $^{198}\text{Pt}(n,2n)^{197}\text{Pt}$, $^{198}\text{Pt}(n,2n)^{197m}\text{Pt}$.

Nos mesures ainsi, obtenues coïncident avec les données expérimentales de la base de la bibliothèque EXFOR de NDS (IAEA). Le Fer a été utilisé comme moniteur de flux pour les neutrons rapides de 14,7 MeV où la réaction $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ est utilisé comme réaction de référence pour la mesure du flux de neutrons.

Les conditions expérimentales pour l'irradiation de l'échantillon du platine ne permettait pas de mesurer la section efficace de la réaction $^{195}\text{Pt}(n,p)^{195}\text{Ir}$. En alternatif d'une détermination expérimentale, nous avons utilisé l'étude systématique déjà réalisée pour le calcul des fonctions des réactions (n,p), pour déterminer la fonction d'excitation de cette réaction dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV. Une comparaison de la section efficace de cette réaction à 14.5 MeV et à 14.7 MeV avec les données expérimentales et celles issues des études systématiques de la littérature a été présentée.

Références

- [1] Reuss,P., Précis de Neutronique, EDP Science (2003).
- [2] Bussac,J., Reuss.P, Traité de neutronique, 2ème. Edition (1985)
- [3]] Alfassi,Z.B., Chung.C, Activation Analysis, Vol 1 CRC Press, (2000)
- [4] Knoll,G.F., “Radiation Detection and Measurement”, (1989)
- [5] Reuss,P., « Neutron Physics », EDP Science (2008)
- [6] Knoll,G.F., Radiation Detection and Measurement, Third Edition, John Wiley and Sons,(2000)
- [7] Soutif,M., Physique Neutronique, 1ère édition, Presse Universitaire de France (1962)
- [8] Alfassi,Z.B.,Chung,C., Prompt Gamma Neutron Activation Analysis, CRC Press, (1995)
- [9] Delaney,C.F.G. and Fnich,E.C., Radiation Detectors, Physical Principles and Applications’,Clarendon Press-Oxford (1992)
- [10] Kikuchi,K. and Kawai,M., Nuclear Matter and Nuclear Reactions North-Holland. Publishing Company Amsterdam (1968)
- [11] Lane,A.M., Thomas.R.G , Rev. Mod. Phys. Vol 30, p 257 (1958)
- [12] Hauser ,W and Feshbach,H., Phys. Rev. Vol 87 , p 366 (1952)
- [13] Weisskopf,V.F., Phys. Rev. Vol 87, p 1073 (1951)
- [14] Wigner,E.P., Einsebud.L, Phys. Rev. Vol 72, p 29 (1947)
- [15] Belgaid,M. ,Thèse de Magister, USTHB, Alger (1991)
- [16] Hoang ,H.M., Garuska,U., Kielan,D., Marcinkowski,A., Wiegliniski,B.Z., Zeitschrift,J., Fuer Physik, Section A. Vol 342, p.283.(1992)
- [17]Fessler,A.,Plompen,A.J.M., Smith,D.L. , Meadows,J.W., Ikeda,Y., J. Nucl. Sci and Eng.134, p.171 (2000)

- [18] Bersillon,O., Optical Model Calculation and Use of the Computer Code SCAT2,W.C.A.N.D.R.N.E.S.,H4.SMR 614/9, IAEA, Trieste (1992)
- [19] Wilmore,D. and Hodgson,P.E., Nucl. Phys. Vol 55, p 673 (1964)
- [20] T.U.N.L. Nucl. Phys. A438, p187 (1985)
- [21] Perey, F.G., Phys.Rev. 131 . 745 (1963)
- [22] Belgaid,M. ,Thèse de Doctorat, USTHB, Alger (1999)
- [23] Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR / CSISRS). (site web : <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>)
- [24] Smith,D.L,Prog.Rep.: U.S. D.O.E. Nuclear Data Committee Reports. No.19, p.8 (1980)
- [25]Ghorai,S.K.,Williams,J.R.,Alford. Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.).13, p.405 (1987)
- [26] Ikeda,Y., Konno,C., Oishi,K., Nakamura,T., Miyade,H., Kawade,K., Yamamoto,H., Katoh,T., JAERI Tokai Report Series , No.1312 (1988)
- [27] Fessler,A., Wattecamps,E., Smith,D.L., Qaim,S.M., J. Phys.Rev. Part C, Nucl.Phys.58, p.996 (1998)
- [28] Viennot,M., Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Antwerp p.406 (1982)
- [29] Viennot,M., Berrada,M., Paic,G., Joly,S., J. Nucl. Sci and Engineering.108, p.289 (1991)
- [30] Smith,D.L., Meadows,J.W., J. Nucl.Scie and Engineering. 58,p.314 (1975)
- [31] Greenwood. Conf.Rep.: American Soc. of Testing and Materials Reports. No.956 (1987)
- [32] Hasan,S.J., Pavlik,A., Winkler,G.Uhl.M., Kaba,M., J.of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.).12, p.397 (1986)
- [33] Berrada,M. et al. Exp.Data: EXFOR Exp.Nucl.Reac Data Library.AN.12929, SAN.002 (1984)

- [34] Viennot,M., Prog.Rep.: Univ. Mohammed V, Rabat, Annual Report. No.5, p.10 (1982)
- [35] Molla,N.I., Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich , p.355 (1991)
- [36] Filatenkov,A.A., Chuvaev,S.V., Aksenov,V.N., Yakovlev,V.A., Malyshenkov,A.V., Vasil'ev,S.K., Avrigeanu,M., Avrigeanu,V., Smith,D.L., Ikeda,Y., Wallner,A., Kutschera,W., Priller,A., Steier,P., Vonach,H., Mertens,G., Rochow,W., Khlopin, Radiev. Inst., Leningrad Reports No.252 (1999)
- [37] Bostan,M., Qaim,S.M., Journ.: Phys. Revi, Part C, Nucl.Phys.49, p.266 (1994)
- [38]Qaim,S.M., Prog.Rep. Report from CEC-Countries and CEC to NEANDC No.184 (1977)
- [39] Qaim,S.M., Ibn-Majah,M., J. Nucl. Sci. and Engi.104, p.271 (1991)
- [40] Ghorai, J., Annals of Nucl.Ener.22, p.11 (1995)
- [41] Kielan,D., Marcinkowski, J.Zeitschrift fuer Physik, Section A .352, p.137 (1995)
- [42] Ibn-Majah,M., Qaim,S.M., Journ.: Nucl. Sci and Eng.104, p.271 (1990)
- [43] Qaim,S.M., Ibn-Majah,M., Wolfle,R., Strohmaier,B., J.Phys.Rev, Part C, Nucl. Phys.42, p.363 (1990)
- [44] Marcinkowski, Conf.: Int.Conf.on Fast Neutr.Phys., Dubrovnik, 26-31 May p.262 (1986)
- [45] Raics,Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich. p.660 (1991)
- [46] Doczi,R. et al., Exp.Data: EXFOR Exp.Nucl.Reac.Data LibraryAN.22392, SAN.004 (1998)
- [47] Qaim, S.M. et al. Report: Yadernye Konstanty. No.15, p.63 (1994)
- [48] Rahman,M., Qaim,S.M., J. Nucl. Phys, Section A.435, Issue.1, p.43 (1985)
- [49] Kasugai,Y., Yamamoto,H., Kawade,K., Iida,T., Annals of Nucl. Ener.25, Issue.1-3, 23 (1998)

- [50] Marcinkowski,A., Stankiewicz,K., Garuska,U., Herman,M., Zeitschrift,J., Fuer Physik, Section A.323, p.91(1985)
- [51] Molla,N.I. et al. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste .1, p.622 (1997)
- [52]Kaddari,B.,Idirri,Z.,Fellouh,A.S.,Boukandoura,S.,Gamaz,A.CENES/LPNE/01/86. -Contribution a l'étude de la variation du flux délivré par le Générateur J-25 du CENS En cours de fonctionnement (1986)
- [53] Currie ,L.A., Limits for Qualitative Détection and Quantitative Détermination. Application to Radiochemistry. Anal. Chem. 40, p. 586-593 (1968)
- [54] Coste-Delclaux,M., Jouanne,C., Sublet,J.C. , L'Elaboration des Données Nucléaires et leur Validation : les outils de traitement et les bibliothèques d'application pour la physique des réacteurs, SFEN (2007)
- [55] Handbook on Nuclear Activation Data, Technical reports series n° 273, International Atomic Energy Agency, Vienna, (1987)
- [56] Zidi,T., Ghedda,H., Abbaci,M., Boumali,A., The Neutron Diffraction Facility at Es-Salem Research Reactor: Apparatus Description and its Applications Research Reactor (2001)
- [57] Blanc,D. ,:Les rayonnements ionisants – Détection – Spectrométrie - Dosimétrie, Masson, Physique fondamentale et appliquée, (1990)
- [58] Belgaid,M., Siad,M., Allab,M., J. Radioanalytical and Nucl. Chem., Letters.166, Issue.6, 493 (1992)
- [59] Kaddari,B.,Idirri,Z., Siad,M., Fellouh,A.S., Zerrouki,A., Boukandoura,S. Gamaz,A., LPNE/01-87 (1987)
- [60] Kaddari,B., Idirri,Z., Siad,M., Fellouh,A.S., Zerrouki,A., Boukandoura,S., Gamaz,A., CENES/R/720.Analyse par Activation aux Neutrons de 14 MeV Dosage de l'oxygène (1986)
- [61] Logiciel de Traitement de Spectres Gamma, Genie 2000, Canberra (2007)
- [62] Reference Neutron Activation Library ISSN 1011-4289 IAEA Vienna (2002)
- [63] Sonzogni,A., The NuDat2 Program for Nuclear Data on the Web Version 2.3 (2007)
- [64]Nachab,A., Etudes Expérimentales et Modélisations Monte Carlo de l'auto-Absorption Gamma et de la Dosimétrie Active par Capteurs (CMOS) (2003)

- [65] Kinsey,R.R. (Ed.), The NuDat Program for Nuclear Data on the web, Version 2.5, NNDC, BNL, New York (1996)
- [66] Miyahara,H., Matumoto,H., and Mori,C., Appl.Radiat.Isot.45, 2,19 (1994)
- [67] Holden,N.E., Holden, K.A., Pure Appl Chem. 61 (8), 1505–1510 (1989)
- [68] MacFarlane, R., Muir, D.W., NJOY 99 Code System for Producing Point-Wise and Multigroup Neutron and Photon Cross Section from ENDF/B data, Oak Ridge National Laboratory, RSSIC PSR-480, LA-12740-M, Los Alamos, New Mexico (1999)
- [69] IAEA NDS NUDAT, Evaluated Numerical Nuclear (1995)
- [70] Karadag, M., Yucel, H., Measurement of thermal neutron cross section and resonance integral for the $^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ Reaction by the Cadmium Ratio Method. Nucl. Instrum. Methods B 266, 2549-2555 (2008)
- [71] Kafala, S.I., Mac Mahon, T.D., Borzakov, S.B., Neutron Activation for Precise Nuclear Data. J. Radioanal. Nucl. Chem. 215 (2), 193-204 (1997)
- [72] De Corte, F., Simonits, A., k0-Measurements and Related Nuclear Data Compilation for (n, γ) Reactor Activation Analysis, J. Radioanal. Nucl.Chem. 133, 43 (1989)
- [73] De Corte, F. et al., J. Radioanal. Nucl. Chem. 92, 183 (1985)
- [74] Heft, R.E., A Consistent Set of Nuclear Parameter Values for Absolute INNA, Conference on Computers in Activation Analysis and Gamma-Ray Spectroscopy, Mayaguez, Puerto Rico, p.495 (1978)
- [75] Sims, G.H.E., Juhnke, D.J., The Thermal Neutron Capture Cross Section and Resonance Capture Integrals of ^{44}Ca , ^{62}Ni , ^{168}Yb , ^{174}Yb , ^{169}Tm and ^{203}Tl . J. of Inorg. And Nucl. Chem. 32, 2839-2844 (1970)
- [76] Mughabghab,S.F. and Chrien, R. E., Neutron Cross Sections and Resonance Parameters of Yb Isotopes, Phys. Rev. 174, 4, 1400-1408 (1968)
- [77] Alexander, K.F., Brinckmann, H.F., Determination of Activation Cross Section of Short- Lived Isomers for Thermal Neutrons. Journ.Annalen der Physik. 12, 225-252 (1963)
- [78] Walker, W.H., The Relative Abundances and Pile Neutron Capture Cross Sections of the Isotopes of Samarium, Gadolinium, Dysprosium and Ytterbium, Thesis McMaster University, Hamilton, Ontario (1956)
- [79] De Corte, F., The Update NAA Nuclear Data Library Derived from the Y2K k0-Database, J. Radioanal. Nucl. Chem. 257 (3), 493–499 (2003)

- [80] Simonits,A., De Corte, F and De Wispelaere, The $^{174}\text{Yb}(n,\gamma)^{175}\text{Yb}$ Reaction: a Convincing New Argument for k0-standardization in Absolute Neutron Activation Analysis, Appl. Radiat. Isot. Vol. 47, No. 4, 389-394 (1996)
- [81] Mughabghab, S.F., Neutron Cross Sections, Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections, Part B, Z = 61–100, vol. 1. Academic Press, New York (1984)
- [82] Holden, N.E., Walker, F.W., Chart of the Nuclides, 10th ed., General Electric Co., Schenectady, NY (1968)
- [83] Goldman,D.T, Chart of the Nuclides. General Electric Co, Sch.enectady, NY (1964)
- [84] Mughabghab, S.F., Thermal neutron capture cross sections resonance integrals and g-factors, INDC (NDS)-440, IAEA, Vienna (2003)
- [85] K.Knopf , Wasch Kowskin,W.,Interaction of Slow Neutrons with Naturel Terbium, Holimium and Erbium and its isotope, Zeitschrift Fuer Physik, Vol 357, p 297 (1997)
- [86] Yoon,J., Ro,T., Lee,S., Kim,O., Yamamoto,S., and Kobayachi,K., Thermal Neutron Capture Cross Section Measurement of the Pr (n,g) Réaction by using Kyoto University Research Reaction (1960)
- [87] Zimmerman, R.L. et al., Nucl.Phys. A 95, 683 (1967)
- [88] Fehr,E., and Hansen,E., Fission Product Cross Section Measurements, Report of KAPL 2000-12 (1960)
- [89] Cummins, J.D., Some Pile Oscillator Cross Section Measurements Made in the Dimple Thermal Report of AERE 2333 (1957)
- [90] Pomerance ,H., Thermal Neutron Capture Cross Sections. Phys. Rev. 83 (3), 641–645 (1951)
- [91] Nuclear Data Standards for Nuclear Measurements. NEANDC-311 \U", INDC (SEC)-101 (1992)
- [92] A.Trkov,A.,Zerovnik,G., Snoj,L., Ravnik,M., On the Self-Shielding Factors in Neutron Activation Analysis,Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 610.553–565(2009)

- [93] Belgaid.M, Asghar.M, Semi-Empirical systematics of (n,p) cross sections for 14.5 MeV neutrons, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 142 463 .472 (1998)
- [94] Filatenkov,A.A., Chuvaev,S.V., Experimental Determination of Cross Sections of a Set of Badly Known Neutron Induced Reactions for Heavy Elements (Z=74-79 Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Reports No.259 (2003)
- [95]Qaim,S.M., Activation Cross Sections, Isomeric Cross-Section Ratios and Systematics of (n,2n) Reactions at 14-15 MeV Nuclear Physics, Section A Vol.185, p.614 (1972)
- [96] LuoJun,H., ZhouFeng,Q., Kong Xiang,Z.,Cross-section measurements for Reactions on Platinum Isotopes Induced by Neutron Beams in Energy Range of 13.5 to 14.6 MeV, Radiochimica Acta Vol.93, Issue.7, p.381 (2005)
- [97] Konobeyev,A.Y., Korovin,A., Semi-Empirical Systematics of (n,p) Reaction Excitation Functions, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 94 119-129 (1994)
- [98] Belgaid,M., Tassadit,A., Kadem,F., Amokrane,A., Semi-Empirical Systematics of (n,p) Reaction Cross Sections at 14.5 MeV Neutron Energy, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 239 , 303–313 (2005)
- [99] Molla,N.I., Qaim,S.M., Nuclear Physics, Section A Vol.283, p.269 (1977)
- [100] Coleman,R.F., Hawker,B.E., Connor,L.P., Perkin,J.L., Proceedings of the Physical Society (London), Vol.73, p.215 (1959)
- [101] MCNP5, “A General Monte-Carlo N-particle Transport Code”, Version 5 (Los Alamos National Laboratory) (2003)
- [102] Breisemeister,J.F., « MCNP, A General Monte Carlo N-Particle Transport Code – Version 4C », Oak Ridge National Laboratory, Manuel LA-13709-M, Los Alamos (2000)