

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA

RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS-SÉTIF

FACULTÉ DES SCIENCES
DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE

Mémoire

Présenté par :

Mr. Slamene Hocine

Pour l'obtention du diplôme de

Magister en Physique
Option : Génie Physique

THÈME

**DÉPERDITION DES NEUTRONS PAR RÉACTIONS NON
ESSENTIELLES**

Soutenu le : 26/10/2009

Devant la commission d'examen :

Président :	Prof. M. Guemmaz	Univ. Ferhat Abbas-Sétif
Rapporteur :	Prof. A. Boucenna	Univ. Ferhat Abbas-Sétif
Examineur (1) :	Dr. M. Abbaci	Centre de Recherche Nucléaire-Birine
Examineur (2) :	Dr. A. Belafrites	Univ. Abdelhak Ben Hammouda-Jjjet

Année universitaire 2008/2009

À la mémoire de ma grande mère

À ma famille : cher père, chère mère

..... et frères

À mon oncle : S. Abdelaziz

... et à ma chère femme

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au laboratoire de la physique nucléaire Université Ferhat Abbas Sétif,

Je tiens tout d'abord à remercier mon encadreur Pr. Boucenna Ahmed, professeur à l'université Ferhat Abbas-Sétif, sous la direction duquel ce travail a été réalisé. Je le connais depuis neuf ans, il a été un exemple pour moi même. Sa patience, sa qualité d'écouter, son soutien moral et sa disponibilité ont gardé le navire de bien des tempêtes. Son sens étonnant et sûr de la navigation scientifique a guidé non seulement pendant la durée de ce travail, mais aussi pendant toute la durée de mes études universitaire.

Je suis reconnaissant au directeur de l'institut de physique Mr L. CRACHE, et l'ensemble des enseignants de l'institut. Qu'ils trouvent ici toute ma profonde reconnaissance pour leurs précieux efforts et aides le long de mon cursus universitaire.

Que le président et les membres du jury d'examination de mon travail trouvent notre sincère gratitude pour avoir accepté de l'évaluer.

Dans le souci de n'oublier personne, que tous ceux qui m'ont aidés de près ou de loin, que ce soit par leur amitié, leur conseil ou leur soutien moral, trouvent dans ces quelques lignes l'expression de ma profonde gratitude.

SOMMAIRE

Introduction.....	1
-------------------	---

CHAPITRE 1

RÉACTION DE FISSION NUCLÉAIRE ET RÉACTION DE FISSION EN CHAÎNE

1.1. Réaction de fission nucléaire.....	2
1.1.1. Introduction.....	2
1.1.2. Mécanisme de la fission.....	2
1.1.3. Matériaux combustibles de fission.....	5
1.1.4. Section efficace de fission.....	6
1.1.5. Produits de fission.....	8
1.1.5.1. Fragments de fission.....	8
1.1.5.2. Neutrons émis par la fission.....	10
1.1.5.2.1. Neutrons prompts.....	10
1.1.5.2.2. Neutrons retardés.....	12
1.1.5.3. Rayons gamma prompts.....	13
1.1.6. Énergie libérée par fission.....	13
1.2. Réaction de fission en chaîne.....	14
1.2.1. Facteur de multiplication.....	16
1.2.2. Principe des réacteurs thermiques.....	17
1.2.3. Définition des facteurs η, ϵ, p, f	19
1.2.4. Expression du facteur de multiplication en milieu infini.....	20
1.2.5. Expression du facteur de multiplication effectif.....	20

CHAPITRE 2

INTERACTIONS DES NEUTRONS AVEC LA MATIÈRE ET BASES DE DONNÉES

2.1. Interactions des neutrons avec la matière	23
2.1.1. Diffusion élastique.....	23
2.1.2. Diffusion inélastique.....	24
2.1.3. Réactions d'absorption.....	24
2.1.3.1. Capture radiative (n, γ).....	24
2.1.3.2. Réactions (n, p).....	25
2.1.3.3. Réactions (n, α).....	25
2.1.3.4. Réactions de production des neutrons.....	25
2.2. Section efficace.....	26
2.2.1. Définitions.....	26
2.2.2. Section efficaces des particules rapides.....	26
2.2.3. Section efficaces des particules lentes.....	27
2.2.4. Section efficace totale.....	28
2.3. Modèles théoriques.....	28
2.3.1. Modèle du noyau composé et de l'interaction directe.....	28
2.3.1.1. Noyau composé.....	28
2.3.1.2. L'interaction directe.....	29
2.3.1.3. Le prééquilibre.....	30
2.3.1.4. Modèle optique.....	30
2.3.1.5. Modèle unifié de Feschbach.....	31
2.3.2. Calcul des sections efficaces dans la cadre du modèle du noyau composé.....	31
2.3.3. Variations de la section efficace en fonction de l'énergie des neutrons.....	32
2.3.4. Méthodes expérimentales de mesure de la section efficace.....	33
2.4. Bases de données.....	35
2.4.1. Généralités.....	35
2.4.2. Bases de données expérimentales.....	35
2.4.3. Bases de données évaluées.....	36
2.4.4. Code de prétraitement PREPRO2004.....	38

CHAPITRE 3

EMPOISONNEMENT PAR LES PRODUITS DE FISSIONS

3.1. Évolution des propriétés du combustible.....	41
3.1.1. Chaînes d'évolution.....	41
3.1.2. Fluence. Taux de combustion.....	42
3.1.3. Équations d'évolution.....	44
3.1.4. Évolution de la réactivité.....	45
3.2. Empoisonnement par les produits de fissions.....	46

3.2.1. Calcul des concentrations des produits de fissions.....	46
3.2.2. Empoisonnement par les produits de fission.....	47
3.2.3. Effet Xénon et effet Samarium.....	48
3.2.3.1. Équations d'évolution de Xénon.....	49
• <i>Démarrage</i>	50
• <i>Arrêt</i>	50
3.2.3.2. Équations d'évolution de Samarium.....	52
• <i>Démarrage</i>	53
• <i>Arrêt</i>	53

CHAPITRE 4

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

4.1. Détermination de la section efficace.....	55
4.1.1. Krypton 83.....	56
4.1.2. Rhodium 103.....	58
4.1.3. Néodyme 143.....	60
4.1.4. Prométhium 147.....	62
4.2. Section efficaces évaluées à partir des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3.....	64
4.3. Sections efficaces (n, xn)	65
4.4. Évolution des produits de fissions.....	65
4.5. Antiréactivité due aux produits de fission.....	66
Conclusion.....	68
Références.....	69

Annexe A : Section efficaces de capture (n, γ) et (n, xn) .

Annexe B : Propriétés des nuclides dans les mélanges des produits de fission.

Annexe C : Propriétés de quelques nuclides lourds.

LISTE DES FIGURES ET TABLEAUX

LISTE DES FIGURES

Figure (1.1) : Déformation du noyau, lors de la fission.....	3
Figure (1.2) : Énergie Critique de la fission.....	4
Figure (1.3) : l'abondance des fragments de fission pour $^{235}_{92}U$ et $^{295}_{94}Pu$	8
Figure (1.4) : spectre d'énergie des neutrons prompts.....	11
Figure (1.5) : présentation schématique de la réaction de fission en chaîne.....	15
Figure (1.6) : sections efficaces des isotopes de l'uranium.....	18
Figure (1.7) : définition des divers facteurs η, ϵ, p, f et P	22
Figure (2.1) : atténuation d'un faisceau de particules dans une cible matérielle épaisse.....	26
Figure (2.2) : la variation de la section efficace totale pour $^{235}_{92}U$	32
Figure (3.1) : Principales chaînes d'évolution des noyaux constituant le combustible.....	43
Figure (3.2) : section efficace d'absorption de $^{135}_{54}Xe$	49
Figure (3.3) : chaîne d'évolution du $^{135}_{53}I$ et du $^{135}_{54}Xe$	50
Figure (3.4) : évolution de la concentration du $^{135}_{54}Xe$ en fonction du temps.....	51
Figure (3.5) : la section efficace d'absorption de $^{149}_{62}Sm$	52
Figure (3.6) : chaîne d'évolution du $^{149}_{61}Pm$ et du $^{149}_{62}Sm$	53
Figure (3.7) : évolution de la concentration du $^{149}_{62}Sm$ en fonction du temps.....	54
Figure (4.1) : chaîne d'évolution du $^{13}_{36}Kr$	56

Figure (4.2) : Section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{83}_{36}Kr$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	57
Figure (4.3) : Section efficace de capture neutronique évaluée (JENDL 3.3) de $^{83}_{36}Kr$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	57
Figure (4.4) : chaîne d'évolution du $^{103}_{45}Rh$	58
Figure (4.5) : Section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{103}_{45}Rh$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	59
Figure (4.6) : Section efficace de capture neutronique évaluée (JENDL 3.3) de $^{103}_{45}Rh$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	59
Figure (4.7) : chaîne d'évolution du $^{143}_{60}Nd$	60
Figure (4.8) : Section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{143}_{60}Nd$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	61
Figure (4.9) : Section efficace de capture neutronique évaluée (JNDL 3.3) de $^{143}_{60}Nd$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	61
Figure (4.10) : chaîne d'évolution du $^{147}_{62}Pm$	62
Figure (4.11) : Section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{147}_{62}Pm$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	63
Figure (4.12) : Section efficace de capture neutronique évaluée (JENDL 3.3) de $^{147}_{62}Pm$ en fonction de l'énergie du neutron incident.....	63

LISTE DES TABLEAUX

Tableau (1.1) : Énergies Critiques de la fission.....	5
Tableau (1.2) : Les données thermiques pour $^{233}_{92}U$, $^{235}_{92}U$, U_{nat} , $^{239}_{94}Pu$ et $^{241}_{94}Pu$	7
Tableau (1.3) : Distance parcourue par les fragments de fission thermique pour $^{235}_{92}U$	9
Tableau (1.4): Les constantes ν_0 et a	10

Tableau (1.5) : Caractéristiques des neutrons retardés.....	12
Tableau (1.6) : Énergie libérée et récupérée pour la fission de $^{235}_{92}\text{U}$	14
Tableau (4.1) : demi-vie et différents rendements de fission des produits choisis.....	55
Tableau (4.2) : fichiers ENDF-B VI, JNDL 3.3 et le MAT des isotopes choisis.....	56
Tableau (4.3) : Comparaison des valeurs des sections efficaces tirées de la bibliothèque ENDF-B VI et JENDL 3.3.....	64
Tableau (4.4) : Régions de résonances tirées de la bibliothèque ENDF-B VI et JENDL 3.3..	64
Tableau (4.5) : classement de premiers poisons suivants leurs intoxications.....	66

INTRODUCTION

Nous savons que, si quelques noyaux peuvent subir la fission après l'absorption d'un neutron, dans beaucoup de cas, cette absorption est une simple capture stérile (réaction (n, γ) de capture radiative) ; quelquefois aussi, une réaction $(n, 2n)$ est observée. La réaction de capture neutronique est un processus nucléaire que l'on rencontre dans les réacteurs. Il s'agit de l'absorption d'un neutron par un noyau qui, excité par cet apport d'énergie, émet des photons en cascade. La fine connaissance de la probabilité d'occurrence de ce type de processus, exprimée en terme de *section efficace*, est donc indispensable et en particulier, en ce qui concerne le contrôle de la réaction en chaîne du réacteur.

Ce travail a pour but d'identifier quelques noyaux *parasites* et de déterminer leur section efficace d'absorption des neutrons et leurs effets sur le flux thermique, en d'autre terme sur la réactivité du réacteur.

Le premier chapitre sera consacré exclusivement à l'étude du phénomène de la fission : le mécanisme, les matériaux combustibles et les différents produits issus après la fission comme une première partie. La deuxième partie traite la réaction de fission en chaîne contrôlée, c'est à dire on parle du principe d'un réacteur nucléaire.

L'aspect théorique relatif aux réactions nucléaires induites par neutrons et les différentes modes d'interactions neutrons-matière sont traités dans le second chapitre. La description théorique d'une section efficace résonante peut se faire à partir de plusieurs modèles théoriques. Plusieurs bases de données nucléaires regroupent un bon nombre de sections efficaces relatives à différents noyaux et processus impliqués. Ces bibliothèques sont issues d'évaluations effectuées sur des mesures, combinées à des calculs théoriques.

Dans de troisième chapitre, La première partie sera consacrée à l'analyse physique de l'évolution du combustible sous l'effet d'irradiation par neutrons: chaînes, équations et mesure de l'évolution. Dans la deuxième partie seront détaillés les phénomènes associés a deux produits de fission particulièrement importants dans les *réacteurs à neutrons thermiques* (parce que caractérisés par de gigantesques sections efficaces dans ce domaine d'énergie), à savoir : le Xénon-135 et le Samarium-149. Ces deux importants isotopes sont considérés comme deux prototypes pour étudier d'autres produits de fission ou bien poisons.

Enfin, les résultats obtenus et les discussions correspondent au quatrième et dernier chapitre.

CHAPITRE 1

RÉACTION DE FISSION NUCLÉAIRE ET RÉACTION DE FISSION EN CHAÎNE

1.1. Réaction de fission nucléaire :

1.1.1. Introduction :

La découverte du neutron était d'importance primordiale : son absence de charge électrique lui confère, en effet, un pouvoir de pénétration élevé, et la possibilité d'interagir avec les noyaux sans être repoussé par le champ électrique qui les entoure [1].

La découverte de Fermi et ses collaborateurs que des neutrons peuvent être capturés par les noyaux lourds pour former de nouveaux isotopes radioactifs a mené, particulièrement dans le cas d'uranium, de trouver des noyaux du nombre de masse et de charge le plus élevé. La poursuite de ces investigations, en particulier par le travail de Meitner, Hahn, et Strassmann aussi bien que Curie et Savitch, a mis en évidence un certain nombre de résultats imprévisibles et finalement a mené Hahn et Strassmann [2] à la découverte qu'à partir de l'uranium, des éléments de masse atomique et de charge beaucoup plus petite sont également formés. Le nouveau type de réaction nucléaire découvert ainsi a surnommé : *la fission* par Meitner et Frisch [3].

Beaucoup de modèles ingénieux ont été conçus pour décrire le processus de fission et pour permettre de prévoir des détails de ce processus pas encore exploré expérimentalement. Ces modèles non seulement ont contribué à notre compréhension du processus de fission mais ont également stimulé certaines des expériences les plus importantes. Néanmoins, aucun des modèles proposés jusqu'à présent (n'a été uniformément réussi même par une explication qualitative de tous les phénomènes liés à la fission). Nous n'essayerons pas ici de décrire les succès et les échecs de ces modèles. Au lieu de ça, une description de la succession des événements qui constituent la fission sera donnée [4].

1.1.2. Mécanisme de la fission :

Un aperçu utile de certaines des caractéristiques du processus de fission est obtenu par l'utilisation du modèle de la goutte liquide du noyau. Un noyau ressemble à une goutte de liquide à l'égard que chaque particule constitutive agit l'une sur l'autre également avec ses

voisines les plus proches. Comme une première approximation, donc, l'énergie de liaison du noyau est proportionnelle au nombre de nucléons, c'est à dire, au nombre de masse A .

L'impact de la particule, généralement un neutron, fourni au noyau une certaine énergie d'excitation ; cette énergie se distribue uniformément dans le noyau, qui se déforme et se met à vibrer.

Si l'énergie d'excitation est assez faible, le noyau prend la forme d'un ellipsoïde (B de la figure (1.1)) : la répartition des charges positives cesse d'être parfaitement symétrique et l'énergie électrostatique diminue; en effet, en moyenne, les charges s'éloignent; par contre, la surface du noyau augmente, et son énergie superficielle croit. Si la variation de l'énergie superficielle est supérieure à celle de l'énergie électrostatique, le noyau reste un ellipsoïde et tend à reprendre sa forme primitive après une série d'oscillations; la stabilité subsiste; il est équivalent de dire que l'énergie d'excitation s'élimine sous la forme d'un photon. Il se produit donc une capture radiative.

Si l'énergie d'excitation est plus grande, l'amplitude des oscillations devient plus considérable: un étranglement se forme dans la partie centrale du noyau. Comme dans le cas d'un liquide, chaque fragment tend vers la forme sphérique et le rétrécissement central s'assure (C); les deux fragments ainsi créés constituent deux centres chargés positivement qui, se repoussant, se coupent (D) et s'écartent rapidement l'un de l'autre (E), créant le phénomène de fission. Les particularités essentielles de la fission se déduisent des valeurs de l'énergie superficielle et de l'énergie électrostatique. Nous considérerons uniquement le cas où la fission est symétrique, c'est-à-dire où les deux fragments produits ont la même masse. Le modèle de la goutte liquide ne peut expliquer que ce cas de coupure [1].



Figure (1.1) : Déformation du noyau, lors de la fission.

L'excès d'énergie assuré à un noyau pour passer à l'étape C est appelé *l'énergie critique* ou *énergie seuil*. L'énergie critique pour la fission peut également être considérée à l'aide d'une courbe d'énergie potentielle, comme sur la figure (1.2).

La variation de l'énergie potentielle d'un système qui a subi la fission est probablement plus compliquée, mais pour les besoins actuelles la version simplifiée, montrée sur la figure (1.2), est suffisante. Au point E , les deux noyaux de fragments de fission sont censés être distants, de sorte que l'énergie potentielle du système soit pratiquement nulle. Car les noyaux sont réunis plus étroitement, il y a une augmentation de l'énergie potentielle due à la répulsion électrostatique de leurs charges positives. Quand les fragments atteignent le point C , où ils sont rudement en contact, les forces attractives deviennent dominantes et les diminutions potentielles d'énergie vers le point A . Le dernier point peut être considéré comme correspondant à l'état fondamental du noyau composé, formé quand le noyau cible capture un

neutron ; c'est à dire, il représente l'énergie du noyau composé sans énergie d'excitation résultant de capture de neutron. Afin de produire la fission avec une probabilité raisonnablement élevée, le système doit passer du point A au point E , et il peut seulement faire ainsi, en général, si le noyau composé gagne de l'énergie suffisante pour la monter au point C . Ainsi, la différence d'énergie entre A et C représente l'énergie critique, ou *l'énergie d'activation* pour la fission [5].

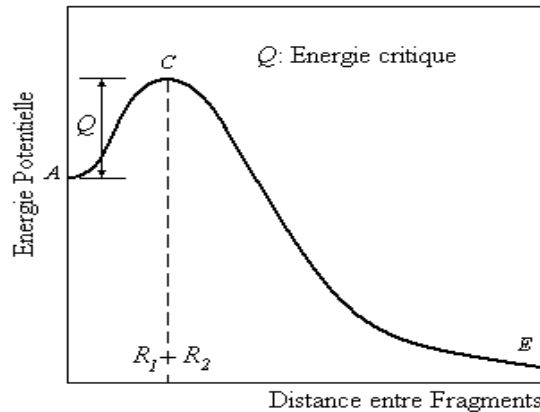


Figure (1.2) : Énergie Critique de la fission

Selon des calculs basés sur le modèle de la goutte liquide, l'énergie critique pour la fission devrait diminuer avec l'augmentation de la valeur de Z^2/A , Z étant le nombre atomique et A est le nombre de masse du noyau. Un argument qualitatif menant à cette conclusion est cette répulsion entre les nucléons, qui favorise la fission, change comme Z^2 , tandis que l'attraction est approximativement proportionnelle à A , de sorte que la fission devrait se produire plus facilement à mesure que Z^2/A augmente. Quand Z^2/A est inférieure à 35, l'énergie critique est si grande que des neutrons (ou d'autres particules) d'énergie très élevée seraient exigés pour induire la fission. Mais pour des noyaux ayant des valeurs de Z^2/A supérieures à 35, l'énergie critique est inférieure à 6 MeV , qui sont de l'ordre de grandeur de l'énergie de liaison d'un neutron, et par conséquent de l'énergie d'excitation qui accompagnera la capture d'un neutron d'énergie faible. Les énergies critiques peuvent être calculées à partir du modèle de la goutte liquide. La valeur obtenue de cette manière pour un certain nombre de nuclides est comparée dans le tableau (1.1) à l'énergie de liaison du dernier neutron.

L'énergie de liaison du dernier neutron au noyau composé $^{235}_{92}\text{U}$ est 6.4 MeV , comparée à l'énergie critique de la fission de 5.3 MeV . Ainsi, pour les autres nuclides fissiles, $^{235}_{92}\text{U}$ et $^{239}_{94}\text{Pu}$, l'énergie de liaison du neutron supplémentaire excède l'énergie critique de la fission. Par conséquent, la capture d'un neutron d'énergie cinétique nulle fournirait l'énergie d'excitation suffisante pour permettre au noyau composé de subir la fission. Ceci explique pourquoi ces nuclides sont *fissibles* par des neutrons de toutes les énergies et s'appellent donc *fissile* [6]. Cependant, avec $^{232}_{90}\text{Th}$ et $^{238}_{92}\text{U}$, la situation est différente puisque l'énergie de liaison du neutron supplémentaire est beaucoup moins que l'énergie critique. Afin de provoquer la fission à un taux significatif, le neutron entrant doit contribuer assez d'énergie cinétique pour composer le déficit. L'image développée à partir du tableau (1.1) est

principalement conceptuelle, puisque l'énergie de seuil prévue donnée pour la fission rapide de ${}^{238}_{92}\text{U}$ est 0.6 MeV comparé à une valeur expérimentale de 1.1 MeV .

Noyau Cible	Z^2/A	Énergie Critique en MeV	Énergie de liaison du dernier neutron
${}^{232}_{90}\text{Th}$	34.9	6.5	5.1
${}^{233}_{92}\text{U}$	36.4	4.6	6.6
${}^{235}_{92}\text{U}$	36.0	5.3	6.4
${}^{238}_{92}\text{U}$	35.6	5.5	4.9
${}^{239}_{94}\text{Pu}$	37.0	4.0	6.4

Tableau (1.1) : Énergies Critiques de la fission.

La différence dans les énergies de liaison de neutron entre ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ et ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, d'une part, et ${}^{232}_{90}\text{Th}$ et ${}^{238}_{92}\text{U}$ d'autre part, résulte du fait que les premiers contiennent des nombres impairs des neutrons, tandis que les derniers ont des nombres pairs. L'addition d'un neutron à un noyau impair pour former un autre avec un nombre pair des neutrons est associée à une énergie de liaison qui est environ 1 MeV plus grand que pour le changement d'un noyau pair à un autre impair, dans la même origine de masse [7].

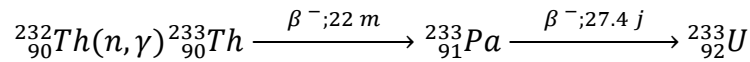
1.1.3. Matériaux combustibles de fission :

On appelle *combustible nucléaire* un matériau susceptible de fournir de l'énergie (sous forme thermique) à partir de réactions nucléaires. Dans la suite le mot *nucléaire* sera donc employé dans le sens de fission nucléaire. Outre les fissions, les neutrons présents dans un réacteur nucléaire peuvent donner lieu à diverses réactions nucléaires. Les captures radiatives sont de loin les plus importantes.

Pour un certain nombre de raisons, des isotopes tels que ${}^{238}_{92}\text{U}$, où la fission est induite seulement par des neutrons très énergiques, on ne peut pas les utiliser comme un combustible pour *alimenter* les réacteurs nucléaires. Seuls les isotopes ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$ et ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, dites fissiles, sont utilisés comme des combustibles pratiques pour produire de l'énergie nucléaire. L'isotope fissile ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ n'est pas un combustible nucléaire pratique dans le sens ordinaire [8].

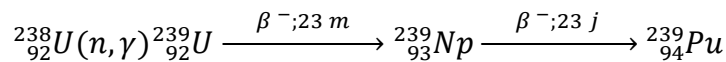
De ces noyaux, seul l'isotope ${}^{235}_{92}\text{U}$ est naturel. Il est présent avec une quantité de 0.71% dans l'uranium naturel et peut s'extraire par divers procédés de séparation, ou d'enrichissement, tel que la diffusion Gazeuse, ultracentrifugation, etc. Actuellement, il est possible d'obtenir le combustible à base de ${}^{235}_{92}\text{U}$ avec n'importe quel enrichissement désiré.

L'isotope ${}^{233}_{92}\text{U}$ peut être produit par l'absorption d'un neutron par le ${}^{232}_{90}\text{Th}$. Les réactions impliquées sont :

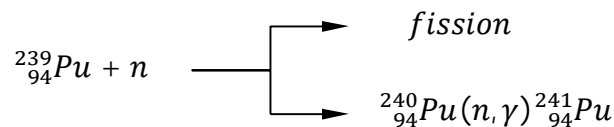


Bien que, en principe, ${}_{92}^{233}\text{U}$ peut être obtenu en quantité considérable par les réactions ci-dessus, jusqu'à présent cet isotope n'a pas été produit à grande échelle, et n'a pas été employé comme combustible pour les réacteurs nucléaires. Cependant, ${}_{92}^{233}\text{U}$ jouer un rôle important comme un combustible dans certains types avancés de réacteurs. Il est à mentionner que des isotopes tels que ${}_{90}^{232}\text{Th}$ ne sont pas eux-mêmes fissiles mais ils peuvent être utilisé comme matière première pour la production des isotopes fissiles, s'appellent *fertiles*.

Le ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ est produit par l'absorption d'un neutron par ${}_{92}^{238}\text{U}$ selon les réactions suivantes :



Une certaine quantité de Pu^{239} s'accumule dans n'importe quel réacteur contenant ${}_{92}^{238}\text{U}$, comme résultat de l'absorption d'un neutron. D'une mode semblable l'isotope fissile ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ s'accumule dans des réacteurs contenant ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ par l'absorption de deux neutrons additionnels. Les réactions impliquées sont :



Le fonctionnement d'un réacteur est affecté par la présence de ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ et ceci doit être pris en considération dans la conception des réacteurs alimentés par ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ ou des réacteurs contenant de grandes quantités de ${}_{92}^{238}\text{U}$. Cependant, ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ n'a été jamais utilisé directement comme un combustible des réacteurs et il n'y a aucun équipement pour la production spécifique de cet isotope. En effet, il s'avère que le coût du ${}_{94}^{241}\text{Pu}$ est tellement élevé qu'il soit employé comme combustible principal des réacteurs [9].

On note que les captures neutroniques auxquelles donnent lieu les isotopes autres que fertiles sont dites *parasites*, car elles détériorent le bilan neutronique sans aucune contrepartie.

1.1.4. Section efficace de fission :

La probabilité pour qu'un neutron induit la fission est décrite par la *section efficace de fission* σ_f , cette quantité est une fonction du noyau cible et de l'énergie du neutron incident. Pour les noyaux fissiles, σ_f est tout à fait grande aux énergies faibles, et diminue selon la loi en $1/v$ lorsque l'énergie du neutron augmente. Entre quelques eV et $60 eV$, on observe ensuite toute une série de pics de résonance, espacés les uns des autres de moins de $1 eV$, le rapport (hauteur du pic sur fond) variant entre 10 et plus de 100. La formule de Breit-Wigner s'applique (ici l'onde S)

$$\sigma_f = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_f}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (1.1)$$

Γ_n et Γ_f étant les largeurs partielles de niveau pour l'émission d'un neutron et pour la fission, respectivement. Enfin, entre 1 et 6 MeV, la section efficace atteint une valeur sensiblement constante σ_{f0} donnée par la formule simple, dérivée de celle de Breit-Wigner [1] :

$$\sigma_{f0} = \pi r_0^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f} \quad (1.2)$$

L'énergie augmente encore au dessus de 6 MeV, la section efficace de fission augmente légèrement, mais ceci n'a aucun effet considérable sur le fonctionnement du réacteur nucléaire.

La section efficace de fission est différente pour certains noyaux tels que : ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{240}_{94}\text{Pu}$, ${}^{242}_{94}\text{Pu}$ et ${}^{232}_{90}\text{Th}$, etc., qui exigent, pour induire la fission, des neutrons énergiques. Dans ce cas σ_f est nulle jusqu'à l'énergie seuil pour la fission, où σ_f monte rapidement avec l'augmentation de l'énergie. Puisque le seuil de fission se produit habituellement aux énergies au-dessus de la région des résonances, les sections efficaces de fission de ces noyaux tendent à être lisses partout. Il est habituelle de tabuler les sections efficaces des basses énergies, et particulièrement, à l'énergie 0.0253 eV. Cette valeur s'appelle *l'énergie thermique* puisque les neutrons sont en équilibre thermique à la température ambiante et ont, approximativement, cette énergie. Les sections efficaces correspondantes s'appellent les *sections efficaces thermiques*. Celles-ci sont données dans le tableau (1.2) pour ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, uranium normal, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ et ${}^{241}_{94}\text{Pu}$ [9].

Élément	σ_f barn	σ_a barn	α
${}^{233}_{92}\text{U}$	525	573	0.093
${}^{235}_{92}\text{U}$	577	678	0.175
U_{nat}	4.16	7.59	0.910
${}^{239}_{94}\text{Pu}$	741	1015	0.370
${}^{241}_{94}\text{Pu}$	950	1375	0.357

Tableau (1.2) : Les données thermiques pour ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, U_{nat} , ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ et ${}^{241}_{94}\text{Pu}$ [10].

σ_f est la section efficace de fission et σ_γ est celui de la capture radiative. σ_a , la section efficace d'absorption totale, est la somme de σ_f et σ_γ . Toutes les valeurs sont données en Barn. Le rapport des captures de neutron aux fissions dans une situation donnée est représenté par le symbole α ; ainsi,

$$\alpha = \frac{\sigma_\gamma}{\sigma_f} \quad (1.3)$$

Et par conséquent,

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_a} = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_\gamma} = \frac{1}{1 + \alpha} \quad (1.4)$$

La quantité σ_f/σ_a est la fraction des neutrons absorbés qui provoquent des fissions dans un matériau donné. Par conséquent, dans $^{235}_{92}\text{U}$ environ 85 % de neutrons thermiques absorbés la provoquent la fission, et dans $^{239}_{94}\text{Pu}$ la proportion est seulement 73 %. Pour des neutrons des énergies élevées supérieurs à 0.1 MeV, la proportion des fissions augmente d'une façon remarquable, particulièrement pour $^{239}_{94}\text{Pu}$ [5].

1.1.5. Produits de fission :

Quand un noyau subit la fission, un certain nombre de produits sont formés. Il y a, naturellement, les fragments de fission, mais en outre, à l'instant de la fission ou plus tard, les neutrons, les rayons gamma, les rayons bêta, et les neutrinos sont émis.

1.1.5.1. Fragments de fission :

Des études détaillées de la fission du $^{235}_{92}\text{U}$ par neutron lent ont prouvé que le noyau composé se coupe en plus de 40 manières différentes, rapportant plus de 80 produits de fission ou fragments de fission.

La probabilité qu'un fragment de nombre de masse A formé par la fission s'appelle l'*abondance* du fragment de fission. La figure (1.3) présente l'abondance des fragments de fission pour les éléments fissiles $^{235}_{92}\text{U}$ et $^{239}_{94}\text{Pu}$.

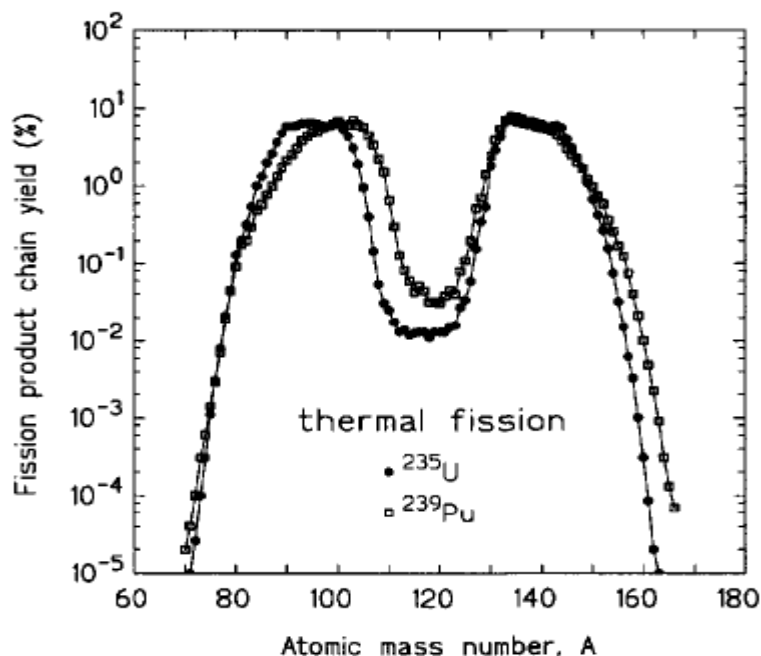


Figure (1.3) : l'abondance des fragments de fission pour $^{235}_{92}\text{U}$ et $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Il apparaît que les masses des produits de fission se trouvent dans deux grands groupes un groupe *léger* de nombre de masse entre 80 et 110, et un groupe *lourd* de nombre de masse entre 125 et 155. Il est évident que la fission de $^{235}_{92}\text{U}$ par des neutrons lents ou thermiques ne

soit pas symétrique dans la grande majorité des cas [4]. Cependant, les courbes d'abondances des fragments de fission sont très semblables dans tous les cas dans lesquels la fission est induite par l'absorption des neutrons thermiques et parmi les fragments lourds $A = 139$ a toujours l'abondance la plus élevée.

Deux groupes d'énergie cinétique distincts, analogues aux deux groupes de nombre de masse, ont été détectés ;les énergies cinétiques sont approximativement 57 MeV pour le membre le plus abondant du groupe lourd et 98 MeV pour l'autre du groupe léger.

Pendant le processus de fission plusieurs électrons orbitaux de l'atome subissant la fission sont éjectés, en conséquence, les fragments de fission sont fortement chargés. De telles particules, se déplaçant aux vitesses de l'ordre de 10^7 m.s^{-1} , peuvent produire une ionisation considérable dans leur passage dans la matière. En raison de la leur grande masse et charge, l'ionisation spécifique est haute, et leur distance parcourue est relativement très courte.

La distance parcourue par les fragments de fission dans divers matériaux est très importante dans la conception de réacteur, puisqu'il est nécessaire d'empêcher l'échappement des éléments de combustible. Les distances moyennes parcourues dans certain nombre de matériaux et les densités surfaciques correspondantes sont indiquées dans le tableau (1.3) [5] :

Matériau	Distance Parcourue ($\times 10^{-2} \text{ mm}$)	Densité surfacique ($\times 10^{-2} \text{ kg.m}^{-2}$)
Aluminium	1.4	3.7
Cuivre	0.59	5.2
Argent	0.53	6.1
Or	0.59	11.1
Uranium	0.66	12.6
UO_2	1.4	10.0

Tableau (1.3) : Distance parcourue par les fragments de fission thermique pour $^{235}_{92}\text{U}$ [11].

Quand les fragments de fission sont formés, ils sont, excessivement, riches en neutrons. C'est-à-dire, ils contiennent trop de neutrons, et pour la stabilité ils se désintègrent avec l'émission d'un ou plusieurs rayons β^- . La décroissance radioactive des produits de fission dans les réacteurs est importante pour un certain nombre de raisons. D'abord, l'énergie émise sous forme β^- et des rayons gamma pendant l'opération de réacteur représente une contribution importante à l'énergie récupérable de la fission, puisque la majeure partie de ces rayonnements ne peuvent pas s'échapper du réacteur. En outre, puisque la décroissance des fragments de fission continue après l'arrêt du réacteur, l'énergie de décroissance fournit une source continue de chaleur qui doit être dégagée après arrêt. En conclusion, les rayonnements liés à la décroissance des produits de fission, en particulier les rayonnements gamma, présentent un risque biologique important.

Tandis qu'il est possible d'écrire des expressions plus exactes pour la décroissance des produits de fission basée sur des données expérimentales détaillées.

Il est nécessaire de savoir l'énergie libérée par les produits de fission après l'arrêt du réacteur qui avait fonctionné à un niveau de puissance pendant une durée donnée. Sur une période T de fonctionnement du réacteur, la puissance totale émise dans un réacteur sous forme des rayons β^- et de rayons gamma est donnée par la fonction de *Borst-Wheeler* [9] :

$$P(t, T) = 4.1 \times 10^{11} [t^{-0.2} - (t + T)^{-0.2}] \text{ MeV} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.5)$$

1.1.5.2. Neutrons émis par la fission :

L'un des produits les plus importants de la fission est les neutrons émis dans le processus [12]. La majorité de ces derniers apparaissent instantanément, c'est à dire, en moins de 10^{-14} s de l'événement de fission, ce sont les *neutrons prompts* [13]. Un nombre très petit de neutrons appariassent plus tard, ils sont désignés sous le nom des *neutrons retardés*.

1.1.5.2.1. Neutrons prompts :

Le nombre de neutrons prompts émis dans la fission varie d'une fission à l'autre. Seulement le nombre *moyen* de neutrons libérés par fission est nécessaire dans les calculs de réacteur et cette quantité est indiquée par le symbole ν , et sa valeur dépend de l'isotope fissile et de l'énergie du neutron incident. En particulier, des mesures expérimentales montrent que ν augmente, approximativement, linéairement avec de l'énergie, c'est à dire,

$$\nu = \nu_0 + aE \quad (1.6)$$

Où ν_0 et a sont des constantes données dans le tableau (1.4), et E est l'énergie de neutron incident.

Isotope	ν_0	a (MeV ⁻¹)	E (MeV)
${}^{232}_{90}\text{Th}$	1.87	0.164	Tout E
${}^{233}_{92}\text{U}$	2.48	0.075	$0 \leq E \leq 1$
	2.41	0.136	$E > 1$
${}^{235}_{92}\text{U}$	2.43	0.065	$0 \leq E \leq 1$
	2.35	0.150	$E > 1$
${}^{238}_{92}\text{U}$	2.30	0.160	Tout E
${}^{239}_{94}\text{Pu}$	2.87	0.148	$0 \leq E \leq 1$
	2.91	0.133	$E > 1$

Tableau (1.4): Les constantes ν_0 et a [14].

L'absorption d'un neutron d'énergie faible par un noyau fissile ne mène pas toujours à la fission. Des rayons gamma peuvent être émis après cette absorption, et dans ce cas le neutron

est simplement capturé. Pour décrire cette situation il est commode de présenter un paramètre qui est égal au nombre moyen de neutrons émis dans la fission par neutron absorbé par l'isotope fissile. Cette quantité, désignée par η , est définie par

$$\eta = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_a} \quad (1.7)$$

La quantité η est également définie pour un mélange des isotopes fissiles et fertiles; un tel mélange s'appelle fréquemment le *combustible*. Dans ce cas, η est le nombre moyen de neutrons produits par un neutron absorbé dans le mélange [9].

Les neutrons prompts de fission sont émis selon une distribution continue de l'énergie. Cette distribution est décrite par la fonction $\chi(E)$, qui s'appelle *le spectre d'énergie* des neutrons prompts. Plusieurs expressions ont été données pour déterminer le spectre $\chi(E)$; l'une les plus utilisée est :

$$\chi(E) = 0.453 \times e^{-1.036 \sinh \sqrt{2.29E}} \quad (1.8)$$

Où E est en *MeV* [15]. Cette fonction est montrée sur la figure (1.4), généralement, le spectre est indépendant de l'énergie des neutrons induisant la fission. Cet équation (1.8) est basée, en grande partie, sur des mesures de la fission du ${}^{235}_{92}\text{U}$; les autres spectres pour les autres noyaux fissibles présentent le même comportement, mais, avec des constantes légèrement différentes.

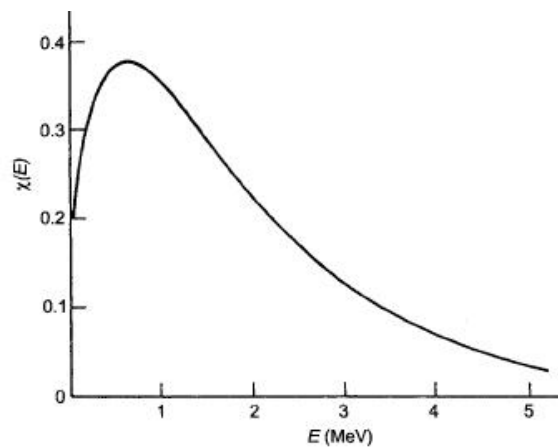


Figure (1.4) : spectre d'énergie des neutrons prompts.

L'énergie moyenne des neutrons prompts peut être trouvée de la manière habituelle par l'intégration du spectre des neutrons prompts, à savoir,

$$\bar{E} = \int_0^{\infty} E \chi(E) dE = 1.98 \text{ MeV} \quad (1.9)$$

D'autre part, l'énergie du neutron la plus probable est de 0.73 MeV .

1.1.5.2.2. Neutrons retardés :

La plupart des produits de fission, riches en neutrons, subissent la désintégration β^- ; dans quelques cas, cependant, les descendants sont produits dans des états excités avec des énergies suffisantes pour rendre possible l'émission des neutrons. C'est de cette manière que les neutrons retardés surgissent, ces neutrons présentent moins de 1 % des neutrons de fission, et jouent un rôle central dans le fonctionnement d'un réacteur [16].

Les noyaux produits par la fission et menés à l'émission des neutrons retardés sont connus par *précurseurs de neutrons retardés*. Les précurseurs peuvent être divisés en six groupes selon leurs périodes. La distribution des précurseurs des neutrons retardés est une fonction des noyaux fissiles et de l'énergie des neutrons. Les rendements, par fission, et les périodes moyennes des neutrons retardés sont indiqués, également, sur le tableau (1.5) pour la fission induite par des neutrons thermiques de $^{233}_{92}\text{U}$, $^{235}_{92}\text{U}$ et $^{239}_{94}\text{Pu}$.

Groupe	Indice i	Période sec	Rendement (neutrons/fission)	Fraction β_i	Précurseur avec $t_{1/2}$
$^{233}_{92}\text{U}$	1	55.00	0.00057	0.000224	
	2	20.74	0.00197	0.000777	Br^{87} 54.51 s (1)
	3	5.00	0.00166	0.000655	
	4	2.13	0.00184	0.000723	I^{137} 24.4 s
	5	0.615	0.00034	0.000133	} (2)
	6	0.277	0.00022	0.000088	
$^{235}_{92}\text{U}$	1	55.72	0.00052	0.000125	I^{138} 6.3 s
	2	22.72	0.00346	0.001424	Br^{89} 4.4 s
	3	6.22	0.00310	0.001274	Rb^{94} 6.0 s
	4	2.30	0.00624	0.002568	
	5	0.610	0.00182	0.000748	I^{139} 4.0 s
	6	0.230	0.00066	0.000273	Br^{90} 1.6 s
$^{239}_{94}\text{Pu}$	1	54.28	0.00021	0.000073	Kr^{93} 1.5 s
	2	23.04	0.00182	0.000626	Cs, Sb, Te
	3	5.60	0.00129	0.000443	~2 s
	4	2.13	0.00199	0.000685	$I^{138} + Kr?$ 0.5 s (5)
	5	0.618	0.00052	0.000181	
	6	0.257	0.00027	0.000092	$Be, Rb, Ar?$ 0.2 s (6)

Tableau (1.5) : Caractéristiques des neutrons retardés [14].

Dans les calculs de réacteur il est plus commode d'utiliser les *fractions des neutrons retardés* β_i , ce nombre est défini comme *la fraction des neutrons de fission qui apparaissent comme neutrons retardés dans le $i^{\text{ème}}$ groupe*, et comme ν présente le nombre de neutrons

émis dans une seule fission, $\beta_i \cdot \nu$ est égal au rendement absolu de neutrons dans le $i^{\text{ème}}$ groupe. La fraction retardée totale, β est simplement la somme du β_i , $\beta \cdot \nu$ est alors le rendement total des neutrons retardés dans tous les groupes.

Au contraire de neutrons prompts, qui sont émis selon un spectre d'énergie continu, les neutrons retardés dans chaque groupe apparaissent avec des énergies plus ou moins bien définies, ou selon un spectre d'énergie discret. Il est remarquable que les neutrons retardés soient beaucoup moins énergiques que la majorité des neutrons prompts [9].

1.1.5.3. Rayons gamma prompts :

Un certain nombre de rayons gamma sont émis à l'instant de la fission, ils sont appelés les *rayons gamma prompts*, pour les distinguer des rayonnements gamma de la décroissance radioactive des produits de fission.

Une distribution d'énergie, ou spectre d'énergie, des rayons gamma prompts accompagnant la fission du $^{235}_{92}\text{U}$ est montrée par l'équation (1.10). L'énergie totale des rayons gamma prompts est proche de 7.3 MeV par fission et l'énergie moyenne d'un photon est de 0.9 MeV [5].

$$\Gamma(E) = \begin{cases} \sim 6.6 & 0.1 \leq E \leq 0.6 \text{ MeV} \\ 20.2e^{-1.78E} & 0.6 \leq E \leq 1.5 \text{ MeV} \\ 7.2e^{-1.09E} & 1.5 \leq E \leq 10.5 \text{ MeV} \end{cases} \quad (1.10)$$

Noter bien que les spectres des rayons gamma prompts de tous les noyaux fissionables ont la même forme ou presque identiques.

1.1.6. Énergie libérée par fission :

Le produit le plus important de la fission est la grande quantité d'énergie qui est libérée. La majeure partie de cette énergie est sous forme de l'énergie cinétique des fragments de fission. Le reste est distribué sous forme de l'énergie cinétique des neutrons et de l'énergie des rayonnements [4]. Cette énergie, 207 MeV environ, se répartit d'une façon présentée dans le tableau (1.6).

On voit que la plus grosse fraction de l'énergie est emportée sous forme cinétique par les produits de fission. Ceux-ci sont des ions lourds, ils sont donc très rapidement ralentis dans le combustible. Il en est de même des rayons β^- malgré un parcours plus long. Les photons γ , au contraire, ont la possibilité de quitter le combustible et seule une fraction sera absorbée dans celui-ci.

Les neutrons déposent leur énergie, par ralentissement, en grande partie hors du combustible. A l'énergie cinétique de 5 MeV qu'ils emportent, il y a lieu d'ajouter une énergie γ relative, de l'ordre de 3 à 12 MeV , à des captures neutroniques additionnelles et il ne s'agit pas en fait d'énergie de fission primaire. Cette dernière dépend fortement du combustible du réacteur.

Les neutrinos associés à la radioactivité β^- des produits de fission quittent intégralement le réacteur.

Forme	Énergie libérée <i>MeV</i>	Énergie récupérée <i>MeV</i>
Fragments de fission	168	168
Neutrons de fission	5	5
Rayonnement β	8	8
Rayonnement γ	7	7
Neutrinos	12	—
Rayonnement γ prompts	7	7
Rayonnement γ de capture	—	3-12
total	207	198-207

Tableau (1.6) : Énergie libérée et récupérée pour la fission de $^{235}_{92}\text{U}$.

De ce qui précède, on conclut qu'en marche normale une énergie de 180 à 190 *MeV* par fission sera dégagée sous forme calorifique dans le combustible et sera récupérée par le *fluide caloporteur* qui est pratiquement en contact avec lui. La presque totalité de l'énergie de la réaction est récupérée là où elle est produite. Si l'on considère l'ensemble du réacteur, les chiffres précédents deviennent 200 – 205 *MeV*, car on prend alors en compte l'énergie des neutrons [8].

1.2. Réaction de fission en chaîne :

L'idée d'une *réaction en chaîne* est née dans les années qui ont suivi la découverte du neutron puis de la fission. Les évènements successifs à la fission intéressant dans les réacteurs nucléaires: sont les suivants:

- Production de deux ou trois fragments radioactifs, accompagnée d'émission de photons, de particules chargées et neutres;
- Émission instantanée de deux ou trois neutrons: le nombre moyen de neutrons statistiquement émis au cours d'une fission est appelé ν ;
- Libération d'énergie dont environ 200 *MeV* sont récupérables [17].

Les principaux éléments d'un réacteur en chaîne sont le combustible et les neutrons. Le combustible d'un réacteur nucléaire est les matières fissibles. Le point commun à toutes les réactions en chaîne est que les neutrons réagissent avec le combustible pour libérer de l'énergie et produisent de nouveaux neutrons. Ces nouveaux neutrons réagissent avec plus de combustible et produisent plus de l'énergie et de neutrons, le processus se répétant d'une génération à une autre génération. Le mot *chaîne* se rapporte ainsi au fait que les neutrons sont produits à nouveau par le même processus de libération de l'énergie qu'ils induisent quand ils sont absorbés dans le combustible [4].

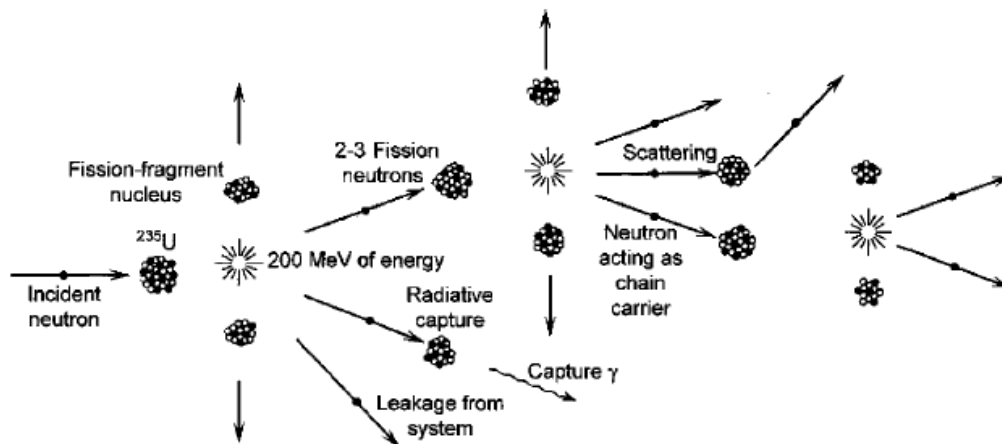


Figure (1.5) : présentation schématique de la réaction de fission en chaîne [18]

Pour que la réaction en chaîne se déclenche et que le réacteur puisse *diverger* et fournir de l'énergie, il est nécessaire qu'il existe un bilan favorable entre les trois processus suivants, simultanés:

- Production des neutrons par la fission.
- Capture des neutrons, sans fission, dans le combustible et les autres matériaux de structure (ralentisseur, fluide de refroidissement, gainages, etc.).
- Fuites de neutrons vers l'extérieur du réacteur [1].

1.2.1. Facteur de multiplication :

La condition nécessaire pour qu'une réaction en chaîne soit auto-soutenue dans un réacteur nucléaire est qu'un neutron, produit par fission, réussit par la suite à induire une autre fission. En d'autres termes, une fission doit mener à des autres, et si c'est le cas, le nombre de fissions se produisant par seconde dans le système sera constant. Si, d'autre part, chaque fission mène par la suite à plus d'une fission, le taux de fission augmente avec le temps, et réciproquement, il diminue avec le temps si moins d'une fission additionnelle se produit par fission.

Ces idées peuvent être exprimées commodément en termes de *facteur de multiplication*. Ceci, indiqué par k , est défini comme le rapport du nombre de fissions dans une génération au nombre de fissions dans la génération précédente. En d'autres termes, ce facteur est défini, en terme de neutrons, comme le rapport du nombre de neutrons d'une génération au nombre de neutrons de la génération précédente. C'est une quantité extensive, puisque sa valeur dépend de la taille et de la forme du réacteur [9]. Si cette taille de réacteur est infinie, on désigne le facteur de multiplication par k_∞ (facteur de multiplication infini).

S'il y a N_1 neutrons dans la première génération, il y aura

$$N_n = N_1 k^{n-1} \quad (1.11)$$

neutrons dans la $n^{\text{ième}}$ génération.

- Si $k = 1$, l'intensité de la réaction en chaîne est auto-entretenu et reste constante, et le système est *critique*.
- Si $k > 1$, l'intensité de la réaction augmente, et la réaction en chaîne est divergente, et le système est *sur-critique*
- Si $k < 1$, la réaction en chaîne est convergente, et le système est *sous-critique* et tend vers l'arrêt.

Le taux de multiplication exprimé dans (1.11) peut être donné sous la forme d'une équation en présentant le temps de génération τ (l'intervalle de temps séparant deux générations, temps de vie moyen des neutrons dans le milieu, égal au temps qui s'écoule entre leur apparition par fission et leur disparition par absorption ou fuite hors de ce milieu). Le temps de génération est défini comme le temps moyen entre les générations successives. Par conséquent le temps mesuré à partir de la première à $n^{\text{ième}}$ génération est

$$t = (n - 1)\tau \quad (1.12)$$

Substituant t/τ à $(n - 1)$ dans (1.11), nous avons.

$$N(t) = N_1 k^{t/\tau} \quad (1.13)$$

D'où

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{\ln k}{\tau} \quad (1.14)$$

D'habitude, k est très proche de l'unité, de sorte que $\ln k \approx k - 1$; par conséquent, l'équation cinétique de base est écrite [4].

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{k - 1}{\tau} \quad (1.15)$$

Donc

$$N(t) = N_1 e^{\frac{k-1}{\tau}t} \quad (1.16)$$

- Dans le cas d'un système sur-critique défini par $k = 1.01$ et $\tau = 10^{-3}s$, la population neutronique serait multipliée par un facteur 22000 en l'espace d'une seconde: si le cas était ainsi, les réacteurs nucléaires ne seraient pas contrôlables. En fait, une fraction faible numériquement mais essentielle physiquement (0.6 à 1%) des neutrons issus de la fission est émise avec un retard de quelques minutes (par décroissance radioactive de certains produits de fission); grâce à ces neutrons retardés, le temps de vie moyen entre deux générations est très supérieur à $10^{-3}s$, à savoir de l'ordre de 0.1 s, permettant le contrôle des réacteurs.
- Dans le cas d'un système sous-critique, on peut en fait maintenir une population neutronique stable en y plaçant une source de neutrons. Si l'intensité de la source est S (neutrons par seconde), le nombre de neutrons présents dans le milieu en provenance directe de la source est $S\tau$; au bout d'un certain nombre de générations, on trouve également les neutrons provenant des fissions successives: à la n ème génération, les $S\tau$ neutrons initiaux ont $k^n S\tau$ descendants; au total, la population est :

$$S\tau(1 + k + k^2 + \dots + k^n) = \frac{S\tau}{1 - k} \quad (1.17)$$

Cette propriété est utilisée pour faire diverger un réacteur: on maintient le milieu sous-critique, en présence d'une source, en faisant tendre k vers 1 jusqu'à atteindre un niveau de flux neutronique mesurable [17].

Le facteur de multiplication en général dépend de la taille et de la constitution du réacteur, sa température, etc. Habituellement, ce facteur ne reste pas constant pendant le progrès de la réaction parce que la constitution du réacteur subit des changements en raison de la réaction. Le plus important de ces changements est la consommation progressive du combustible. La réaction en chaîne auto-entretenu continue à fonctionner seulement aussi longtemps que le facteur de multiplication k reste égal à 1. A moins que le combustible brûlé soit remplacé, sa consommation arrête par la suite la réaction en chaîne [4].

1.2.2. Principe des réacteurs thermiques :

Un réacteur nucléaire est un appareil dans le quel il est possible de déclencher, maintenir et contrôler la réaction de fission en chaîne de certains noyaux lourds. Les neutrons libérés par fission dans un bloc d'uranium naturel ont des énergies élevées et peuvent théoriquement produire à leur tour la fission de noyaux du ${}^{235}_{92}\text{U}$ et du ${}^{238}_{92}\text{U}$. Mais leur énergie s'abaisse rapidement sous l'effet des chocs inélastiques au dessous du seuil d'énergie de fission du ${}^{238}_{92}\text{U}$ (de l'ordre de 1MeV).

Comme, d'autre part, aux hautes énergies, les sections efficaces de fission du $^{235}_{92}\text{U}$ et du $^{238}_{92}\text{U}$ sont très faibles, il s'en suit que la probabilité pour qu'un neutron produise la fission du $^{238}_{92}\text{U}$ avant d'avoir atteint le seuil est également très faible. Or en dessous du seuil, le $^{238}_{92}\text{U}$ absorbe les neutrons de façon stérile et sera à l'origine d'une perte neutronique importante rendant impossible l'entretien de la réaction en chaîne.

La figure (1.6) représente les sections efficaces de fission et de capture du $^{235}_{92}\text{U}$ et du $^{238}_{92}\text{U}$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents. On constate que la section efficace de fission du $^{235}_{92}\text{U}$ est plus importante aux basses énergies (de l'ordre de 0.0253 eV) que les sections efficaces de capture du $^{235}_{92}\text{U}$ et du $^{238}_{92}\text{U}$.

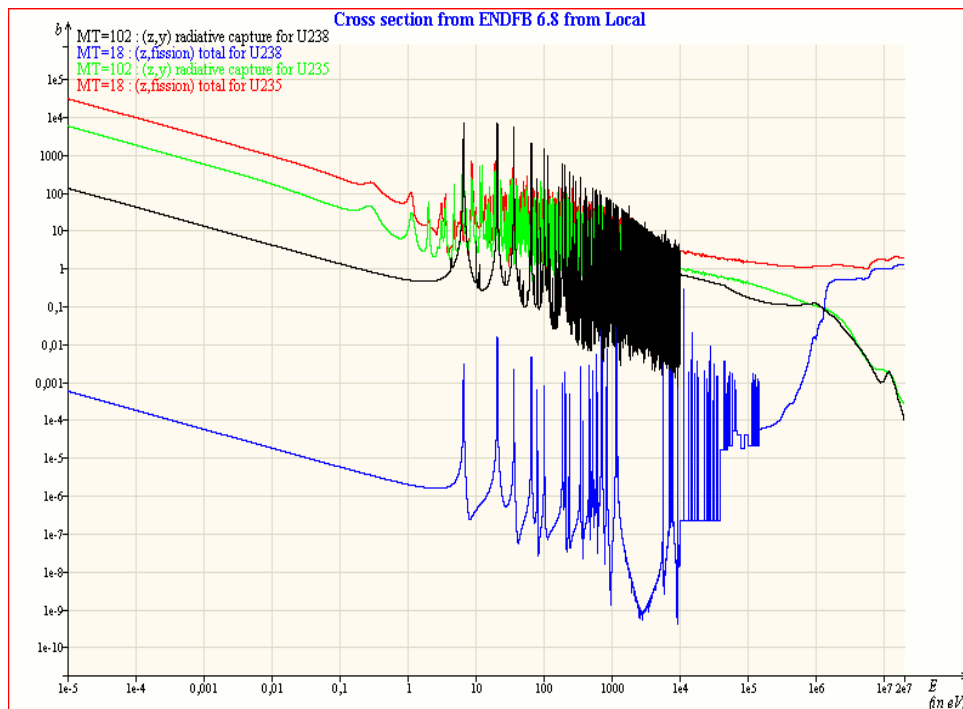


Figure (1.6) : sections efficaces des isotopes de l'uranium.

On est donc amené, lorsqu'on se propose d'utiliser l'uranium naturel, ou faiblement enrichi, à abaisser l'énergie des neutrons le plus possible. Cette réduction d'énergie, donc la vitesse, est obtenue en faisant subir aux neutrons des chocs élastiques sur les noyaux d'une substance légère appelée modérateur ou ralentisseur.

Ce modérateur doit présenter une section efficace de capture très faible. On peut utiliser à cet effet l'eau lourde, l'oxyde de béryllium ou le graphite pur ; si l'uranium est enrichi, on pourra utiliser de l'eau légère. Cependant, une importante difficulté surgit au cours du ralentissement des neutrons : la section efficace d'absorption stérile du $^{238}_{92}\text{U}$ présente des pics de résonance dans la bande énergétique de 100 eV . Ce fait est mis en évidence dans la figure (1.6) où est représentée la section efficace de capture du $^{238}_{92}\text{U}$ en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

On y remédie en introduisant le combustible sous forme de barres au sein du modérateur ; les neutrons de fission, très rapides à l'émission, s'échappent du barreau d'uranium et sont ralentis à l'extérieur du barreau, dans le modérateur.

Ils peuvent ainsi franchir la bande énergétique dans laquelle le $^{238}_{92}\text{U}$ présente des résonances aigües et ensuite provoquer la fission des noyaux du $^{235}_{92}\text{U}$ par diffusion dans les barres de combustible : c'est le principe des réacteurs hétérogènes par opposition aux réacteurs homogènes où le combustible est intimement lié au modérateur [19].

1.2.3. Définition des facteurs η , ε , p , f [4, 5, 9]:

1. η : rendement en neutrons de fission ou *facteur de reproduction* : la quantité intéressante dans le calcul des réacteurs n'est pas le nombre moyen de neutrons émis par fission ν , mais le nombre η de neutrons émis par neutron thermique absorbé dans le combustible. Ce nombre η est inférieur au nombre ν puisque l'absorption d'un neutron peut conduire soit à une fission soit à une capture radiative.

Le rapport η/ν est égal au rapport des sections efficaces macroscopiques de fission Σ_f et d'absorption totale du combustible Σ_{ac} :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}} \quad (1.18)$$

2. ε : facteur de fission rapide : considérons n neutrons absorbés dans le combustible ; ils produisent en moyenne $n \cdot \eta$ neutrons de fission. Ces neutrons vont être ralentis, mais au début de leur ralentissement, ils sont assez énergétiques pour produire la fission du $^{235}_{92}\text{U}$ et du $^{238}_{92}\text{U}$; on tient compte de l'excédent de neutrons ainsi produits par les fissions rapides, en multipliant le nombre de neutrons de fission initial par un facteur ε légèrement supérieur à l'unité.

Tout se passe comme si les n neutrons thermiques initiaux avaient non $n \cdot \eta$, mais

$$n \cdot \eta \cdot \varepsilon \quad (1.19)$$

neutrons de fission. ε est le facteur de fission rapide qui vaut 1.03 environ.

3. p : facteur anti-trappe : au cours de leur ralentissement, du niveau de fission au niveau thermique, certains neutrons sont absorbés de façon stériles, principalement par capture résonante dans le $^{238}_{92}\text{U}$. On introduit donc la probabilité qu'a un neutron d'atteindre le niveau thermique sans être absorbés ; on la désigne par p et on l'appelle probabilité anti-trappe.

Le nombre de neutrons qui atteignent le niveau thermique est donc :

$$n \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot p \quad (1.20)$$

4. f : facteur d'utilisation thermique : une fraction, seulement des neutrons thermiques, est capturée dans le combustible, les autres sont perdus dans le modérateur, le fluide caloporteur, etc. On désigne cette fraction par f et on l'appelle facteur d'utilisation thermique défini par :

$$f = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}} \quad (1.21)$$

Où Σ_{am} représente toutes les absorptions thermiques en dehors du combustible et des poisons, c'est-à-dire dans le modérateur, les structures, les barres de contrôles, etc.

Le nombre de neutrons capturés dans le combustible au niveau thermique est :

$$n. \eta. \varepsilon. p. f \quad (1.22)$$

1.2.4. Expression du facteur de multiplication en milieu infini [20]:

On le définit comme étant le rapport des neutrons utiles d'une génération à la précédente. En partant de n neutrons absorbés dans le combustible dans une génération et d'après l'expression (1.21), $n. \eta. \varepsilon. p. f$ seront absorbés à la génération suivante d'où l'expression du facteur de multiplication infini k_{∞} :

$$k_{\infty} = \frac{n. \eta. \varepsilon. p. f}{n} = \eta. \varepsilon. p. f \quad (1.23)$$

1.2.5. Expression du facteur de multiplication effectif [20]:

Au cours du développement des réacteurs en chaîne l'attention s'est graduellement tournée vers les systèmes fortement enrichis dans lesquels les neutrons pourraient induire la fission à presque n'importe quelle énergie et jusqu'à présent nous avons négligé les pertes de neutrons hors du réacteur en supposant le milieu infini. Nous donnons une autre définition au facteur de multiplication, comme le rapport entre les productions et les disparitions, par absorption ou par fuites, des neutrons, ce facteur s'appelle facteur de multiplication *effectif* k_{eff} :

$$k_{eff} = \frac{\text{No. moyen de neutrons produit dans un réacteur}}{\left(\text{No. moyen de neutrons absorbés dans un réacteur} \right) + \text{No. moyen de neutrons échappés de réacteur}}$$

Les réacteurs étant de dimensions finies, on devra introduire un facteur de probabilité supplémentaire : la probabilité anti-fuite P ; d'où l'expression du facteur de multiplication effectif :

$$k_{eff} = k_{\infty}. P = \eta. \varepsilon. p. f. P \quad (1.24)$$

À la criticité le $k_{eff} = 1$, la production de neutrons et la disparition équilibrent. Le schéma de la figure (1.7) résume la définition des divers facteurs η, ε, p, f et P . Le rôle de la physique des réacteurs est de calculer les valeurs des paramètres $\eta, \varepsilon, p, f, P$ et de les optimiser.

Les paramètres η et ε sont à peu près fixés par les caractéristiques du combustibles. Les paramètres p et f sont liées ; l'augmentation de f , par exemple par diminution du volume du modérateur entraînera une diminution de p . Le produit $p. f$ peut néanmoins avoir une valeur maximale pour une structure et une composition convenablement choisies ; la structure

hétérogène présentera un facteur p plus grand que la structure homogène. Le coefficient P , qui tient compte des dimensions finies du réacteur, traduit la probabilité d'échapper aux fuites par les parois ; il importe donc de diminuer les fuites par rapport aux fissions et captures. Pour cela, on augmentera le volume du réacteur en lui donnant la forme qui présente, à volume égal, la plus petite surface ; le cylindre est préférable au cube par exemple.

On pourra aussi diminuer les fuites en entourant le réacteur d'un réflecteur dont le rôle est de renvoyer vers le cœur les neutrons qui se sont échappés. Il existe donc une taille critique du réacteur à partir de laquelle le facteur de multiplication est supérieur à l'unité, c'est-à-dire que la réaction diverge. On en conclue qu'on ne peut pas optimiser les quatre paramètres à la fois, qu'il est nécessaire de faire un compromis et on cherchera à optimiser le produit $\eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f$.

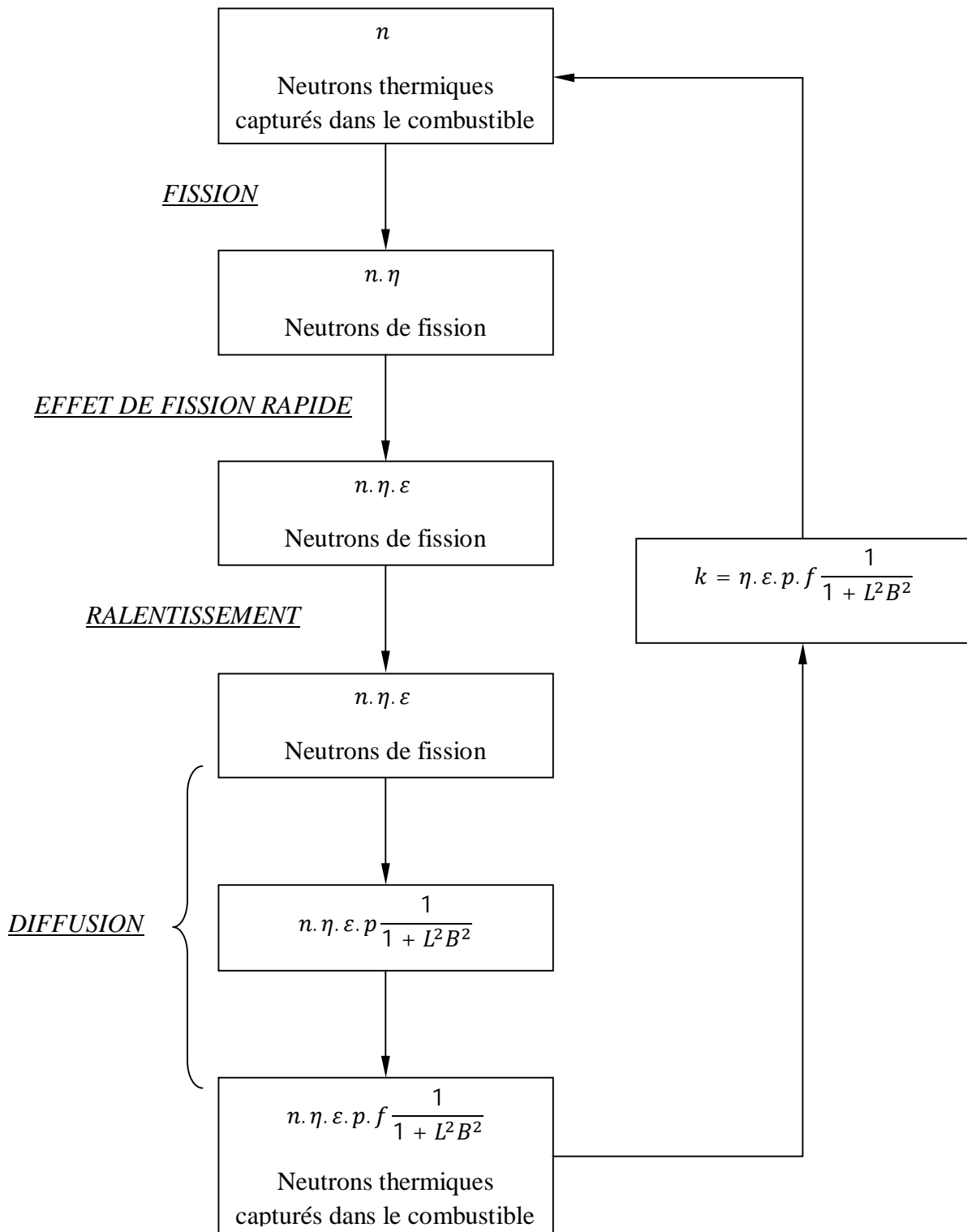


Figure (1.7) : définition des divers facteurs η, ϵ, p, f et P .

CHAPITRE 2

INTERACTIONS DES NEUTRONS AVEC LA MATIÈRE ET BASES DE DONNÉES

2.1. Interactions des neutrons avec la matière :

L'occurrence de ces réactions dépend des caractéristiques du projectile (énergie, spin...) et du noyau cible (élément, isotope...).

2.1.1. Diffusion élastique :

Avec la réaction de capture radiative (n, γ), c'est la seule réaction qui peut avoir lieu avec des neutrons de n'importe quelle vitesse.

Dans la diffusion élastique, le neutron et le noyau se comportent comme de petites balles élastiques impénétrables, et le phénomène relève donc les lois de la mécanique classique. Le neutron communique une partie de son énergie cinétique et se trouve ainsi ralenti. Cette diffusion joue un rôle très important dans le ralentissement des neutrons dans les réacteurs.

La section efficace de diffusion est la somme de deux termes :

- La section efficace $\sigma_r(n, n)$ de résonance, qui correspond au cas où se forme un noyau composé, puis où un neutron est réémis par ce noyau composé.
- La section efficace $\sigma_p(n, n)$ de diffusion potentielle, qui est une interaction directe : il n'y a pas pénétration de la cible par le neutron, et pas formation de noyau composé, mais diffusion élastique de l'onde associée au neutron par le potentiel nucléaire.

Si la diffusion élastique s'effectuait purement par résonance, avec des collisions centrales (onde S), la section efficace serait celle donnée par la formule de Breit-Wigner. Pour tenir compte de la diffusion potentielle, il faut modifier la formule de Breit-Wigner pour inclure une composante non résonante. Dans le cas de la diffusion de l'onde S [21], la formule donnant la section efficace de diffusion devient :

$$\sigma(n, n) = \frac{\pi}{k^2} \left[\frac{\Gamma_n}{(E - E_r) + i(\Gamma/2)} + 2e^{ikR_0} \sin(kR_0) \right] \quad (2.1)$$

$k = 2\pi/\lambda$ étant le nombre d'onde, qui a une longueur λ , du neutron incident, R_0 le rayon du noyau cible, E et E_r sont respectivement l'énergie et l'énergie de résonance, Γ_n est la largeur du niveau d'énergie.

2.1.2. Diffusion inélastique :

Le neutron incident est capturé ; il se forme un noyau composé, et un neutron est ensuite réémis mais avec une énergie cinétique plus faible que celle qui correspondait à une diffusion élastique. Le noyau résiduel est laissé dans un état excité ; il revient à son état fondamental en émettant un ou plusieurs photons gamma.

Si l'énergie du neutron incident est inférieure à celle qui correspond au niveau excité le plus bas du noyau composé, seule la diffusion élastique peut se produire. Par contre, si T' , l'énergie cinétique de la particule incidente dans le système du centre de masse, est supérieure à la valeur qui correspond au premier niveau excité, la diffusion inélastique devient possible.

Dans le cas de l'onde S , la forme de Breit-Wigner prend la forme :

$$\sigma(n, n') = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_{n'}}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (2.2)$$

Près du seuil, Γ_n est généralement prédominant.

2.1.3. Réactions d'absorption :

Nous étudierons les réactions (n, γ) , ou de capture radiative, puis (n, p) et (n, α) . La réaction de fission, étant donnée son importance pratique considérable, a été l'objet du premier chapitre.

2.1.3.1. Capture radiative (n, γ) :

C'est la réaction qui conduit à la formation d'un isotope ; le noyau cible s'approprie le neutron incident et élimine instantanément l'excès d'énergie par émission d'un rayonnement gamma dit *prompt*.

Dans cette interaction, le rapport N/Z du noyau cible augmente d'une unité. Si le noyau cible se trouve au voisinage de la limite supérieure de stabilité, le noyau produit, qui est un émetteur du rayonnement gamma, peut être radioactif β^- .

Dans le cas de l'onde S , la forme de Breit-Wigner prend la forme :

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (2.3)$$

On peut démontrer que, en général, Γ_n est proportionnel à la vitesse v_n du neutron ; Γ_γ dépend uniquement du noyau composé et non de la vitesse du neutron. D'autre part, k est proportionnel à la vitesse. Si $\Gamma \ll 1$, on voit que $\sigma(n, \gamma)$ est de la forme :

$$\sigma(n, \gamma) = \frac{\text{constante}}{v'} \quad (2.4)$$

Cette loi a été obtenue par Gamow. Cette région de basses énergies est souvent désignée par le terme de *région 1/v*.

2.1.3.2. Réactions (n, p) :

La réaction n'est possible que si l'énergie fournie au noyau cible est suffisante pour que le proton puisse traverser la barrière de potentiel du noyau composé ; la hauteur de la barrière de potentiel est d'autant plus basse que la charge du noyau est plus petite, donc ces réactions ne sont observables qu'avec des noyaux légers.

Pour un grand nombre de réactions (n, p) endoénergétiques, le seuil tombe dans la zone des neutrons rapides. La section efficace de capture augmente depuis la valeur du seuil, puis demeure constante lorsque l'énergie devient supérieure à la somme du seuil et de la hauteur de la barrière de potentiel.

2.1.3.3. Réactions (n, α) :

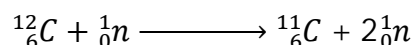
La barrière de potentiel étant deux fois plus haute pour une particule α que pour un proton, seules sont observables les réactions avec des noyaux légers et suffisamment exoénergétiques. C'est le cas de ^{10}B et ^6_3Li . La réaction $^6_3\text{Li}(n, \alpha)^3_1\text{H}$ est utilisée pour fabriquer le tritium.

2.1.3.4. Réactions de production des neutrons:

Au-delà de 10 MeV dans le système laboratoire, apparaissent de nouvelles interactions. On considérera uniquement le cas de la réaction ($n, 2n$) qui présente un certain intérêt pratique, et qui est réalisable avec les neutrons obtenus dans les accélérateurs de faibles énergies.

Le seuil de la réaction correspond à l'énergie de liaison du neutron dans le noyau cible ; cette énergie de liaison est comprise entre 1.67 MeV (cas de ^9Be) et 20 MeV (cas de $^{12}_6\text{C}$). Le noyau produit est un isotope du noyau cible, moins riche en neutrons, donc en général émetteur β^+ .

La plus endoénergétique de ces réactions est :



Elle est utilisée pour la dosimétrie des neutrons très rapides : on mesure l'activité β^+ du $^{11}_6\text{C}$ ($t_{1/2} = 20.35 \text{ min}$) produite par exemple dans un cristal d'anthracène ou dans un scintillateur organique liquide ; dans les meilleures conditions, on peut mesurer un débit de fluence de 2 neutrons de $30 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.2. Section efficace :

2.2.1. Définitions :

Lorsque des particules tombent sur un noyau, le nombre d'entre elles qui subit une interaction est toujours faible ; ce rendement est sans dimensions physiques, et l'on préfère employer la section efficace σ , qui est une surface, représentant l'aire utile de chaque noyau individuel vis-à-vis de l'interaction considérée.

Considérons un noyau de rayon R_0 . La section efficace géométrique σ_g est l'aire de la section diamétrale de ce noyau :

$$\sigma_g = \pi R_0^2 = \pi r_0^2 A^{1/3} \quad (2.5)$$

Pour un noyau de masse moyenne, c'est-à-dire situé au milieu de la classification périodique (par exemple $A = 125$), la section géométrique est de l'ordre de 10^{-24}cm^2 , on prend pour unité de section efficace :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{cm}^2$$

Les sections efficaces d'interaction des particules rapides sont petites par rapport à σ_g , alors que celles d'interaction des neutrons de faibles énergies peuvent être très supérieures à σ_g .

2.2.2. Section efficaces des particules rapides :

Considérons une cible épaisse, et supposons que σ ne dépende pas de l'épaisseur x ; c'est le cas si le faisceau incident est absorbé par des processus qui ne diminuent pas progressivement son énergie, par exemple pour les rayons gamma, si le processus prépondérant est l'effet photoélectrique. Ce sera aussi le cas si une seule interaction a lieu dans la cible pour chaque particule incidente individuelle, c'est-à-dire si l'épaisseur de cette cible est faible vis-à-vis du libre parcours moyen des particules vis-à-vis de l'interaction considérée. Ce n'est pas le cas des particules chargées, qui se ralentissent progressivement à la suite de processus d'ionisation par choc.

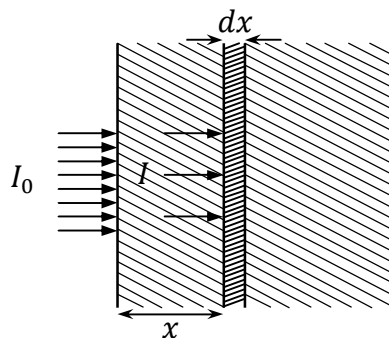


Figure (2.1) : atténuation d'un faisceau de particules dans une cible matérielle épaisse.

Considérons à la profondeur x (figure (2.1)), une tranche d'épaisseur dx ; soit I le débit de fluence sur cette tranche mince et N le nombre des noyaux par unité de volume :

$$\frac{dI}{I} = -\sigma N dx \quad (2.6)$$

dI étant le nombre de particules absorbées dans la tranche d'épaisseur dx . D'où :

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma N x} \quad (2.7)$$

$\mu = \sigma N$ est le coefficient linéique d'atténuation du faisceau incident ; il est égal à l'inverse du libre parcours moyen. Le libre parcours moyen est l'épaisseur de la cible pour laquelle

$$I = \frac{I_0}{e} \quad (2.8)$$

Si nous substituons dans l'équation (2.6) $N dx = 1$,

$$\sigma = \left| \frac{dI}{I} \right| \quad (2.9)$$

D'où une seconde définition de la section efficace : c'est la fraction du nombre de particules tombant sur une surface de 1 cm^2 de la cible, qui interagit avec un noyau de cette cible, pris individuellement.

2.2.3. Section efficaces des particules lentes :

C'est le cas pour les neutrons, qui ont des énergies très faibles, et pour préciser, de l'ordre de celles d'agitation thermique des molécules (0.0253 eV) ; pour un neutron de cette énergie, la longueur d'onde associée est de 2 \AA environ, et il n'est plus possible de considérer que le neutron projectile est ponctuel ainsi le neutron peut effectuer une collision non centrale avec le noyau cible. Soit D le paramètre d'impact, ou distance qui sépare les centres des deux particules, noyau et neutron, quand elles interagissent. Soit m_n la masse du neutron, v sa vitesse ; son moment angulaire par rapport au noyau cible est $m_n v D$.

Appliquons la mécanique quantique : il faut quantifier les moments comme les énergies ; le moment angulaire doit être un multiple de la constante de Planck h ; l étant le nombre quantique orbital :

$$m_n v D = \sqrt{l(l+1)} \frac{h}{2\pi} \simeq l \frac{h}{2\pi} \quad (2.10)$$

D'où

$$D = l \frac{h}{2\pi m_n v} = l \frac{\lambda}{2\pi} \quad (2.11)$$

λ étant la longueur d'onde de De Broglie. Pour $l = 0$, $D = 0$ c'est le cas d'une collision centrale caractérisée par l'onde S .

Les neutrons de moment angulaire orbital $l\hbar$ entreront en collision avec le noyau s'ils tombent sur l'anneau compris entre les rayons $l\lambda/2\pi$ et $(l+1)\lambda/2\pi$. Si l'absorption de l'onde est totale, nous pouvons donc définir la section efficace absolue pour le nombre quantique orbital l par :

$$\sigma_l = \pi(l+1)^2 \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 - \pi l^2 \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 = (2l+1) \frac{\lambda^2}{4\pi} \quad (2.12)$$

Pour les neutrons lents, λ est très élevé, σ peut être très grand par rapport à σ_g , σ_l étant proportionnel au carré de la longueur d'onde associée au neutron. Dans le cas des neutrons thermiques, seule l'onde S intervient et $\sigma = \lambda^2/4\pi$.

Le fait que les neutrons lents interagissent très fortement a une importance considérable : dans un réacteur nucléaire, le ralentisseur a pour rôle de ralentir les neutrons produits par la fission et de les amener à des vitesses assez faibles pour que le rendement de fission atteigne une valeur suffisante [22].

2.2.4. Section efficace totale :

La cible est généralement constituée par plusieurs types de noyaux différents et plusieurs réactions nucléaires se produisent simultanément. Dans le cas d'un seul type de noyaux, il peut même produire plusieurs réactions simultanées.

On appelle section efficace totale σ_t , la somme arithmétique des sections efficaces σ_i des diverses interactions se produisant simultanément :

$$\sigma_t = \sum_{i=1}^n \sigma_i \quad (2.13)$$

2.3. Modèles théoriques :

2.3.1. Modèle du noyau composé et de l'interaction directe :

Les descriptions les plus élémentaires des réactions nucléaires sont le modèle du noyau composé, proposé par Bohr en 1936, et le modèle de l'interaction directe, d'Oppenheimer et Phillips en 1935. Ces modèles se basent sur les idées des modèles décrivant la structure nucléaire, à savoir : le modèle de la goutte liquide et le modèle en couches.

2.3.1.1. Noyau composé :

Dans le modèle de la goutte liquide, on suppose que l'interaction forte de courte portée qui existe entre les nucléons produit un mouvement désordonné des nucléons dans la matière nucléaire, avec des collisions fréquentes et un parcours moyen très faible. Par conséquent, on imagine que, lors d'une réaction, la particule incidente subit un grand nombre de collisions et répartit son énergie sur l'ensemble des nucléons du noyau. Ainsi, un noyau composé est formé dans un état excité à partir du noyau initial et de la particule incidente. L'énergie d'excitation se libère, ensuite, par l'émission des particules et du rayonnement γ .

Le noyau composé, comme tout noyau radioactif, a une certaine probabilité de désintégration λ par unité de temps. Sa dispersion obéit à une loi exponentielle caractérisée par la vie moyenne τ :

$$\lambda\tau = 1 \quad (2.14)$$

D'autre part, en mécanique quantique, lorsque le noyau composé a une vie moyenne τ finie, son énergie est définie avec une certaine erreur, d'autant plus grande que la vie est plus courte. L'erreur sur l'énergie ou largeur de niveau Γ est liée à la vie moyenne par la relation d'incertitude :

$$\Gamma\tau = \hbar \quad (2.15)$$

Où \hbar est la constante de Planck normalisée. En comparant les deux dernières relations, on remarque que la largeur de niveau n'est rien d'autre que la constante de désintégration du noyau composé. Si le noyau composé se trouve excité à un niveau E_0 , sa fonction d'onde est donnée en fonction du temps par :

$$\psi(t) = \psi_0 e^{-E_0 t/\hbar} \cdot e^{-\Gamma t/\hbar} \quad (2.16)$$

Le modèle du noyau composé permet d'expliquer la présence des résonances dans les courbes de la section efficace totale de réactions des neutrons de basse énergie sur tous les noyaux. Ces résonances correspondent aux états excités du noyau composé formé par la réaction. La largeur naturelle des résonances correspond au temps de vie des états excités de 10^{-19} à 10^{-15} s. Ce temps est grandement supérieur au temps nécessaire pour qu'un neutron traverse le noyau qu'est de l'ordre de 10^{-21} s, ce qui renforce l'idée que la particule incidente forme un noyau composé avec la cible.

Lorsque l'énergie de la particule incidente est suffisamment élevée, la désexcitation du noyau composé inclut l'émission des particules, ou l'*évaporation*, à l'image des molécules qui s'évaporent d'une goutte liquide chaude.

L'hypothèse de Bohr consiste à supposer que l'étape de formation du noyau composé est indépendante de l'étape de sa désexcitation. Autrement dit, entre les deux étapes, le noyau composé perd la mémoire de la manière dont il a été formé, dans la mesure qui permet de respecter les lois de conservation. Intuitivement, cette idée s'accorde bien avec un temps de vie du noyau composé très long par rapport au temps nécessaire pour que la particule incidente traverse le noyau. Le moment de la particule incidente se « dilue » dans le noyau composé. En conséquence, la distribution angulaire du rayonnement et des particules émises est relativement isotropique, sans préférence forte du sens du moment incident [23].

2.3.1.2. L'interaction directe :

Dans le modèle de l'interaction directe on imagine que la particule incidente n'interagit qu'avec un seul nucléon à la fois, tandis que le « cœur » du noyau reste inerte ou dans un mouvement simple. Le temps de l'interaction est de l'ordre du temps nécessaire pour que la particule incidente traverse la cible et la distribution angulaire des particules émergentes est

très piquée vers l'avant. Ce type d'interaction se manifeste surtout dans les réactions où un nucléon est éjecté ou arraché au noyau.

La notion du «cœur» inerte rappelle immédiatement le modèle en couches où les nucléons sont arrangés en couches, obéissant au principe de Pauli, dans un potentiel moyen. Le principe de Pauli interdit les collisions entre nucléons menant vers un état déjà occupé, et rallonge ainsi le parcours moyen effectif des nucléons. Les caractéristiques essentielles des interactions directes se manifestent aux énergies où la longueur d'onde de la particule incidente est inférieure à l'espacement moyen des nucléons dans la cible, ce qui comprend l'ordre de magnitude de plusieurs dizaines de MeV dans le cas du neutron incident [24].

2.3.1.3. Le prééquilibre :

Dans les spectres en énergie des particules émergentes de réactions nucléaires, la composante due à l'évaporation est caractérisée par la basse énergie ($< 10 MeV$) et par la distribution angulaire presque uniforme, en conséquence de l'hypothèse de Bohr. Par contre, la composante directe est caractérisée par des pics à des énergies proches de l'énergie incidente, et par une distribution angulaire qui favorise fortement les petits angles. Entre ces deux régions, on observe une composante caractérisée par une évolution douce de la section efficace en fonction de l'énergie et par une distribution angulaire intermédiaire. La distribution angulaire de cette composante est orientée vers l'avant, mais beaucoup moins focalisée que celle de l'interaction directe. Il s'en suit que cette région témoigne de la présence d'un mécanisme de réaction où le noyau garde une partie de la mémoire de la voie d'entrée. Ceci implique un temps d'interaction intermédiaire entre celui du modèle du noyau composé et celui de l'interaction directe. Cette composante est généralement attribuée au processus dit « du prééquilibre ». L'idée à la base de l'approche théorique à ce processus est que des particules peuvent être émises au moment de chacune des multiples collisions conduisant vers le noyau composé excité et avant que celui-ci atteigne son équilibre. Du point de vue de calcul, il s'agit d'un problème complexe du système hors d'équilibre thermique.

2.3.1.4. Modèle optique

Aujourd'hui la plupart de codes de calcul des réactions nucléaires se basent sur le modèle optique et intègrent les modèles des différents mécanismes de réactions dans une description complexe, l'idée de base est de remplacer le potentiel $V(r)$ réel, par un potentiel complexe. Si on considère l'image simple d'un potentiel rectangulaire à parois finies, nous avons :

$$\begin{aligned} V(r) &= -(V_0 + iW_0) & \text{si } r \ll R \\ V(r) &= 0 & \text{si } r > R \end{aligned} \quad (2.17)$$

Dans ce modèle, toute particule incidente et sortante se trouve dans un potentiel moyen nucléaire. L'interaction directe est décrite à partir de la collision de la particule incidente avec un nucléon dans ce potentiel. La partie imaginaire du potentiel traite, en première approximation, l'absorption des particules par le noyau. Cette absorption peut être comprise comme l'atténuation de l'onde incidente au profit des mécanismes de réactions aboutissant au noyau composé. Il existe plusieurs modèles utilisés pour traiter l'étape du prééquilibre, parmi

lesquelles le modèle d'excitons et le modèle MSD/MSD (Multi-Step Direct/Multi-Step Compound). La méthode Monte-Carlo est aussi utilisée pour calculer aussi bien l'émission du prééquilibre que la phase de décroissance statistique. L'évaporation des particules du noyau composé est traitée par différents modèles statistiques [25].

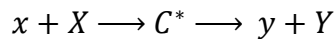
2.3.1.5. Modèle unifié de Feschbach :

Cette théorie constitue une synthèse entre le modèle noyau composé, celui des couches, et celui de l'interaction directe. Feschbach suppose que, dans le processus d'absorption, la première étape est une collision à deux corps : un nucléon incident, par exemple, interagit avec un nucléon du noyau et le place à un niveau d'énergie excité. Si ce nucléon excité quitte le noyau, on a une interaction directe, et ce processus est d'autant plus probable que les énergies sont plus grandes.

Si le nucléon excité n'est pas émis, il peut interagir avec un second nucléon, et ainsi de suite, et finalement, il y a répartition d'énergie conduisant à la structure d'un noyau composé [26].

2.3.2. Calcul des sections efficaces dans la cadre du modèle du noyau composé :

La séquence de phénomène est :



Désignons $\sigma(x, y)$ la section efficace à calculer. Nous pouvons l'écrire sous la forme :

$$\sigma(x, y) = \sigma_{xc}(T') \cdot P_y(E) \quad (2.18)$$

T' étant l'énergie cinétique de la particule incidente dans le système du centre de masse, E l'énergie d'excitation correspondent du noyau composé ;

σ_{xc} est la section efficace de formation du noyau composé ;

$P_y(E)$ est la probabilité de décomposition du noyau composé, placé au niveau d'énergie E .

On considère le cas de particules neutres, la section efficace de formation du noyau composé est de la forme :

$$(\sigma_{xc})_l = (2l + 1) \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_x \cdot \Gamma}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (2.19)$$

Γ_x est la largeur partielle de niveau correspond à l'émission par le noyau composé de la particule x ;

Γ étant la largeur totale de niveau. Cette largeur est la somme de toutes les largeurs partielles Γ_i conduisant à une particule de type i :

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i \quad (2.20)$$

D'après la définition de la largeur de niveau, la probabilité $P_y(E)$ de désintégration du noyau composé dans la voie conduisant à la particule y est donnée par :

$$P_y(E) = \frac{\Gamma_y}{\Gamma} \quad (2.21)$$

Nous avons donc :

$$\sigma(x, y)_l = (2l + 1) \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_x \cdot \Gamma_y}{(E - E_r)^2 + (\Gamma^2/4)} \quad (2.22)$$

C'est la formule établie par Breit et Wigner [27]. Il est important de souligner quelle est valable pour une seule résonance ; cette formule ne tient pas compte des réactions non résonantes telles que la diffusion coulombienne.

La section efficace totale est la somme de la section efficace de réaction et de celle de diffusion, seule cette section efficace totale permet d'effectuer une comparaison claire entre la théorie et l'expérience.

2.3.3. Variations de la section efficace en fonction de l'énergie des neutrons :

La section efficace d'une réaction neutronique varie avec la nature du noyau cible, le type de réaction observée, et l'énergie du neutron considéré. Pour un noyau, on va représenter la section efficace d'une réaction en fonction de l'énergie. Observons sur la figure (2.2) la variation de la section efficace totale pour un noyau de ${}^{235}_{92}\text{U}$.

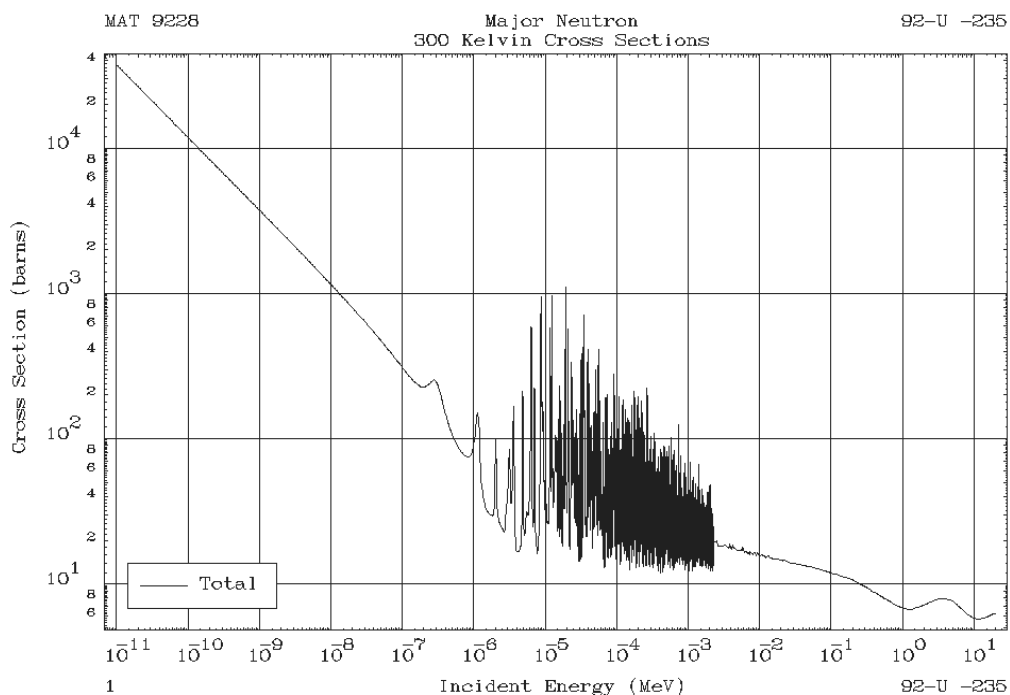


Figure (2.2) : la variation de la section efficace totale pour ${}^{235}_{92}\text{U}$.

On observe une variation systématique des sections efficaces en fonction de l'énergie du neutron incident. Les sections efficaces peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur d'une énergie à l'autre. On distingue ainsi 4 zones d'énergie [28] :

- neutrons thermiques d'énergie $E < 1 \text{ eV}$, variation lente de la section efficace avec l'énergie (avec des gradients faibles) pour les noyaux intermédiaires et lourde ($25 < A < 80$).
- neutrons lents ou de résonance (zone dite épithermique) correspondant à de brusques variations localisées de la section efficace pour des énergies $1 \text{ eV} < E < \sim 10 \text{ keV}$, au fur et à mesure que l'énergie augmente, l'amplitude de ces résonances (caractérisées par leur largeur Γ et leur amplitude) décroît et leur densité augmente. La largeur de ces résonances est de l'ordre de l'électron volt.
- neutrons intermédiaires (1 keV à 500 keV) à rapides pour quelques dizaines de $\text{KeV} < E < 10 \text{ MeV}$. La largeur des résonances reste à peu près constante, tandis que l'écart entre chacune d'elle se ressert. Il se produit des recouvrements de plus en plus importants et on retrouve progressivement un comportement à variation lente, c'est le domaine du continuum (résonances éparses dues à l'ouverture de réactions à seuil).
- neutrons rapides, ayant des énergies supérieures à 10 MeV . Certaines singularités (marches, paliers) peuvent être observées.

Cette description générale ne concerne pas tous les noyaux et toutes les réactions, en effet, nous l'avons vu, certaines réactions présentent un seuil pour certains noyaux.

2.3.4. Méthodes expérimentales de mesure de la section efficace :

Une des méthodes pour déterminer les sections efficaces consiste à irradier un échantillon dans un réacteur nucléaire par un flux de neutrons de distribution en énergie cinétique connue. Après un certain temps d'irradiation on identifie les produits de la réaction à l'aide d'une analyse spectroscopique, chimique ou isotopique de l'échantillon irradié. Une comparaison entre la composition exacte de l'échantillon, avant et après l'irradiation ainsi que la connaissance de l'énergie du flux neutronique et sa variation dans le temps permet de remonter aux sections efficaces en fonction de l'énergie. Les irradiations peuvent être effectuées avec très peu de matière grâce à la grande intensité des flux neutroniques dans les réacteurs de recherche. L'étude de noyaux disponibles en faible quantité ou encore de noyaux de très courte période formé dans le réacteur est possible par cette méthode. La méthode la plus utilisée pour effectuée des mesures de sections efficaces en fonction de l'énergie est celle du temps de vol ou *Time of Flight* (TOF) [29]. Les neutrons sont engendrés par des réactions de spallation. À l'instant où le faisceau de particules chargées frappe la cible et où les neutrons de toute énergie sont créés, un chronomètre commence à compter le temps. Les neutrons sont focalisés dans des guides pour empêcher qu'ils se dispersent dans tous les directions. Un échantillon de la matière à étudier est placé à une distance de quelque mètre de la cible. Les neutrons les plus rapides y parviennent en premier et si une réaction avec l'échantillon a lieu, le temps du chronomètre est enregistré avec l'information de la réaction. Le temps qu'a mis le neutron pour parcourir la distance entre la cible et l'échantillon est le

temps de vol qui varie de 10^{-9} s jusqu'à 10^{-3} s. Les neutrons les plus lents ont des énergies plus faibles, ils arrivent ultérieurement et leurs réactions sont enregistrées avec un temps de vol plus élevé. Les mesures des sections efficaces, particulièrement de capture sont relatives à une section efficace standard qu'on doit mesurer pour normaliser les résultats et connaître également la forme du flux de neutrons. Les spectres bruts issus du traitement des signaux des détecteurs sont normalisés et corrigés de plusieurs effets comme le bruit de fond et le temps mort puis ils sont ajustés par des logiciels. Pendant cet ajustement d'autres effets sont pris en considération tel que l'auto-absorption qui correspond à l'affaiblissement de l'intensité du flux des neutrons à travers l'échantillon. L'expérimentateur cherche à trouver une modélisation qui décrit bien ces données et compare ses conclusions aux données déjà existantes. Les résultats des expériences ne sont pas employés tels quels dans les calculs des réacteurs. Ils sont compilés dans des bibliothèques spécifiques par des évaluateurs réalisant des fichiers uniques avec toutes les données concernant les réactions dans la gamme d'énergie allant d'une fraction d'électron volt jusqu'à 20 MeV .

2.4. Bases de données :

2.4.1. Généralités :

Au niveau mondial, l'IAEA (International Atomic Energy Agency) [30] tente de coordonner les différents organismes des différentes parties du monde, comme la NEA (Nuclear Energy Agency) pour l'OCDE [31], le NNDC aux USA et Canada [32], le CJD dans les pays de l'ancienne union soviétique [33], eux-mêmes chargés de collecter, d'échanger et de documenter les informations provenant de leurs différents membres : les centres de données nucléaires spécialisés où sont produites les données.

Les informations générales sur la *structure* des noyaux, comme la nature de leurs émissions radioactives, leur période, leurs états de spin constituent un premier type de données. Un autre type de données est représenté par les sections efficaces de *réactions*, leur variation en fonction de l'énergie du projectile incident et les paramètres des singularités (résonances, marches) qu'elles présentent. Aux données de sections efficaces de réactions associées à un isotope et un projectile, viennent s'ajouter des données sur les distributions angulaires et/ou en énergie des produits de réaction (noyaux lourds ou légers), les rendements de production.

Toutes ces données provenant de sources différentes, la première distinction réside dans leur origine. On distinguera ainsi les bases de données expérimentales et les bases de données évaluées, ces dernières étant construites à partir des premières.

Dans les deux cas, un effort d'uniformisation a poussé la communauté à les présenter dans des formats standards, regroupant toutes les informations nécessaires. Les fichiers ainsi regroupés forment des bibliothèques.

Ces fichiers au format standard sont donc lisibles directement par l'utilisateur, modifiables par l'outil NJOY par exemple, mais également accessibles grâce à des logiciels dédiés permettant des compilations et des représentations graphiques. On retiendra le logiciel JANIS (Java Based Information Software) distribué par la NEA, pratique pour visualiser et manipuler les bases de données, ainsi que le plus récent ENDVER, distribué par l'AIEA.

S'il existe des données pour les protons incidents, il faut noter que les efforts d'élaboration ont surtout porté sur les bases de données de réactions avec neutrons incidents, et c'est dans ce domaine que se situe notre travail.

Nous allons décrire en quelques mots décrire leur nature, le mode de production et les formes que prennent ces données et les moyens d'y accéder pour les utilisateurs.

2.4.2. Bases de données expérimentales :

Les bases de données expérimentales regroupent les données mesurées et collectées depuis les premières expériences de physique nucléaire, assorties des remarques nécessaires à la compréhension de la mesure : les auteurs, leur institut, l'installation où s'est déroulée l'expérience, les détecteurs, les méthodes, les corrections et la nature et les données elles-

mêmes, le plus souvent accompagnées de leurs erreurs. Les corrections peuvent être apportées au fil du temps.

L'évolution des dispositifs expérimentaux et les progrès dans les sources élargissent les domaines d'énergie accessibles. On trouvera parfois des mesures pour des énergies ponctuelles, ou des données continues. Rares sont les expériences au delà de quelques centaines de MeV.

Le format standard pour ces fichiers est le format EXFOR (EXchange FORmat). La base de données EXFOR est donc une compilation des données expérimentales. En ligne elle est accessible sur le site de l'AIEA [34].

2.4.3. Bases de données évaluées :

La multiplicité des mesures expérimentales concernant chaque noyau nécessite leur mise en commun avec des données calculées à la lumière des modèles théoriques ou de formules semi-empiriques. Toutes les informations sur tous les processus sont exploitables pour "évaluer" des données. Répertorier, peser la fiabilité et choisir les jeux de données expérimentales est une partie du travail des évaluateurs, stimulant les expérimentateurs pour fournir des informations précises sur leur travail. Si chaque expérience est soigneusement documentée, les propriétés statistiques des données expérimentales sont utilisées pour les ajuster. Ainsi les matrices de covariance sont les outils indispensables des évaluateurs. Elles sont construites en prenant en compte la corrélation des données (qui peuvent être simultanées ou indépendantes (matrice diagonale)). Les décalages entre données, pondérées sur leur fiabilité, permettent d'estimer l'erreur systématique dans chaque intervalle d'énergie.

Ils produisent alors des données dites *évaluées*. Les évaluateurs sont disséminés à travers le monde, et des évaluations différentes selon les méthodes utilisées par les différents centres existent.

Le format standard pour ces fichiers est le format ENDF (Evaluated Nuclear Data Files). Les différentes bibliothèques sont constituées de données évaluées représentant les données recommandées aux utilisateurs pour un noyau pour tel type de données, tel type de réaction.

Le système ENDF a des formats à respecter et des procédures à suivre, les formats nous renseignent sur la façon dont sont stockées les données nucléaires dans la bibliothèque et donnent les formules à suivre pour reconstruire les quantités physiques. Les procédures sont les règles restrictives qui spécifient comment les différents types de données doivent être introduits. Pour lire une bande ENDF on doit connaître la signification des trois nombres : MAT, MT et MF.

1. Le MAT est un nombre de quatre chiffres attribués à chaque matériau dans la bibliothèque d'évaluation des données nucléaires, en quelque sorte c'est une étiquette d'identification unique pour le matériau. Les deux premiers chiffres sont le Z de l'élément, les deux autres sont un nombre attribué par la bibliothèque à l'élément. L'identification par exemple de $^{235}_{92}\text{U}$ dans la bibliothèque ENDF est MAT = 9228.

2. Le MF est un nombre de deux chiffres qui identifie les différents fichiers existants dans la bibliothèque par exemple :
 - MF = 1 contient des données de description générale ;
 - MF = 2 contient des données pour les paramètres de résonance ;
 - MF = 3 contient des données pour les sections efficaces.
3. Le MT est un nombre qui décrit une section bien définie du fichier par exemple :
 - MT = 1 pour la section efficace totale ;
 - MT = 18 pour section efficace de fission ;
 - MT = 102 pour la section efficace de capture neutronique.

Une bande ENDF contient un ou plusieurs matériaux par ordre décroissant du MAT, chaque matériau contient plusieurs fichiers dans un ordre décroissant du MF et chaque fichier contient plusieurs sections dans un ordre décroissant du MT.

Parmi les fichiers les plus importants dans la bibliothèque ENDF c'est le fichier MF = 3, celui des sections efficaces sous forme de tableaux contenant des paires (E_i, σ_i) et un nombre entier permettant de connaître la loi d'interpolation utilisée (1 : const, 2 : lin-lin, 3 : lin-log, 4 : log-lin, 5 : log-log) [35].

Ces données sont des données brutes et ne peuvent être directement utilisées pour les calculs des réacteurs, des traitements appropriés par des codes de prétraitement doivent être réalisés.

On distingue les principales bibliothèques suivantes, avec leur version au début 2005 :

- ENDF/B-VI.8 base de données américaine (depuis 1990), maintenant disponible à différentes températures en particulier 300 °K
- JENDL-3.3 et JENDL-3.3 300 °K (Japanese Evaluated Data Library) base de données japonaise (centre JAERI)
- JEF-3.1 (Joint European Files) bibliothèque des états membres de la NEA
- CENDL-2.1 (Chinese Evaluated Data Library) base chinoise.
- BROND-2.2 base russe.

Dans la plupart des bibliothèques la valeur maximale de l'énergie dans les fichiers évalués est de 20 MeV. Mais les énergies accessibles expérimentalement et l'évolution des modèles et les motivations évoluant, des efforts récents pour évaluer les données ont donné naissance aux bibliothèques Haute Énergie (jusqu'à 1 GeV) suivantes :

- ENDF/HE-VI High Energy seulement pour quelques isotopes (C, Fe, Pb, Bi)
- JENDL/HE High Energy seulement pour quelques 66 isotopes compris entre $Z = 1$ et $Z = 8$ (mercure)

L'uniformisation est lente et nécessite de nombreuses validations, basées sur les échanges entre les groupes de personnes motivées par les mêmes applications. On trouve un recueil des informations bibliographiques sur les réactions induites par neutrons, comportant les travaux expérimentaux, théoriques et d'évaluation dans la bibliothèque CINDA [36].

2.4.4. Code de prétraitement PREPRO2004 :

Ce code de prétraitement, nous permet de reconstituer graphiquement la section efficace de réaction avec les neutrons en fonction de l'énergie des neutrons incidents à partir des données évaluées. Il est constitué d'un ensemble de sous programmes où chacun a une tâche bien précise à accomplir. Ces sous programmes sont : LINEAR, RECENT, SEGMA1, ACTIVAT, LEGENDE, FIXUP, DICTIN et EVALPLOT [37]. Chacun d'entre eux comporte dans son ensemble sa propre configuration : sont output et aussi son propre exécutable. Ces sous programmes sont reliés entre eux tel que l'output de l'un est un input de celui qui le suit.

1. LINEAR se traduit par l'application de la loi d'interpolation linéaire (lin-lin) sur les données évaluées et principalement sur les sections efficaces. Des lois d'interpolation sont appliquées aux données évaluées pour obtenir des résultats exacts, simples et meilleurs. Pour les sections efficaces, on combine entre les valeurs tabulées originales et les lois d'interpolation pour donner de nouvelles valeurs des sections efficaces plus exactes. La configuration de l'input de ce sous programme appliquée au isotope est la suivante :

```

          0          0 0.0          0
PREPRO.IN
LINEAR.OUT
      0 0 0 999999999
                                (BLANK CARD TERMINATES MAT REQUEST RANGES)
0.00000-00 1.00000-03
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)
0.00000-00 1.00000-05
1.00000+00 1.00000-05
2.00000+00 1.00000-04
2.00000+07 1.00000-04
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)
====(this line and below is not read)=====
za092235
LINEAR.OUT

```

2. RECENT est conçu pour la reconstruction de la distribution des résonances dans la loi d'interpolation (lin-lin) et ajoute la partie du Background. La contribution aux résonances est calculée à partir des sections efficaces : totale (MT = 1), élastique (MT = 2), de fission (MT = 18) et de capture (MT = 102). La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```

          0 1.00000-10          1          1          1          1
LINEAR.OUT
RECENT.OUT
      1          9999
                                (BLANK CARD TERMINATES MAT REQUEST RANGES)
0.00000-00 1.00000-02
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)
0.00000-00 5.00000-04
1.00000+00 5.00000-04
2.00000+00 5.00000-03
2.00000+07 5.00000-03
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)

```

3. SIGMA1 ajoute l'effet Doppler aux données tabulées à partir des sous programmes LIEAR et RECENT. L'effet Doppler est interprété par un élargissement des pics, il est relié directement à la température. La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```

          0          2 3.00000+02 1.00000-10          1
RECENT.OUT
SIGMA1.OUT
          1          9999
                                (BLANK CARD TERMINATES MAT RANGE REQUESTS)
0.00000+ 0 1.00000-02
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)
0.00000+ 0 5.00000-04
1.00000+ 0 5.00000-04
2.00000+ 0 5.00000-03
2.00000+ 7 5.00000-03
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)
0.00000+ 0 1.00000-04
                                (BLANK CARD TERMINATES FILE 3 ERROR LAW)

====(this line and below is not read)=====
          0          2 1.20000+06 1.00000-10          1
tape.135.RECENT
tape.135.SIGMA1

```

4. ACTIVATE combine entre le fichier des sections efficaces neutroniques (MF = 3) et le fichier de multiplication (MF = 9) pour créer le fichier de section efficace d'activation (MF = 10). La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```

SIGMA1.OUT
ACTIVATE.OUT

```

5. LEGEND convertie les distributions tabulées et les coefficients de Legendre aux tableaux d'interpolation linéaire. Il vérifie particulièrement les distributions angulaires négatives induites par instabilité numérique et les résultats peu fiables si jamais elles existent pour les corriger et les mettre sous forme positive. La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```

1.00000-02          20000          2          1          2          0
ACTIVATE.OUT
LEGEND.OUT
0 0 0 9999999999

```

6. FIXUP permet la vérification des formats, il fait des testes et des corrections aux données avant d'être utilisées en application, car il est important de garantir que les sections efficaces sont exactement compatibles entre eux. Par exemple, la section efficace totale doit être égale à la somme des contributions pour toutes les énergies non seulement les énergies à lesquelles le total est tabulés. Ce sous programme est

applicable seulement si les sections efficaces sont linéairement interpolées. La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```
10002111110001
LEGEND.OUT
FIXUP.OUT

---(this line and below is not read)-----
Standard Input is Below
12202111110001
```

7. DICTIN est conçu pour créer un index des réactions pour chaque matériau selon la bande ENDF-B VI et l'insérée ainsi dans le fichier MF = 1, section MT = 451. La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```
FIXUP.OUT
PREPRO.OUT
```

8. EVALPLOT dessine les courbes des sections efficaces, des distributions angulaires, des données d'interaction neutronique et des données d'interaction photonique. Ce sous programme est très utile pour mieux comprendre les résultats obtenus quand ils sont utilisés en application. Le graphe obtenu à l'output de ce code sert comme une documentation de l'évaluation. La configuration de l'input de ce sous programme est la suivante :

```
      0.0      12.5      0.0      10.0      1      1 1.5
PREPRO.OUT
      0      0      0      0      0 1.00000-20 1
      1 3 1      9999 3999      1      0
      110 1      999910999      1      0

---(this line and below is not read)-----
      0.0      12.5      0.0      10.0      1      1 1.5
RECENT.OUT
      0      0      0      0      0 1.00000-20
      1 1 1      999999999      0      0
      1 3 1      9999 3999      1      0
      110 1      999910999      1      0

f:\al-smith\recent.out
```

CHAPITRE 3

EMPOISONNEMENT PAR LES PRODUITS DE FISSIONS

3.1. Évolution des propriétés du combustible :

Au fur et à mesure que l'énergie est produite dans le réacteur, les propriétés du combustible évoluent. On peut distinguer une usure technologique, la détérioration des propriétés mécaniques par les produits de fission qui bousculent les atomes, les dégâts causés par les neutrons et les rayonnements gamma, le cyclage thermique, la corrosion de la gaine par le fluide de refroidissement, etc., et une usure neutronique provenant de la modification du nombre des différents noyaux. Il y a en effet :

- Une destruction progressive des noyaux fissiles initiaux,
- La formation simultanée de produits de fission dont certains sont des grands absorbeurs de neutrons, ils sont appelés « poisons »,
- Une formation de nouveaux noyaux lourds par capture des neutrons, dont certains sont fissiles.

Suivant le cas peut être soit l'usure technologique, soit l'usure neutronique ou bien l'évolution des propriétés du combustible amenant à des valeurs inacceptables de la réactivité, qui oblige à remplacer les éléments combustibles. On essaie néanmoins, en général, que ce ne soit pas l'usure technologique mais l'usure neutronique, qui est directement fonction de l'énergie produite et qu'il n'est donc pas possible de retarder, qui impose ce remplacement. C'est cette dernière que nous allons étudier ici.

3.1.1. Chaînes d'évolution :

Au cours du fonctionnement du réacteur, les isotopes lourds constituant le combustible évoluent ; les trois principales chaînes d'évolution sont représentées sur la figure (3.1). Dans ce schéma les noyaux fissiles sont encadrés en gras, et les noyaux non fissiles ou fissiles par neutrons rapides seulement sont simplement encadrés. Les autres éléments radioactifs sont à vie courte et n'ont d'intérêt qu'en temps que précurseurs d'autres noyaux. Les flèches qui joignent ces noyaux désignent soit une réaction induite par neutron soit une radioactivité : le temps indiqué est alors la demi-vie radioactive.

La chaîne à la quelle on a le plus souvent affaire est celle de l'uranium. Le $^{238}_{94}\text{Pu}$ a été signalé à cause de son intérêt en temps que radio-isotope mais peut être négligé dans les calculs neutroniques.

Il est bon de connaître aussi la chaîne du thorium. Ce noyau n'est pas, lui-même, fissile par neutrons thermiques, mais par capture il conduit à l' $^{233}_{92}\text{U}$ qui est un noyau fissile très intéressant dont on envisage l'utilisation dans les réacteurs. L' $^{232}_{92}\text{U}$ et le $^{228}_{90}\text{Th}$ ont été signalés car ce sont des corps radioactifs gênants, non séparés respectivement des autres isotopes de l'uranium et du thorium lors du retraitement du combustible [38].

On sait que dans ces zones aucun noyau n'est stable. En règle générale :

1. S'il s'agit d'une radioactivité α la période est très longue et la décroissance du noyau peut être négligée.
2. S'il s'agit d'une radioactivité β la période est très courte et le noyau pourra être omis des équations d'évolution.
 - a. $^{241}_{94}\text{Pu}$, le seul parmi les isotopes du plutonium rencontrés dans les réacteurs à ne pas être seulement radioactif α avec une très longue période, a une très longue demi-vie intermédiaire de 13 ans [39]: sa décroissance β n'est pas négligeable durant le temps de séjour en pile des éléments combustibles ou des opérations de retraitement et doit être prise en compte.
 - b. $^{233}_{91}\text{Pa}$ n'a pas une demi-vie suffisamment courte, de 27.4 jours [39], pour pouvoir être omis des équations.

3.1.2. Fluence. Taux de combustion :

On pourra souvent considérer que le spectre varie peu, donc que les sections efficaces de réactions restent constantes. Si cela n'est pas vrai durant la vie du combustible, on pourra discrétiser le temps en intervalles plus ou moins longs, de façon à pouvoir faire cette approximation dans chaque intervalle.

La variable qui permet de mesurer le degré d'évolution est le produit du flux ϕ par le temps pendant lequel il a régné ou, plus généralement, si ce flux a varié avec le temps, l'intégrale suivante appelée *flux intégré* ou *taux d'irradiation*.

$$\tau = \int_0^t \phi(t') dt' \text{ neutrons.cm}^{-2} \quad (3.1)$$

Pour étudier l'évolution on se contente généralement d'une théorie à un groupe. Le flux est donc intégré sur les énergies, auquel il faut associer, pour obtenir des taux de réaction, des sections efficaces moyennes.

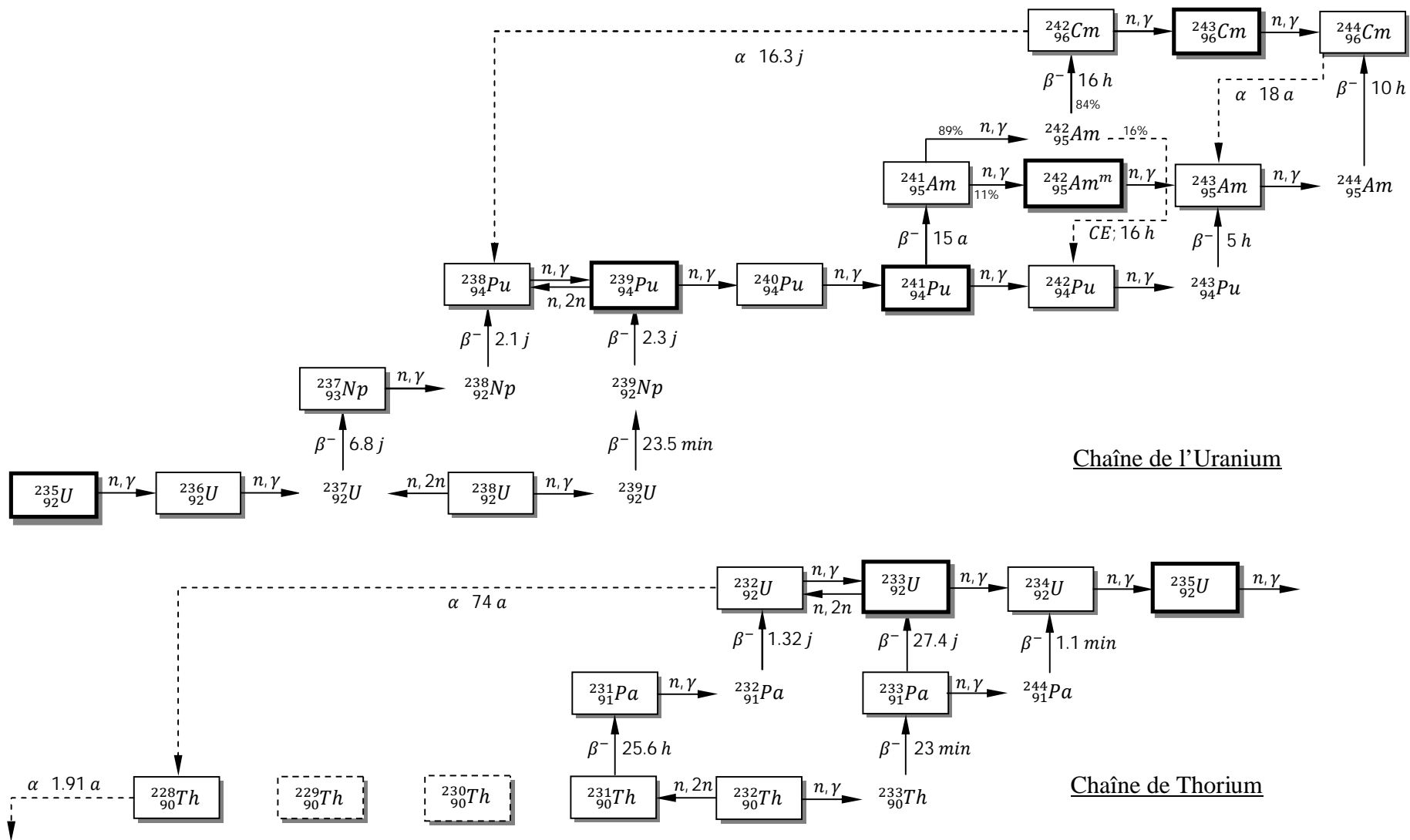


Figure (3.1) : Principales chaînes d'évolution des noyaux constituant le combustible.

3.1.3. Équations d'évolution :

On se limite en pratique à ${}^{235}_{92}\text{U} \longrightarrow \text{fission}$ ou ${}^{236}_{92}\text{U}$, le Neptunium et ses descendants n'ayant pas d'importance du point de vue neutronique par contre, on s'y intéresse lorsque l'on cherche à connaître la production de ${}^{238}_{94}\text{Pu}$, émetteur α pur, utilisé dans la fabrication de piles thermoélectriques.

Sur la deuxième chaîne, on a mentionné pour mémoire les fissions rapides de ${}^{238}_{92}\text{U}$ parce que ce sont les plus fréquentes, ${}^{238}_{92}\text{U}$ étant l'isotope le plus absorbant dans les combustibles usuels, mais sans oublier que tous les noyaux lourds produisent des fissions rapides.

Le flux, donc le taux d'irradiation, dépendent du point dans le réacteur. En chaque point les concentrations N^i des différents noyaux apparaissant dans les chaînes d'évolution sont des fonctions de taux d'irradiation τ solution d'un système d'équation. Les équations d'évolution correspondantes s'écrivent

$$\frac{dN^i(t)}{dt} = -\sigma_a^i(t)N^i(t)\phi(t) - \lambda^i N^i(t) + \sigma_c^j(t)N^j(t)\phi(t) + \lambda^k N^k(t) \quad (3.2)$$

où l'indice j désigne le nucléide qui, par capture neutronique, conduit au nucléide i ; k désigne le nucléide qui, par décroissance radioactive, conduit au nucléide i , avec :

$N^i(t)$: concentration du nucléide i ,

$\sigma_a^i(t)$ et $\sigma_c^j(t)$: section efficaces microscopiques moyennes d'absorption et de capture respectivement du nucléide j ,

$\phi(t)$: flux total, intégré sur tout le spectre.

En se limitant aux deux chaînes usuelles (${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$), en négligeant la décroissance radioactive de ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ et en négligeant ${}^{239}_{92}\text{U}$ et ${}^{239}_{93}\text{Np}$, dont les périodes sont courtes en regard de la durée d'irradiation du combustible, on obtient le système suivant :

$${}^{235}_{92}\text{U} : \frac{dN^5(t)}{dt} = -\sigma_a^5(t)N^5(t)\phi(t)$$

$${}^{236}_{92}\text{U} : \frac{dN^6(t)}{dt} = \sigma_c^5(t)N^5(t)\phi(t) - \sigma_a^6(t)N^6(t)\phi(t)$$

$${}^{238}_{92}\text{U} : \frac{dN^8(t)}{dt} = -\sigma_a^8(t)N^8(t)\phi(t)$$

$${}^{239}_{94}\text{Pu} : \frac{dN^9(t)}{dt} = \sigma_c^8(t)N^8(t)\phi(t) - \sigma_a^9(t)N^9(t)\phi(t)$$

$${}^{240}_{94}\text{Pu} : \frac{dN^0(t)}{dt} = \sigma_c^9(t)N^9(t)\phi(t) - \sigma_a^0(t)N^0(t)\phi(t)$$

$${}^{241}_{94}\text{Pu} : \frac{dN^1(t)}{dt} = \sigma_c^0(t)N^0(t)\phi(t) - \sigma_a^1(t)N^1(t)\phi(t) - \lambda^1 N^1(t)$$

$${}^{242}_{94}\text{Pu} : \frac{dN^2(t)}{dt} = \sigma_c^1(t)N^1(t)\phi(t) - \sigma_a^2(t)N^2(t)\phi(t)$$

$${}^{241}_{95}\text{Am} : \frac{dN^1(t)}{dt} = \lambda^1 N^1(t) - \sigma_a^1(t)N^1(t)\phi(t)$$

Le nombre total de fissions produites par l'ensemble des noyaux est donné par :

$$\frac{dN^f(t)}{dt} = \sum_i \sigma_a^i(t)N^i(t)\phi(t) \quad (3.3)$$

Les contributions importantes étant celles de ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, ${}^{241}_{94}\text{U}$ (fissions thermiques et rapides) et ${}^{239}_{92}\text{U}$ (fissions rapides seulement) [40].

3.1.4. Évolution de la réactivité :

Dans un réacteur à neutrons thermiques, l'évolution des concentrations des noyaux combustibles au cours du temps aura principalement un effet sur η . Les variations de η sont liées au facteur de conversion, au bout d'un temps plus ou moins long, l'effet prépondérant est l'usure du combustible par suite de la diminution du nombre de noyaux fissiles. Disons que la décroissance est d'autant plus rapide dans le temps que le combustible initial est plus enrichi en ${}^{235}_{92}\text{U}$ (dans le cas d'un combustible à uranium naturel, l'apparition de ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ conduit à une croissance de η en début de vie).

Dans le cas des réacteurs à neutrons rapides où le facteur de conversion est voisin de l'unité, les variations de k_∞ au cours du temps sont très faibles par rapport à celles que l'on rencontre dans les réacteurs à neutrons thermiques.

3.2. Empoisonnement par les produits de fissions :

Dès qu'un réacteur fonctionne, les fissions vont libérer des fragments ou produits de fission. Des déchets nucléaires sont gênants à plusieurs titres.

- 1- Émission de rayonnements radioactifs γ et β qui vont s'ajouter au rayonnement neutronique dans la dégradation des matériaux sous irradiation, mais surtout constituent un danger radiologique. La radioactivité très intense des produits de fission est également source de difficultés lors du retraitement du combustible après irradiation dans le réacteur.
- 2- L'insertion de nouveaux atomes dans le milieu combustible s'ajoute à l'action des rayonnements dans la détérioration du matériau constituant le combustible.
- 3- L'accumulation des produits de fission qui sont souvent des éléments capturants va détériorer le bilan neutronique.

3.2.1. Calcul des concentrations des produits de fissions :

D'une façon générale, un produit de fission i apparaît :

- Soit parce qu'il est produit, avec un rendement γ_i lors des fissions ;
- Soit parce qu'il résulte de la décroissance d'un autre produit numéroté j ;
- Soit parce qu'il résulte de la capture d'un neutron par un autre produit numéroté k .

Il disparaît par ailleurs :

- Soit parce qu'il est radioactif ;
- Soit parce qu'il capture un neutron ;

Sa concentration N_i par unité de volume du combustible et en fonction du temps t est donc donnée par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{dN_i}{dt} = \gamma_i \Sigma_f \phi + \lambda_j N_j + \sigma_k N_k \phi - \lambda_i N_i - \sigma_i N_i \phi \quad (3.4)$$

Où :

Σ_f est la section efficace macroscopique de fission dans le combustible ;

ϕ est le flux ;

σ est la section efficace microscopique de capture ; et

λ est une constante de décroissance radioactive.

En prenant toutes les équations telles que l'équation (3.4), on voit qu'on aboutit à un système différentiel linéaire du premier ordre [40].

Il apparaît pour un grand nombre de produits de fission, on se trouve dans l'une ou l'autre de deux situations extrêmes :

1. Corps se saturant rapidement : si σ_i et/ou λ_i est grand, la saturation de (3.4) tend rapidement vers une constante, si le flux est constant.
2. Corps s'accumulent indéfiniment : si σ_i et λ_i sont faibles, c'est-à-dire tels que l'on ait toujours $\sigma_i \phi t \ll 1$ et $\lambda_i t \ll 1$, le corps s'accumule proportionnellement au taux de fission cumulé :

$$N_i = \gamma_{i,cum} \int_0^t \Sigma_f \phi dt' \quad (3.5)$$

Où $\gamma_{i,cum}$ est la somme des rendements par production directe ou par un produit de fission intermédiaire à vie courte.

3.2.2. Empoisonnement par les produits de fission [19] :

La capture parasite des produits de fission modifie la section efficace macroscopique d'absorption du combustible. Ces conséquences neutroniques de l'apparition des produits de fission sont caractérisées par l'empoisonnement π , défini comme le rapport entre le nombre de neutrons absorbés dans les produits de fission ou les poisons et nombre de neutrons absorbés dans le combustible, en d'autre terme, l'empoisonnement π est défini comme le rapport de la section efficace macroscopique des produits de fission à celle du combustible, en théorie à un groupe :

$$\pi = \frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_{ac}} \quad (3.6)$$

Σ_{ac} et Σ_{ap} désignant respectivement les sections efficaces d'absorption du combustible et des produits de fission. Pour les réacteurs à neutrons thermiques cet empoisonnement agit principalement au niveau thermique, bien que, souvent, les produits de fission aient des intégrales de résonance non négligeables.

Avec une bonne approximation, l'accumulation dans le combustible des produits de fission ne modifie que le facteur d'utilisation thermique f dont on rappelle l'expression :

$$f = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}} \quad (1.21)$$

Cette modification est désignée par f' , f devient :

$$f' = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ap}} \quad (3.7)$$

La variation de réactivité due aux poisons dans un réacteur auparavant critique ou proche de l'état critique est donc :

$$\delta\rho = \frac{\delta k'_{eff}}{k'_{eff}} = \frac{k'_{eff} - 1}{k'_{eff}} = \frac{k'_{\infty} - 1}{k'_{\infty}} = \frac{f' - 1}{f'} \quad (3.8)$$

k'_{eff} et k'_{∞} désignant respectivement le facteur de multiplication effectif et la facteur de multiplication infini, modifiés par les poisons.

L'antiréactivité s'écrit alors :

$$\rho_p = -\frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}} = -\frac{(\Sigma_{ap}/\Sigma_{ac})}{1 + (\Sigma_{am}/\Sigma_{ac})} \quad (3.9)$$

D'où la relation entre l'empoisonnement et l'antiréactivité :

$$\rho_p = -\frac{\pi}{1 + (\Sigma_{am}/\Sigma_{ac})} \quad (3.10)$$

Les deux concepts antiréactivité et empoisonnement ne sont pas équivalents que si les absorptions dans le modérateur sont négligeables devant les absorptions dans le combustible ($\Sigma_{am} \ll \Sigma_{ac}$).

Aussi en général on utilise actuellement de plus en plus le concept antiréactivité plutôt qu'empoisonnement, l'un et l'autre exprimés en *pcm* (pour cent mille). En écrivant :

$$k_{\infty} = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \cdot f = \eta \cdot \varepsilon \cdot p \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}} \quad (3.11)$$

Or on a vu l'expression de η au chapitre 1 :

$$\eta = v \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}} \quad (1.18)$$

D'où

$$k_{\infty} = v \cdot \varepsilon \cdot p \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}} = -v \cdot \varepsilon \cdot p \left(\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ap}} \right) \rho_p \quad (3.12)$$

Dans un réacteur critique ou proche de cet état ($k_{\infty} \approx 1$), l'antiréactivité devient :

$$\rho_p = -\frac{1}{v \cdot \varepsilon \cdot p} \left(\frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_f} \right) \quad (3.13)$$

Pour évaluer l'antiréactivité due aux poisons on devra calculer la quantité $\Sigma_{ap} = N_p \sigma_{ap}$ c'est-à-dire la concentration des poisons dans le combustible.

3.2.3. Effet Xénon et effet Samarium :

Parmi les produits de fission saturants, deux revêtent une importance toute particulièrement pour les réacteurs à neutrons thermiques, par leur rendement important et par leur très grande section efficace de capture ; ce sont $^{135}_{54}\text{Xe}$ et $^{149}_{62}\text{Sm}$.

3.2.3.1. Équations d'évolution de Xénon [9.41] :

L'isotope $^{135}_{54}\text{Xe}$ a une résonance juste dans le domaine thermique. Sa grande section efficace d'absorption ($2.7 \times 10^6 \text{ barns}$ à 2200 m/s) en fait un poison important dans les réacteurs à neutrons thermiques.

La section efficace d'absorption de $^{135}_{54}\text{Xe}$ n'étant pas en $1/v$ (figure (3.2)), la section effective à utiliser dans les calculs est supérieure à la section efficace à 2200 m/s . Sur un spectre de Maxwell à 20°C la valeur moyenne de la section efficace microscopique de capture pour le xénon est $\bar{\sigma} = 3.1 \times 10^6 \text{ barns}$.

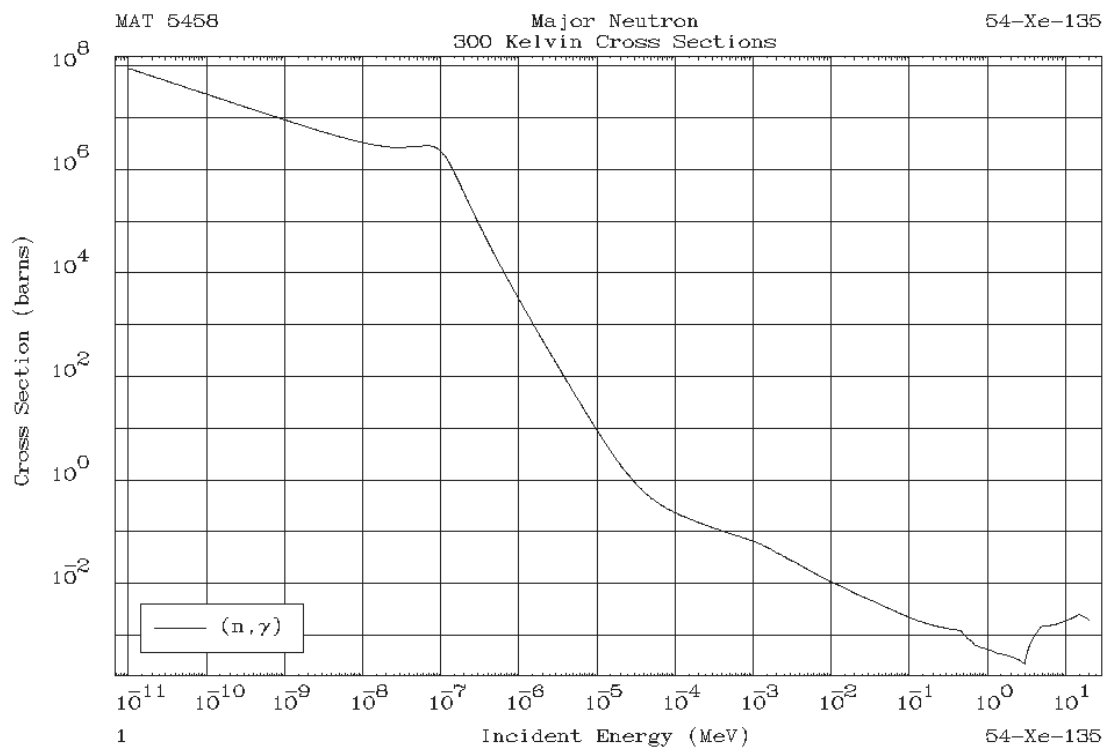


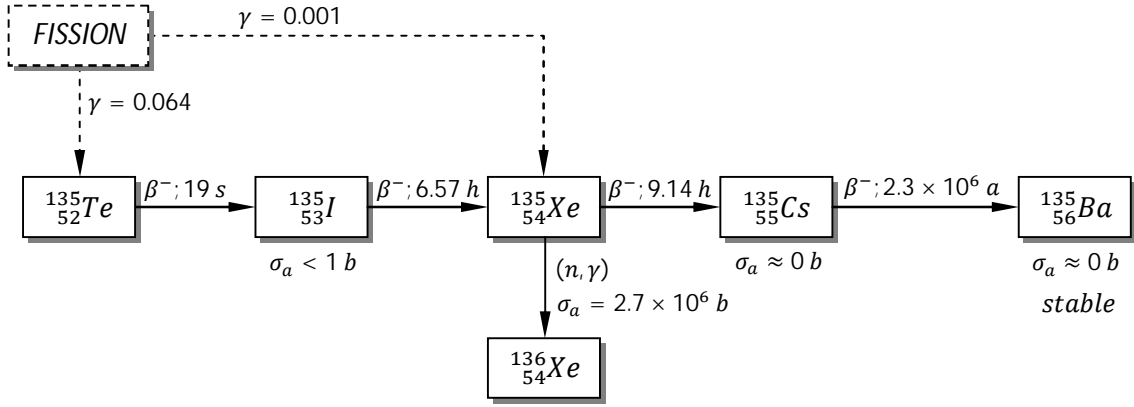
Figure (3.2) : section efficace d'absorption de $^{135}_{54}\text{Xe}$.

D'autre part, on notera que l'empoisonnement Xénon affecte le coefficient de température.

L'isotope $^{135}_{54}\text{Xe}$ est produit d'une part directement par fission, mais avec un faible rendement, d'autre part et surtout par décroissance radioactive de $^{135}_{53}\text{I}$, ce dernier n'est pas formé directement par fission mais il apparaît par la décroissance de $^{135}_{52}\text{Te}$. Le $^{135}_{54}\text{Xe}$ est lui-même radioactif. La chaîne en est résumée par la figure (3.3).

Pour calculer l'empoisonnement on peut, compte tenu des ordres de grandeurs, faire les approximations suivantes :

- Seules σ_x la section efficace du $^{135}_{54}\text{Xe}$ n'est pas négligeable,
- Le $^{135}_{53}\text{I}$ est directement produit par fission avec un rendement (En négligeant le passage par le $^{135}_{52}\text{Te}$).

Figure (3.3) : chaîne d'évolution du $^{135}_{53}\text{I}$ et du $^{135}_{54}\text{Xe}$.

Dans ces hypothèses, les équations correspondant à la figure (3.3) s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{dI}{dt} = \gamma_I \Sigma_f \phi - \lambda_I I \\ \frac{dX}{dt} = \gamma_X \Sigma_f \phi + \lambda_I I - \sigma_X \phi X - \lambda_X X \end{cases} \quad (3.14)$$

La résolution de ce système est particulièrement intéressante dans deux cas particuliers :

- **Démarrage** : ($\phi = 0$ pour $t \leq 0$, $I(0) = 0$, $X(0) = 0$). La résolution conduit à :

$$I(t) = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t}) \quad (3.15)$$

$$X(t) = \Sigma_f \phi \left[\frac{\gamma_I + \gamma_X}{\lambda_X + \sigma_X \phi} (1 - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t}) - \frac{\gamma_I}{\lambda_X - \lambda_I + \sigma_X \phi} (e^{-\lambda_I t} - e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi)t}) \right] \quad (3.16)$$

Il faut remarquer que l'iode comme le Xénon tendent rapidement vers leurs concentrations d'équilibre I_∞ et X_∞ :

$$I_\infty = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I} \quad (3.17)$$

$$X_\infty = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \Sigma_f \phi}{\lambda_X + \sigma_X \phi} = \frac{\lambda_I I_\infty + \gamma_X \Sigma_f \phi}{\lambda_X + \sigma_X \phi} \quad (3.18)$$

Remarquons, également, que I_∞ est proportionnel à la puissance $\Sigma_f \phi$, alors que X_∞ dépend de la puissance $\Sigma_f \phi$ et du flux lui-même.

- **Arrêt** : ($\phi = Cte$ pour $t \leq 0$, $I(0) = I_\infty$, $X(0) = X_\infty$). La résolution conduit à :

$$I(t) = \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I} e^{-\lambda_I t} = I_\infty e^{-\lambda_I t} \quad (3.19)$$

$$X(t) = X_\infty e^{-\lambda_X t} + \frac{\gamma_I \Sigma_f \phi}{\lambda_I - \lambda_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}) \quad (3.20)$$

On constate que cette concentration commence à croître (la formation de Xénon par décroissance de l'iode l'emporte sur la disparition par radioactivité) jusqu'à un maximum atteint au bout de quelques heures (7 à 11 h). Cette concentration décroît ensuite et tend asymptotiquement vers zéro.

Ce phénomène de surcroît du xénon après arrêt se produit dès que

$$\left(\frac{dX(t)}{dt}\right)_{t=0} > 0 \quad (3.21)$$

Soit dès que

$$\gamma_I \sigma_X \phi > \gamma_X \lambda_X \quad (3.22)$$

Donc si

$$\phi > \frac{\gamma_X \lambda_X}{\gamma_I \sigma_X} \approx 3.5 \times 10^{11} \text{ neutrons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1} \quad (3.23)$$

Il a une grande importance pratique, surtout dans les réacteurs à haut flux et à uranium enrichi (l'empoisonnement est d'autant plus grand que le combustible est enrichi). Au maximum de la concentration du xénon la réserve de réactivité est insuffisante pour qu'on puisse redémarrer le réacteur. On est obligé d'attendre, une décroissance radioactive suffisante de $^{135}_{54}\text{Xe}$, dont la période est de 9 heures, soit, dans des cas extrêmes, de 24 à 28 heures. La figure ci-dessous illustre ces phénomènes.

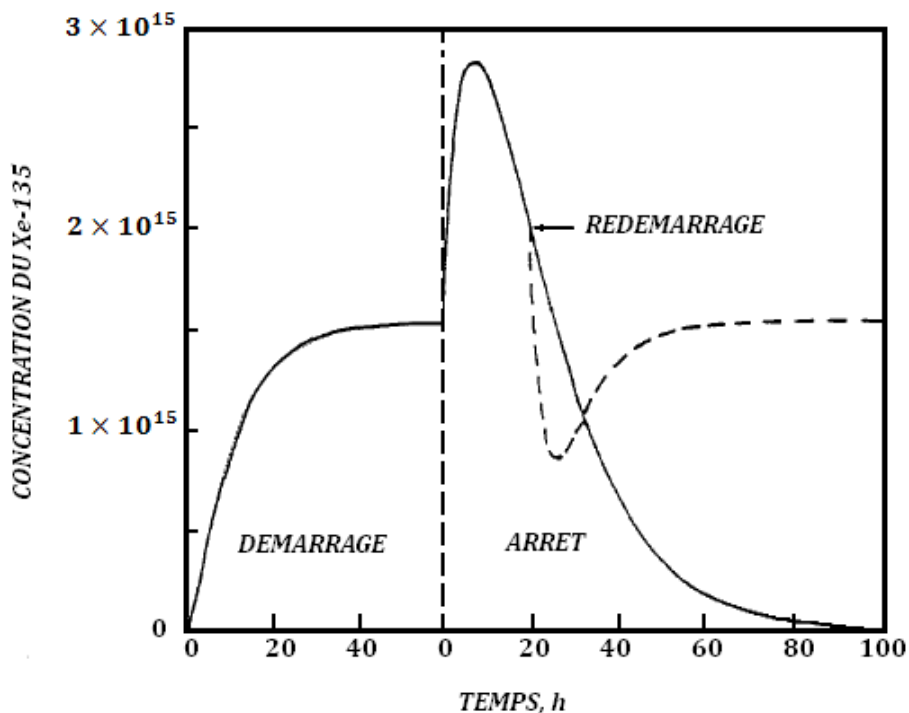


Figure (3.4) : évolution de la concentration du $^{135}_{54}\text{Xe}$ en fonction du temps [42].

3.2.3.2. Équations d'évolution de Samarium [9.41] :

Le $^{149}_{62}\text{Sm}$ est un autre poison important des piles à neutrons thermiques : à 2200 m/s sa section efficace microscopique de capture est 41000 barns .

Comme le xénon, la section efficace n'est pas en $1/v$ (figure (3.5)). Sur un spectre de Maxwell à 20°C la valeur moyenne de la section efficace microscopique de capture pour le samarium est $\bar{\sigma} = 65000\text{ barns}$.

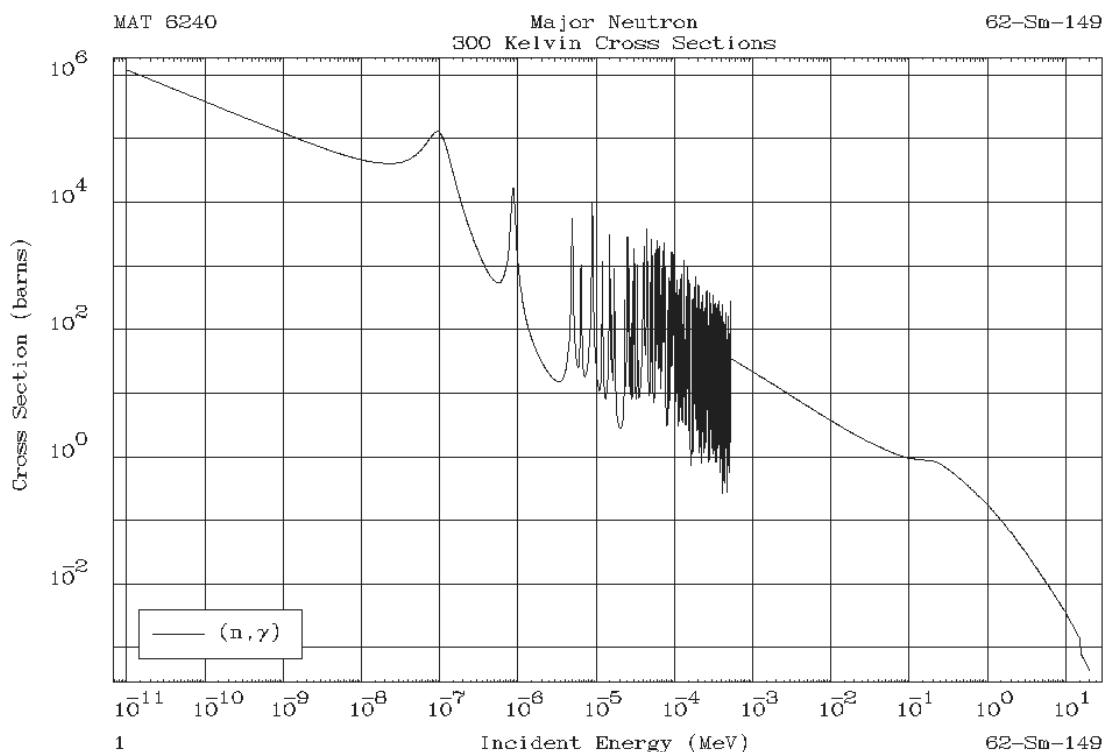


Figure (3.5) : la section efficace d'absorption de $^{149}_{62}\text{Sm}$.

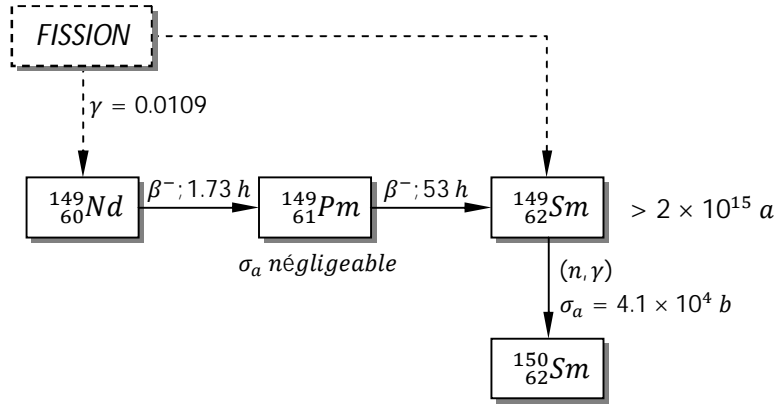
L'empoisonnement par le samarium affecte également le coefficient de température.

En négligeant le passage par le $^{149}_{60}\text{Nd}$ comme la fission conduisait directement à $^{149}_{61}\text{Pm}$ qui a pratiquement une section efficace de capture négligeable, le $^{149}_{62}\text{Sm}$ est apparaît à partir de la décroissance radioactive du $^{149}_{61}\text{Pm}$. Contrairement à $^{135}_{54}\text{Xe}$ c'est un noyau stable obtenu par la chaîne présentée par la figure (3.6).

L'évolution du $^{149}_{61}\text{Pm}$ et du $^{149}_{62}\text{Sm}$ est régie par les équations suivantes :

$$\begin{cases} \frac{dP}{dt} = \gamma \Sigma_f \phi - \lambda_P P \\ \frac{dS}{dt} = \lambda_P P - \sigma_S \phi S \end{cases} \quad (3.24)$$

Comme pour le xénon, on s'intéresse aux deux cas particuliers du démarrage et de l'arrêt après la marche stable.

Figure (3.6) : chaîne d'évolution du $^{149}_{61}\text{Pm}$ et du $^{149}_{62}\text{Sm}$.

- **Démarrage** : ($\phi = 0$ pour $t \leq 0$, $P(0) = 0$, $S(0) = 0$). On a alors :

$$P(t) = \frac{\gamma \Sigma_f \phi}{\lambda_P} (1 - e^{-\lambda_P t}) \quad (3.25)$$

$$S(t) = \gamma \Sigma_f \phi \left[\frac{1}{\sigma_S \phi} (1 - e^{-\sigma_S \phi t}) - \frac{\gamma_I}{\sigma_S \phi - \lambda_I} (e^{-\lambda_P t} - e^{-\sigma_S \phi t}) \right] \quad (3.26)$$

Comme dans le cas de xénon, à l'équilibre, après un fonctionnement à puissance constante suffisamment long, on obtient

$$P_\infty = \frac{\gamma \Sigma_f \phi}{\lambda_P} \quad (3.27)$$

$$S_\infty = \frac{\gamma \Sigma_f}{\sigma_S} \quad (3.28)$$

On remarque que P_∞ est proportionnel à $\Sigma_f \phi$, donc à la puissance et comme la décroissance radioactive n'intervient plus la concentration en S_∞ est indépendante du flux (croissant avec l'enrichissement, comme Σ_f). L'empoisonnement correspondant est :

$$\pi = \gamma \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}} \quad (3.29)$$

- **Arrêt** : ($\phi = Cte$ pour $t \leq 0$, $P(0) = P_\infty$, $S(0) = S_\infty$).

Si, après un long fonctionnement à un flux ϕ , on arrête le réacteur, les concentrations de $^{149}_{61}\text{Pm}$ et de $^{149}_{62}\text{Sm}$, en fonction du temps après arrêt, sont données par :

$$P(t) = P_\infty e^{-\lambda_P t} \quad (3.30)$$

$$S(t) = S_\infty + P_\infty (1 - e^{-\lambda_P t}) \quad (3.31)$$

La concentration croît (formation par décroissance du $^{149}_{61}Pm$ mais pas de disparition) jusqu'à une valeur limite :

$$S_{max} = S_{\infty} + P_{\infty} = \gamma \frac{\Sigma_f}{\sigma_s} \left(1 + \frac{\sigma_s \phi}{\lambda_p} \right) \quad (3.32)$$

Correspond à un empoisonnement maximal de :

$$\pi_{max} = \gamma \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}} \left(1 + \frac{\sigma_s \phi}{\lambda_p} \right) \approx \pi (1 + 1.8 \times 10^{-14} \phi) \quad (3.33)$$

Pour les réacteurs à très haut flux ($\phi \gg 10^{14} \text{ neutrons.cm}^2.\text{s}^{-1}$) cet empoisonnement est encore plus gênant que celui dû à $^{135}_{54}Xe$: un combustible irradié n'est que momentanément empoisonné par le xénon mais l'est définitivement par le samarium. Cette accumulation de $^{149}_{62}Sm$ après arrêt du réacteur oblige soit à limiter à un certain niveau la puissance spécifique d'un réacteur à neutrons thermiques, soit à un redémarrage assez rapide après tout arrêt pour éviter d'avoir à renouveler la charge de combustible. Mais pour la plupart des réacteurs dont le flux $\phi < 10^{14} \text{ neutrons.cm}^2.\text{s}^{-1}$, le surcroît d'empoisonnement du samarium n'est pas un effet très important. La figure ci-dessous illustre ces phénomènes.

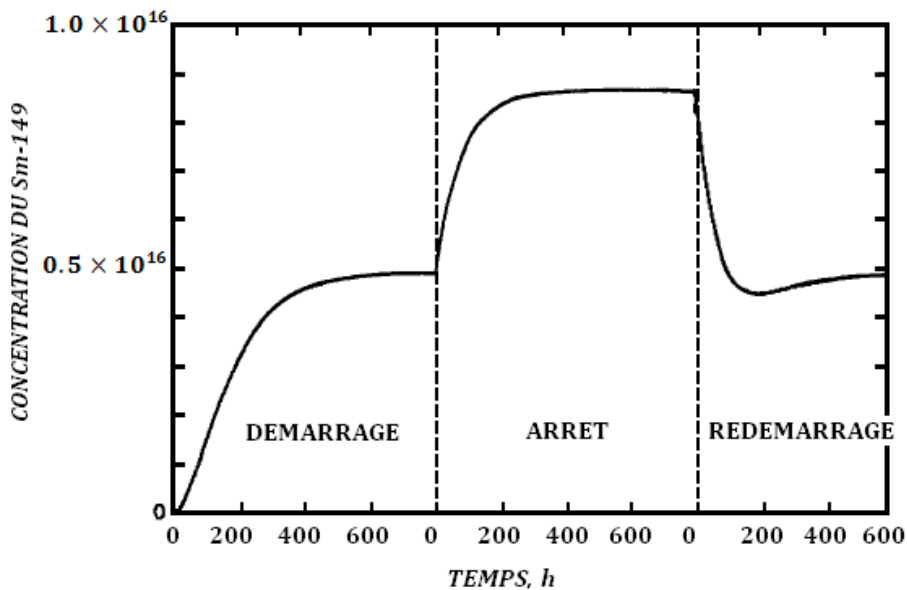


Figure (3.7) : évolution de la concentration du $^{149}_{62}Sm$ en fonction du temps [42].

CHAPITRE 4

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

4.1. Détermination de la section efficace :

Il existe d'autres produits de fission dont l'absorption aux neutrons n'est pas parfaitement négligeable. En considérant dans le tableau (4.1) que les poisons ayant les caractéristiques suivantes :

$$\gamma > 0.001, \quad \sigma > 100 \text{ barns et } T > 2 \text{ ans}$$

C'est-à-dire en prenant les quatre produits de fission tabulés dans le tableau (4.1), à l'exception du $^{135}_{54}\text{Xe}$ et du $^{149}_{62}\text{Sm}$:

Isotope	Demi-vie	Rendement de fission cumulatif %	Rendement de fission indépendant %
$^{83}_{36}\text{Kr}$	stable	0.5362	6.6295×10^{-6}
$^{103}_{45}\text{Rh}$	stable	3.0309	6.3795×10^{-11}
$^{143}_{60}\text{Nd}$	stable	5.9558	4.7996×10^{-12}
$^{147}_{61}\text{Pm}$	2.6234 ans	2.2467	2.4898×10^{-9}

Tableau (4.1) : demi-vie et les différents rendements de fission des produits de fissions choisis.

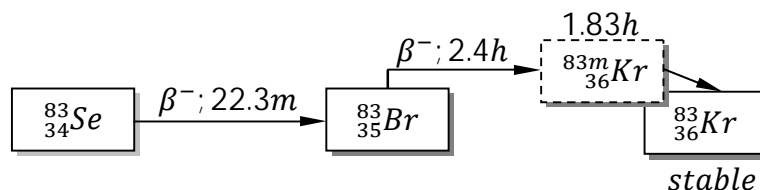
En utilisant le code de prétraitement PREPRO2004, on peut tirer les courbes des sections efficaces de capture neutronique des noyaux des isotopes choisis à partir des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3, en introduisant, à l'input du code PREPRO2004, les informations données dans le tableau (4.2), on suit les étapes cités dans la section 2.4.4.

Isotopes	Fichier ENDF-B VI	Fichier JENDL 3.3	MAT
$^{83}_{36}Kr$	ZA36083	Kr083.t300	3640
$^{103}_{45}Rh$	ZA45103	Rh103.t300	4525
$^{143}_{60}Nd$	ZA60143	Nd143.t300	6028
$^{147}_{61}Pm$	ZA61147	Pm147.t300	6149

Tableau (4.2) : fichiers ENDF-B VI, JNDL 3.3 et le MAT des isotopes choisis.

4.1.1. Krypton 83 :

Le $^{83}_{36}Kr$ est un isotope stable du Krypton ayant une abondance isotopique de 11.5 % [43]. À l'intérieur du cœur de réacteur, il est formé directement dans la fission de $^{235}_{92}U$ avec un rendement de 0.5362 % après une chaîne de désintégrations radioactives présentée par le schéma suivant :

Figure (4.1) : chaîne d'évolution du $^{83}_{36}Kr$.

Les courbes, de la section efficace de capture neutronique, obtenus à l'output du code PREPRO2004 basé sur les données évaluées des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3 sont montrés sur : Figure (4.2) et figure (4.3) respectivement.

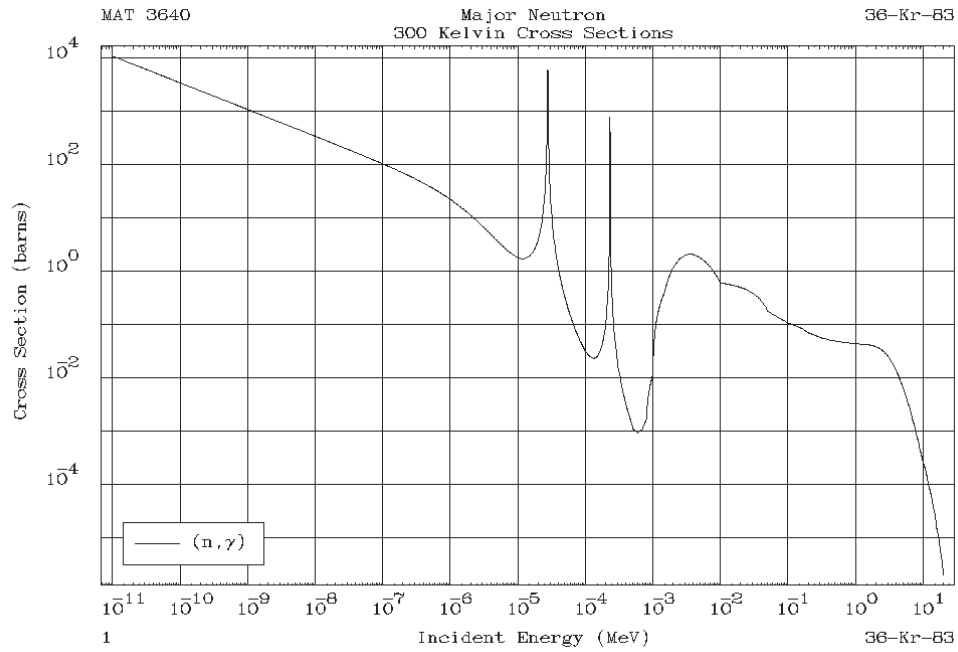


Figure (4.2) : la section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{83}_{36}\text{Kr}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

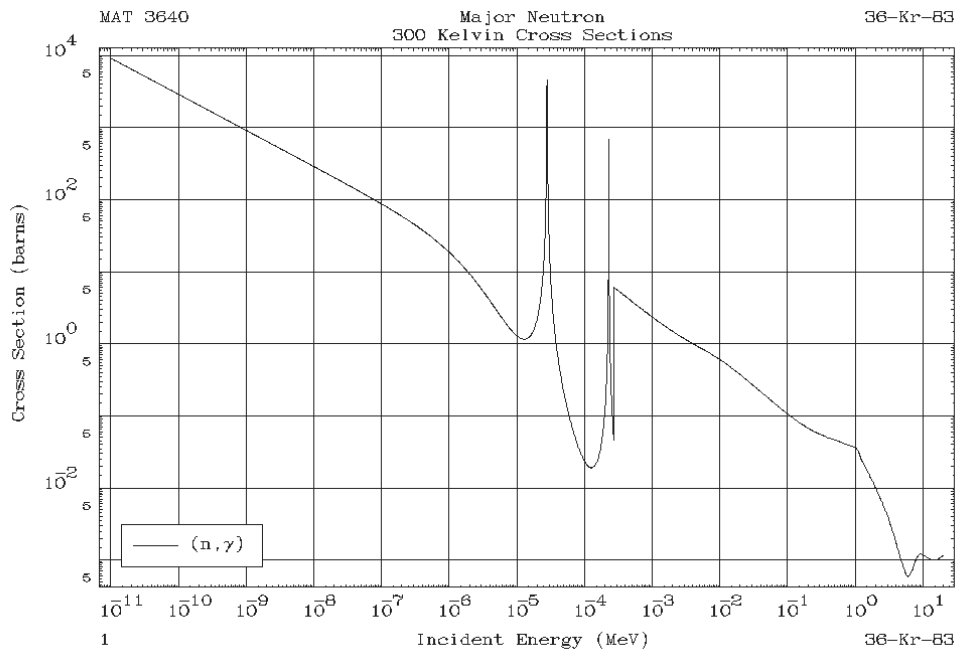


Figure (4.3) : la section efficace de capture neutronique évaluée (JENDL 3.3) de $^{83}_{36}\text{Kr}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

4.1.2. Rhodium 103 :

Le $^{103}_{45}\text{Rh}$ est le seul isotope du Rhodium existé dans la nature [43]. Il est formé directement dans la fission de $^{235}_{92}\text{U}$ avec un rendement de 3.0309 % par filiation radioactive à partir du $^{103}_{44}\text{Ru}$ passé par un état métastable $^{103m}_{45}\text{Rh}$ de vie moyenne de 56.12 m et une probabilité de 99.5 % ou par décroissance β^- directe du $^{103}_{44}\text{Ru}$ de vie moyenne de 39.26 j et une probabilité de 0.5 %.

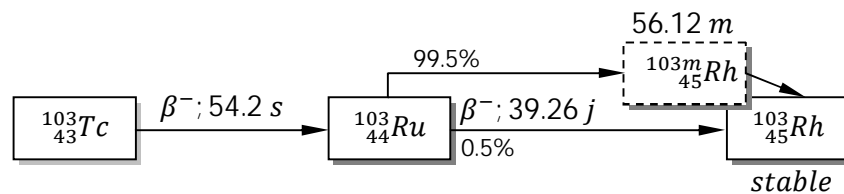


Figure (4.4) : chaîne d'évolution du $^{103}_{45}\text{Rh}$.

Les courbes, de la section efficace de capture neutronique, obtenus à l'output du code PREPRO2004 basé sur les données évaluées des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3 sont montrés sur la figure (4.5) et la figure (4.6) respectivement.

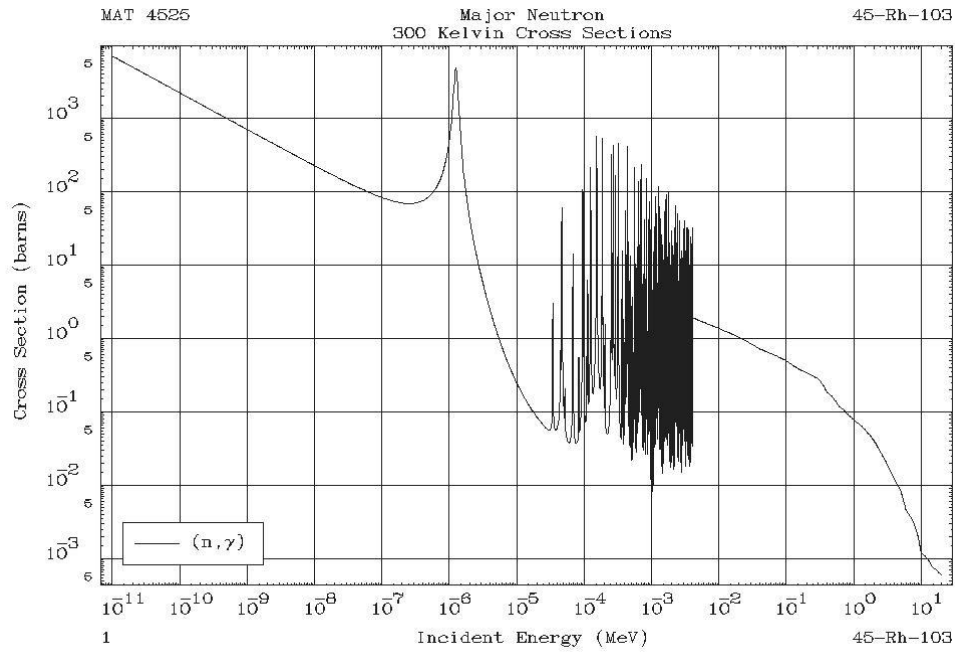


Figure (4.5) : la section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{103}_{45}\text{Rh}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

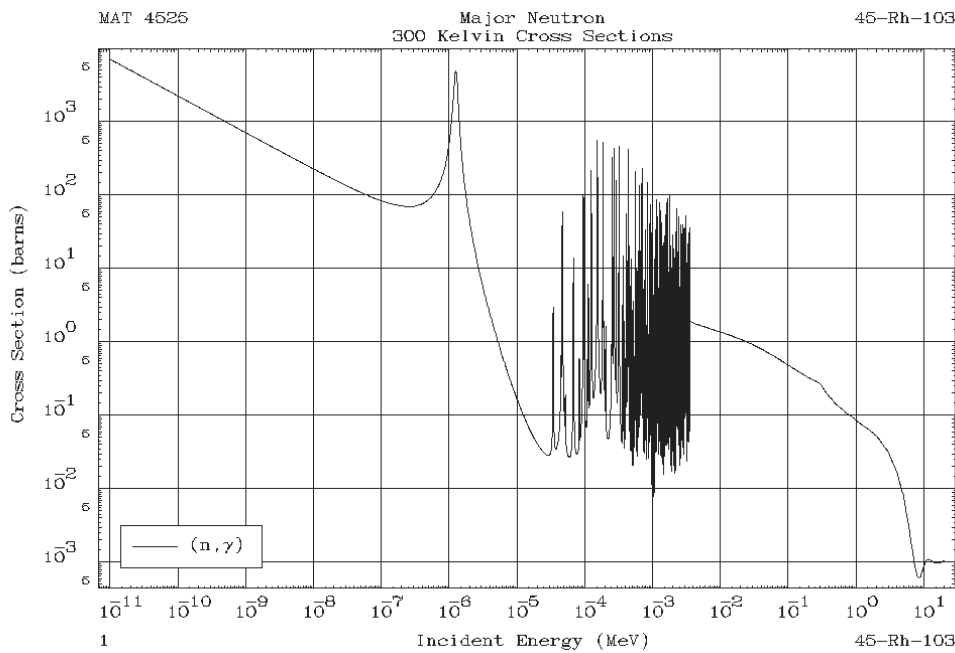


Figure (4.6) : la section efficace de capture neutronique évaluée (JENDL 3.3) de $^{103}_{45}\text{Rh}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

4.1.3. Néodyme 143 :

Le $^{143}_{60}\text{Nd}$ est isotope stable du Néodyme ayant une abondance isotopique de 12.18 % [43]. Il est formé dans la fission de $^{235}_{92}\text{U}$ avec un rendement de 5.9558 % par filiation radioactive à partir du $^{143}_{59}\text{Pr}$ la chaîne de décroissance par laquelle $^{143}_{60}\text{Nd}$ est formé est présentée par la figure (4.7) :

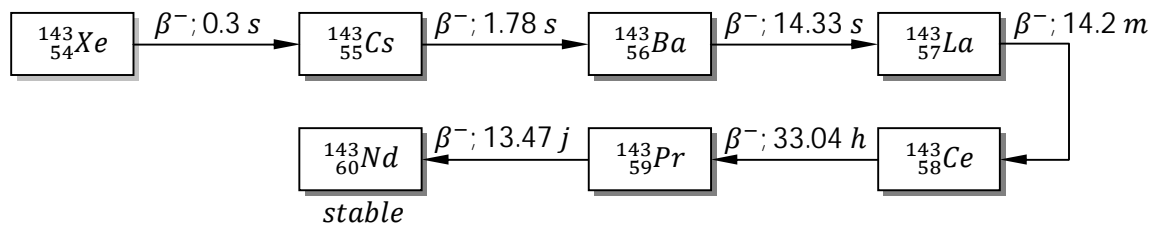


Figure (4.7) : chaîne d'évolution du $^{143}_{60}\text{Nd}$.

Les courbes, de la section efficace de capture neutronique, obtenus à l'output du code PREPRO2004 basé sur les données évaluées des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3 sont montrés sur la figure (4.8) et la figure (4.9) respectivement.

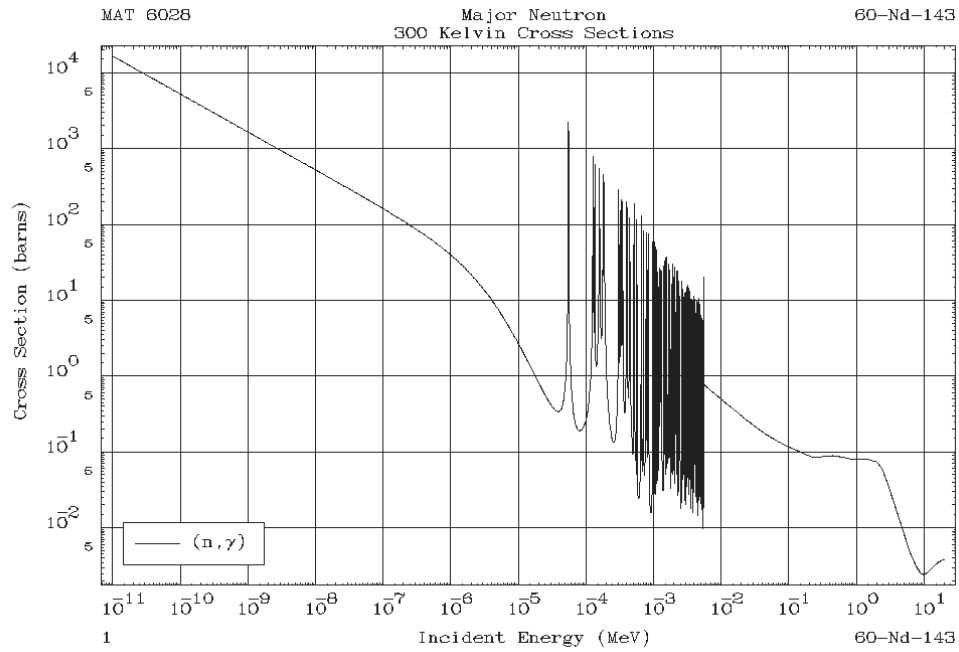


Figure (4.8) : la section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{143}_{60}\text{Nd}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

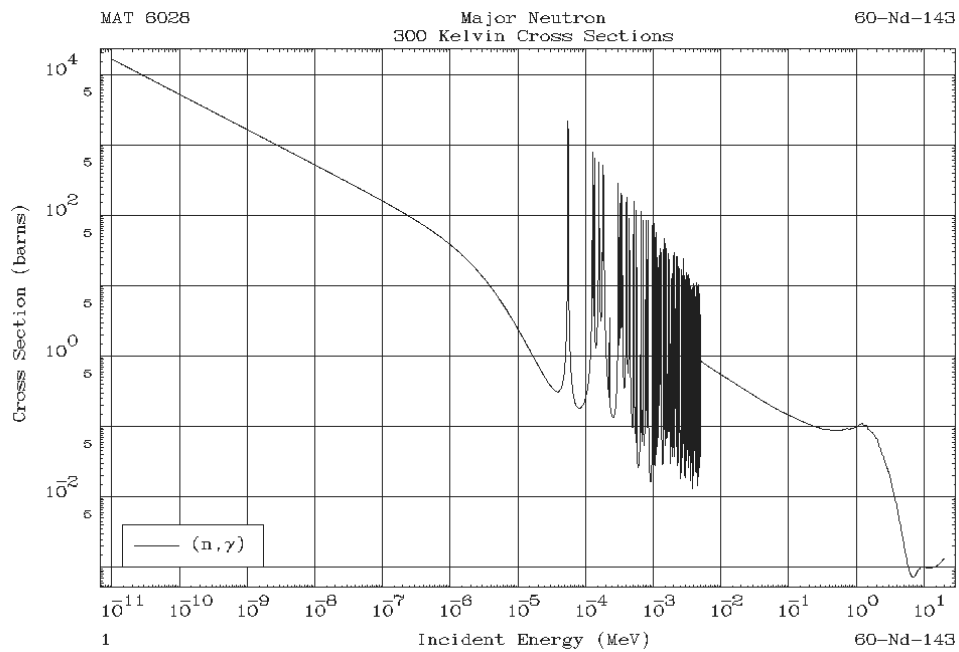


Figure (4.9) : la section efficace de capture neutronique évaluée (JNDL 3.3) de $^{143}_{60}\text{Nd}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

4.1.4. Prométhium 147 :

Le $^{147}_{62}\text{Pm}$ est isotope artificiel radioactive du Prométhium c'est un émetteur β^- avec une vie moyenne de 2.6234 années [43]. Il est formé dans la fission de $^{235}_{92}\text{U}$ avec un rendement de 2.2467 % par filiation radioactive à partir du $^{147}_{60}\text{Nd}$. La décroissance du $^{147}_{62}\text{Pm}$ donne le $^{147}_{62}\text{Sm}$. la chaîne de décroissance est présentée par la figure (4.10) :

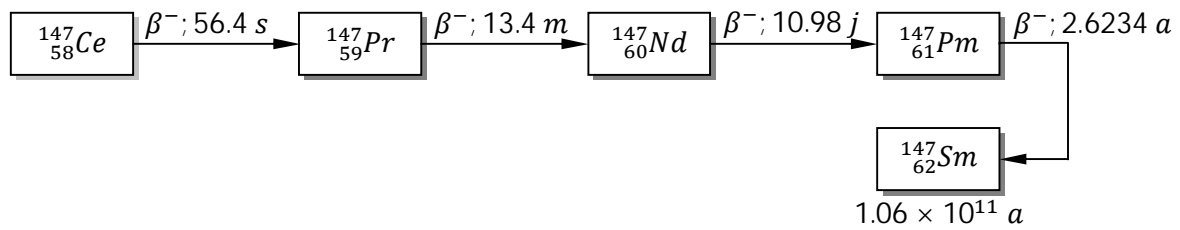


Figure (4.10) : chaîne d'évolution du $^{147}_{62}\text{Pm}$.

Les courbes, de la section efficace de capture neutronique, obtenus à l'output du code PREPRO2004 basé sur les données évaluées des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3 sont montrés sur la figure (4.11) et la figure (4.12) respectivement.

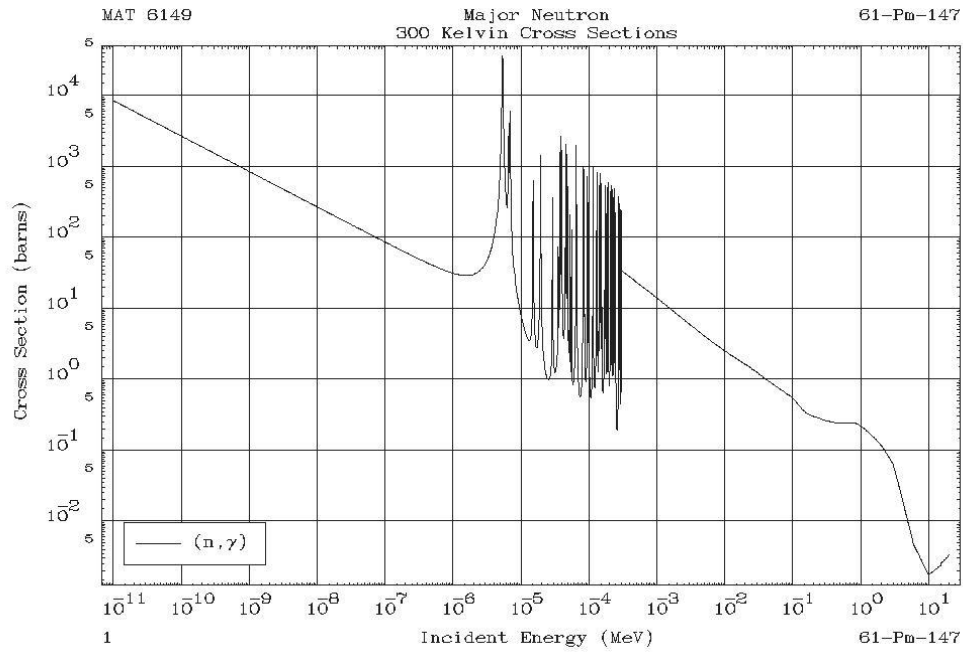


Figure (4.11) : la section efficace de capture neutronique évaluée (ENDF-B VI) de $^{147}_{62}\text{Pm}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

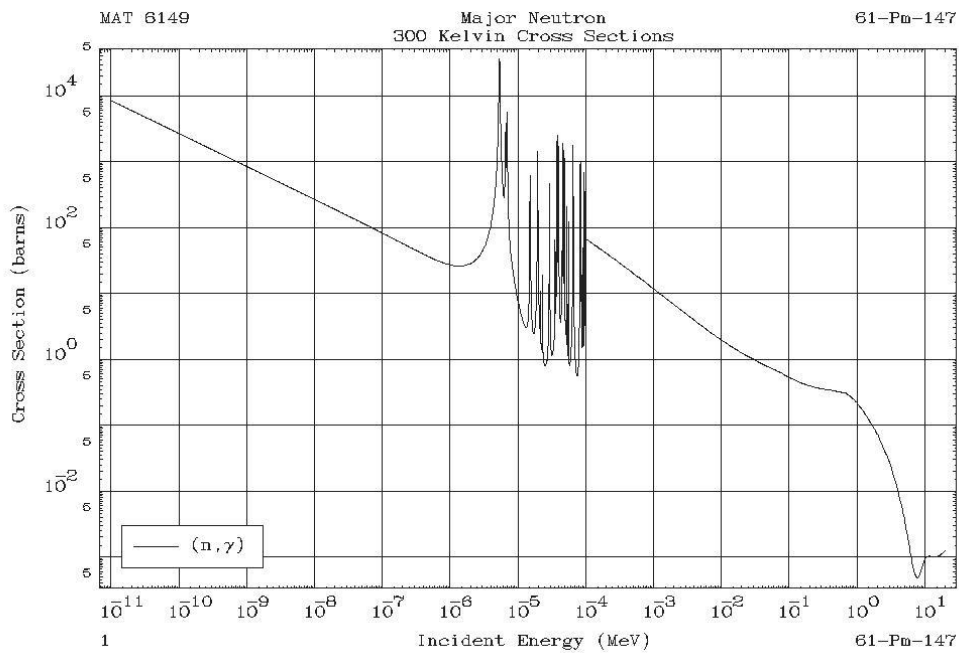


Figure (4.12) : la section efficace de capture neutronique évaluée (JENDL 3.3) de $^{147}_{62}\text{Pm}$ en fonction de l'énergie du neutron incident.

4.2. Section efficaces évaluées à partir des bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3 :

Le rôle principal des bibliothèques des données nucléaires est de nous fournir des valeurs évaluées des sections efficaces à partir des données expérimentales et des modèles théoriques. Les valeurs des sections efficaces de capture neutronique pour les isotopes choisis tirées des bibliothèques de données que se soit ENDF-B VI ou JENDL 3.3 sont en générale très proches les unes des autres (voir Annexe II). Les sections efficaces en terme de valeurs sont supérieures à 100 barns. Les valeurs de : la section efficace de capture à l'énergie thermique, la section efficace de capture moyenne et la section efficace totale à l'énergie thermique tirées à partir de deux bibliothèques sont données dans le tableau (4.3) :

Isotope	$\sigma(n, \gamma)$ à $v = 2200 \text{ m/s}$		$\sigma(n, \gamma)$ moyenne		σ_{total} à $v = 2200 \text{ m/s}$	
	ENDF-B VI	JENDL 3.3	ENDF-B VI	JENDL 3.3	ENDF-B VI	JENDL 3.3
$^{83}_{36}\text{Kr}$	207.66	179.88	206.74	197.88	217.96	189.01
$^{103}_{45}\text{Rh}$	145.03	146.74	148.32	150.15	149.40	150.01
$^{143}_{60}\text{Nd}$	325.19	325.08	324.04	323.89	405.57	405.37
$^{147}_{61}\text{Pm}$	168.61	167.73	168.85	167.25	190.0	188.71

Tableau (4.3) : Comparaison des valeurs des sections efficaces tirées de la bibliothèque ENDF-B VI et JENDL 3.3.

Les valeurs de la section efficace de capture à l'énergie thermique sont très proches à celles de la section efficace de capture moyenne. D'autre part, la section efficace totale est la somme des sections efficaces de différentes réactions possibles et la contribution de la section efficace de capture est très importante.

Les sections efficaces de capture neutronique des noyaux choisis tirés des bibliothèques de données évaluées ENDF-B VI et JENDL 3.3 croient brusquement à des énergies du neutron incident bien spécifiques. Des fluctuations sont observées dans des régions dites régions de résonances. Le tableau (4.4) donne ces régions pour les deux bibliothèques :

isotope	Région de résonance en eV	
	ENDF-B VI	JENDL 3.3
$^{83}_{36}\text{Kr}$	$10 < E < 300$	$10 < E < 300$
$^{103}_{45}\text{Rh}$	$20 < E < 3000$	$30 < E < 4000$
$^{143}_{60}\text{Nd}$	$50 < E < 6000$	$50 < E < 5000$
$^{147}_{61}\text{Pm}$	$5 < E < 300$	$5 < E < 100$

Tableau (4.4) : Régions de résonances tirées de la bibliothèque ENDF-B VI et JENDL 3.3.

Au-delà la section efficace décroît rapidement. Les résonances observées présentent des états d'excitation d'énergie discrète des noyaux composés de chaque isotope. Elles jouent un rôle particulier dans le mécanisme des réactions. Ces résonances sont observées dans les réactions de types (n, γ) . Une résonance apparaît quand l'énergie du neutron incident confère au noyau composé une énergie d'excitation égale à celle de l'un de ces états propres. Un neutron qui circule avec cette énergie particulière peut être reçu facilement par le noyau cible. Le nouveau noyau formé est dans un état excité. Pour se désexciter, des rayons γ sont émis [44]. Le régime est dit résonant quand il y a un recouvrement de plusieurs résonances c'est-à-dire la largeur des résonances est plus grande que l'écart entre niveaux. Quand le neutron incident porte une énergie cinétique, l'énergie du système est positive et l'état du système est virtuel ou quasi-stationnaire mais pas un état stationnaire réel. Ce qui veut dire que l'état du noyau composé doit éventuellement décroître par émission du neutron ou par émission d'un rayon γ . La largeur de l'état virtuel est reliée à sa propre vie moyenne τ par la relation de Heisenberg :

$$\tau \cdot \Gamma \sim \hbar$$

Ce qui montre que la résonance ayant la largeur la plus étroite à la durée de vie la plus longue. Une différence dans la largeur de la région de résonance dans les spectres de la section efficace de capture neutronique en fonction de l'énergie des neutrons incidents pour les noyaux choisis obtenus de deux bibliothèques EBDF-B VI et JENDL 3.3 est observée. Cette région est plus large pour JENDL 3.3 que pour ENDF-B VI. Ceci est dû au fait que les évaluateurs de deux bibliothèques pensent différemment lorsqu'ils doivent limiter l'énergie supérieure de la région de résonance. Pour une telle décision la condition est qu'on doit prendre en considération plusieurs résonances qui peuvent contribuer et même augmenter la section efficace. La contribution de ces résonances oubliées est représentée par le background régulier de la section efficace ou des résonances imaginaires. L'important c'est que la section efficace moyenne doit être proche à celle observée dans les expériences.

4.3. Sections efficaces (n, xn) :

Le seuil des sections efficaces des réactions (n, xn) est approximativement égal à $(x - 1)E_s$, où E_s est l'énergie de séparation d'un nucléon de l'isotope cible. La seule exception à cette règle est la diffusion inélastique, qui peut être comprise comme le cas spécial de la réaction (n, xn) avec $x = 1$. Le seuil de la diffusion inélastique est égal à l'énergie du premier état excité de l'isotope en question, à l'énergie du recul près. Pour toute réaction (n, xn) , la section efficace croît avec l'énergie du neutron incident, atteint un maximum et commence à décroître à l'énergie où s'ouvre et commence à concourir le canal avec un neutron émergent de plus (voir Annexe C).

4.4. Évolution des autres poisons :

On peut définir l'intoxication d'un poison par le produit de sa section efficace de capture par son rendement de fission : barn par fission ; ainsi on classera les poisons d'après leur intoxication. Le Xénon arrive largement en tête, le second encore bien détaché est le $^{149}_{62}\text{Sm}$. Le tableau (4.5) donne le classement des premiers poisons.

L'évolution de chacun de ces poisons est déterminée comme dans le cas du Xénon pour les noyaux radioactifs et celui du Samarium pour les noyaux stables.

Poison	$^{135}_{54}\text{Xe}$	$^{149}_{62}\text{Sm}$	$^{143}_{60}\text{Nd}$	$^{83}_{36}\text{Kr}$	$^{103}_{45}\text{Rh}$	$^{147}_{61}\text{Pm}$
γ	0.0653	0.0108	0.0595	0.0053	0.0303	0.0224
σ	2.65×10^6	4.05×10^4	325.192	207.66	145.031	168.612
Intox.	1.73×10^5	437.4	19.4	11.13	4.39	3.79

Tableau (4.5) : classement de premiers poisons suivants leurs intoxications.

Il faut noter qu'à flux constant, tous ces poisons tendent vers un équilibre indépendant du flux pour les noyaux stables, dépendant du flux pour les noyaux radioactifs. Cet équilibre est d'autant plus long à atteindre que la période est plus grande et la section efficace de capture est plus petite.

Pour les poisons stables l'antiréactivité tend vers la limite :

$$(\rho_p)_i \longrightarrow \frac{\gamma_i}{\nu \epsilon p}$$

Cette antiréactivité, proportionnelle à γ est d'autant plus vite atteinte que la section efficace de capture est plus grande : d'où l'importance du classement selon le critère de l'intoxication, produit des deux.

4.5. Antiréactivité due aux produits de fission :

Les produits de fission ou les poisons de sections efficaces d'absorption moyennes c'est-à-dire ceux qui ont une $\sigma_a > 100 \text{ barn}$, produisent chacun au bout de 3 ans, c'est-à-dire en fin d'irradiation, une antiréactivité très proche de la valeur asymptotique correspondante.

L'antiréactivité, au bout de 3 ans, donnée par l'expression suivante :

$$(\rho_p)_i = \frac{\gamma_i}{\nu \epsilon p} (1 - e^{-\sigma_i \phi t})$$

Prenez un exemple de $^{143}_{60}\text{Nd}$ dont le rendement γ est important ($\gamma = 5.9558 \%$), et la section efficace $\sigma = 325.192 \text{ barns}$. Avec :

$$\nu = 2.44$$

$$p \epsilon = 0.75$$

$$\phi = 3 \times 10^{13} \text{ neutron.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

L'antiréactivité associée est :

$$\rho_{Nd} = 2303.86 \text{ pcm}$$

C'est-à-dire autant que la valeur d'équilibre du Xénon pour le même flux.

L'antiréactivité totale des produits de fission stables ou de longue période ($> 2 \text{ ans}$) est donc en fonction du flux intégré $\phi \cdot t$ donnée par :

$$\rho_p = \frac{1}{\nu \varepsilon p} \sum_i \gamma_i (1 - e^{-\sigma_i \phi t})$$

Si on considère que les produits de fission de section efficace supérieure à 100 barns arrivent pratiquement à l'équilibre asymptotique avant la fin de la vie du combustible dans le cœur du réacteur, l'antiréactivité totale de ces produits :

$$(\rho_p)_i = \frac{1}{\nu \varepsilon p} \sum_i \gamma_i$$

En prenant les quatre produits choisis on trouve :

$$\sum_i \gamma_i = 0.1177$$

En prenant les même valeurs pour ν et εp , on obtient une réactivité de :

$$\rho_p = 6431.5 \text{ pcm}$$

CONCLUSION

Parmi les produits de fissions présents dans le combustible utilisé il y a quatre, trois sont stables (${}^{83}_{36}\text{Kr}$, ${}^{103}_{45}\text{Rh}$ et ${}^{143}_{60}\text{Nd}$) et le quatrième est le ${}^{147}_{61}\text{Pm}$ de période de 2.6234 ans, leurs rendements de fission sont supérieurs à 1 % à l'exception du ${}^{83}_{36}\text{Kr}$ qui a un rendement de 0.5362 %.

Pour une réaction donnée, la section efficace est le paramètre le plus important qu'il faut le connaître. La contribution de la section efficace de capture neutronique, pour les quatre produits de fission, dans la section efficace d'absorption est très importante (plus de 90 %), les autres réactions tels que ($n, 2n$), etc. sont donc négligeables. Les sections efficaces de captures neutronique pour les quatre produits de fission ont été déterminées et comparées à partir de deux bibliothèques (ENDF6B VI et JENDL 3.3). Les valeurs obtenues de ces sections efficaces sont en général supérieures à 100 barns.

Après arrêt du réacteur, les concentrations des noyaux montent pour la même raison que pour le ${}^{149}_{62}\text{Sm}$. Le surcroît est donc définitif tant qu'on ne redémarre pas le réacteur. Pour un flux de $\phi = 3 \times 10^{13} \text{ neutron.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, le surcroît, après équilibre, du ${}^{149}_{62}\text{Sm}$ est compris entre 1000 et 1100 pcm. Ces produits de fission ont un effet non négligeable sur la réactivité d'un réacteur dû à leur antiréactivité, qui est la somme de l'antiréactivité de chacun. La valeur estimée de cette antiréactivité montre la contribution de ces produits de fission dans l'antiréactivité totale, en comparant avec les valeurs de l'antiréactivité du ${}^{149}_{62}\text{Sm}$.

Il faut noter que les sections efficaces des produits de fission sont plus faibles dans le domaine rapide que dans le domaine thermique, les effets d'empoisonnement par les produits de fission sont plus modestes, d'un facteur 10 environ, dans les réacteurs à neutrons rapides que dans les réacteurs à neutrons thermiques. De ce dernier point, la voie qu'il faut préférer et développer pour éviter ces problèmes est de construire des réacteurs rapides.

RÉFÉRENCES

- [1] Blanc, D., Physique Nucléaire. Masson et C^{ie}, Editeurs, Paris (1973)
- [2] Hahn O. and Strassmann F., *Naturwiss.* **27**, 11 (1939)
- [3] Bohr, N. and Wheeler, J. A., *Phys.Rev.* **56**, 426 (1939)
- [4] Weinberg, A. M. and Wigner, E. P., the Physical Theory of Neutron Chain Reactors, University of Chicago Press, Chicago (1958)
- [5] Glasstone S. and Sesonske A., Nuclear Reactor Engineering, *reactor design basics*, Champon and Hall Inc., New York (1994)
- [6] Blizard E. P., editorial in *Nucl. Sci. Eng.*, **9**, 3 (1961)
- [7] Bohr A. Mottelson B. R., Nuclear Structure, W. A. Benjamin (1961)
- [8] Ligou J., Introduction au Génie Nucléaire, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne (1997)
- [9] Lamarsh J. R., Introduction to Nuclear Reactor Theory, Addison Wesley Publishing Co., Reading, Massachusetts (1972)
- [10] BNL-235 second ed. (1958)
- [11] Segré E. and Wiegand C., *Phys. Rev.*, **70**, 808 (1946)
- [12] Von Halban H., Joliot F. and Kowarski L., *Nature*, **143**, 470 (1939)
- [13] Szilard L. and Zinn W. H., *Phys. Rev.* **55**, 799 (1939)
- [14] Keepin G. R., Physics of Nuclear Kinetics, Addison Wesley Publishing Co., Reading, Massachusetts (1965)
- [15] Canberg L. et al. *Phys. Rev.*, **103**, 662 (1956)
- [16] Roberts R. B., Meyer R. C. and Wang P., *Phys. Rev.* **55**, 510 (1939)
- [17] Soutif M., physique neutronique, Presses Universitaires de France, Paris (1962)
- [18] Stacey W. M., Nuclear Reactor Physics, John Wiley & Sons, New York (2001)
- [19] Barjon R., Physique des Réacteurs Nucléaires de puissance, INSTN, Grenoble (1975)
- [20] Blaquiere A., Théorie de la Réaction de fission en chaîne, INSTN, Grenoble (1962)

- [21] Blatt J. M. and Weisskopf V. F., *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley & sons, New York (1952)
- [22] Marmier P. and Sheldon E., *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press (1960)
- [23] Bohr N., *Nature*, **137**,344 (1936)
- [24] Oppenheimer J. R. and Phillips M., *Phys. Rev.*, **48**, 500 (1935)
- [25] Valentin L., *Noyaux et particules*, Hermann, Paris (1989)
- [26] Feschbach H., Kerman A. R. and Lemmer R. H., *Ann. Phys.*,**41**, 230 (1967)
- [27] Breit G. and Wigner E. P., *Phys. Rev.*, **49**,519 (1936)
- [28] Tellier H., *Réactions Nucléaires Induites Par les Neutrons*, INSTN, Grenoble (1989)
- [29] Matsumoto T., Igashira M. and Ohsaki T., *Nucl. Sci. Technol.*, **40**, 61 (2003)
- [30] <http://www-nds.iaea.org>
- [31] <http://www.nea.fr/html/dbdata>
- [32] <http://www.nndc.bnl.gov>
- [33] <http://www.ippe.obninsk.ru/podr/cjd>
- [34] <http://www-nds.iaea.org/EXFOR/EXFOR10.htm>
- [35] MacFerlane R. E., *An Introduction to the ENDF Formats, Preceding of the workshop: Nuclear reaction data and nuclear reactors (physics design and safety)*, Trieste (2000)
- [36] <http://www-nds.iaea.org/EXFOR/CINDA.htm>
- [37] IAEA, Nuclear Data Section, *ENDF B-VI Data Libraries [CDROM]*, Vienna (2001)
- [38] Bussac J. et Reuss P., *Traité Neutronique*, Hermann, Paris (1985)
- [39] Hyde E. K., *USAEC Raport UCRL-9148* (1961)
- [40] Thompson T. J and Bekerley J. G., *the Technology of Nuclear Reactor Safety*, MIT Press, Massachusetts (1973)
- [41] Galanin A. D., *Thermal Reactor Theory*, Pergamon Press, Oxford (1960)
- [42] Knief R. A., *Nuclear Engineering*, Taylor & Francis, Washington, DC (1992)
- [43] Lide D. R. (Editor), *Handbook of Chemistry and Physics (88th Ed.)*, CRC Press, Boca Raton (1995)
- [44] Jackson F., *Nuclear Reaction*, Collection & sons, (1973)

ANNEXE A

1. Réaction de capture radiative (n, γ) :



Figure (A.1) : Comparaison de la section efficace de capture (n, γ) pour le $^{83}_{36}\text{Kr}$, entre les bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3.

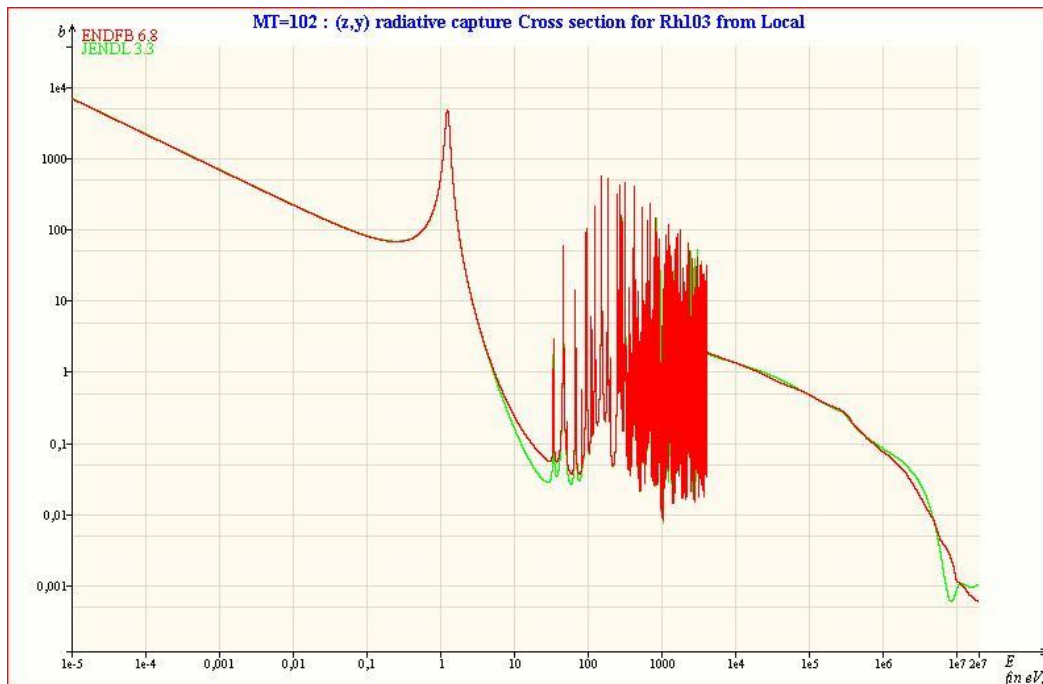


Figure (A.2) : Comparaison de la section efficace de capture radiative (n, γ) pour le $^{103}_{45}\text{Rh}$, entre les bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3.

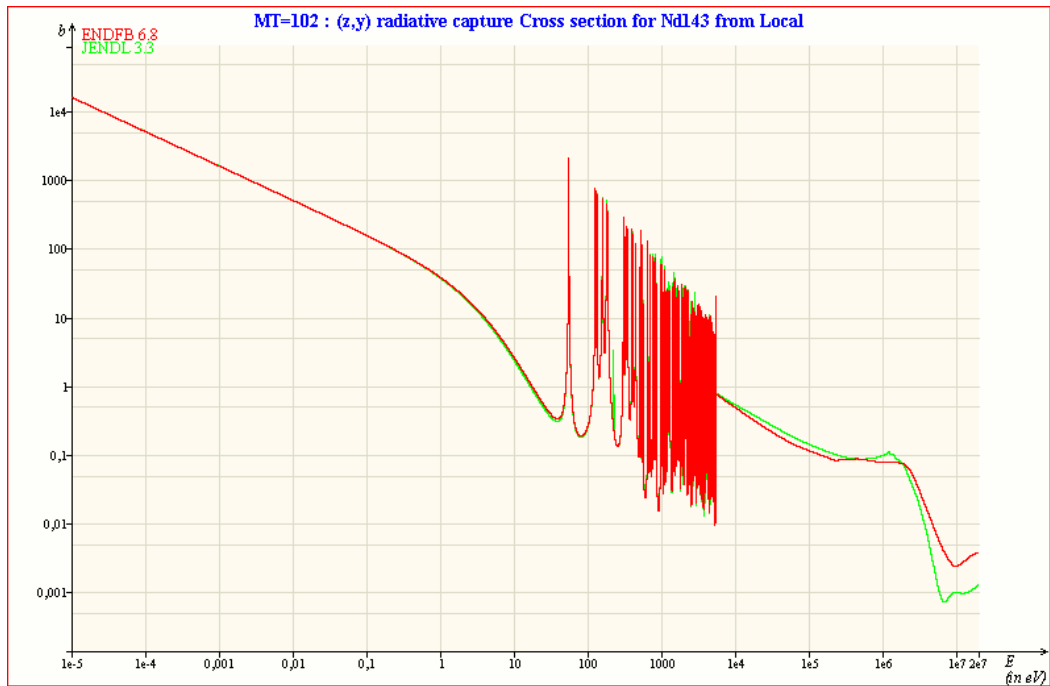


Figure (A.3) : Comparaison de la section efficace de capture radiative (n, γ) pour le $^{143}_{60}\text{Nd}$, entre les bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3.

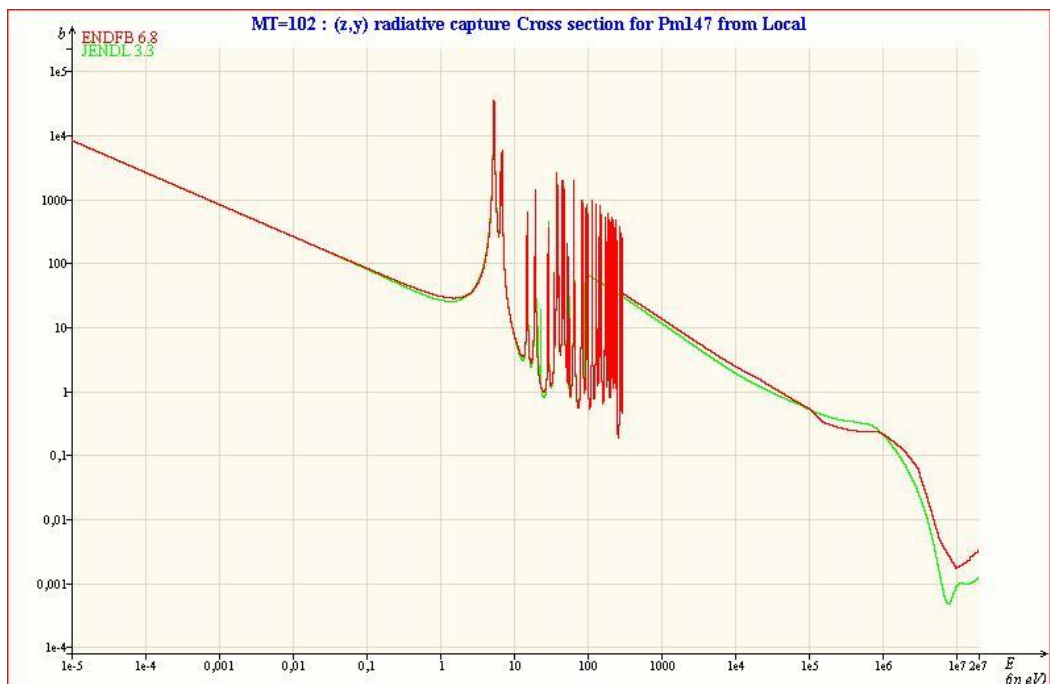


Figure (A.4) : Comparaison de la section efficace de capture radiative (n, γ) pour le $^{147}_{61}\text{Pm}$, entre les bibliothèques ENDF-B VI et JENDL 3.3.

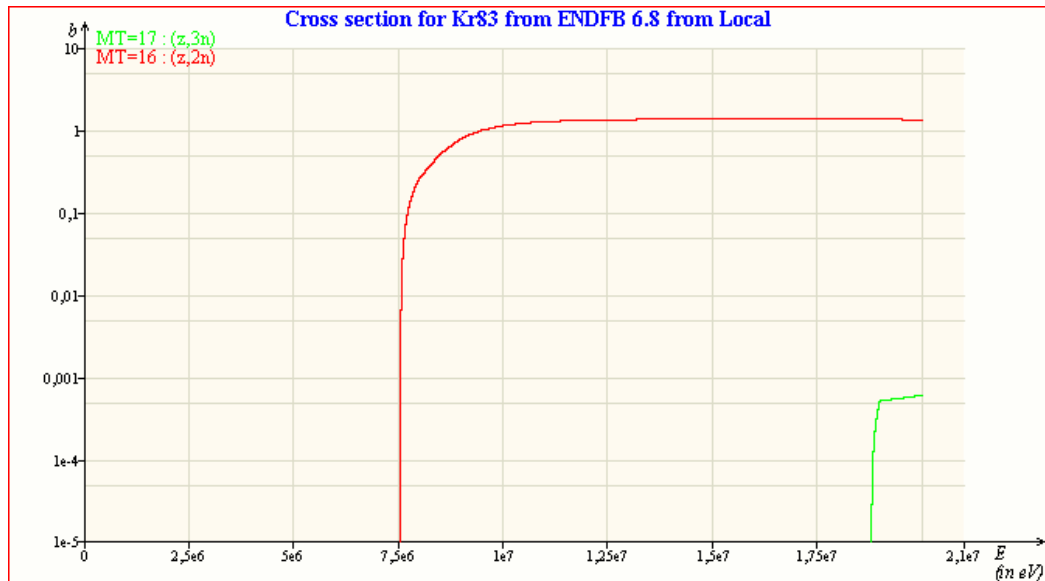
2. Réactions de type (n, xn) :

Figure (A.5) : sections efficaces $(n, 2n)$ et $(n, 3n)$ pour $^{83}_{36}\text{Kr}$, à partir de la bibliothèque ENDF-B VI.

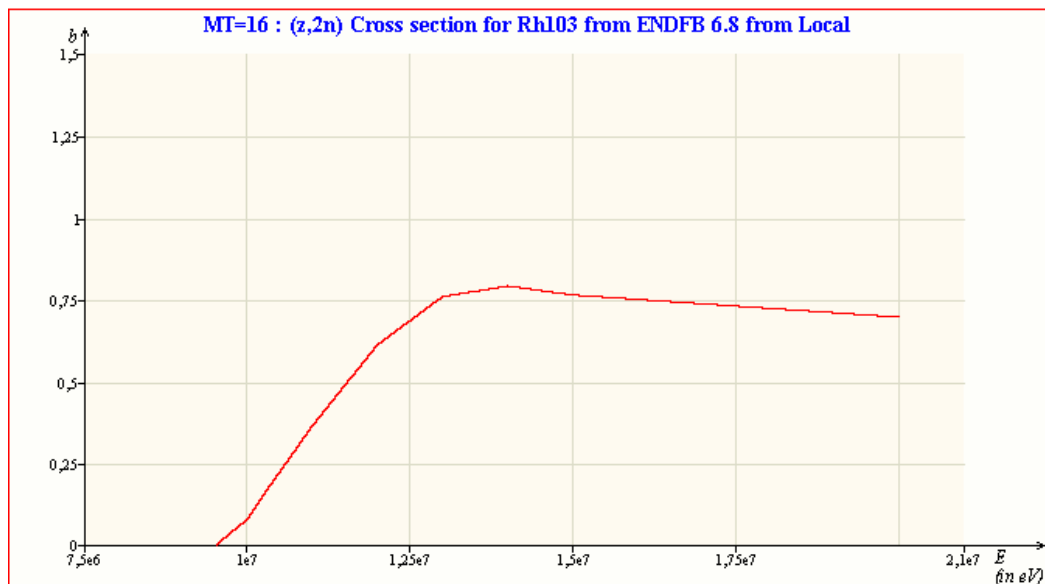


Figure (A.6) : section efficace $(n, 2n)$ pour $^{103}_{45}\text{Rh}$, à partir de la bibliothèque ENDF-B VI.



Figure (A.7) : sections efficaces ($n, 2n$) et ($n, 3n$) pour $^{143}_{60}\text{Nd}$, à partir de la bibliothèque ENDF-B VI.

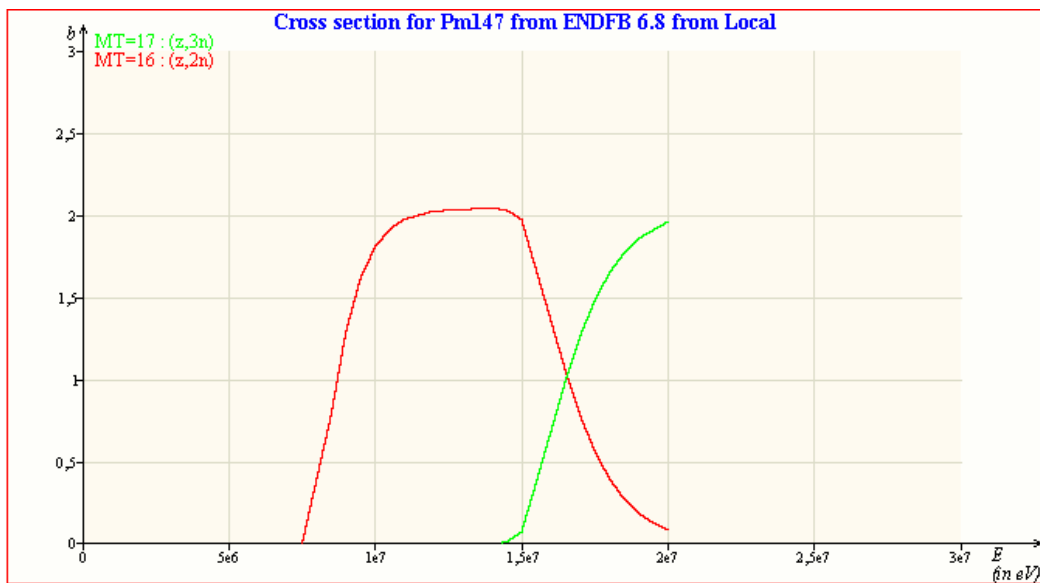


Figure (A.8) : sections efficaces ($n, 2n$) et ($n, 3n$) pour $^{147}_{61}\text{Pm}$, à partir de la bibliothèque ENDF-B VI.

ANNEXE B

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
	88	16 s	4.33×10^{-2}	≥ 0.04	2.9		2.90	~ 0	
	89	4.5 s	1.541×10^{-1}				2.37	~ 0	
${}_{36}\text{Kr}$	82	Stable	0			45	0	0	0
	83m	1.86 h	1.035×10^{-4}	1.00			0	200	< 0.004
	83	Stable	0			220	0	0	0
	84	Stable	0			0.10 + 0.06	0	0	0
	85m	4.36 h	4.42×10^{-5}	0.225		0.096	0.233	20 80	0.305 0.15
	85	10.4 a	2.11×10^{-9}			< 15	0.232	~ 0	
	86	Stable	0		2.02	0.06	0	0	0
	87	78 m	1.481×10^{-4}				1.01	< 25 < 25 < 25	2.3 1.89 2.40
	88	2.8 h	6.88×10^{-5}		0.8		0.331	35 18 15 14 4 23 5 49	2.19 1.85 1.55 1.20 0.85 1.365 < 0.20
	89	3.2 m	3.61×10^{-3}		4.6		1.3	0	0
	90	33 s	2.10×10^{-2}		5.2		1.07	0	0

	91	10 s	6.930×10^{-2}		3.7		1.20	0	0
	92	3.0 s	2.310×10^{-2}		2.7		1.67	~ 0	
	93	2.0 s	3.470×10^{-1}		1.3		2.66	~ 0	
	94	1 s	6.930×10^{-1}		0.6		2.14	~ 0	
	95	Court			0.2		3.1	~ 0	
^{37}Rb	85	Stable	0			0.007 + 1.0	0	0	0
	86	18.7 j	4.290×10^{-7}	2.8×10^{-5}			0.543	12	1.076
	87	4.7×10^{10} a	4.680×10^{-19}			0.12	0.092	0	0
	88	18 m	6.420×10^{-4}			1.0	1.61	9	2.8
								13	1.86
								5	0.9
	89	15 m	7.700×10^{-4}		0.2		1.5	0	0
	90	2.9 m	3.980×10^{-3}		0.7		1.9	0	0
	91	72 s	9.630×10^{-3}		2.0		1.0	~ 0	
	92	5 s	1.386×10^{-1}		2.8		2.5	~ 0	
	93	6 s	1.155×10^{-1}		3.1		2.0	~ 0	
	94	3 s	2.310×10^{-1}		2.3		3.0	~ 0	
	95	2.5 s	2.800×10^{-1}		1.4		2.5	~ 0	
^{38}Sr	86	Stable	0			1.3 + ?	0	0	0
	87	Stable	0				0	0	0
	88	Stable	0			0.005	0	0	0
	89	50.4 j	1.590×10^{-7}			0.4	0.487	0	0
	90	28 a	7.850×10^{-10}			1	0.20	0	0
	91	9.7 h	1.985×10^{-5}	0.60	0.07		0.533	7	1.413
								33	1.025
								7	0.747
								22	0.66
								33	0.64
	92	2.7 h	7.130×10^{-5}		0.6		0.4	~ 0	
	93	8 m	1.650×10^{-3}		2.0		1.4	~ 0	
	94	1.3 m	8.890×10^{-3}		2.9		0.9	~ 0	
	95	0.8 m	1.444×10^{-2}		3.1		1.8	~ 0	

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
^{39}Y	89	Stable	0			0.001 + 1.3	0	0	0
	90	64.2 h	3.00×10^{-5}			< 6.2	0.73	0.4	1.4
	91 m	50 m	2.31×10^{-4}	1.00			0	100	0.551
	91	59 j	1.360×10^{-7}			1.4 + 1.55	0.512	0.3	1.22
	92	3.53 h	5.46×10^{-5}				1.2	~ 0	
	93	10.1 h	1.910×10^{-5}			0.1	1.03	100	0.7
	94	20 m	5.78×10^{-4}			0.7	1.8	100	1.4
	95	11 m	1.050×10^{-3}			1.7	1.2	0	0
97	2.3 m	5.02×10^{-3}			3.1	1.7	~ 0		
^{40}Zr	90	Stable	0			0.1	0	0	0
	91	Stable	0			0.1	0	0	0
	92	Stable	0			0.2	0	0	0
	93	$9.5 \times 10^5 a$	2.31×10^{-14}	0.33		< 4	0.021	0	0
	94	Stable	0			0.1	0	0	0
	95	65 j	1.234×10^{-7}	0.01			0.127	98	0.717
	96	Stable	0			0.1	0	0	0
	97	17.0 h	1.13×10^{-5}	1.00		1.4	0.64	100	0
^{41}Nb	93 m	3.7 a	5.94×10^{-9}				0	100	0.0292
	93	Stable	0			1 + 0.1	0	0	0
	95 m	90 h	2.14×10^{-6}				0	100	0.235
	95	35 j	2.29×10^{-7}	1.00	< 4×10^{-5}	~ 7	0.053	100	0.745
	96	23 h	8.37×10^{-5}				0.240	32	1.187
							52	1.078	
							183	0.56-084	

	97m	60 s	1.667×10^{-2}	1.00		0	44	< 0.50
	97	72 m	1.605×10^{-4}			0.422	100	0.747
							100	0.665
^{42}Mo	95	Stable	0		14	0	0	0
	96	Stable	0		1	0	0	0
	97	Stable	0		2	0	0	0
	98	Stable	0		0.15	0	0	0
	99	66 h	2.92×10^{-5}	0.87		0.376	~ 10	0.74-0.78
					6.3		90	< 0.181
	100	Stable	0		0.2	0	0	0
	101	14.6 m	8.25×10^{-4}			0.5	70	0.960
							100	0.191
	102	11 m	1.050×10^{-3}			0.31	~ 0	
	105	< 2 m	5.8×10^{-3}			1.65	~ 0	
					0.6			
^{43}Tc	99m	6.0 h	3.21×10^{-5}	1.00		0	100	1.41
	99	$2.1 \times 10^5 a$	1.046×10^{-13}			0.097	0	0
	100	10 s	4.33×10^{-2}		22			
	101	14.0 m	8.25×10^{-4}			0.40	100	0.30
	102m	4.5 m	2.57×10^{-3}	0.00				
	102	5 s	1.39×10^{-1}				~ 0	
	105	10 m	1.155×10^{-3}			1.08	~ 0	
					0.3			
^{44}Ru	99	Stable	0			0	0	0
	100	Stable	0			0	0	0
	101	Stable	0		5.5	0	0	0
	102	Stable	0		1.4	0	0	0
	103	40 j	2.01×10^{-7}	> 0.95		0.080	95	0.498
	104	Stable	0		0.7	0	0	0
	105	4.45 h	4.33×10^{-5}			0.383	100	0.726
	106	1.0 a	2.20×10^{-8}		0.04	0.0131	0	0
	107	4.2 m	2.75×10^{-3}			0.94	~ 0	

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma		
								%	Energie, MeV	
^{44}Rh	103m	57 m	2.03×10^{-4}	1.00			0	100	0.04	
	103	Stable	0			12 + 138	0	0	0	
	104m	4.4 m	2.63×10^{-3}	1.00	0	800				
	104	42 s	1.651×10^{-2}		0	40				
	105m	0.7 m	1.651×10^{-2}	1.00			0	100	0.130	
	105	36 h	5.35×10^{-6}			~15,000	0.183	10	0.322	
	106	30 s	2.31×10^{-2}				1.05	0.25	2.41	
								0.5	1.55	
								2	1.045	
								38	0.51-0.87	
		107m								
	107	21.7 m	5.32×10^{-4}				0.4	0	0	
	108	17 s	4.08×10^{-2}				1.3	~ 0		
^{45}Pb	104	Stable	0		0		0	0	0	
	105	Stable	0				0	0	0	
	106	Stable	0				0	0	0	
	107	$7 \times 10^5 a$	3.14×10^{-15}	1.00			0.01	0	0	
	108	Stable	0		0.08	0.2 + 12	0	0	0	
	109	13.6 h	1.416×10^{-5}				0.32	0	0	
	110	Stable	0		0.02	< 0.05 + 0.2	0	0	0	
		111m								
		111	22 m	5.25×10^{-4}				0.71	~ 0	
		112	21 h	9.17×10^{-6}				0.07	100	0.018

⁴⁷ Ag	107m	44 s	1.576×10^{-2}	1.00			0	100	0.094
	107	Stable	0			? + 40	0	0	0
	109m	40 s	1.733×10^{-2}	1.00			0	100	0.088
	109	Stable	0			2 + 82	0	0	0
	110m	249 j	3.22×10^{-8}	~ 0.03	2×10^{-7}		0.128	50	1.4-1.516
								295	0.656-
								3	0.935
	110	24 s	2.89×10^{-2}				0.811		0.116
	111m	74 s		> 0.99					
	111	7.5 j	1.070×10^{-6}				0.337	8	
								1	0.340
	112	3.2 h	6.02×10^{-5}				1.04	~ 0	0.243
	113m								
	113	5.3 h	3.63×10^{-5}				0.67	0	
	114	5 s	1.386×10^{-1}				1.37	~ 0	0
115m	20 s		0.00						
115	21 m	5.50×10^{-4}	0.09			1.0	0		
								0	
⁴⁸ Cd	110	Stable	0			0.2 + ?	0	0	
	111	Stable	0				0	0	0
	112	Stable	0			0.03 + ?	0	0	0
	113m	14 a	1.559×10^{-9}	0.00			0.20	0	0
	113	Stable	0			27,000	0	0	0
	114	Stable	0			0.14 + 1.1	0	0	0
	115m	43 j	1.866×10^{-7}	0.00			0.53	~ 0	0
	115	2.3 j	3.49×10^{-6}	1.00			0.296	42	
	116	Stable	0		0.01	1.4	0	0	0.36-0.525
	117m	3.2 h	6.02×10^{-5}	> 0.90			~ 0	~ 0	0
								~ 0	2.00
									1.27-1.55
									0.84
	117	2.8 h	6.88×10^{-5}	1.00			< 0.79	~ 0	0.27-0.43
	118	50 m	2.31×10^{-4}				0.36	~ 0	

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
^{49}In	113	Stable	0			61 + 2	0	0	0
	115m	4.4 h	4.38×10^{-5}	0.95			0.017	94	0.335
	115	6×10^{-4}	3.66×10^{-23}			150 + 50	0.21	~ 0	
	116m	54 m	2.14×10^{-4}	0.00	0				
	116	14 s	4.95×10^{-2}		0				
	117m	1.90 h	5.73×10^{-7}				0.449	22	0.311
								78	0.161
	117	45 m	2.57×10^{-4}	< 0.01			0.247	~ 15	0.565
								~ 10	0.161
		118	4.5 m	2.57×10^{-3}				0.5	~ 0
	119	18 m	6.42×10^{-4}				0.9	0	0
^{50}Sn	115	Stable	0				0	0	0
	116	Stable	0			0.006 + ?	0	0	0
	117m	14.0 j	5.73×10^{-7}	1.00			0	100	0.162
								100	0.159
	117	Stable	0				0	0	0
	118	Stable	0			0.01 + ?	0	0	0
	119m	250 j	3.21×10^{-8}	1.00			0	200	< 0.07
	119	Stable	0				0	0	0
	120	Stable	0		0.01	0.001 + 0.14	0	0	0
	121	~ 25 h	7.70×10^{-5}		0.015	5.9	0.128	0	0
	122	Stable	0		0.013	0.001 + 0.2	0	0	0
123m	125 j	6.42×10^{-8}	0.00			0.47	0	0	

	123	40 <i>m</i>	2.89×10^{-4}				0.42	100	0.153
	124	Stable	0		0.02	0.2 + 0.04	0	0	0
	125 <i>m</i>	9.7 <i>m</i>	1.191×10^{-3}	0.00			~ 0.7	100	0.326
	125	9.4 <i>j</i>	8.54×10^{-7}				0.76	5	1.90
	126	~10 ⁵ <i>a</i>	2.20×10^{-13}				0.85	~ 0	
	127	2.1 <i>h</i>	9.17×10^{-5}				1.61	~ 0	
⁵¹ <i>Sb</i>	121	Stable	0			0.06 + 6	0	0	0
	122 <i>m</i>	3.5 <i>m</i>	3.30×10^{-3}		0				
	122	2.8 <i>j</i>	2.87×10^{-6}		0				
	123	Stable	0			0.03 + 3	0	0	0
	125	2.7 <i>a</i>	8.14×10^{-9}	0.14			0.102	72	0.42-0.64
	126 <i>m</i>	19 <i>m</i>	6.08×10^{-4}					28	< 0.18
							0.33	100	0.90
								100	0.4
	126	12 <i>j</i>	6.69×10^{-7}				0.33		0.3-1.0
	127	93 <i>h</i>	2.07×10^{-6}	0.16	0.01		0.4	100	0.72
	128 <i>m</i>	8.9 <i>h</i>	2.16×10^{-5}				0.33	~ 0	
	128	10 <i>m</i>	1.115×10^{-3}				1.0	~ 0	
	129	4.2 <i>h</i>	4.59×10^{-5}	0.24			1.5	~ 0	
	130 <i>m</i>	6 <i>m</i>	1.926×10^{-3}					~ 0	
	130	37 <i>m</i>	3.12×10^{-4}					~ 0	
	131	23 <i>m</i>	5.024×10^{-4}				1.8		
	132	2.1 <i>m</i>	5.50×10^{-3}				2.6	~ 0	
	133	4.1 <i>m</i>	2.82×10^{-3}				2.1	~ 0	
	134	0.8 <i>m</i>	1.444×10^{-2}				2.9	~ 0	
								~ 0	
⁵² <i>Te</i>	122	Stable	0		0	1 + 2	0		
	125 <i>m</i>	58 <i>j</i>	1.383×10^{-7}	1.00			0	0	0
	125	Stable	0			1.5	0	0	0.110
	126	Stable	0			0.07 + 0.7	0	0	0
	127 <i>m</i>	105 <i>j</i>	7.64×10^{-8}	0.98			0	0	0
	127	9.3 <i>h</i>	2.07×10^{-5}				0.23	100	0.0885

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
	128	Stable	0			0.016 + 0.14	0	0	0
	129 m	33 j	2.43×10^{-5}	1.00			0	100	0.106
	130	Stable	0			< 0.01 + 0.2	0	0	0
	131 m	1.2 j	6.69×10^{-5}				0	100	0.177
	131	25 m	4.62×10^{-4}		0.2		0.577	45	0.7
								100	0.16
	132	78 h	2.47×10^{-5}		1.0		0.073	100	0.231
	133 m	50 m	2.31×10^{-4}	1.00			0	100	0.4
	133	2 m	5.78×10^{-3}		2.2		0.54	70	1.0
								100	0.6
	134	42 m	2.75×10^{-4}		3.7		1.27	~ 0	0
^{53}I	127	Stable	0			6.4	0	0	0
	128	25 m	4.62×10^{-4}						
	129	$1.6 \times 10^7 a$	1.373×10^{-15}			19 + 9	0.05	100	0.039
	130	12.5 h	1.541×10^{-5}			1			
	131	8.05 j	9.97×10^{-7}	0.008		~ 50	0.191	12	0.63-0.722
								80	0.364
								5.3	0.284
	132	2.3 h	8.37×10^{-5}				0.434	2	2.2
								5, 11	1.96, 1.40
								8, 20	1.16, 0.96
								75, 100	0.777, 0.673
								6, 25	0.624, 0.528

	133	21 h	9.17×10^{-6}	0.024	0.5		0.45	1	1.4
								5	0.85
								94	0.53
	134	53 m	2.18×10^{-4}		0.9		0.60	~ 35	1.78
								~ 35	1.10
								~ 30	0.86
	135	6.7 h	2.87×10^{-5}	0.30	1.7		0.308	~ 50	1.8
								~ 50	1.27
	136	86 s	8.06×10^{-3}				~ 2.1	~ 0	
	137	24 s	2.98×10^{-2}				0.19	0	0
	138	6.3 s	1.100×10^{-1}				2.56	~ 0	
	139	2.0 s	3.47×10^{-1}				2.16	~ 0	
^{34}Xe	128	Stable	0		0	< 5	0	0	0
	129	Stable	0		4×10^{-4}	45	0	0	0
	130	Stable	0		0	< 5	0	0	0
	131m	12.0 j	6.69×10^{-7}	1.00			0	100	0.163
	131	Stable	0			120	0	0	0
	132	Stable	0			5 + 0.2	0	0	0
	133m	2.3 j	3.49×10^{-6}	1.00			0	100	0.233
	133	5.270 j	1.523×10^{-6}			190	0.115	100	0.081
	134	Stable	0			5 + 0.2	0	0	0
	135m	15 m	7.70×10^{-4}	1.00			0	100	0.52
	135	9.2 h	2.09×10^{-5}		0.3	2.7×10^6	0.302	4	0.60
								1	0.37
								96	0.250
	136	Stable	0		3.2	0.15	0	0	0
	137	3.9 m	2.96×10^{-3}		1.3		1.33	0	0
	138	17 m	6.79×10^{-4}		2.1		1.0	~ 0	0
	139	41 s	1.691×10^{-2}		2.9		1.7	~ 0	
	140	16 s	4.33×10^{-4}				1.3	~ 0	
	141	2 s	3.47×10^{-1}				2.0	~ 0	
	142	1.5 s	4.62×10^{-1}					~ 0	

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
	143	1 s	6.93×10^{-1}				2.3	~ 0	
	144	1 s	6.93×10^{-1}				1.9	~ 0	
^{55}Cs	133	Stable	0			2.6 + 28	0	0	0
	134 m	2.90 h	6.64×10^{-5}	1.00	0				
	134	2.1 a	1.046×10^{-8}		0	134			
	135	2.0×10^5 a	1.098×10^{-14}			8.7	0.07	0	0
	136	13 j	6.17×10^{-7}		6×10^3		0.12	100	0.9
	137	30 a	7.32×10^{-10}	0.92		0.11	0.192	0	0
	138	32.2 m	3.59×10^{-4}		0.044		1.08	100	1.44
								43	0.98
								33	0.463
	139	9.5 m	1.216×10^{-3}			1.2	1.3	~ 0	
	140	66 s	1.050×10^{-2}			2.3	2.0	~ 0	
	141	25 s	2.77×10^{-2}			2.9	1.6	~ 0	
	142	≤ 8 s	8.67×10^{-2}				2.3	~ 0	
143	courte				1.7	1.9	~ 0		
144	courte				1.0	2.6	~ 0		
^{56}Ba	134	Stable	0		0	< 0.05 + < 4	0	0	0
	135 m	29 h	6.64×10^{-5}						
	135	Stable	0			5	0	0	0
	136	Stable	0			0.016 + < 1	0	0	0
	137 m	2.60 m	4.44×10^{-3}					100	0.611

	137	Stable	0		4	0	0	0
	138	Stable	0		0.5	0	0	0
	139	83 m	1.392×10^{-4}	0.012	4	0.220	19	1.43
	140	12.80 j	6.27×10^{-7}	0.066	< 20	0.268	66	0.163
							30	0.54
							10	0.30
							10	0.16
							100	0
	141	18 m	6.42×10^{-4}	0.27		0.93	0	
	142	11 m	1.050×10^{-3}	2.2		0.75	~ 0	
	143	12 s	1.050×10^{-3}	3.0		1.5	~ 0	
	144	courte		2.5		1.1	~ 0	
57La	139	Stable	0		8.9	0	0	0
	140	40.2 h	4.79×10^{-5}			0.495	1	3.0
							5.4	2.5
							94	1.596
							29	0.8151
							39	0.4867
							5.4	0.3286
							1.8	0.093
	141	3.9 h	2.47×10^{-7}	0.004		0.785	5	1.5
	142	1.4 h	1.376×10^{-4}	0.019		0.83	10	0.87
							90	0.63
	143	1.4 m	8.25×10^{-4}	1.3		1.0	~ 0	
	144	courte		2.3		1.7	~ 0	
58Ce	140	Stable	0		0.5	0	0	0
	141	32.5 j	2.47×10^{-7}			0.163	67	0.145
	142	Stable	0		1	0	0	0
	143	33 h	5.84×10^{-5}	4.4×10^{-5}	6	0.335	15.2	0.660
							12.1	0.356
							60.6, 12.1	0.289, 0.126

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
^{59}Pr	144	285 j	282×10^{-8}		0.3	6	0.087	50	0.135
	145	3.0 m	3.85×10^{-3}				0.89	~ 0	
	146	14 m	8.25×10^{-4}				0.23	12	0.32
								24	0.27
								36	0.22
								64	< 0.15
	147	1.2 m	9.63×10^{-3}					~ 0	
	148	1.2 m	9.63×10^{-3}					~ 0	
	141	Stable	0				11	0	0
	142	19.2 h	1.003×10^{-5}			0	20		1.57
143	13.7 j	5.86×10^{-7}				89	0.311	0	
144	17.3 m						0.97	1	2.185
								2	1.480
								4	0.695
145	9.5 j	3.26×10^{-5}					~ 0.6	~ 0	
146	24 m	4.81×10^{-4}			0.1		1.01	33	1.49
								22	0.75
								100	0.46
^{60}Nd	142	Stable	0		0	17	0	0	0
	143	Stable	0			330	0	0	0
	144	$1.5 \times 10^{-5} a$	~ 0			5	0	0	0
	145	Stable	0			50	0	0	0
	146	Stable	0			2	0	0	0

	147	11.1 <i>j</i>	7.23×10^{-7}			0.228	25	0.532
							15	0.318
							60	0.092
	148	Stable	0	1.70	4	0	0	0
	149	1.8 <i>h</i>	1.070×10^{-8}			~ 0.5	~ 0	
	150	Stable	0	0.67		0	0	0
	151	12 <i>m</i>	9.63×10^{-4}	0.48		0.64	~ 50	0.14
							~ 100	0.42-0.73
							~ 150	< 0.12
⁵¹ <i>Pm</i>	147	2.5 <i>a</i>	8.79×10^{-9}		110 + 120	0.074	0	0
	148 <i>m</i>	5.4 <i>j</i>	1.486×10^{-6}	0	< 3,000			
	148	42 <i>j</i>	1.910×10^{-7}	0	27,000			
	149	53 <i>h</i>	3.63×10^{-6}			0.35	100	0.285
	151	28.4 <i>h</i>	6.78×10^{-6}	0.02		0.37	~ 100	0.34-0.72
							~ 100	< 0.25
⁶² <i>Sm</i>	147	1.4×10^{-4} <i>a</i>	~ 0		90	0	0	0
	148	1.2×10^{13} <i>a</i>	~ 0	0		0	0	0
	149	Stable	0		41,500	0	0	0
	150	Stable	0	0		0	0	0
	151	90 <i>a</i>	2.44×10^{-10}		12,000	0.025	100	0.019
	152	Stable	0	0.285	220	0	0	0
	153	46.7 <i>h</i>	4.12×10^{-6}			0.219	10	0.538
							~ 102	< 0.18
	154	Stable	0	0.077	5	0	0	0
	155	22 <i>m</i>	5.25×10^{-4}			0.6	100	0.246
							100	0.105
	156	9 <i>h</i>	2.14×10^{-6}			0.3		
⁶³ <i>Eu</i>	151	Stable	0		1700 + 7000	0	0	0
	152 <i>m</i>	9.3 <i>h</i>	2.071×10^{-6}	0.00		0		
	152	13 <i>a</i>	1.690×10^{-9}		5,000			

CONTINUÉ

Elément	No. de masse	La vie moyenne	Constante de décroissance λ , sec^{-1}	Taux d'embranchement, a ou b	Rendement indépendant de fission d' U^{235} , %	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Energie moyenne de bêta, MeV	Rayonnements gamma	
								%	Energie, MeV
	153	Stable	0			320	0	0	0
	154	16 a	1.373×10^9		0	1,400			
	155	1.7 a	1.292×10^8			13,000	0.056	500	< 0.14
	156	15 j	5.35×10^7				0.43	~ 60	2.0
	157	15 h	1.284×10^5				0.392	100	0.60
	158	60 m	1.926×10^4				0.87	100	0.2
$64Gd$	152	$1.1 \times 10^4 a$	~ 0		0	< 180	0	0	0
	154	Stable	0		0		0	0	0
	155	Stable	0			58,000	0	0	0
	156	Stable	0				0	0	0
	157	Stable	0			240,000	0	0	0
	158	Stable	0			3.9	0	0	0
	159	18.0 h	1.070×10^5				0.3	100	0.38
	160	Stable	0		3×10^4	0.8	0	100	0.055
	161	3.7 m	2.03×10^3				0.5	0	0
								100	0.36
								100	0.316
								100	0.102

${}^{65}\text{Tb}$	159	Stable	0		46	0	0	0
	160	73 <i>j</i>	1.099×10^{-7}	0	525			
	161	7.1 <i>j</i>	1.130×10^{-6}			0.17	100	0.05
	163 <i>m</i>	7 <i>m</i>	1.651×10^{-3}					
	163	7 <i>h</i>	2.75×10^{-5}					
	164	1 <i>j</i>	8.02×10^{-6}					
${}^{65}\text{Dy}$	160	Stable	0	0		0	0	0
	161	Stable	0		580	0	0	0

ANNEXE C

PROPRIETES DE QUELQUES NUCLIDES LOURDS (*)

Elément	No. de masse	type de décroissance et la période	Section efficace d'absorption (σ_a), barns	Section efficace de fission (σ_f), barns	Période pour la fission spontanée	Energies de la décroissance Alpha, MeV	Energie totale de décroissance béta-gamma, MeV
${}_{90}\text{Th}$	228	α ; 1.91 a	120			5.42, 5.34, ...	
	229	α ; 7300 a		30		5.02, 4.94, 4.85	
	230	α ; 80,000 a	21		$> 1.5 \times 10^9 a$	4.68, 4.61, ...	
	231	β ; 25.6 h					0.386
	232	α ; $1.41 \times 10^{10} a$	7.5		$\geq 10^{21} a$	4.01, 3.95	
	233	β ; 22.1 m	1400	15			1.23
	234	β ; 24.10 j	1.8				
${}_{91}\text{Pa}$	231	α ; 32,480 a	200	0.01		5.05 à 4.67	
	232	β ; 1.32 j	800	700			1.25
	233	β ; 27.4 j	20 + 19				0.568
	234m	β ; 1.18 m					
	234	β ; 6.66 h					
${}_{92}\text{U}$	231	$CE^{(**)}$; 4.2 j		~ 400		5.45	
	232	α ; 73.6 j	~ 300	80	$8 \times 10^{13} a$	5.32, 5.26, 5.13	
	233	α ; $1.62 \times 10^5 a$	50	530		4.82, 4.78, 4.73, ...	
	234	α ; $2.48 \times 10^5 a$	100		$1.6 \times 10^{16} a$	4.77, 4.72, ...	
	235	α ; $7.13 \times 10^8 a$	100	580	$1.8 \times 10^{17} a$	4.56 à 4.18	
	236	α ; $2.39 \times 10^7 a$	6		$2 \times 10^{16} a$	4.50, ...	
	237	β ; 6.75 j					0.51
	238	α ; $4.51 \times 10^9 a$	2.7		$5.9 \times 10^{15} a$		
	239	β ; 23.5 m	22	14			1.28
	240	β ; 14.1 h					0.49

${}_{93}\text{Np}$	237	α ; $2.14 \times 10^5 a$	170	0.019		4.87 à 4.52	
	238	β ; 2.10 j		1600			
	239	β ; 2.35 j	35 + 25				1.30
	240m	β ; 7.3 m					0.72
	240	β ; 60 m					2.18
	241	β ; 16 m					2.05
${}_{94}\text{Pu}$	238	α ; 89 a	400	17	$4.9 \times 10^{10} a$	5.49, 5.45, ...	
	239	α ; 24, 360 a	270	740	$5.5 \times 10^{15} a$	5.15, 5.13, 5.10, ...	
	240	α ; 6760 a	290		$1.32 \times 10^{11} a$	5.16, 5.12, ...	
	241	β ; 13 a	400	1000			0.021
	242	α ; $3.79 \times 10^5 a$	23		$7.25 \times 10^{10} a$	4.90, 4.86	
	243	β ; 4.98 h	170				0.57
	244	α ; $7.6 \times 10^7 a$	1.6		$2.5 \times 10^{14} a$		
${}_{95}\text{Am}$	241	α ; 458 a	50 + 750	3.2	$2 \times 10^{14} a$	5.53 à 5.31	
	242m	<i>TI</i> ; 152 a					
	242	β ; § 16 h	~ 1600	6400			
	243	α ; 7650 a	74 + 3			5.34 à 5.17	
	244m	β ; 25 m					1.5
${}_{96}\text{Cm}$	242	α ; 163 j	~ 20		$7.2 \times 10^5 a$	6.11, 6.07, ...	
	243	α ; 32 a	250	700		6.06 à 5.63	
	244	α ; 17.6 a	~ 15		$1.4 \times 10^7 a$	5.80, 5.76, ...	

(*) Ces données sont trouvées dans :

D. T. Goldman and J. R. Stehn, *Chart of the Nuclides*, 6th ed., General Electric Company, April 1962;

et E. K. Hyde, *The Radioactive Decay of the Isotopes of the Transuranium Elements*, USAEC Report UCRL-9148, University of California Radiation Laboratory, January 1961.

(**) α = décroissance Alpha; β = décroissance Bêta; *CE* = capture électronique; et *TI* = transition isomérique.

Résumé:

Lorsqu'un réacteur nucléaire fonctionne de façon continue, il apparaît dans les éléments combustibles des produits de fission dont l'accumulation peut avoir des conséquences néfastes sur le contrôle du réacteur. Leurs sections efficaces d'absorption des neutrons thermiques étant très élevées, ils conduisent à un accroissement des pertes neutroniques. Ces neutrons ne serviront pas à la production de l'énergie dans le cœur du réacteur. Le but de cette étude est d'identifier quelques noyaux *parasites* et de déterminer leurs sections efficaces d'absorption des neutrons. Ces études font appel aux données nucléaires de base comme les sections efficaces neutronique regroupées, comparées avec les valeurs théoriques et évaluées par des bibliothèques nucléaires tels que ENDF-B VI et JENDL 3.3.

Abstract:

When a nuclear reactor works continuously, it appears in fuel matter some fission products whose accumulation can have fatal consequences on the reactor control. Their absorption cross sections for thermal neutrons being very high, they lead to an increase in the neutrons disappearances. These neutrons will not be used for the energy production in reactor core. The subject of this study is to identify some *parasitic* nuclei and to determine their neutron absorption cross sections. These studies call upon the basic nuclear data like neutron cross sections, grouped, compared with the theoretical values and evaluated by libraries such as ENDF-B VI and JENDL 3.3.

ملخص:

إن الاشتغال المستمر للمفاعل النووي يؤدي إلى ظهور نواتج الانشطار النووي داخل الوقود النووي حيث إن تراكم أنوية هذه النواتج يسبب مشاكل عويصة في التحكم و مراقبة المفاعل النووي. المقاطع الفعالة للامتصاص النيوتروني الحراري لهذه الأنوية تكون قيمها كبيرة جدا، مما يؤدي إلى ضياع كبير لهذه النيوترونات الحرارية التي تعتبر هامة جدا في إنتاج الطاقة النووية داخل قلب المفاعل. تهدف هذه الدراسة إلى الكشف عن بعض الأنوية " الطفيلية " لبعض نواتج الانشطار النووي و تحديد مقاطعها الفعالة للامتصاص النيوتروني. هذه الدراسة تستدعي معطيات نووية أساسية مثل المقاطع الفعالة النيوترونية المجمعة و المقارنة مع القيم النظرية و المقيمة بواسطة مكثبات لقواعد البيانات النووية مثل ENDF-B IV و JENDL 3.3.