

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



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN: PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : Mr TASSADIT ABDELWAHAB

Sujet :

**Etude des sections efficaces des réactions (n,p) dans le cadre
du modèle statistique d'évaporation et étude systématique
(n,p) à l'énergie 14,5 MeV**

Soutenu publiquement le 26/04/2006, devant le jury composé de :

Mr. A. AMOKRANE	Professeur (USTHB)	Président
Mr. M. BELGAID	Professeur (USTHB)	Directeur de thèse
Melle. Z. MELIANI	Professeur (USTHB)	Examineur
Mme. A. FRAHI-AMROUN	Professeur (USTHB)	Examineur
Mme. N. BENDJABALLAH	Maître de Conférence (USTHB)	Examineur

A mes parents

A mes frères et mes sœurs

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire des sciences nucléaires et interactions rayonnements-matière de la Faculté de Physique de l'Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur A.AMOKRANE, Professeur à l'U.S.T.H.B pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse Monsieur BELGAID MOHAMED, Professeur à l'U.S.T.H.B qui a accepté de superviser mon travail de thèse. Il a su me proposer de travailler sur un sujet très intéressant, et m'a toujours fait profiter au mieux de ses compétences, tout en me permettant de garder une grande liberté d'initiative.

Je suis également très reconnaissant envers Melle Z.MELIANI Professeur à l'USTHB, Madame A. FRAHI-AMROUN Professeur à l'USTHB, et Madame N. BENDJABALLAH Maître de conférence à l'USTHB qui ont accepté de faire partie de mon jury.

J'adresse aussi une pensée particulière à SEGUINI TARIK, mon ami pour toujours, pour l'aide qu'il m'a apportée lors de la préparation de ma thèse.

Des pensées amicales vont également à ceux qui se sont trouvés près de moi durant ma thèse, mes amis, plus particulièrement à HALIM, NOUMAN, RADOUANE, RAHIM, NASSIM, AMINA, et ABDERRAHMANE.

J'ai été très content de pouvoir travailler au sein du Laboratoire des sciences nucléaires et interactions rayonnements-matière, dont les membres m'ont accueilli avec chaleur, et qui m'ont ainsi permis d'être dans de bonnes dispositions dès mon arrivée.

Table des matières

INTRODUCTION.....	1
--------------------------	----------

CHAPITRE 1 : MODELES THEORIQUES.....	3
---	----------

1.1. Introduction.....	3
1.2. Modèle statistique d'évaporation.....	4
1.2.1. Expression de la section efficace dans le formalisme de Hauser et Feshbach.....	5
1.2.1.1. Expression de la section efficace du noyau composé.....	8
1.2.2. Spectre en énergie des particules émises.....	8
1.2.3 Le modèle optique.....	10
1.2.3.1. Diffusion élastique.....	10
1.2.3.2. Potentiel optique.....	13
1.2.3.3. Coefficients de transmissions.....	15
1.2.4. Densité de niveaux.....	15
1.2.4.1. Modèle de Gilbert et Cameron.....	16
1.2.4.2. Modèle dit \prec Back-shifted Fermi Gas Model \succ (B.S.F.G.M).....	17
1.2.4.3. Correction due à l'effet de couches.....	17
1.3. Le processus de Pré-équilibre.....	18
1.3.1. Approches théoriques.....	19
1.3.2. Le modèle exciton.....	20

CHAPITRE 2 : CALCUL THEORIQUE ET RESULTATS.....	24
--	-----------

2.1. Introduction.....	24
2.2. Fonctions d'excitation.....	25
2.3. Réactions (n, p).....	38

CHAPITRE 3 : ETUDES SYSTEMATIQUES.....	49
3.1. Introduction.....	49
3.2. Formalisme.....	50
3.3. Formule semi-empirique de la section efficace de la réaction (n,p).....	55
3.4. Ajustements des paramètres.....	59
3.5. Résultats et discussion.....	59
3.6. Comparaison avec d'autres systématiques.....	64
CONCLUSION.....	68
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	70

Introduction

Les réactions nucléaires induites par les neutrons rapides présentent un grand intérêt à l'échelle macroscopique dans le domaine de la technologie des réacteurs ainsi qu'à l'échelle microscopique dans l'étude de la structure nucléaire et le mécanisme des réactions.

Ces réactions présentent un intérêt majeur pour les futurs réacteurs de fusion, d'où la nécessité de déterminer les sections efficaces des réactions avec précision. En outre, dans le but de développer la technologie des futurs réacteurs de fusion, une sélection précise des matériaux de structures et de mesure demeure indispensable. Cette sélection doit tenir compte des effets engendrés par la chaleur nucléaire, de la multiplicité des neutrons à travers les réactions $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, du taux de production de gaz par les réactions (n,p) , (n, d) et (n, α) et les produits radioactifs qui peuvent s'échapper dans l'environnement du réacteur comme le tritium produit par la réaction (n, t) .

La majorité des données expérimentales des sections efficaces de l'interaction des neutrons rapides avec la matière correspond à des neutrons ayant des énergies autour de 14 MeV, produits par la réaction D-T, qui constitue un combustible majeur pour les futurs réacteurs de fusion. Ces mesures expérimentales peuvent être utilisées pour vérifier la validité des modèles théoriques, et par conséquent l'extrapolation de cette validité à des cas où la mesure expérimentale est inaccessible.

Dans ce travail, nous avons réalisé une étude théorique et une étude phénoménologique pour les réactions nucléaires (n,p) produisant de l'hydrogène, afin d'extrapoler les résultats dans les cas où les mesures ne sont pas possibles.

Le premier chapitre est consacré à la description des modèles de pré-équilibre et de Hauser-Feshbach. Ce dernier est basé sur le modèle du noyau composé à partir duquel nous déduisons les expressions du modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing. Vu l'importance du modèle optique dans le calcul du modèle statistique d'évaporation, nous exposerons les principales expressions de celui-ci.

Dans le chapitre 2, nous présentons les données expérimentales existantes concernant les réactions (n,p) . Nous entreprenons une analyse dans le cadre du modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing, où nous effectuerons le calcul des fonctions d'excitation

de ces réactions, déterminées à partir de l'intégration des spectres d'énergie des particules émises. Une analyse paramétrique du modèle optique et de la densité de niveaux sera aussi entreprise.

Enfin, nous allons réaliser dans le troisième chapitre une étude systématique basée sur le modèle d'évaporation, le modèle exciton de pré-équilibre ainsi que le modèle de la gouttelette. Cette étude consiste à trouver une nouvelle formule semi-empirique permettant une détermination rapide des sections efficaces des réactions (n, p) induites par des neutrons de 14.5 MeV. Cette étude sera comparée aux études systématiques antérieures, et nous terminons par une conclusion générale à notre travail.

Chapitre 1

Modèles Théoriques

1.1. Introduction:

Les réactions induites par nucléons sur des noyaux complexes font depuis longtemps l'objet des études intensives. L'intérêt porté pour ce type de réactions, a augmenté dans les années 70 avec le développement des nouvelles approches théoriques ou par l'amélioration de celles existantes afin d'expliquer les résultats expérimentaux.

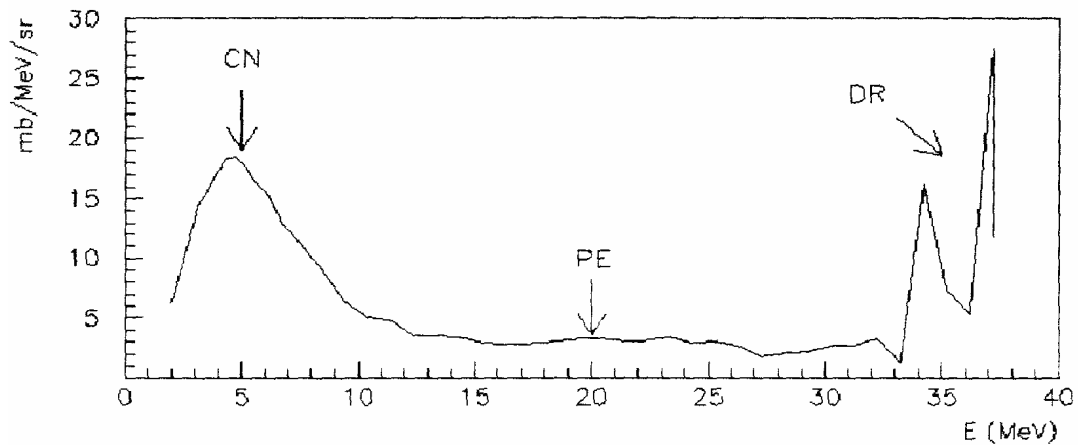


Fig. 1.1 Spectre en énergie des protons émis à 15 degrés dans la réaction $^{54}\text{Fe}(p, Xp)$ à 39 MeV [Bert73].

La distribution en énergie des particules émises schématisée dans la figure (1.1) fait appel aux mécanismes qui contribuent à l'émission de ces particules lors des réactions nucléaires.

Dans la région de basse énergie, la forme Maxwellienne typique du spectre indique l'existence d'une composante **d'évaporation**. Les particules sont émises lorsque le noyau résiduel atteint son état d'équilibre avec une énergie d'émission faible. Compte tenu du temps long spécifique à

ce processus (de l'ordre de 10^{-19} - 10^{-15} secondes) la probabilité d'émission est la même dans tout l'espace. C'est le caractère isotropique de la distribution angulaire (Fig 1.4) qui permet l'identification de ce processus. Son traitement est décrit de façon satisfaisante par diverses théories (Weiskopf-Ewing) [We40], Hauser-Feshback [Ha52]).

La partie haute énergie est dominée par **les réactions directes** (DR), l'émission a lieu suite à l'interaction du projectile avec la cible en une seule étape, dans un temps caractéristique très court de l'ordre de 10^{-22} secondes (correspondant au temps nécessaire à une particule pour traverser le noyau cible). Les réactions directes se manifestent par un processus de Pick-up (un ou plusieurs nucléons sont pris au noyau cible par le projectile formant ainsi une particule complexe émise) et un processus de knock-out qui suppose l'existence de particules complexes préformées dans le noyau cible et qui emmènent l'essentiel de l'énergie du projectile.

Entre ces deux domaines, on observe une région caractérisée par une variation monotone de la probabilité d'émission en fonction de l'énergie. Suite à ce processus, les particules sont émises avec des énergies prenant des valeurs intermédiaires entre les énergies basses caractéristiques du processus d'évaporation, et les énergies proches de l'énergie du projectile liées à l'interaction directe.

Cette relaxation en énergie suggère que le temps d'interaction doit être intermédiaire entre celui du processus direct et celui correspondant à la formation du noyau composé. Ce caractère est aussi mis en évidence par la distribution angulaire d'émission (Fig 1.4). Celle ci beaucoup moins focalisée que celle observée dans les réactions directes, indique que la particule produite conserve une partie de la mémoire de la voie d'entrée. Ce processus est appelé **pré-équilibre**.

En particulier, les sections efficaces intégrées ainsi que les spectres des particules émises $\frac{d\sigma}{dE}$ des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides, dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV, présentent de très larges structures et sont décrites par le modèle statistique d'évaporation et le modèle de pré-équilibre.

1.2. Modèle statistique d'évaporation :

Lorsque l'énergie du neutron incident augmente, les énergies d'excitation du noyau composé atteintes sont importantes et la densité de niveaux est alors relativement grande, par conséquent le nombre de niveaux qui contribuent à la détermination de la section efficace est important. Si la largeur moyenne $\bar{\Gamma}$ d'un niveau est grande par rapport à l'espacement moyen D entre deux niveaux voisins ; ($\bar{\Gamma} \gg D$), l'hypothèse statistique peut-être retenue [Kik68].

Si de plus, la gamme d'énergie de la particule incidente I est grande devant l'espacement D , les états formés dans le noyau composé sont très nombreux de sorte que leurs caractéristiques (largeur Γ , énergie de résonance E_λ , phase Φ ,) peuvent être traitées comme des variables aléatoires. De ce fait, la section efficace différentielle est la somme pondérée des modules au carré des amplitudes de diffusions associées à chaque niveau, et qui peuvent s'ajouter d'une manière incohérente de telle sorte que les termes d'interférences s'annulent.

Expérimentalement, on ne peut mesurer la section efficace moyenne $\bar{\sigma}$ dans l'intervalle d'énergie I de la particule incidente [Lan58]. On définit alors la section efficace moyenne par :

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I} \int_I \sigma dE \quad (1.1)$$

où l'intégrale est portée sur l'intervalle d'énergie I .

Dans ce qui suit, nous rappelons l'expression de la section efficace moyenne de réaction suivant la théorie statistique de Hauser et Feshbach, en déduisant le spectre en énergie des particules émises donné par le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing.

1.2.1. Expression de la section efficace dans le formalisme de Hauser et Feshbach :

Cette théorie est basée sur le modèle du noyau composé décrit dans le formalisme de la matrice R , développé par Wigner et Eisenbud [Wig47], repris par Lane et Thomas [Lan58] et synthétisé par K.Kikuchi et M.kawai [Kik68]

On considère la réaction suivante $A(n,b)B$ induite par un neutron incident d'énergie E_n sur un noyau cible A formant ainsi un noyau composé (NC) d'énergie d'excitation $E=E_n+S_n$ (S_n est l'énergie de séparation du neutron incident), qui se désexcite par émission d'une particule b d'énergie E_b et conduit à un noyau résiduel B d'énergie d'excitation U .

On note par $\sigma_{cc'}$ la section efficace totale de la réaction $n+A \longrightarrow b+B$ ($c \neq c'$) conduisant la voie d'entrée c formée par $(n+A)$ vers la voie de sortie c' formée par $(b+B)$, obtenue par désexcitation du NC.

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

$$\vec{I} = \vec{I}_n + \vec{I}_A ; \vec{I}' = \vec{I}_b + \vec{I}_B$$

Dans ce cas, le noyau composé va être formé dans un état d'énergie E_λ et de moment angulaire J avec une énergie complexe propre W_λ , telle que :

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

sachant que, par conservation du moment angulaire :

$$\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{I} = \vec{\ell}' + \vec{I}'$$

où $\vec{\ell}$ et $\vec{\ell}'$ sont les moments angulaires orbitaux caractérisant le mouvement relatif des particules respectivement dans les voies c et c' .

La section efficace moyenne pour une voie de réaction $c' \neq c$ s'écrit alors :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell'} g_J \overline{|S_{cc'}^J|^2} \quad (1.2)$$

où k_c est le vecteur d'onde dans la voie c .

g_J est le facteur statistique permettant de moyenniser sur l'ensemble des états initiaux et de sommer sur l'ensemble des états finaux, donné par :

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_n+1)(2I_A+1)} \quad (1.3)$$

$S_{cc'}^J$ représente l'élément de matrice de collision reliant la voie d'entrée c à la voie de sortie c' .

En expression est donnée par :

$$S_{cc'}^J = i \sum_{\lambda JM} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*}}{(E - W_\lambda^J)} \quad (1.4)$$

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

$$\begin{aligned} \bar{u}_{\lambda c}^J &= (\Gamma_{\lambda c}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_c \cdot a_c)^{1/2}}{u_{c\ell}^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda c}^J \\ u_{\lambda c'}^J &= (\Gamma_{\lambda c'}^J)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{(k_{c'} \cdot a_{c'})^{1/2}}{u_{c\ell}^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \end{aligned} \quad (1.5)$$

a_c est le rayon de voie, $u_{c\ell}^{(+)}$ et $u_{c\ell}^{(-)}$, sont respectivement les fonctions d'ondes radiales entrante et sortante décrivant l'état des particules dans la région externe (région où le potentiel d'interaction est purement coulombien). Elles satisfont à l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2\mu_{c'}}{\hbar^2} \frac{Z_b Z_B}{r_{c'}} \right] u_{c'\ell}(k_{c'}, r_{c'}) = 0 \quad (1.6)$$

où $\mu_{c'}$ est la masse réduite des particules b et Y dans la voie c' et $k_{c'}$: vecteur d'onde dans cette voie, donné par :

$$k_{c'} = \sqrt{\frac{2\mu_{c'} E_{c'}}{\hbar^2}}$$

En considérant la valeur moyenne des carrés des éléments de la matrice de collision de l'expression (1.4):

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda\mu} \frac{u_{\lambda c'}^J \bar{u}_{\lambda c}^{J*} u_{\mu c'}^{J*} \bar{u}_{\mu c}^J (\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)}{(E_\lambda^J - E_\mu^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_\lambda^J + \Gamma_\mu^J)^2} \quad (1.7)$$

La contribution des termes $\lambda \neq \mu$ sur la gamme d'énergie de la particule incidente I , est de l'ordre de $(I \bar{\Gamma}_\lambda^J)^{1/2} / D$. Elle est beaucoup plus faible que celle donnée par les termes $\lambda = \mu$ qui est de l'ordre de I/D , de ce fait l'expression de l'élément matrice $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ s'écrira :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{I}{D} \frac{\pi}{I} |u_{\lambda c'}^J|^2 |\bar{u}_{\lambda c}^J|^2 \frac{2\bar{\Gamma}_\lambda^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^J{}^2} \quad (1.8)$$

Compte tenu de la relation (1.5) :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{\pi}{D} \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c'}^J \bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{\bar{\Gamma}_\lambda^J{}^2} 2 \bar{\Gamma}_\lambda^J \quad (1.9)$$

Nous avons aussi la relation qui relie les coefficients de transmission aux largeurs partielles :

$$T_c^J \equiv T_{c\ell I}^J = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda c}^J}{D} \quad (1.10)$$

En substituant la relation (1.10) dans (1.9), on a :

$$\overline{|S_{cc'}^J|^2} = \frac{T_{c'}^J T_c^{J*}}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.11)$$

En portant cette dernière expression de $\overline{|S_{cc'}^J|^2}$ dans l'équation (1.2), on obtient alors l'expression de la section efficace moyenne en fonction des coefficients de transmission :

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell'} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \quad (1.12)$$

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

1.2.1.1. Expression de la section efficace du noyau composé:

On peut mettre la section efficace sous la forme d'une section efficace de formation du noyau composé σ_{CN}^c par la voie (c) multipliée par la probabilité de décroissance $P_{c'}(E_{c'})$ du NC d'une particule d'énergie $E_{c'}$ dans la voie (c').

$$\bar{\sigma}_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_{E_{c'}} P_{c'}(E_{c'}) dE_{c'} \quad (1.13)$$

La section efficace de formation du noyau composé dépend essentiellement des coefficients de transmissions, en fonction de l'énergie de la voie d'entrée c et du moment orbital ℓ . En effet, dans l'expression (1.13), la section efficace de formation du noyau composé correspond à une probabilité de décroissance totale égale à l'unité, ceci implique une sommation sur toutes les voies de sortie possibles, soit :

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell'} g_J \frac{T_c \sum_{c'} T_{c'}}{\sum_{c'} T_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell'} g_J T_c \quad (1.14)$$

En tenant compte de l'expression de g_J , on obtient ainsi l'expression de la section efficace de formation du noyau composé :

$$\sigma_{CN}^c = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{c\ell}(E_c) \quad (1.15)$$

A haute énergie d'excitation du noyau composé, le grand nombre de voies de sortie possible, qui s'offre à ce noyau, rend peu probable sa désexcitation par diffusion élastique. Alors, la section efficace de formation du noyau composé peut être approximée à la section efficace de réaction.

($\sigma_{CN}^c \approx \sigma_R$).

1.2.2. Spectre en énergie des particules émises :

L'équation (1.12) décrit la section efficace intégrée sur l'énergie des particules émises dans une voie de sortie c' . Considérant la section efficace différentielle $d\sigma_{cc'}$ correspondant à l'énergie E_b de la particule émise, qui est l'énergie d'excitation E_B du noyau résiduel B. Cependant, si ce dernier est fortement excité, le nombre de niveaux caractérisés par le spin I_B et l'énergie d'excitation E_B présents dans l'intervalle $dE_{c'}$ contribuant à la section efficace, est égale à $\omega(E_B, I_B) dE_{c'}$, où $\omega(E_B, I_B)$ est la densité de niveaux liée à l'état (I_B, E_B) .

On peut donc écrire la section efficace par unité d'énergie, sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_{J\ell\ell' I_B} g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{\sum_{c''} T_{c''}^J} \omega(E_B, I_B) \quad (1.16)$$

La sommation des coefficients de transmission $T_{c''}^J$, peut être mise sous la forme:

$$\sum_{c''I_{B'}} \int_0^{W_{B'}} T_{c''}^J \omega(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (1.17)$$

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

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

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

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B(I_B+1/2)} \omega_0(E_B) \quad (1.18)$$

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

Pour des grandes valeurs du moment d'inertie, on peut écrire de façon approximative :

$$\omega_0(E_B, I_B) \approx (2I_B + 1) \omega_0(E_B) \quad (1.19)$$

En utilisant l'équation (1.19), et compte tenu des relations du couplage, la sommation dans l'équation (1.16) sur le moment angulaire devient :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{\sum_I \sum_{I_B} (2I_B + 1)}{\sum_{I''} \sum_{I_{B'}} (2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_b + 1)(2\ell + 1)(2\ell' + 1)}{(2I_{b'} + 1)(2\ell'' + 1)} \quad (1.20)$$

En substituant les équations (1.17) et (1.19) dans l'expression (1.16) et en tenant compte des équation (1.15) et (1.20), le spectre en énergie des particules émises s'écrit:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{cc'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_{CN}^c \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} \cdot k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} \cdot k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.21)$$

Cette expression peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \sigma_{cc'}}{\partial E_c} = \sigma_{CN}^c P_{c'}(E_{c'}) \quad (1.22)$$

où :

$$P_{c'}(E_{c'}) = \frac{(2I_b + 1) \sigma_{NC}^{c'} \cdot k_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_{NC}^{c''} \cdot k_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (1.23)$$

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

La section efficace intégrée peut être déduite de l'équation (1.22), après intégration ;

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{CN}^c \int_0^{W_b} P_{c'}(E_{c'}) . dE_{c'} \quad (1.24)$$

Qui peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_{CN}^c \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (1.25)$$

F_b est donné selon le principe de la balance détaillée [We51] :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \omega_0(W_b - E_b) dE_b \quad (1.26)$$

I_b est le spin de la particule émise , W_b est l'énergie cinétique maximale que peut avoir la particule émise b et qui est aussi l'énergie d'excitation maximale W_b du noyau résiduel B, et $\omega_0(W_b - E_b)$ est la densité de niveaux à l'énergie d'excitation $(W_b - E_b)$. W_b est reliée à l'énergie du noyau composé E_{CN} par la relation $W_b = E_{CN} - S_b$, avec S_b l'énergie de séparation de la particule b.

1.2.3. Le modèle optique

Le spectre en énergie des particules émises dans le cadre du modèle statistique d'évaporation décrit dans l'équation (1.21) dépend de la section efficace de formation du noyau composé, qui fait intervenir les coefficients de transmissions. Ces derniers sont calculés dans le cadre du modèle optique. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de Schrödinger en introduisant un potentiel dit 'optique' composé d'un terme imaginaire décrivant les états de diffusion inélastique et d'un terme réel décrivant les états de diffusion élastique.

1.2.3.1. Diffusion élastique :

Pour un système composé d'un projectile et d'un noyau cible comprenant au total N nucléons, la résolution de l'équation de Schrödinger:

$$\hat{H} \Psi = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{1}{2} \vec{\nabla}_i^2 + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E \Psi \quad (1.27)$$

$V(\vec{r}_i)$ est le potentiel existant entre les nucléons.

nécessite de prendre en compte toutes les interactions entre les différents nucléons. Malgré des progrès récents, il est encore impossible de résoudre numériquement cette équation pour des systèmes de N nucléons où N est supérieur à quelques unités [Barr02]. Il est donc nécessaire de trouver d'autres méthodes pour résoudre le problème à N corps.

Dans le cadre du modèle optique [Hodg71], toutes les interactions entre nucléons sont remplacées par une interaction moyenne et centrale $V(r)$ entre le projectile et la cible. L'équation de Schrödinger devient :

$$\nabla^2 \Phi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r))\Phi = 0 \quad (1.28)$$

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

$$\Phi \sim e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \quad (1.29)$$

avec le nombre d'onde $k = \frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$ et $f(\theta)$: amplitude de diffusion.

e^{ikz} peut se développer en ondes partielles sous la forme suivant :

$$e^{ikz} = \frac{1}{kr} \sum_{\ell} (2\ell + 1) i^{\ell} \sin(kr - \ell \frac{\pi}{2}) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (1.30)$$

Si on suppose que le potentiel d'interaction admet une symétrie sphérique, Φ peut être développée sous la forme d'un produit de fonctions radiales et angulaires :

$$\Phi = \sum_{\ell} \frac{u_{\ell}(r)}{r} i^{\ell} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (1.31)$$

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

En substituant cette expression de Φ dans l'équation (1.28), on obtient l'équation de l'onde radiale :

$$\frac{d^2 u_{\ell}(r)}{dr^2} + \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) + \frac{\ell(\ell + 1)}{r^2} \right) u_{\ell}(r) = 0 \quad (1.32)$$

La solution asymptotique ($r \rightarrow \infty$) de l'équation de Schrödinger radiale (1.32) est :

$$u_{\ell}(r) \sim e^{i\delta_{\ell}} \sin\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \delta_{\ell}\right) \quad (1.33)$$

où la constante de phase δ_{ℓ} est appelée déphasage. Prenons par exemple la fonction d'onde

radiale $u_0(r)$, en l'absence d'un potentiel $V(r)$, le déphasage δ_0 est nul et la fonction d'onde est sinusoïdale (Fig 1.2). En présence du potentiel $V(r)$, la forme de la fonction d'onde est modifiée et est déphasée de δ_0 à l'extérieur du potentiel (Fig 1.2). Ce même raisonnement s'applique aux autres fonctions d'ondes partielles. Comme seules les formes asymptotiques des fonctions d'ondes qui caractérisent la diffusion élastique, δ_ℓ contient toute l'information physique de l'interaction entre le projectile et la cible.

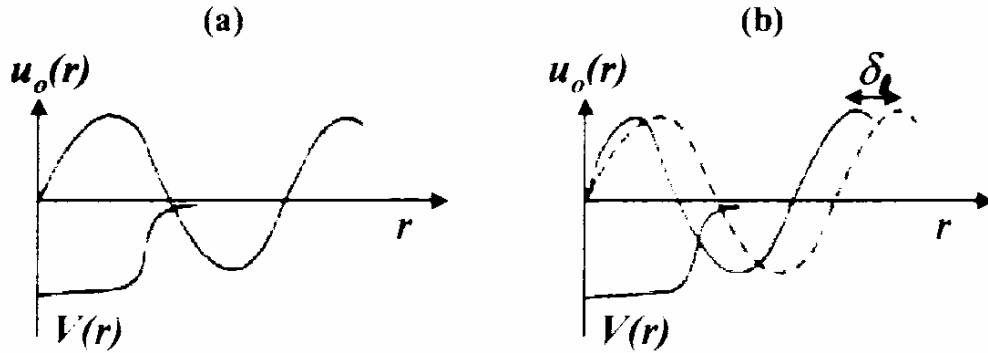


Fig 1.2 La fonction d'onde diffusée avant (a) et après (b) effet du potentiel $V(r)$.

En remplaçant (1.30) dans (1.29) et (1.33) dans (1.31), et en comparant les 2 expressions obtenues, on en déduit ainsi l'expression de l'amplitude de diffusion:

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2ik}\right) \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)(S_\ell - 1)P_\ell(\cos \theta) \quad (1.34)$$

Les éléments diagonaux sont reliés au déphasage δ_ℓ par :

$$S_\ell = e^{2i\delta_\ell} \quad (1.35)$$

On peut montrer que la section efficace de la diffusion élastique dépend directement de l'amplitude de diffusion :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (1.36)$$

1.2.3.2. Le potentiel optique :

Par analogie avec l'optique ondulatoire, tout se passe comme si le milieu nucléaire diffractait une partie de l'onde incidente (modélisant la particule incidente) et qu'une autre partie était réfractée. Ce phénomène peut être caractérisé par un indice complexe dont la partie réelle se rapporte au phénomène de diffraction et la partie imaginaire à la réfraction de l'onde incidente [Val89].

Le potentiel $V(r)$ devient alors complexe et la partie imaginaire du potentiel est reliée à la perte de flux dû aux voies de réactions qui n'ont pas été prises en compte explicitement:

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (1.37)$$

où $U(r)$ et $W(r)$ sont les parties réelle et imaginaire du potentiel $V(r)$.

Historiquement, les bases du modèle optique ont été développées après le rapprochement des résultats de la diffusion des neutrons par des noyaux (vers 1950) et ceux de la diffusion de la lumière par des sphères transparentes [Satc83]. Les premiers potentiels optiques ont été construits pour l'interaction des neutrons avec des noyaux, d'autres potentiels optiques ont été développés par la suite pour la diffusion des protons, des particules α et des ions lourds.

Les premières analyses de diffusion élastique utilisaient un potentiel en forme de puits carré, remplacé ensuite par une forme physiquement plus réaliste:

$$V(r) = Uf(r) + iWg(r) \quad (1.38)$$

U et W sont les profondeurs de la partie réelle et de la partie imaginaire. Les facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$ dépendent de la distance r entre les deux noyaux.

L'interaction nucléon-nucléon est à courte portée, le potentiel nucléaire $Uf(r)$ qui est approximativement une somme d'interactions nucléon-nucléon, possède le même comportement. Les nucléons dans le cœur du noyau ne subissent donc que l'interaction de leurs plus proches voisins. A cause de cette saturation des forces nucléaires, $Uf(r)$ est uniforme à l'intérieur du noyau puis décroît exponentiellement dans la région de la surface. Ces variations de la partie réelle du potentiel d'interaction sont simulées en utilisant une fonction de Wood-Saxon notée f :

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (1.39)$$

avec R représentant l'extension du potentiel qui doit être proche de la valeur du rayon du noyau. Le paramètre a simule la vitesse de décroissance de la fonction $f(r)$ et est par conséquent lié à la diffusivité de la surface nucléaire. La forme du facteur de forme de la partie imaginaire dépend de l'énergie incidente. A basse énergie (inférieure à 10 MeV/nucléon), on considère que l'absorption est localisée à la surface nucléaire [Satc83]. Dans ce cas, le facteur de forme $g(r)$ est

représenté par la dérivée de la fonction $f(r)$ de Woods-Saxon concentrée à la surface du noyau (Fig 1.3):

$$g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (1.40)$$

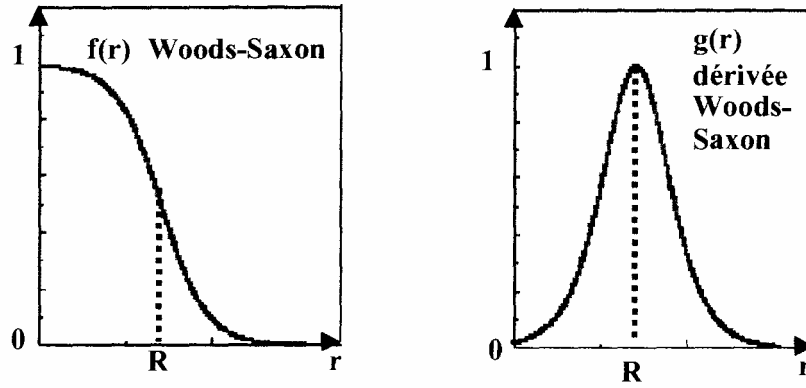


Fig 1.3 Facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$.

A plus haute énergie, la partie imaginaire est en général composée de deux termes: le terme de surface décrit ci-dessus et un terme de volume décrit par un potentiel de Woods-Saxon.

De plus, on inclut le terme qui représente le potentiel de l'interaction spin-orbite qui traduit le couplage du spin de la particule incidente avec le moment orbital du système nucléaire:

$$V_{so}(r) = \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{V_{so}}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{S} \quad (1.41)$$

\vec{l} et \vec{S} sont les opérateurs de moment angulaire et de spin et $\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)$: la longueur d'onde

Compton du pion.

Enfin un potentiel Coulombien est ajouté au potentiel $V(r)$ si la particule incidente est chargée. Il s'agit du potentiel créé entre une charge ponctuelle Z_1 et une sphère uniformément chargée de charge Z_2 , de rayon R où, R est la somme des rayons de charge du projectile et du noyau cible:

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad r \leq R \quad (1.42)$$

$$= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad r \geq R$$

Avec ces différentes contributions, le potentiel complexe $V(r)$ utilisé dans le cadre du modèle optique a la forme suivante:

$$V(r) = V_c(r) - Uf(r) + iW_v f(r) + iW_s g(r) + V_{so}(r) \quad (1.43)$$

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

$$V = V_0 + V_1.E + V_2.E^2 + V_3.E^3 + V_4 \ln(E) + V_5.\sqrt{E} \quad (1.44)$$

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

$$r_i = r_i^0 + r_i^1.E \quad (\text{sachant que } R_i = r_i A^{1/3}) \quad (1.45)$$

$$\text{Et } a_i = a_i^0 + a_i^1.E \quad \text{avec } i=1, 2, 3, 4$$

L'indice i représente le type du potentiel (réel de volume, imaginaire de surface, etc.....)

1.2.3.3. Coefficients de transmissions :

L'équation de Schrödinger de diffusion donnée dans l'équation (1.32) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{d^2 u_\ell(r)}{dr^2} + \left(k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) u_\ell(r) = 0 \quad (1.46)$$

$$\text{Avec } k = \frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$$

La résolution de l'équation de Schrödinger dans la région interne où le potentiel coulombien est

donné par $V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} (3 - r^2 / R^2)$ ($R = r_0 (1 + A^{1/3})$) et la région externe ($r > R$) où le potentiel

optique est nul ($V(r)$ coïncide avec $V_c(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$), permet de déterminer la quantité

$\eta_{\ell j}(E) = \exp[2i\delta_{\ell j}(E)]$; $\eta_{\ell j}(E)$ étant le déphasage entre la fonction d'onde entrante et la fonction d'onde sortante.

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

$$T_{\ell j}(E) = 1 - |\eta_{\ell j}|^2 \quad (1.47)$$

1.2.4 Densité de niveaux :

La densité de niveaux dans un noyau est un élément indispensable pour une bonne compréhension du mécanisme des réactions nucléaires. En particulier, la probabilité de capture de particule (proton, neutron, alpha...) dépend fortement de la densité de niveaux qui joue par ce fait, un rôle important dans la détermination de la section efficace et les spectres d'énergie des particules émises.

Les différents paramètres qui apparaissent dans la densité de niveaux, font varier de façon appréciable le calcul numérique des sections efficaces, celles-ci doivent être en bon accord avec les mesures expérimentales ; donc leur choix est du moins important.

Soit un noyau d'énergie d'excitation U et de spin J , on peut écrire l'expression de la densité de niveaux selon la mécanique statistique [Bet36], sous la forme :

$$\rho(J, U) = D(J, U) \rho(U)$$

Où $D(J, U)$ est la distribution de spin donné par [Gil65] :

$$D(J, U) = \frac{2J+1}{2\zeta(U)} \exp\left[\frac{(J+1/2)^2}{2\zeta(U)}\right] \quad (1.48)$$

Avec $\zeta(U) = C_{sc} A^{2/3} \sqrt{aU}$ désignant le spin de coupure, C_{sc} est un paramètre libre.

et :

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp 2\sqrt{aU}}{U^{5/4} a^{1/4}} \quad (1.49)$$

a est le paramètre de densité de niveaux.

Les modèles les plus utilisés pour exprimer $\rho(U)$ sont : de Gilbert et Cameron [Gil65] et celui nommé Back-Shifted Fermi Gas Model (B.S.F.G.M) [Dil73] qui ont pour appui, la modèle du gaz de Fermi.

1.2.4.1. Modèle de Gilbert et Cameron :

Dans ce modèle, on distingue deux régions, la première région ($E < E_0$: les états discrets), où la température T est considérée comme constante, l'expression de la densité de niveaux est donnée par :

$$\rho_T(U) = \frac{1}{T} \exp\left[\frac{U + \Delta - E_0}{T}\right] \quad (1.50)$$

Où T est la température nucléaire et E_0 un facteur de normalisation. Δ représente l'énergie d'appariement.

Par contre, dans la deuxième région ($E > E_0$: les états du continuum), l'expression s'écrit sous la forme :

$$\rho_F(U) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{12\sqrt{2} \zeta(U) U (aU)^{1/4}} \quad (1.51)$$

où a est le paramètre de densité de niveaux, et E_0 peut être déterminée par la continuité de ρ_F et ρ_T .

1.2.4.2. Modèle dit \curvearrowright Back-shifted Fermi Gas Model \curvearrowleft (B.S.F.G.M):

L'introduction de la température nucléaire dans la formule du gaz de Fermi, initialement utilisée pour les hautes énergies d'excitation, permet de généraliser l'utilisation de cette formule même pour la région de basse énergie d'excitation (température constante).

Dans ce cas une seule expression de la densité de niveaux suffit à décrire toutes les énergies d'excitation [Dil73].

$$\rho(U') = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{1}{\zeta(U')a^{1/4}} \frac{\exp(\sqrt{2aU'})}{(U'+T)^{5/4}} \quad (1.52)$$

où $\zeta^2(U) = 0.015T(U)A^{5/4}$ est le spin de coupure.

La température nucléaire est reliée à l'énergie d'excitation U et au paramètre de densité de niveaux a par $U = aT^2 - T$.

Le décalage entre les énergies d'excitation U' et U est dû à l'énergie d'appariement Δ , soit :

$$\begin{cases} U' = U - 2\Delta & \text{pour les noyaux pairs pairs} \\ U' = U - \Delta & \text{pour les noyaux pairs impairs} \\ U' = U & \text{pour les noyaux impair impair} \end{cases}$$

1.2.4.2. Correction de couche:

Les différentes expressions de densités de niveaux données précédemment supposent un paramètre de densité de niveaux a constant (espacement équidistant entre niveaux) sur toute la gamme d'énergie d'excitation. En réalité celui-ci dépend de la température. Pour tenir compte de l'effet de couche, Ignatyuk [Ign75] a proposé une relation empirique qui relie le paramètre de densité de niveaux a à l'énergie d'excitation U (dépendant de température), soit :

$$a(U) = a_0 \left[1 + f(U) \frac{\delta W}{U} \right] \quad (1.53)$$

où a_0 représente la valeur asymptotique de $a(U)$ vers les hautes énergies d'excitation.

L'effet de couche est inclus dans le terme $\delta W = M_{\text{exp}} - M_{\text{ldm}}(Z, A)$, où M_{exp} est la masse atomique expérimentale et M_{ldm} est la masse atomique calculé dans le cadre du modèle de la goutte liquide sans correction de couches, donnée par :

$$M_{\text{ldm}} = Zm_p + Nm_n - 1/c^2 \left(a_v A^{1/3} - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} + a_p A^{-3/4} \right)$$

Où les constantes a_v, a_s, a_c, a_a et a_p sont les paramètres de Wapstra [Wap71], $f(U)$ dépend de l'énergie d'excitation comme suit :

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U) \quad (1.54)$$

avec $\gamma = 0.05 \text{ MeV}^{-1}$.

La valeur asymptotique de $a(U)$, qui est a_0 dépend empiriquement [Ign75] du nombre de masse A par l'expression suivante :

$$\frac{a_0}{A} = \alpha + \beta A \quad (1.55)$$

α et β , sont des paramètres libres.

1.3. Le processus de pré-équilibre :

La première mise en évidence expérimentale de ce processus date des années 1947, lors de l'étude de la distribution en masse des noyaux résiduels obtenue dans la réaction induite par des deutons et particules alpha de 100MeV sur différentes cibles [GAD92]. La distribution expérimentale n'a pu être expliquée par les modèles de réaction connus à l'époque, le modèle des interactions directes et le modèle du noyau composé. C'est en 1947 [GAD92], qu'a été pour la première fois suggéré l'existence d'un processus d'émission intermédiaire entre les processus directs et la formation de noyau composé. L'accumulation des données expérimentales a permis de confirmer cette hypothèse. Parmi ces résultats expérimentaux, le spectre d'émission mesuré par Bertrand et Peele [Bert73] dans la réaction $^{54}\text{Fe}(p, Xp)$ constitue une bonne illustration. Les distributions angulaires des protons émis pour une énergie incidente de 39MeV schématisée sur la figure (1.4), permettent de décrire les mécanismes qui contribuent à l'émission des protons dans l'interaction.

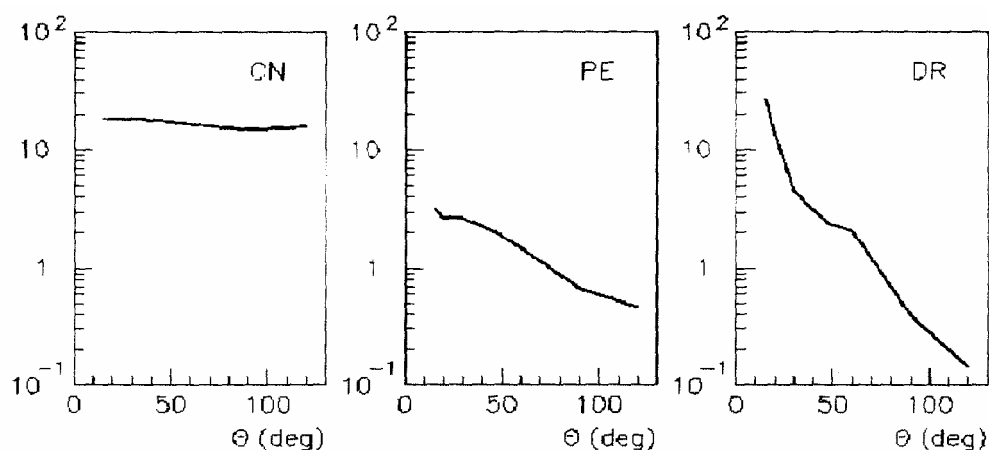


Fig. 1.4 Les distributions angulaires et l'identification des mécanismes de réaction [Bert73].

1.3.1. Approches théoriques :

La mise en évidence expérimentale du processus de pré-équilibre a eu comme conséquence le développement de modèles basés sur plusieurs approches théoriques. Les travaux ont été stimulés par les mesures expérimentales réalisées ces dernières années en vue d'application concrètes. La prédiction de ces modèles est souvent faite partielle et insatisfaisante. la plupart des approches théoriques dans ce domaine sont aujourd'hui encore en phase de développement.

Nous allons présenter dans cette partie les approches théoriques utilisées actuellement pour décrire la production de particules induites par l'interaction de nucléon avec des noyaux. Il est possible de classer ces approches en deux catégories : les approches phénoménologiques, celles développées dans le cadre de la théorie quantique et enfin celles, stochastiques, basées sur des simulations au niveau microscopique.

La première catégorie inclut les modèles historiques et leurs développements ultérieurs comme le modèle exciton. La théorie statistique de Feshbach-Kerman-Koonin [Fe80] ainsi que les modèles de Tamura-Udagawa-Lenske [Ta82] utilisent des traitements quantiques. Enfin, parmi les modèles de simulation microscopique, nous citons les modèles QMD (Quantum Molecular Dynamics), AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) [Ma92], INCL4 (IntraNuclear Cascade de Liege) [Bou02] et plus récemment DYWAN (Dynamical Wavelet in Nuclei) [Jo98].

Le paragraphe suivant est consacré à la présentation simplifiée du modèle exciton qui est utilisé dans les approches phénoménologiques pour décrire le processus de pré-équilibre.

1.3.2 Le modèle exciton :

Une description quantitative du processus d'excitation d'un noyau a été proposée par Griffin en 1966 [Gri66]. Il a formulé le modèle exciton qui a montré dès le début un caractère prédictif prometteur. Ce fait a généré par la suite des efforts soutenus dans la compréhension et l'amélioration du modèle, plusieurs versions modifiées étant aujourd'hui proposées. La discussion suivante est consacrée à une présentation générale du modèle exciton. Son développement a fait le sujet de plusieurs publications. Nous allons présenter ici seulement les aspects les plus importants pour nos calculs. Des présentations détaillées et la procédure de calcul des différentes grandeurs intervenant dans cette discussion peuvent être trouvées dans les références suivantes [Gli71], [Cli72], [Wu77], [Kal78].

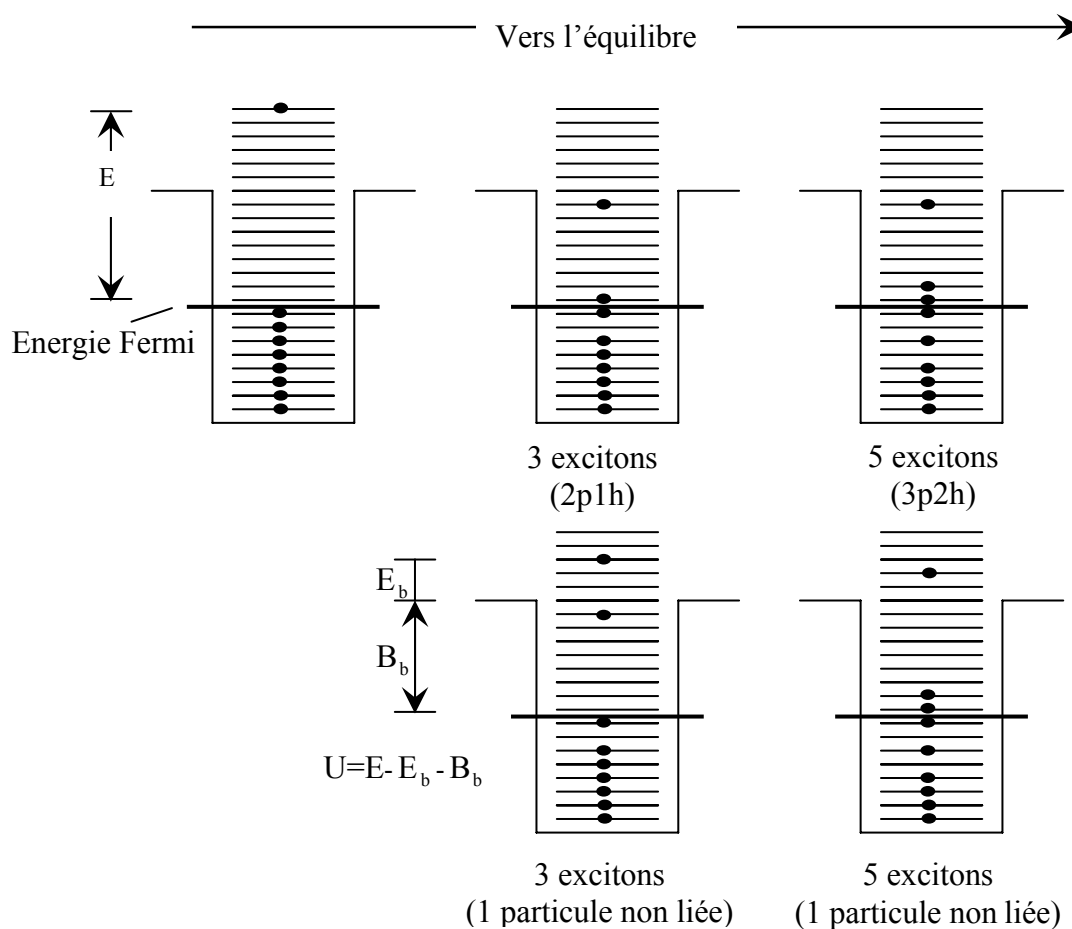


Fig. 1.5. Etapes d'une réaction nucléaire dans le modèle d'excitons. Les différents symboles sont expliqués dans le texte

Dans le modèle exciton, l'état du système est caractérisé par le nombre des particules excitées (p) et des trous (h) qu'il contient, ou de façon équivalente, par le nombre d'excitons

correspondant $n=p+h$. Le processus d'excitation d'un noyau est présenté de façon schématique sur la figure (1.5).

Dans une première phase, suite à l'interaction entre le projectile et le noyau cible est formé l'état le plus simple de deux particules et un trou ($2p1h$) caractérisé par un nombre d'excitons $n=3$. Les interactions successives nucléon-nucléon conduisent à la formation des états de plus en plus compliqués, $3p2h$, $4p3h$ et ainsi de suite. Le nombre d'états de configuration s'exprime en fonction de n sous la forme $s = (n-1)/2$. Chaque interaction peut produire une nouvelle paire particule-trou et transfère le système vers des états de plus en plus complexes jusqu'à l'équilibre statistique. Comme il est représenté dans la partie basse de la figure (1.5), à chaque étape il existe une probabilité qu'une particule se trouve dans un état non lié. Elle a donc une énergie suffisante pour être émise. C'est la description du processus d'émission de pré-équilibre dans le modèle exciton. Conformément à cette interprétation, l'énergie de la particule émise dépend de l'étape dans laquelle l'émission s'est produite.

Ainsi, les particules émises dans les premières étapes ($2p1h$, $3p2h$) auront plus d'énergie car seule une faible fraction de l'énergie est dissipée dans le système par les collisions multiples nucléon-nucléon, le reste étant disponible pour l'émission. L'énergie résiduelle U du système après l'émission de pré-équilibre sera l'énergie d'excitation du noyau composé E diminuée de l'énergie E_b de la particule produite et de son énergie de liaison B dans le noyau : $U = E - E_b - B$.

Pour résumer, dans le modèle exciton, un noyau composé est formé dans un état initial caractérisé par le nombre d'excitons $n_0 = p_0 + h_0$ et évolue ensuite vers l'équilibre par des interactions résiduelles à deux corps avec conservation de l'énergie. Ces interactions à deux corps responsables de l'évolution du système peuvent conduire à la création ou à la destruction d'une paire particule-trou. Les variations possibles du nombre d'excitons dans ces transitions se réduisent à $\Delta n = \pm 2$ avec $\Delta p = \Delta h = \pm 1$.

A chaque étape de ce processus de transition vers l'équilibre il existe une probabilité pour qu'une particule soit émise. Le processus de transfert du système vers l'équilibre est décrit par le système «master equation» exprimant l'évaluation de la probabilité d'existence d'un état exciton n ; soit :

$$\begin{aligned} \frac{dP(n,t)}{dt} = & P(n-2,t).\lambda^+(n-2,E) + P(n+2,t).\lambda^-(n+2,E) \\ & - P(n,t).[\lambda^+(n,E) + \lambda^-(n,E) + L(n,E)] \end{aligned} \quad (1.56)$$

où $\lambda^\pm(n, E)$ sont les taux d'interaction résiduelle à deux corps correspondant au processus $\Delta n = \pm 2$ (production ou annihilation d'une paire particule-trou) et s'exprimant selon la règle d'or de Fermi par :

$$\lambda^\pm(n, E) = \frac{2\pi}{h} |M|^2 \omega^\pm(n, E) \quad (1.57)$$

$\omega^\pm(n, E)$ étant les densités d'états finales accessibles à partir de la configuration initiale caractérisé par un nombre d'excitons n . $|M|^2$ est le carré de l'élément de matrice caractérisant les transitions à deux corps qui s'exprime en général via la formule empirique :

$|M|^2 = K.E^{-1}.A^{-3}$ [Cli72], où K est le coefficient de Kelbach, E est l'énergie d'excitation du noyau composé et A est le nombre de masse du noyau cible.

Enfin, le taux d'émission totale du pré-équilibre à partir d'un état d'excitons n , est donné par l'expression :

$$L(n, E) = \sum_b \int_0^{E-E_b} W_b(n, E_b) dE_b \quad (1.58)$$

où $W_b(n, E_b)$ représente le taux d'émission d'une particule de pré-équilibre b , d'énergie E_b à partir de l'état exciton n .

$W_b(n, E_b)$ est donnée par :

$$W_b(n, E_b) dE_b = \frac{(2I_b + 1)}{\pi^2 h^3} m_b E_b \sigma_{CN}^b(E_b) \frac{\omega(p - p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} R_b(p) dE_b \quad (1.59)$$

avec I_b est le spin de la particule émise, μ_b sa masse réduite, σ_{CN}^b la section efficace de la réaction inverse correspondant à la capture de la particule par le noyau dans son état fondamental, $\omega(p - p_b, h, U)$ est la fonction de densité d'états pour le noyau résiduel évaluée à une énergie $U = E - E_b - B_b$ après l'émission d'une particule d'énergie E_b contenant p_b nucléons, $\omega(p, h, E)$ représente la densité d'états du noyau composé possédant une énergie d'excitation E .

Les fonctions de densité d'états sont calculées à l'aide du modèle équidistant à une particule:

$$\omega(p, h, E) = \omega(n, E) = \frac{g^n . E^{n-1}}{p! h! (p + h - 1)!} \quad (1.60)$$

Où g est la densité de niveaux à une particule, liée au paramètre de densité de niveaux a par la relation :

$$a = \pi^2 g / 6.$$

Une hypothèse qui se trouve à la base du modèle exciton réside dans le fait que le noyau composé, caractérisé par une énergie d'excitation E et un nombre d'excitons n , peut se trouver avec la même probabilité dans chacun de ses $\omega(p, h, E)/g$ états. Un facteur combinatoire $R_b(p)$ est introduit dans la référence [Cli72] représentant la probabilité d'avoir la bonne combinaison de protons et neutrons pour former la particule émise. Le spectre d'émission de la particule b pour un état exciton n est donné par :

$$I_b(n, E_b) dE_b = W(n, E_b) dE_b \int_0^{\infty} P(n, t) dt = W(n, E_b) dE_b \tau(n) \quad (1.61)$$

où σ_{CN}^n est la section efficace de formation du système composé par le neutron incident et $\tau(n)$ le temps moyen pendant lequel le système se trouve dans l'état exciton n . Les particules émises par chaque état ont des distributions en énergie différentes. Le spectre total en énergie pour l'émission de la particule b est obtenu en sommant les contributions de tous les états :

$$I_b(E_b) \cdot dE_b = \sum_n I_b(n, E_b) \cdot dE_b \quad (1.62)$$

On obtient ainsi la section efficace différentielle en énergie, relative au spectre d'émission $I_b(E_b)$ dans le cas d'émission d'une particule de pré-équilibre b :

$$\frac{d\sigma_b}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \cdot \sum_n \tau(n) \cdot W(n, E_b) \quad (1.63)$$

Chapitre 2

Calcul Théorique et Résultats

2.1. Introduction :

L'analyse des sections efficaces des réactions nucléaires induites par des neutrons rapides évaluées à partir des données expérimentales dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV apporte une contribution importante pour approfondir la compréhension de la théorie nucléaire et ses applications pratiques. La détermination des sections efficaces théorique des réactions nucléaires complète la base des données nucléaires où la mesure expérimentale demeure impossible et qui représentent une importance majeure pour le calcul des futurs réacteurs à fusion. Ainsi, la mesure des sections efficaces intégrées, les spectres en énergie des particules émises et de la distribution angulaire permet de vérifier la validité des différents modèles conçus pour une telle analyse et de sélectionner les valeurs des paramètres nucléaires utilisés pour chaque modèle.

Le test de la fiabilité de ces modèles est lié aussi à leur comparaison avec un nombre élevé de données expérimentales.

Dans ce chapitre nous allons effectuer le calcul des fonctions d'excitations des différentes voies de réactions possibles sur une gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV et une gamme de noyaux cibles de nombre de masse compris entre 47 et 98 en utilisant le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing [We40], les résultats obtenus pour les réactions (n,p) seront comparées aux données expérimentales disponibles.

2.2. Fonctions d'excitation

Les sections efficaces pour toutes les réactions énergétiquement possibles dans la gamme d'énergie s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV ont été calculées en utilisant le modèle de Weisskopf-Ewing (équation (1.21)). Les résultats pour les 18 noyaux étudiés (^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{54}Cr , ^{66}Zn , ^{74}Ge , ^{78}Se , ^{96}Mo , ^{92}Zr , ^{98}Mo , ^{94}Zr , ^{59}Co , ^{55}Mn , ^{47}Ti , ^{65}Cu , ^{73}Ge , ^{91}Zr , ^{97}Mo , ^{51}V) sont montrés dans les figures 2-(1 à 16). La formule de Back-Shifted Fermi Gas Model Dilg et al [Dil73] (équation 1.52) a été utilisée pour tous les noyaux. La correction de couche d'Ignatyuk [Ign75] (équation 1.53) a été introduite dans l'expression du paramètre de densité de niveaux $a(U)$ en fonction de l'énergie d'excitation. Le paramètre asymptotique de densité de niveaux a_0 a été déterminé pour toutes les fonctions d'excitations calculées dans ce travail à partir des paramètres libres α et β de la densité de niveaux; pour les noyaux pairs, soient : $\alpha = 0.048 \text{ MeV}^{-1}$ et $\beta = 0.22 \cdot 10^{-05} \text{ MeV}^{-1}$ et pour les noyaux impairs $\alpha = 0.105 \text{ MeV}^{-1}$ et $\beta = 1.02 \cdot 10^{-04} \text{ MeV}^{-1}$. Les valeurs des masses atomiques M_{exp} ont été prises de la table de Tulli [Tul87], la décroissance par la voie gamma a été introduite en utilisant l'approximation de Weisskopf [Bla52]. Celle-ci consiste à approximer la fonction dite < Strength function > à une constante servant au calcul des coefficients de transmission gamma.

Le calcul des coefficients de transmission a été réalisé en utilisant un code de calcul développé en langage Fortran nommé Scat2 [Bers92]. Ce code consiste à résoudre l'équation de Schrödinger dans la région interne avec le potentiel optique donné par l'expression (1.54) et la région externe où seule l'interaction coulombienne est présente.

Les paramètres du modèle optique utilisés dans notre calcul sont ; les paramètres globaux de Wilmore-Hodgson [Wilm64] et de Becchetti et Greenlees [Tun85] pour les neutrons, les paramètres globaux de Perry [Per63] pour les protons, et les paramètres de Mac Fadden et Sachler [Mac66] pour les particules α . Les tableaux 2-(1 à 4) résument cette sélection des paramètres globaux du modèle optique. Ce choix de paramètres est largement discuté dans la référence [Seg04] en se basant sur la reproduction des données expérimentales de la section efficace différentielle par le calcul du modèle optique pour la diffusion élastique.

L'organigramme 2.1, montre les étapes de calcul des spectres en énergie des particules émises et les sections efficaces intégrées par le modèle statistique d'évaporation. L'interaction entre le projectile et la cible (système physique) est décrite par le potentiel optique, l'introduction des paramètres de ce dernier dans le code Scat2 permet d'estimer le rayon de séparation R_M (la portée du potentiel optique). On identifie deux régions, une région interne ($r < R_M$) où le potentiel est optique et une région externe ($r > R_M$) où le potentiel est purement coulombien. La

résolution de l'équation de Schrödinger dans les deux régions conduit à retrouver la fonction d'onde U dans la région interne et sa dérivée U' et aussi les fonctions de coulomb régulière et irrégulière F et G dans la région externe. Par la condition de la continuité de la dérivée logarithmique au point de raccordement ($r=R_M$) des fonctions d'ondes des deux régions, on peut déterminer les coefficients de transmission à partir de l'élément de matrice de diffusion pour l'onde absorbée, qui s'exprime en fonction du déphasage entre l'onde entrante et l'onde sortante selon l'expression (1.47). Ces coefficients vont servir au calcul des sections efficaces de la formation du noyau composé. Enfin, les paramètres de la densité de niveaux α et β et les sections efficaces des noyaux composés calculées précédemment sont utilisés pour calculer les spectres en énergie des particules émises et les section efficaces intégrées par le modèle statistique d'évaporation (équation 1.21).

Les figures (2.1 à 2.18), montrent le calcul des fonctions d'excitations des 18 noyaux étudiés dans notre travail. Il est à noter que les formes des fonctions d'excitation sont pratiquement similaires pour les noyaux qui ont le même excès de neutrons par rapport au nombre de protons (même valeur de $N-Z$). Pour chaque voie de réaction individuelle, la section efficace augmente rapidement quand l'énergie dépasse un certain seuil, atteint un large maximum puis chute lorsque les autres voies de réaction sont énergétiquement possibles.

Le seuil d'énergie s'obtient par la somme du bilan d'énergie Q et la barrière coulombienne effective ($E_{\text{seuil}}=Q+V_{\text{eff}}$).

Tableau 2-1 : Paramètres du modèle optique pour les neutrons d'énergie $0 \leq E \leq 10$ MeV

	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	$1.32-7.610^{-4} \times A+4 \cdot 10^{-6} \times A^2-8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	47.01	-0.267	-0.001
W_v	$1.26-3.710^{-4} \times A+2 \cdot 10^{-6} \times A^2-4 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.48	9.52	-0.053	0
W_s	0	0	0	0	0
V_{so}	$1.32-7.610^{-4} \times A+4 \cdot 10^{-6} \times A^2-8 \cdot 10^{-9} \times A^3$	0.66	7.0	0	0

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

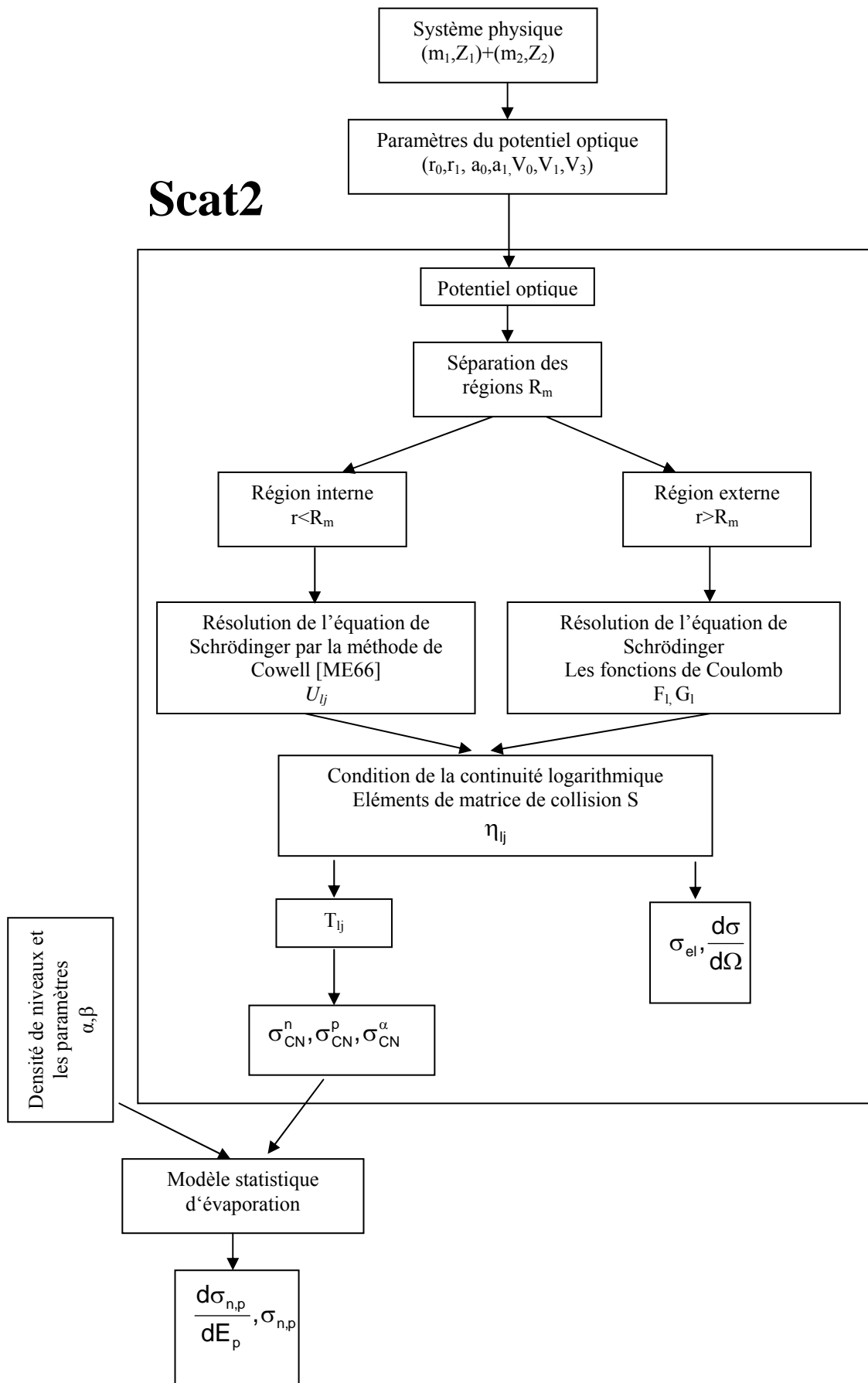
	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	1.165	.656	$57.75-21.75 \times (N-Z)/A$	-0.46	0
W_v	1.261	0.59	$10.2-15.5 \times (N-Z)/A$	-0.1	0
W_s	1.165	0.59	-1.1	0.1	0
V_{so}	1.017	0.6	6.5	-0.035	0

Tableau 2-3 : Paramètres du modèle optique pour les protons d'énergie $E \leq 20$ MeV et $A \leq 100$

	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	1.25	0.65	$53.3+27 \times (N-Z)/A+0.4 \times Z/A^{1/3}$	-0.55	0
W_v	1.25	0.47	13.5	0	0
W_s	0	0	0	0	0
V_{so}	1.25	0.47	7.5	0	0

Tableau 2-4 : Paramètres du modèle optique pour les particules alpha

	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_0(\text{MeV})$	$V_1(\text{MeV})$	$V_2(\text{MeV})$
V_r	1.40	0.52	185	0	0
W_v	0	0	0	0	0
W_s	1.4	0.52	25	0	0
V_{so}	0	0	0	0	0



Organigramme 2.1

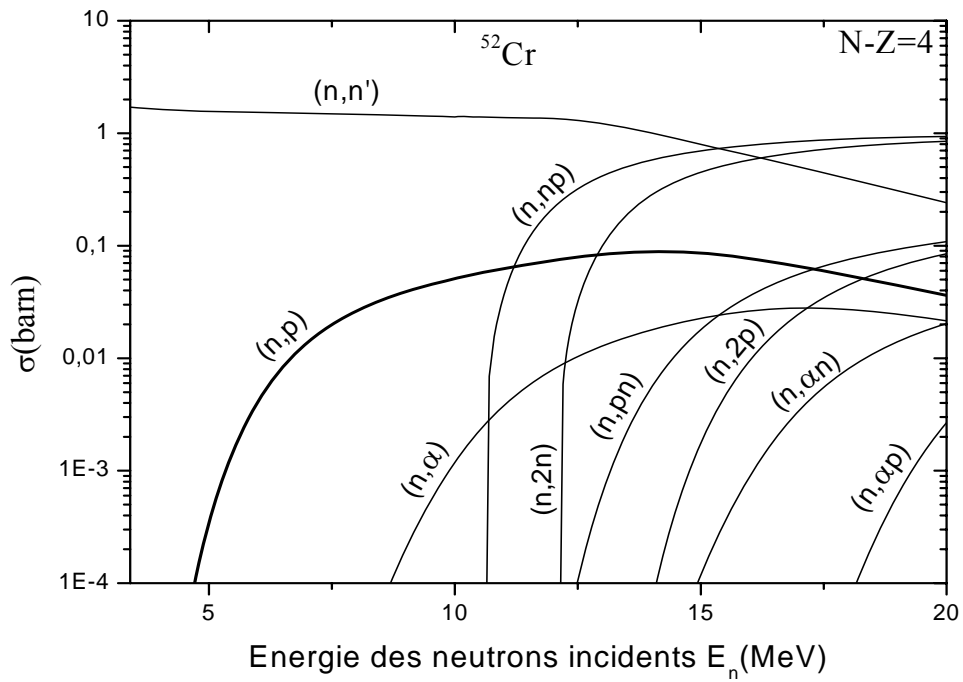


Fig 2.1 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{52}Cr

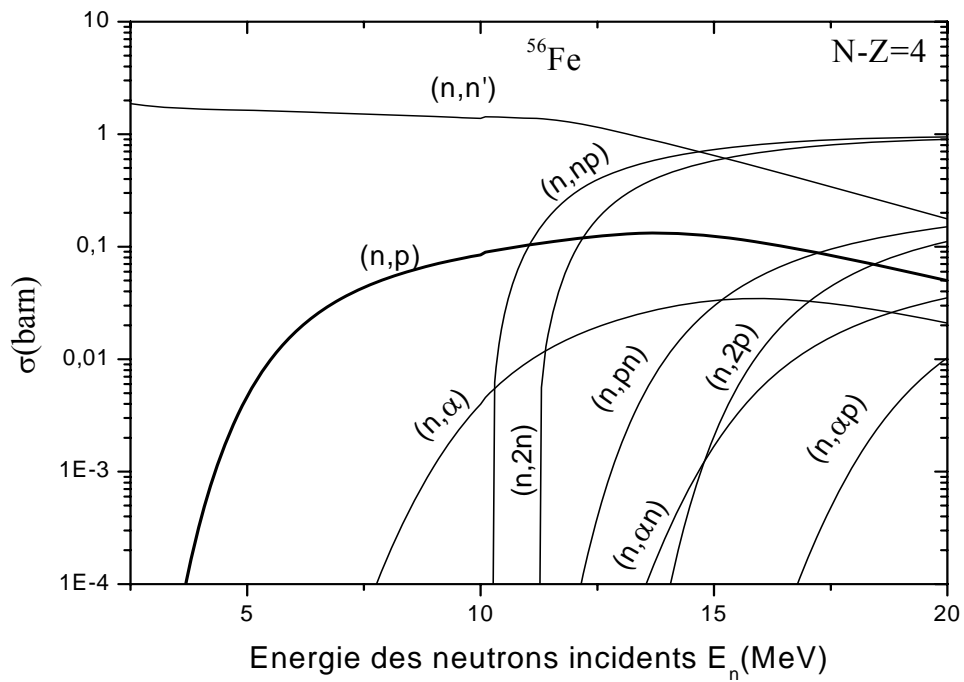


Fig 2.2 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{56}Fe

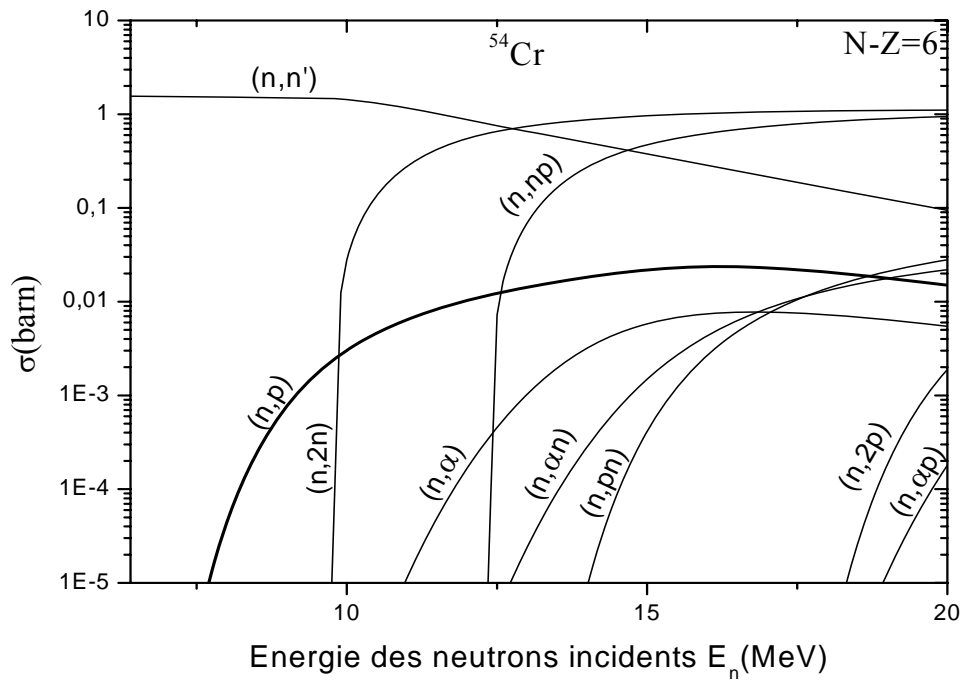


Fig 2.3 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{54}Cr

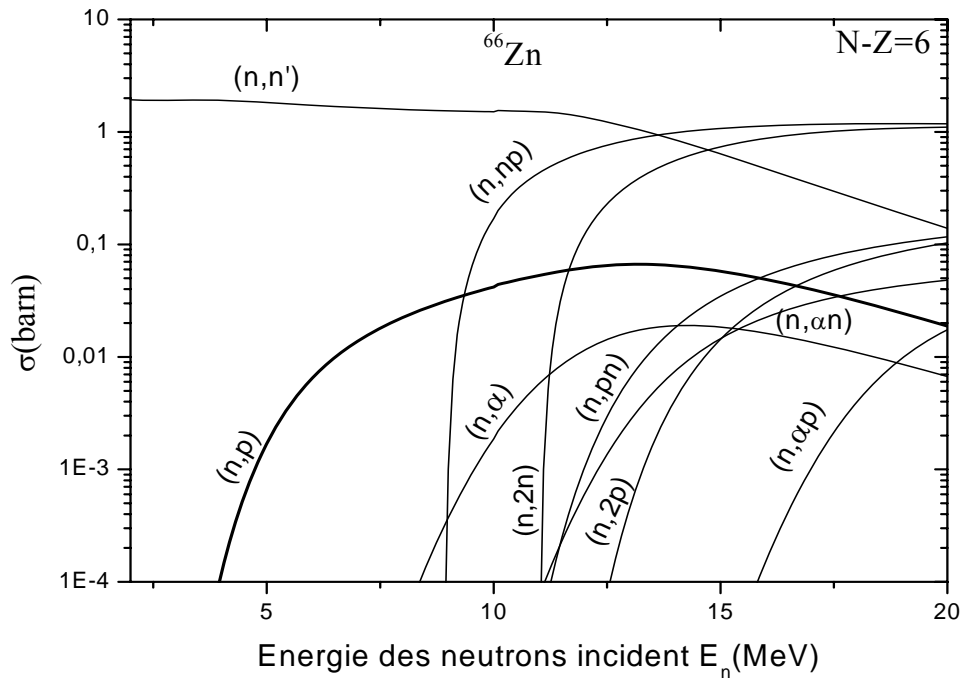


Fig 2.4 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{66}Zn

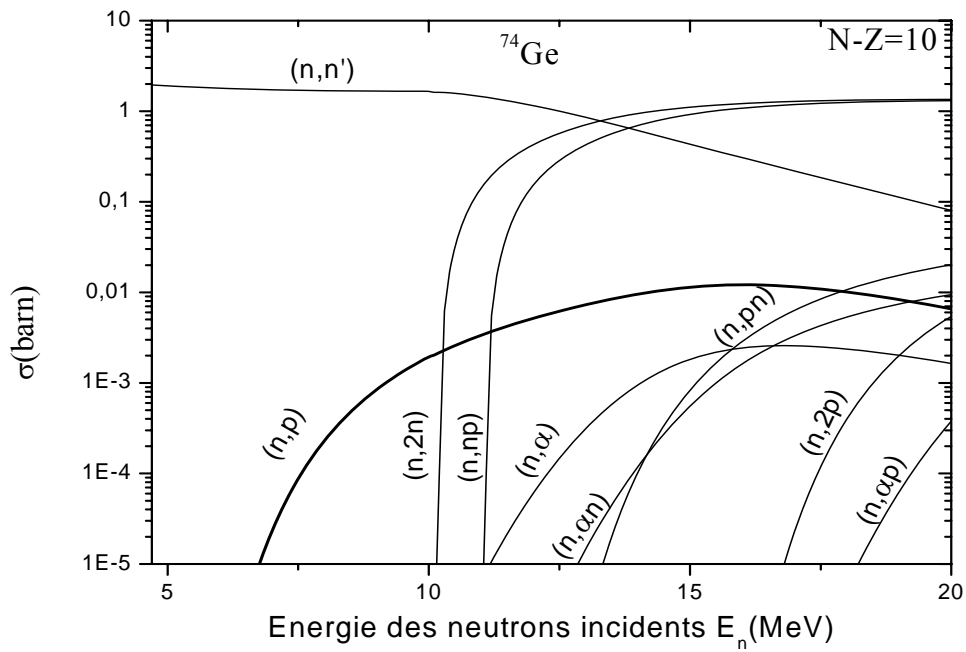


Fig 2.5 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{74}Ge .

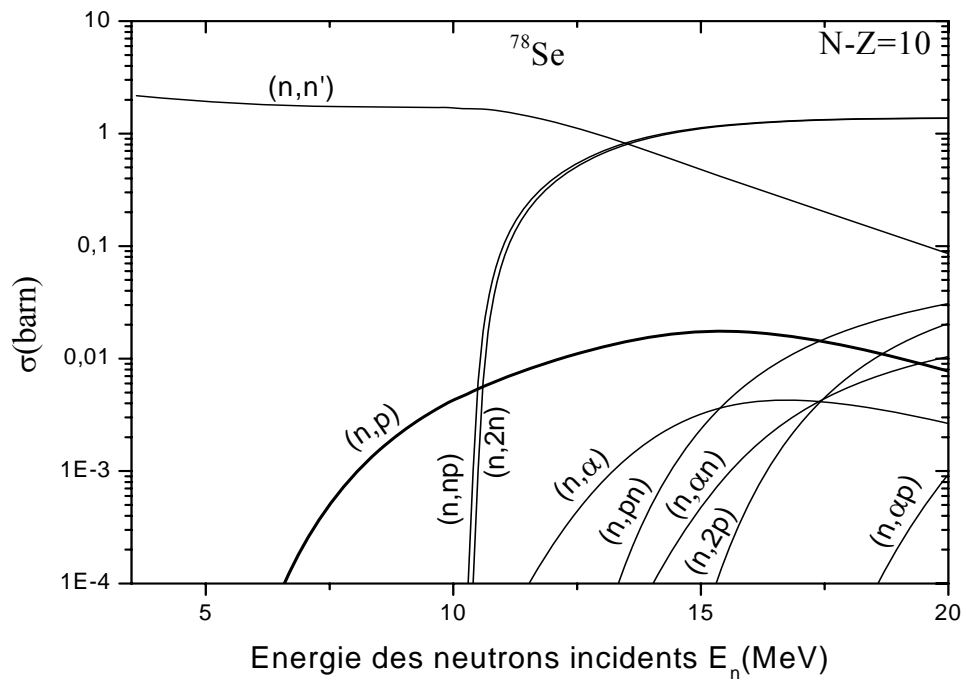


Fig 2.6 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{78}Se .

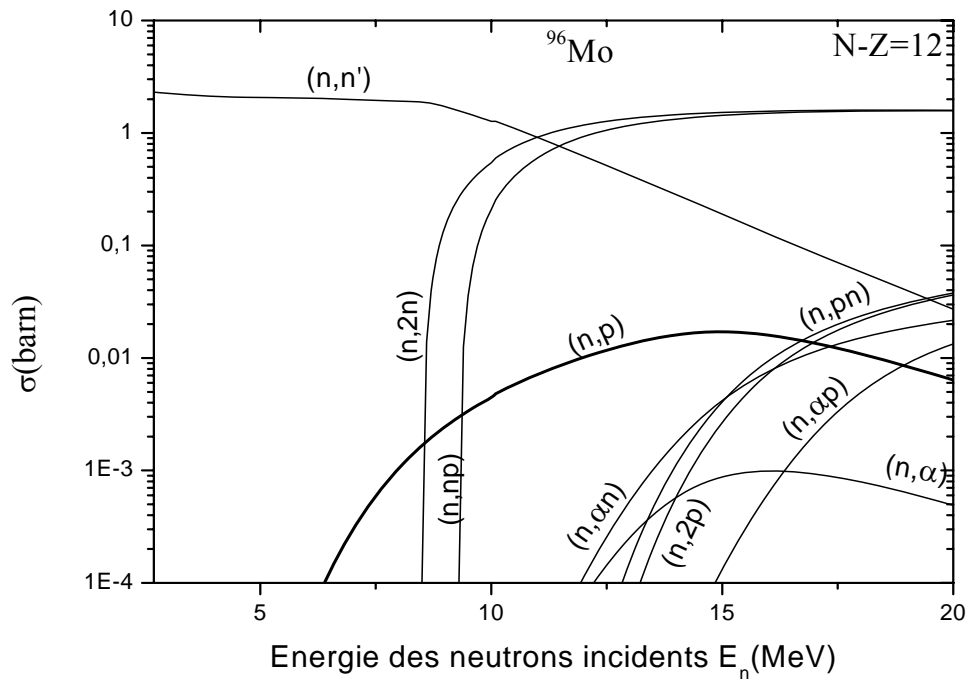


Fig 2.7 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{96}Mo .

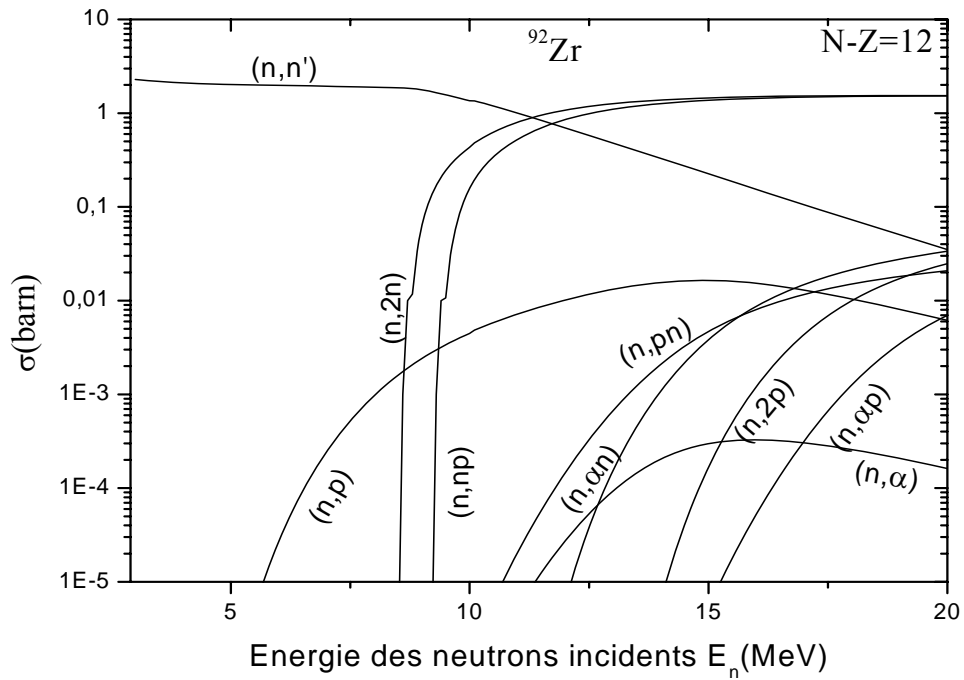


Fig 2.8 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{92}Zr .

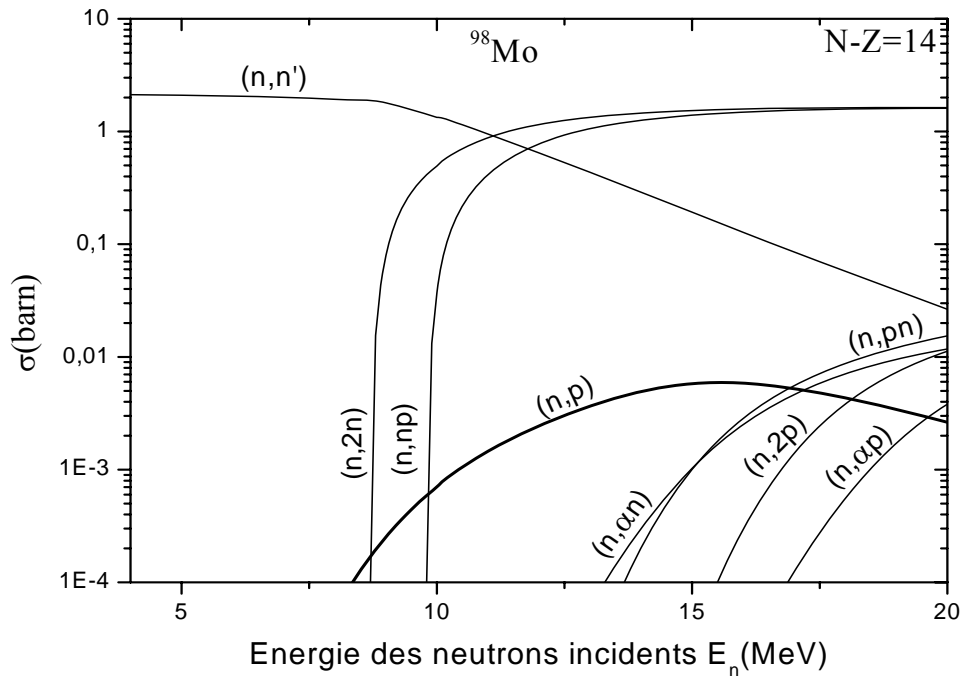


Fig 2.9 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{98}Mo .

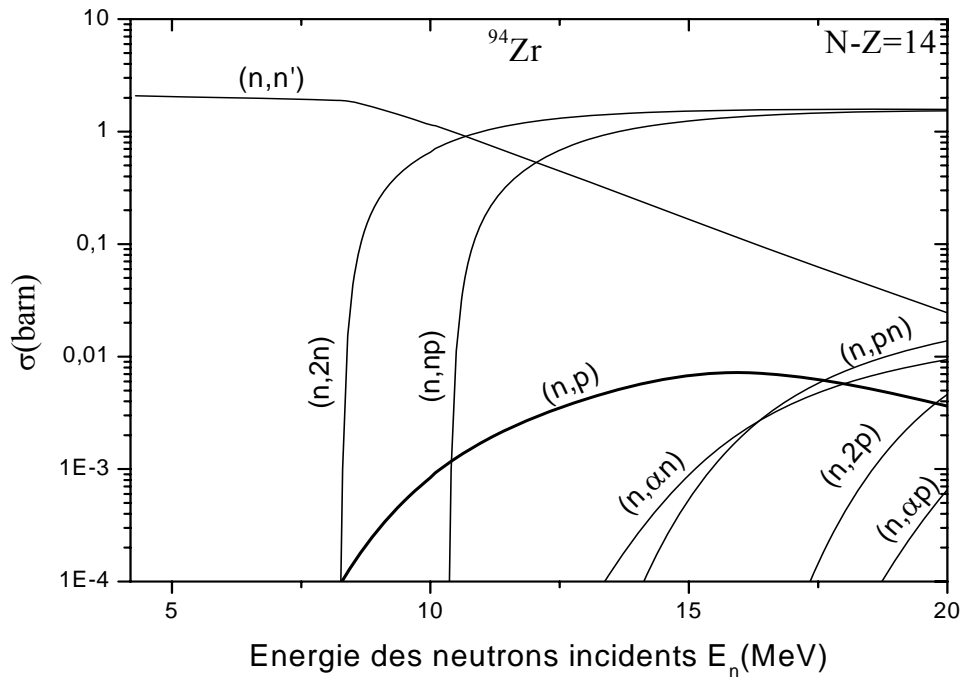


Fig 2.10 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{94}Zr .

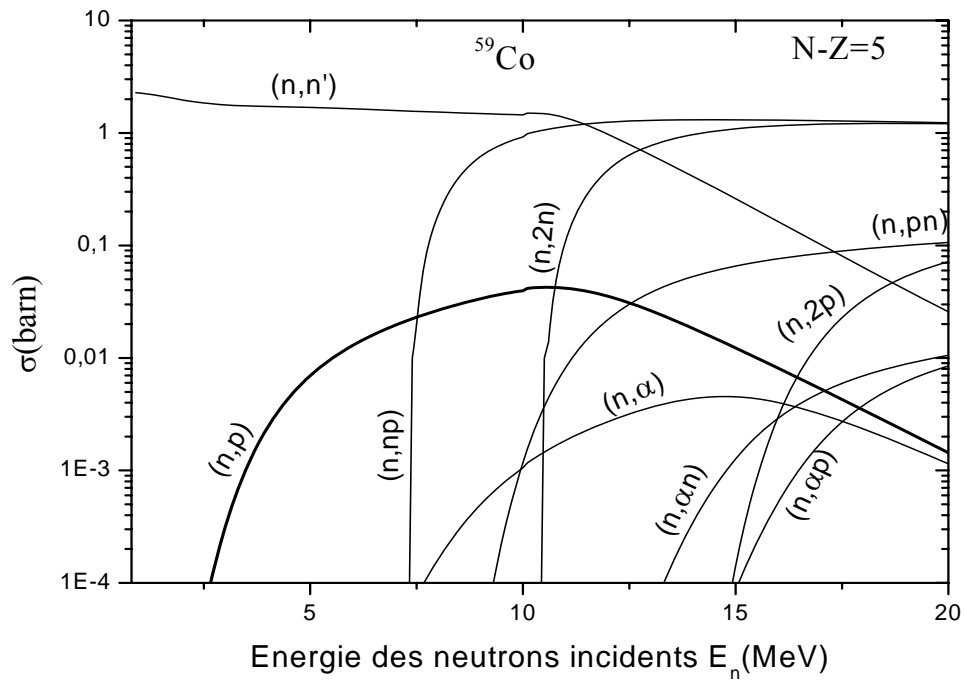


Fig 2.11 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{59}Co .

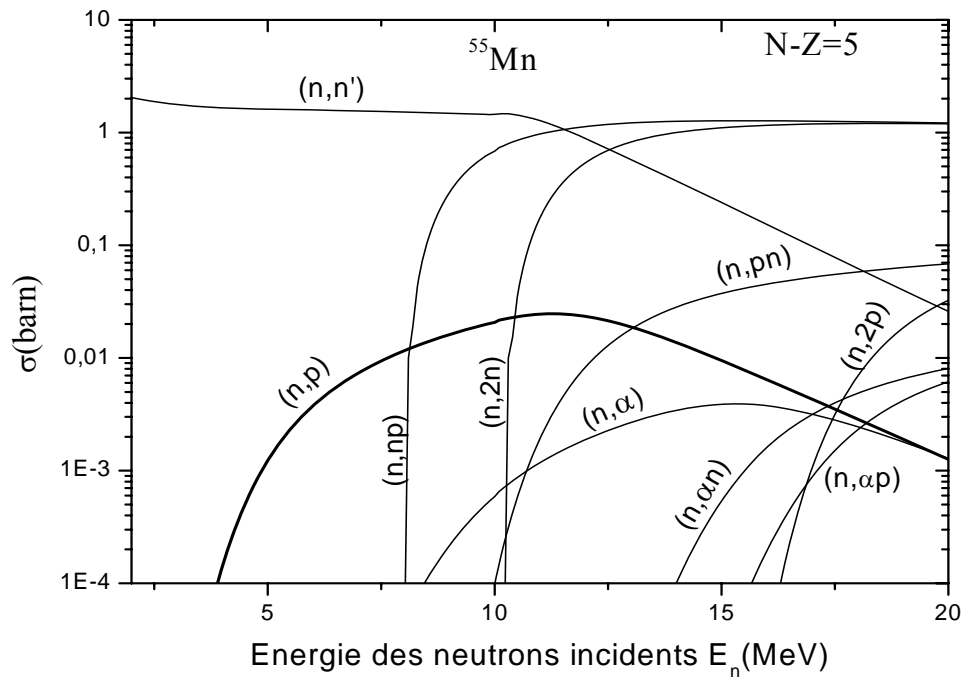


Fig 2.12 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{55}Mn .

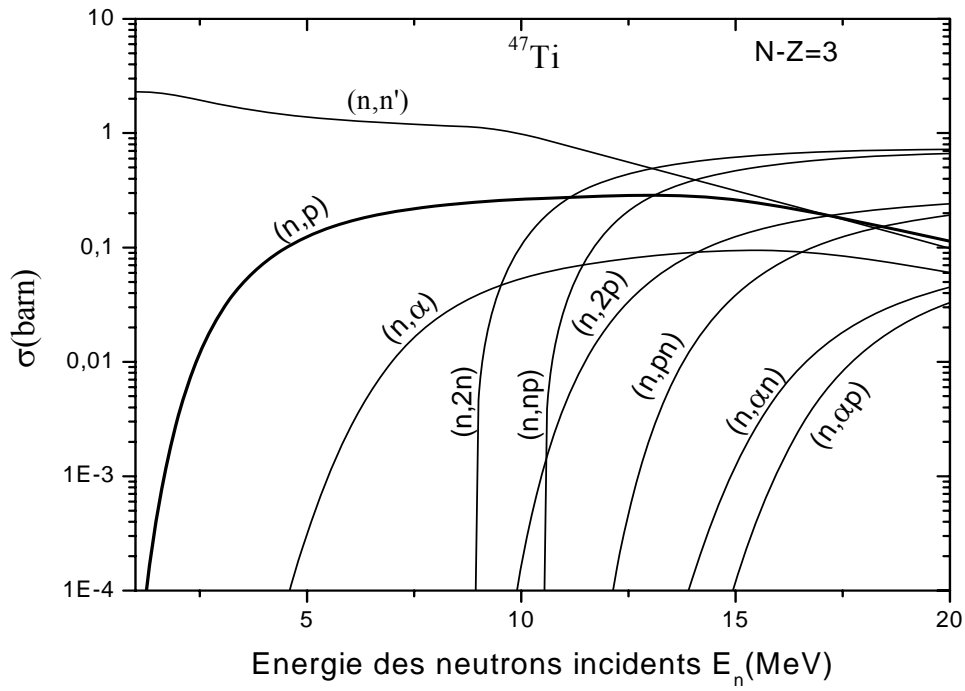


Fig 2.13 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{47}Ti .

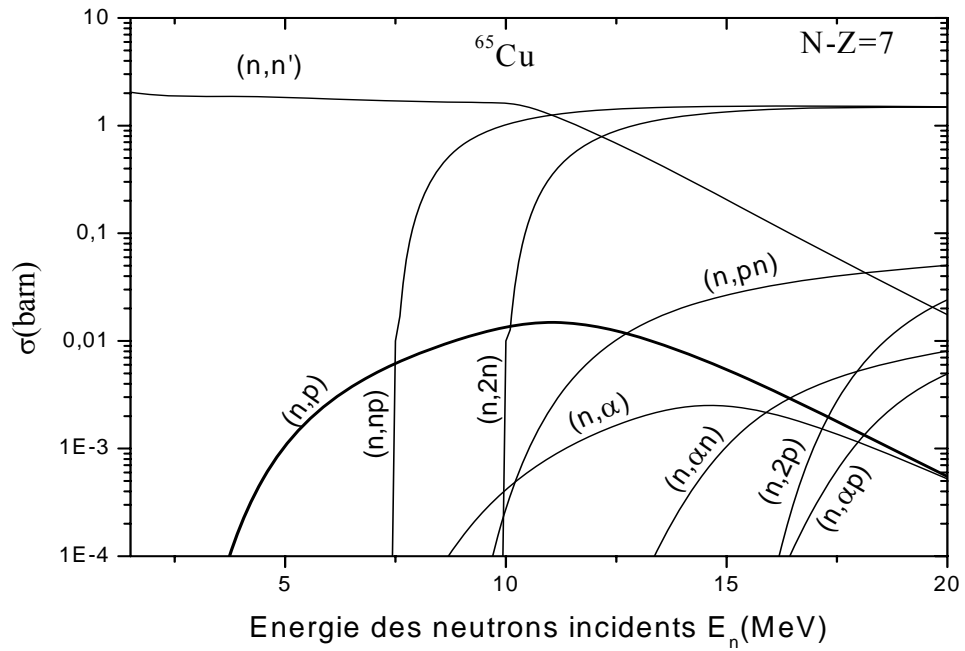


Fig 2.14 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{65}Cu .

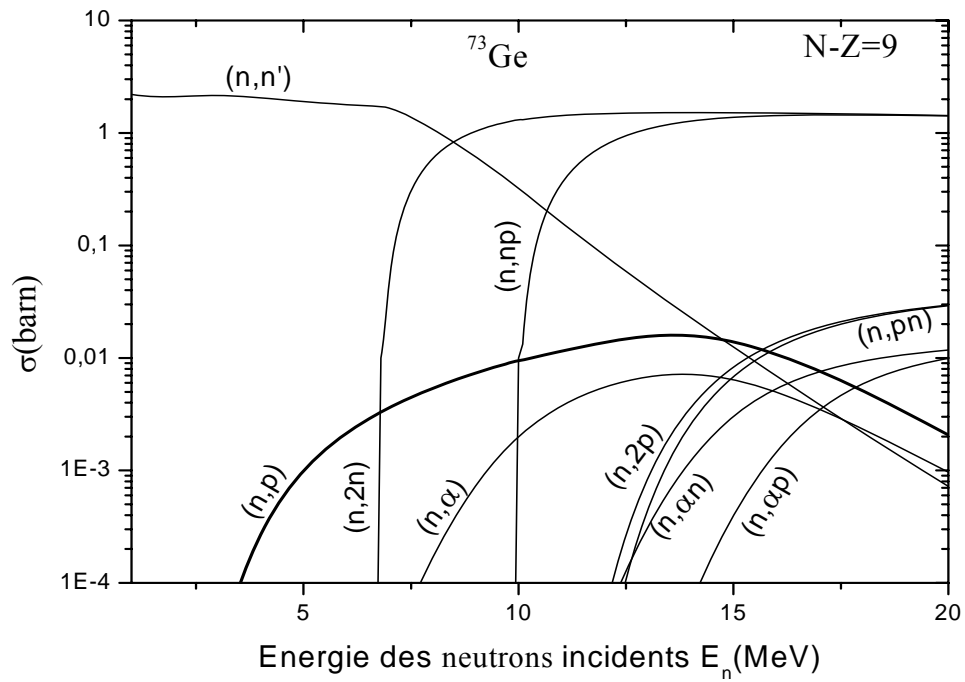


Fig 2.15 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{73}Ge .

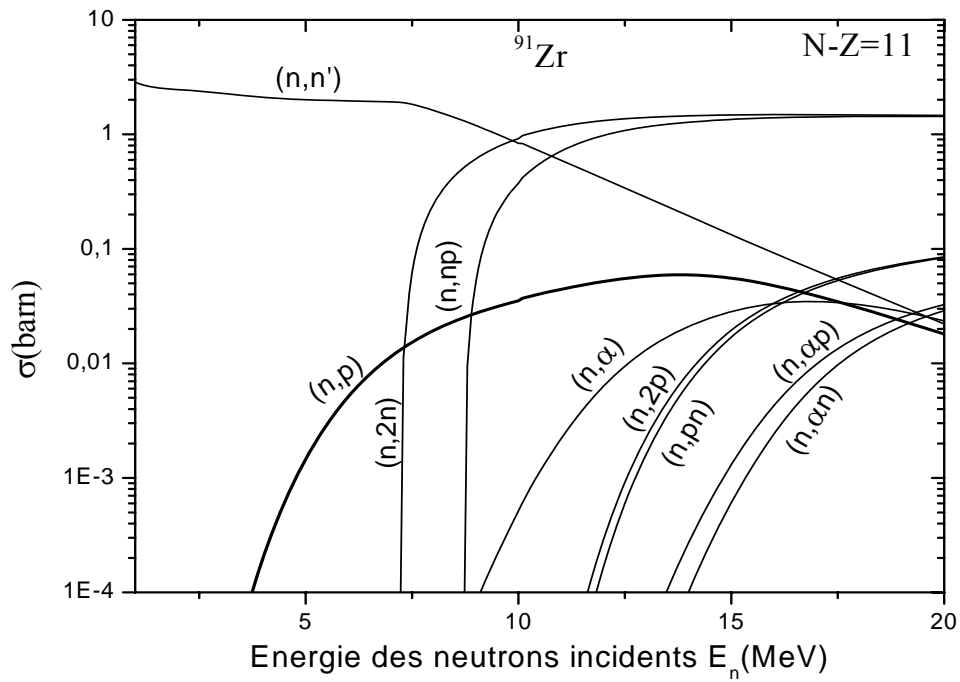


Fig 2.16 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{91}Zr .

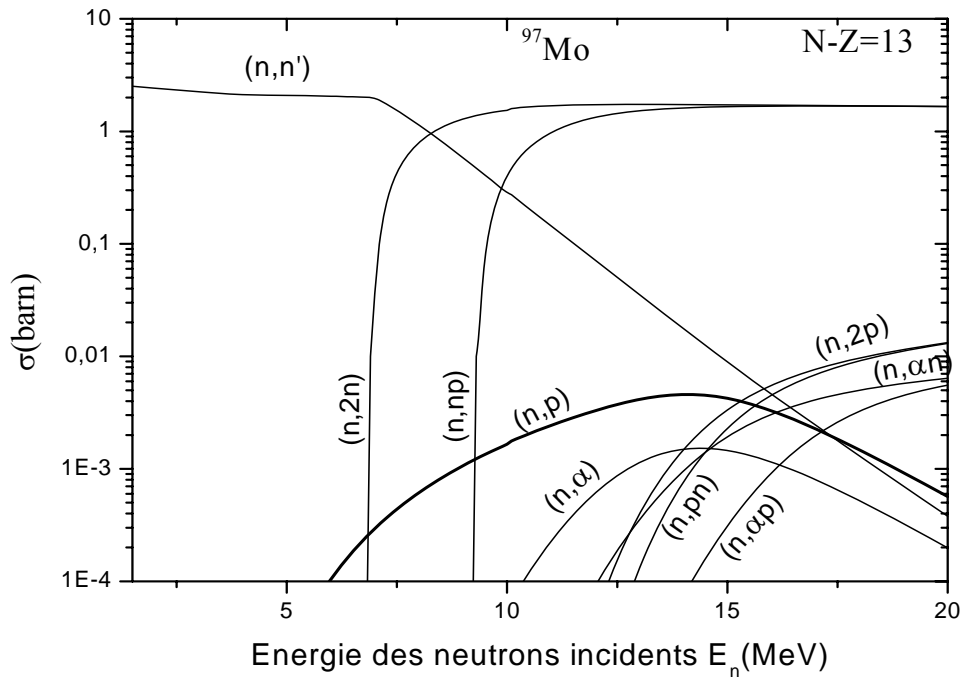


Fig 2.17 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{97}Mo .

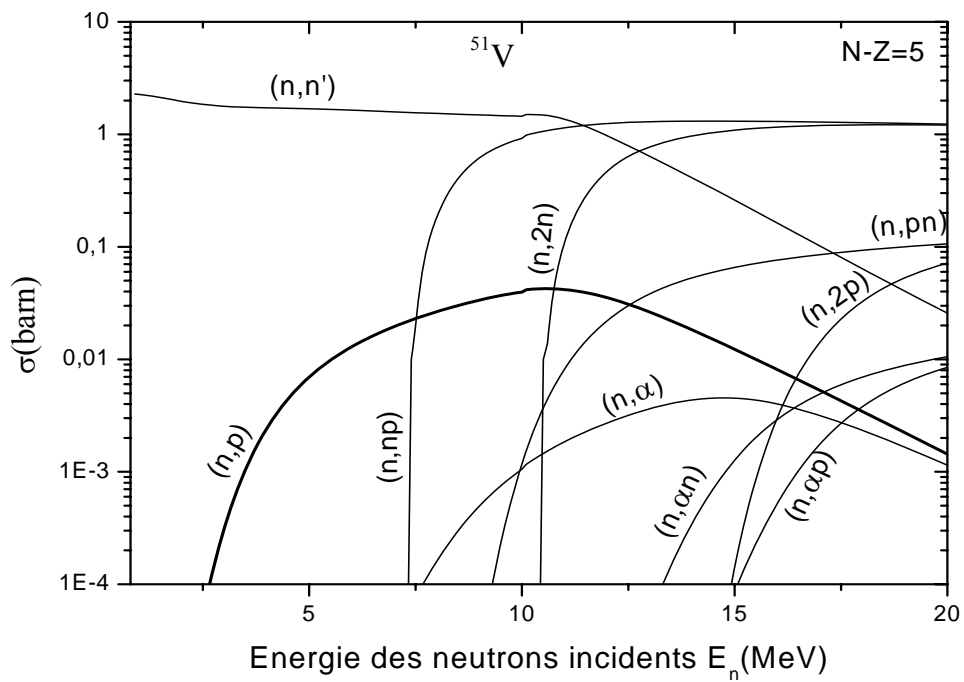


Fig 2.18 Fonctions d'excitations calculées pour le noyau ^{51}V .

Nous remarquons que dans toutes les voies de réactions à l'exception la voie (n,n'), le bilan d'énergie est négatif ($Q < 0$): il s'agit de réactions à seuil.

La figure 2.13 montre que la section efficace du ^{47}Ti est la plus importante quand elle est comparée sections efficaces des autres noyaux. Cela peut être expliqué par la faible valeur du seuil d'énergie (plus cette valeur est basse plus la section efficace est élevée), en effet le nombre de niveaux qui contribuent à la détermination de la section efficace pour ce noyau est très important.

2.3 Réactions (n,p) :

Les fonctions d'excitation calculées pour la voie (n,p) des 18 noyaux cités ci-dessus sont comparées aux données expérimentales prises des tabulations EXFOR Figures (2.19 à 2.38). Nous remarquons d'après ces figures, que pour les noyaux dont le nombre de masse est impair, notre calcul coïncide aux barres d'erreurs près avec les résultats expérimentaux jusqu'à 12 MeV ; tandis que pour les noyaux de nombre de masse pair cette coïncidence s'étale jusqu'à 16 MeV.

En effet, la chute des fonctions d'excitation de la plupart des réactions étudiées est due probablement à la non considération d'un processus qui doit être pris en compte lorsque l'énergie de la particule incidente augmente, ce résultat est en accord avec d'autres travaux [Tah87], ce qui explique que la contribution d'un autre processus doit être introduit. Ce processus est appelé pré-équilibre.

Pour les réactions $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$ et $^{51}\text{V}(n,p)^{51}\text{Ti}$, un léger désaccord est observé dans l'estimation du seuil dans notre calcul. En effet, la mauvaise évaluation de cette énergie seuil fait déplacer vers la droite les résultats théoriques par rapport aux valeurs expérimentales au dessous de 7 MeV pour le noyau ^{47}Ti et au dessous de 6 MeV pour le noyau ^{51}V (la densité de niveaux utilisée ne reproduit pas les niveaux de basses énergie d'excitations pour ces deux noyaux).

Pour la réaction $^{52}\text{Cr}(n,p)^{52}\text{V}$, on constate une sous-estimation de la section efficace calculée à basse énergie du neutron incident, dont l'allure ne coïncide pas avec les données expérimentales; cela est peut être dû aux paramètres du modèle optique et ceux de la densité de niveaux utilisés qui ne seraient pas adéquats pour ce noyau; par contre à haute énergie cette allure coïncide parfaitement avec les données expérimentales même si $E_n > 16$ MeV , cela est peut être dû au fait que ce noyau possède un nombre magique de neutrons $N=28$ (la partie

dépendant du spin dans la densité de niveaux (équation 1.48) fait augmenter la section efficace pour ce noyau).

Notons que dans le cas de la réaction $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, on constate un accord parfait entre notre calcul et les données expérimentales, ceci est dû probablement à l'unification des paramètres du modèle optique et de la densité de niveaux.

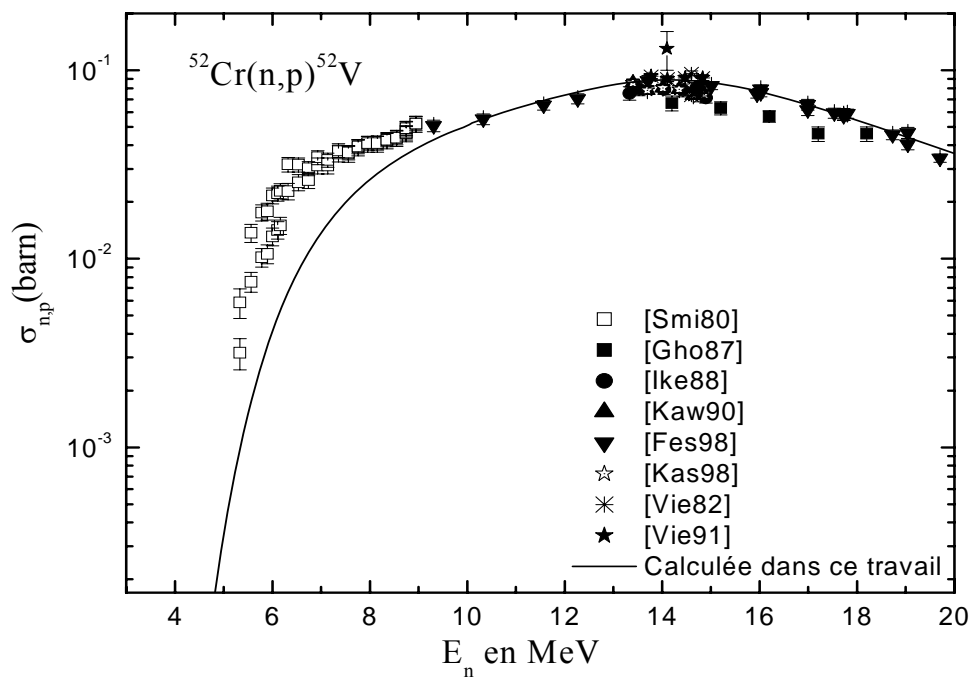


Fig 2.19 Fonction d'excitation de la réaction $^{52}\text{Cr}(n,p)^{52}\text{V}$.

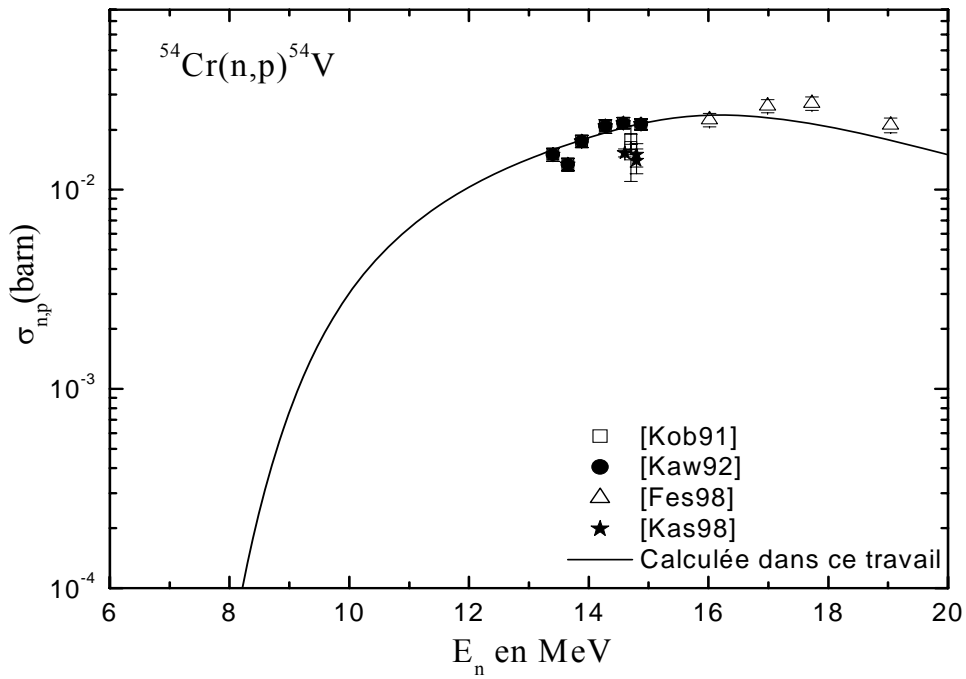


Fig 2.20 Fonction d'excitation de la réaction $^{54}\text{Cr}(n,p)^{54}\text{V}$.

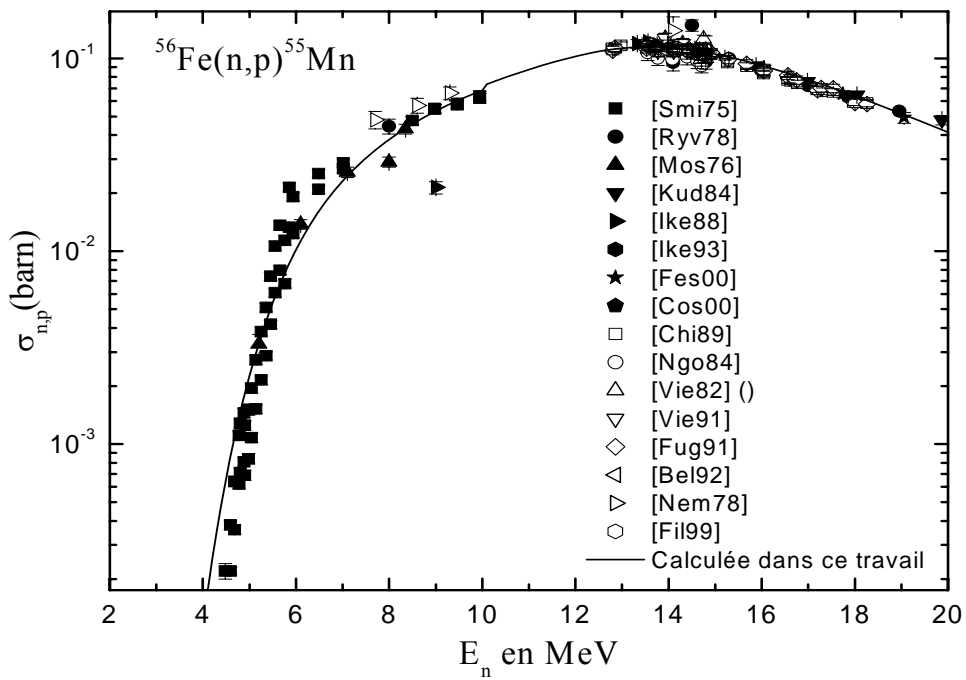


Fig 2.21 Fonction d'excitation de la réaction $^{56}\text{Fe}(n,p)^{55}\text{Mn}$.

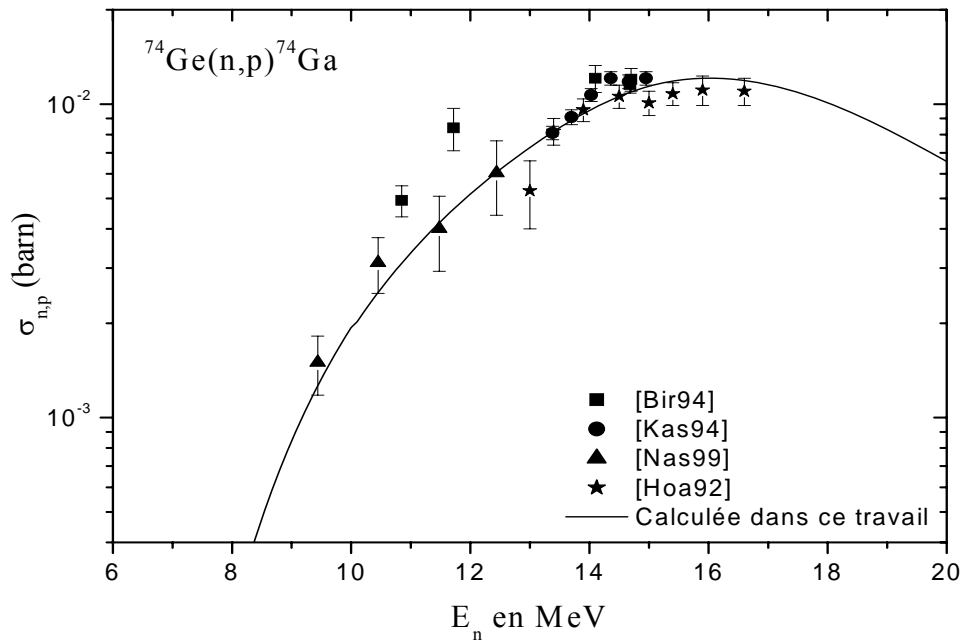


Fig 2.22 Fonction d'excitation de la réaction $^{74}\text{Ge}(n,p)^{74}\text{Ga}$.

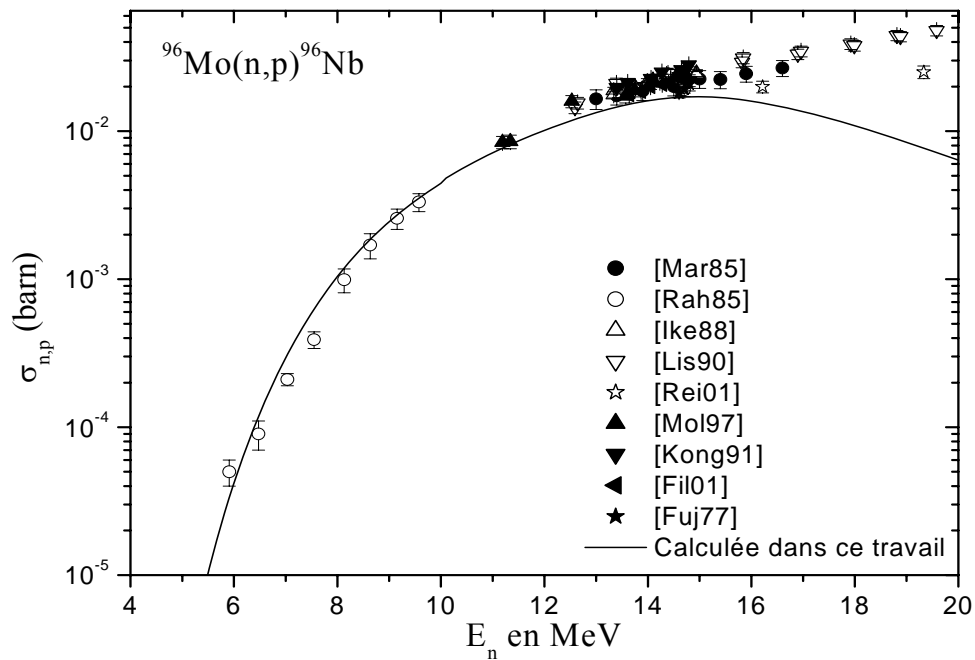


Fig 2.23 Fonction d'excitation de la réaction $^{96}\text{Mo}(n,p)^{96}\text{Nb}$.

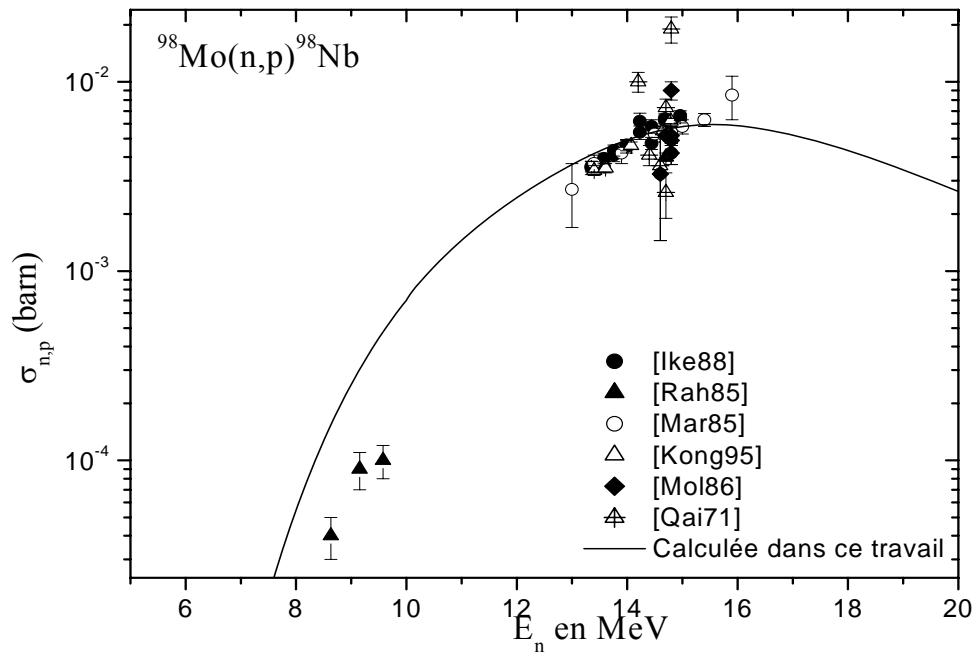


Fig 2.24 Fonction d'excitation de la réaction $^{98}\text{Mo}(n,p)^{98}\text{Nb}$.

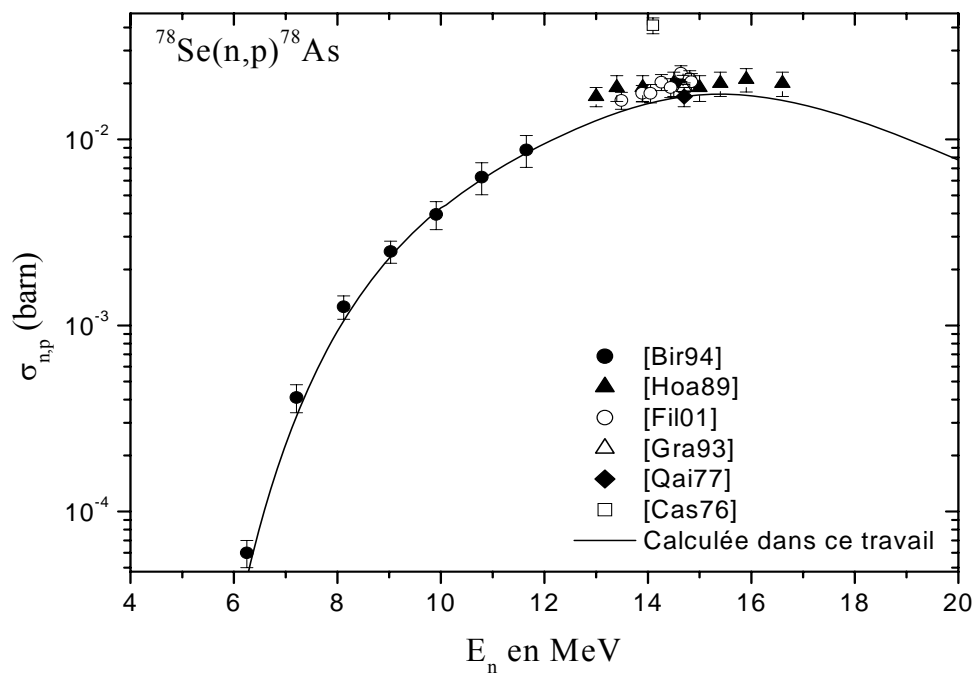


Fig 2.25 Fonction d'excitation de la réaction $^{78}\text{Se}(n,p)^{78}\text{As}$.

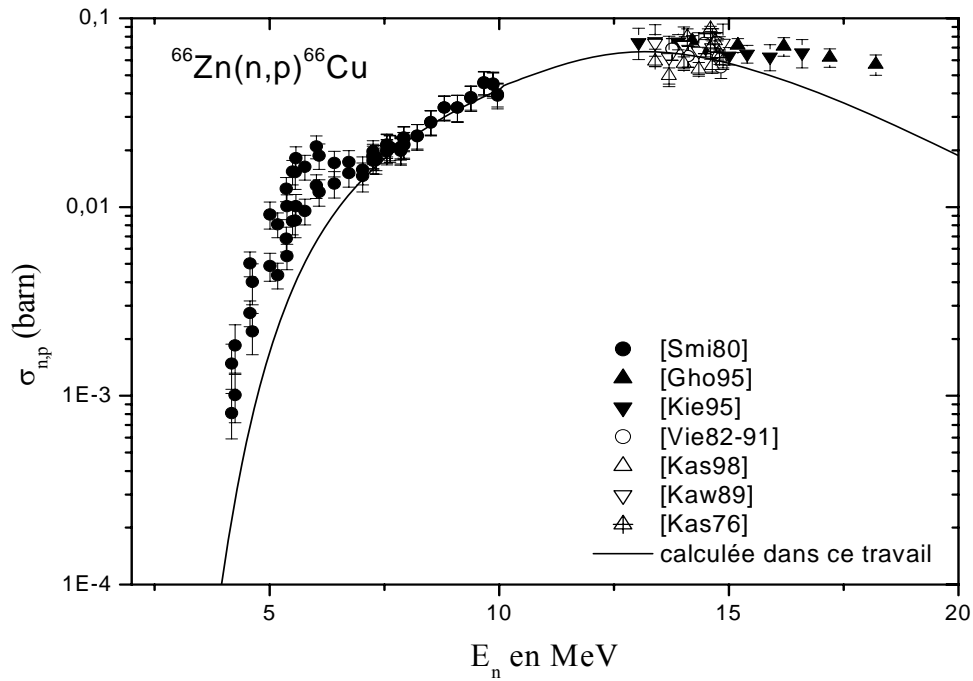


Fig 2.26 Fonction d'excitation de la réaction $^{66}\text{Zr}(n,p)^{66}\text{Cu}$.

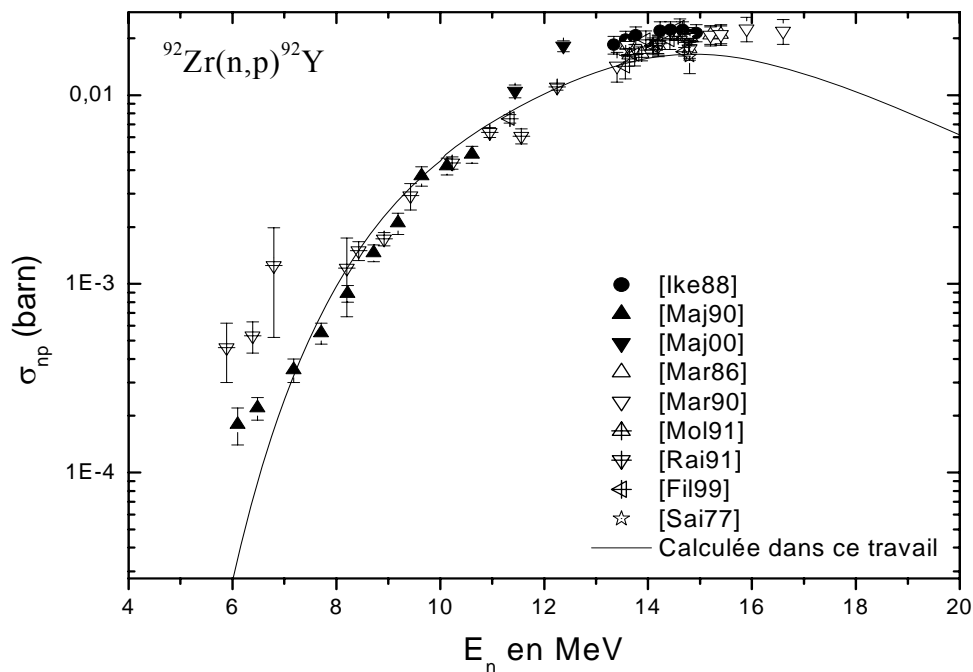


Fig 2.27 Fonction d'excitation de la réaction $^{92}\text{Zr}(n,p)^{92}\text{Y}$.

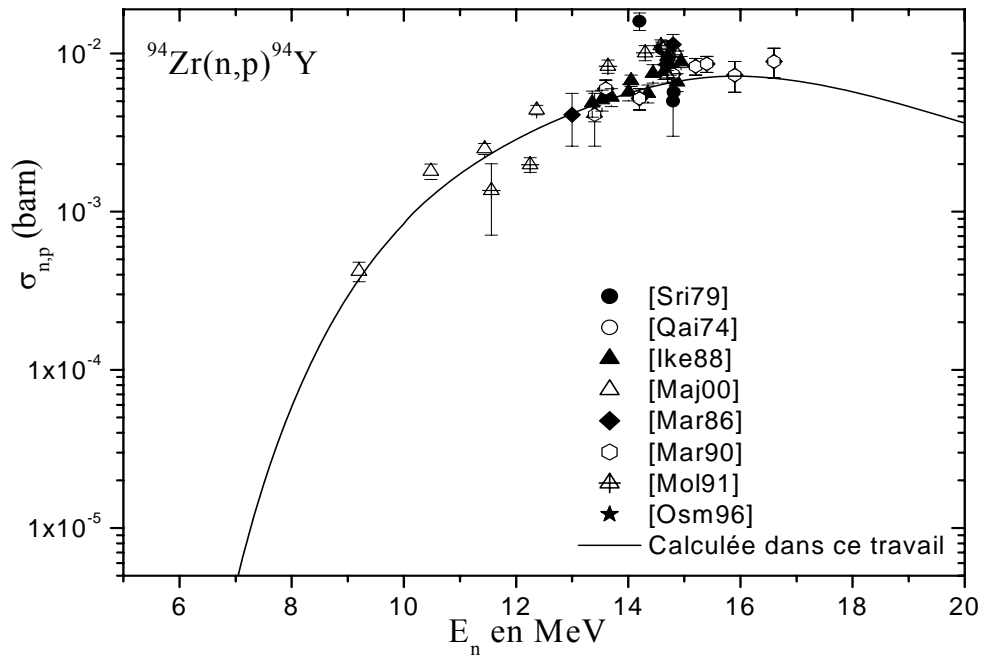


Fig 2.28 Fonction d'excitation de la réaction $^{94}\text{Zr}(n,p)^{94}\text{Y}$.

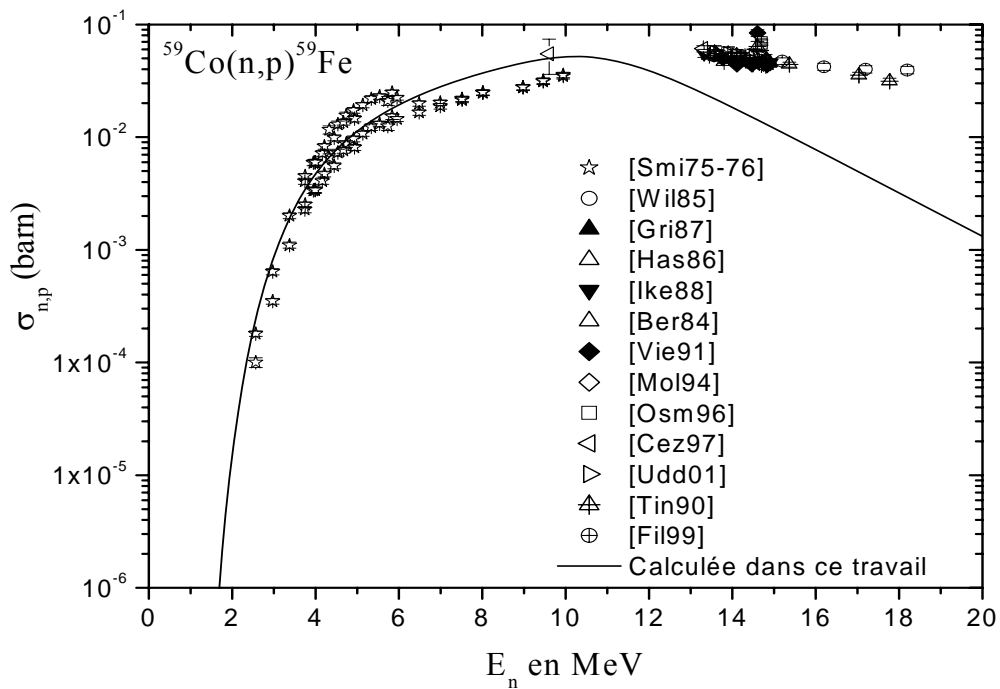


Fig 2.29 Fonction d'excitation de la réaction $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$.

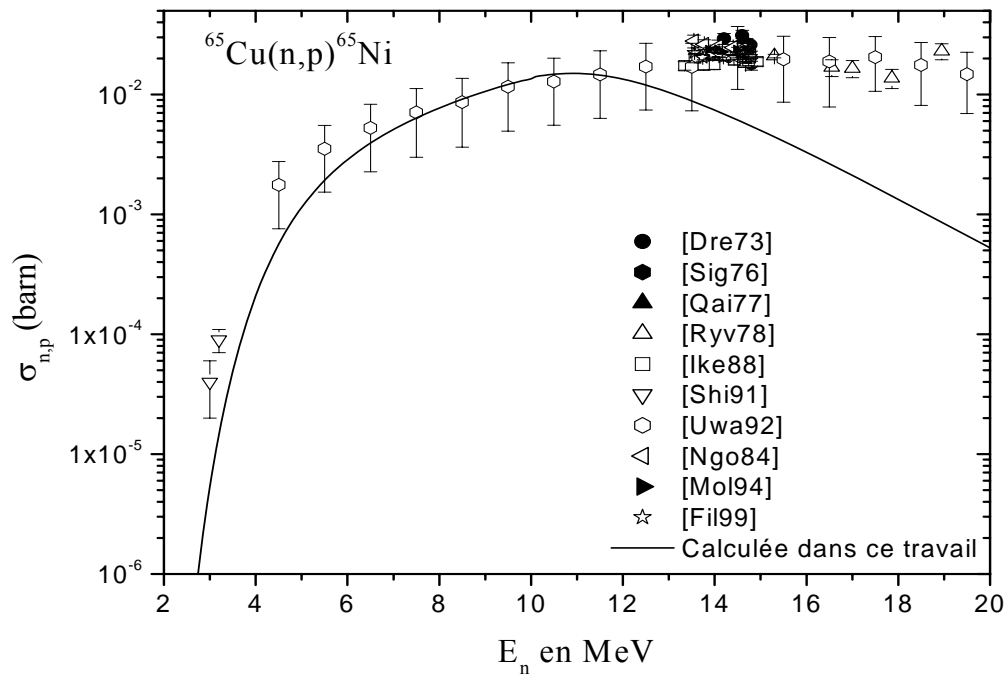


Fig 2.30 Fonction d'excitation de la réaction $^{65}\text{Cu}(n,p)^{65}\text{Ni}$.

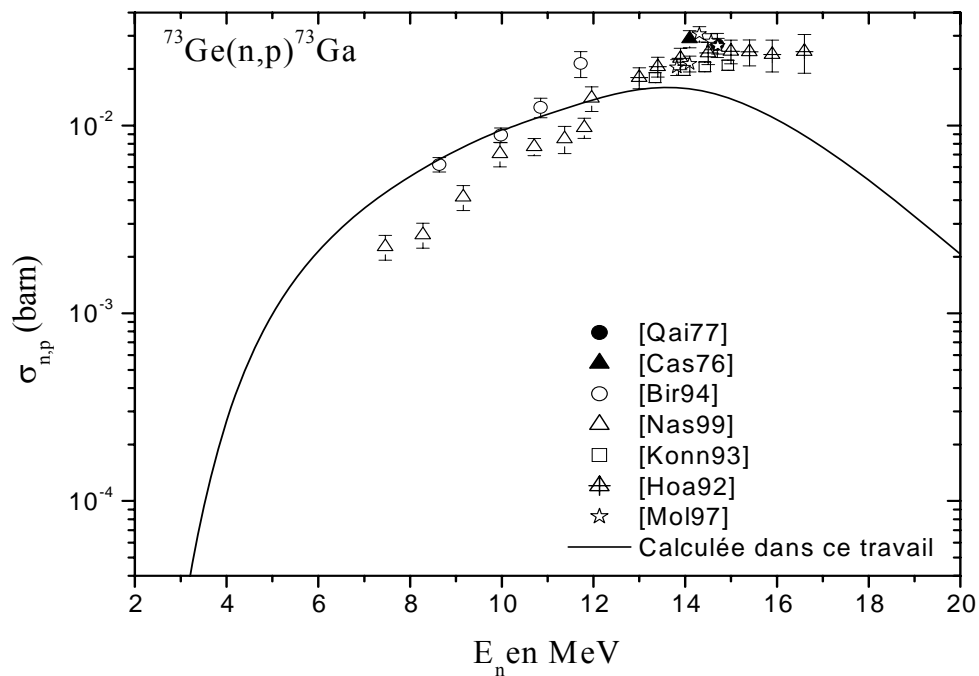


Fig 2.31 Fonction d'excitation de la réaction $^{73}\text{Ge}(n,p)^{73}\text{Ga}$.

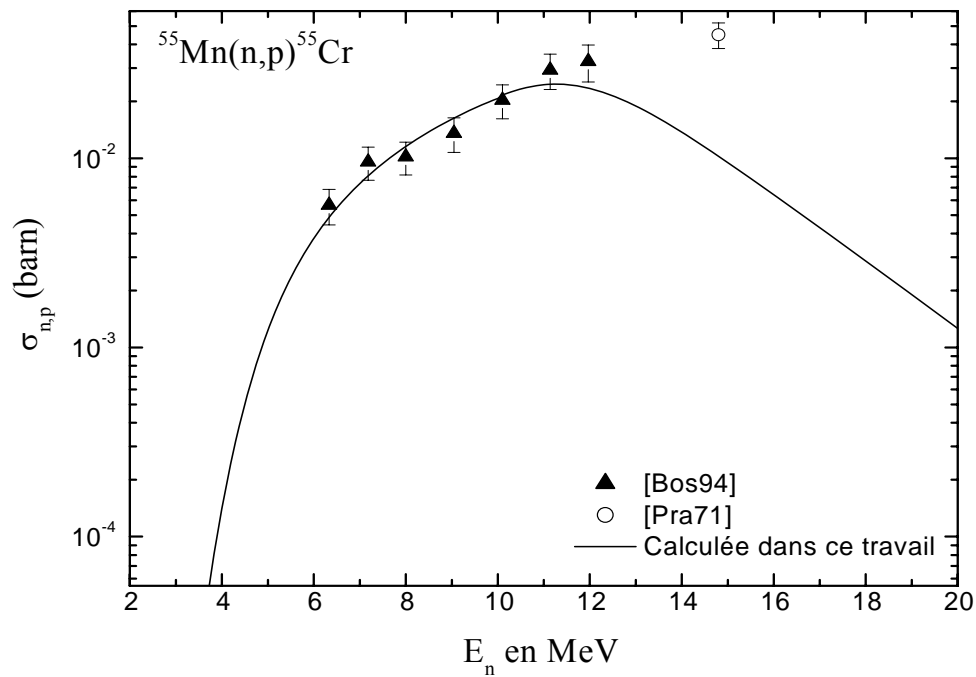


Fig 2.32 Fonction d'excitation de la réaction $^{55}\text{Mn}(n,p)^{55}\text{Cr}$.

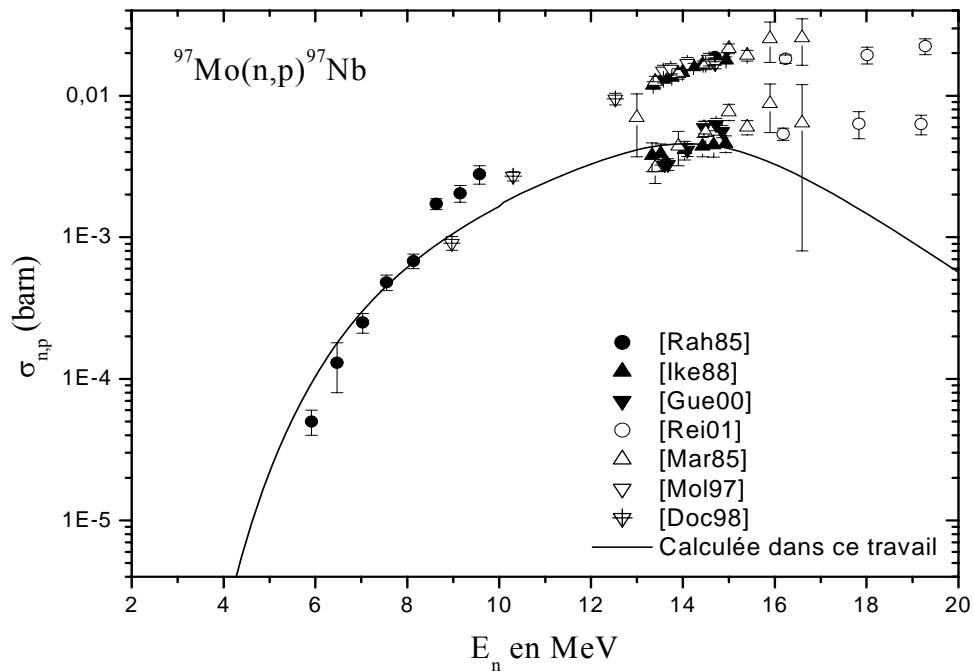


Fig 2.33 Fonction d'excitation de la réaction $^{97}\text{Mo}(n,p)^{97}\text{Nb}$.

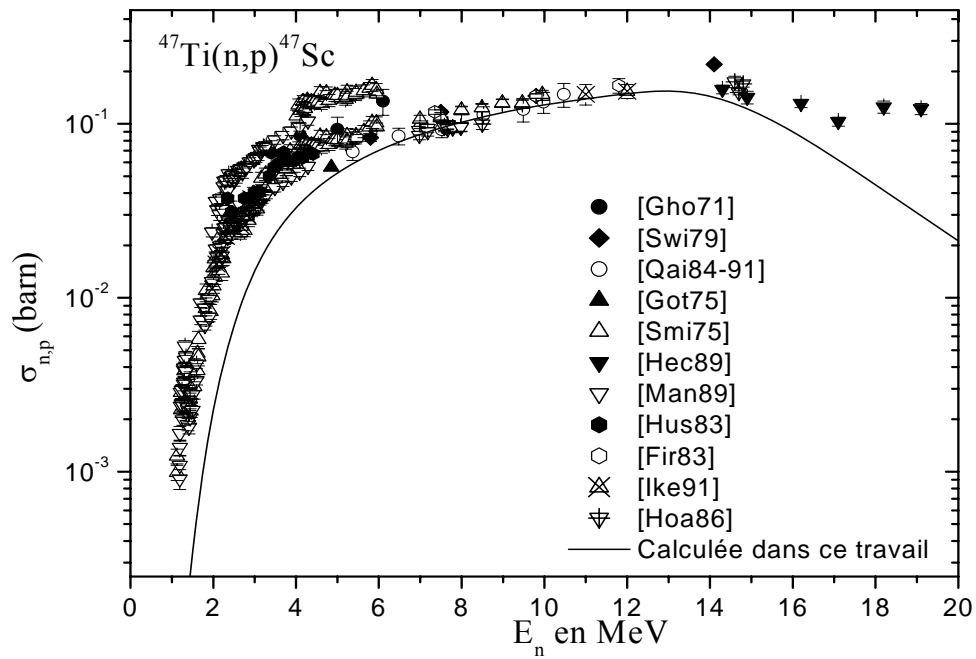


Fig 2.34 Fonction d'excitation de la réaction $^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$.

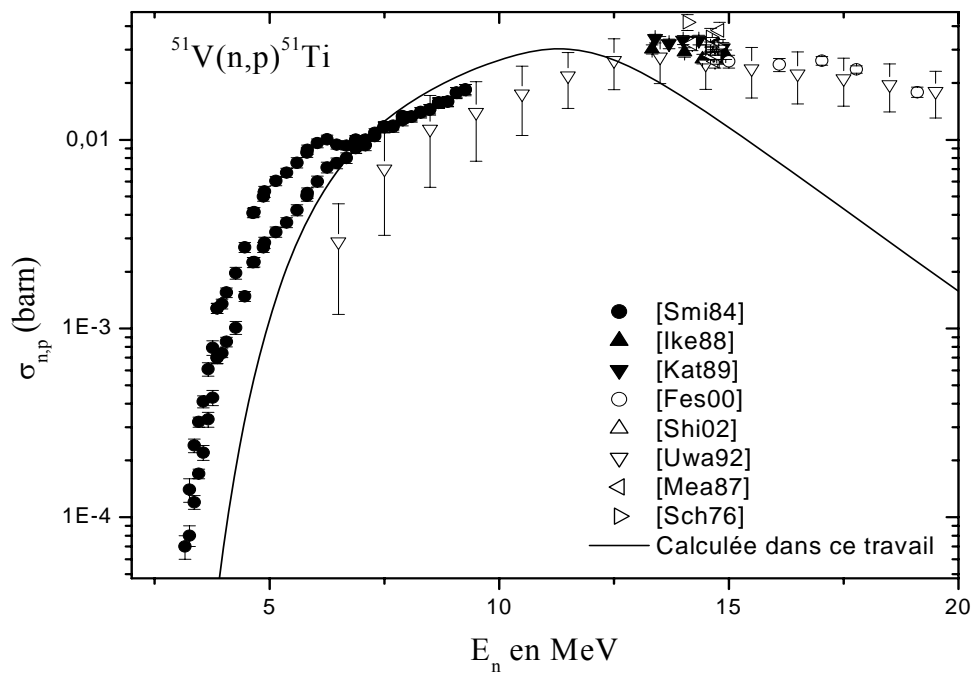


Fig 2.35 Fonction d'excitation de la réaction $^{51}\text{V}(n,p)^{51}\text{Ti}$.

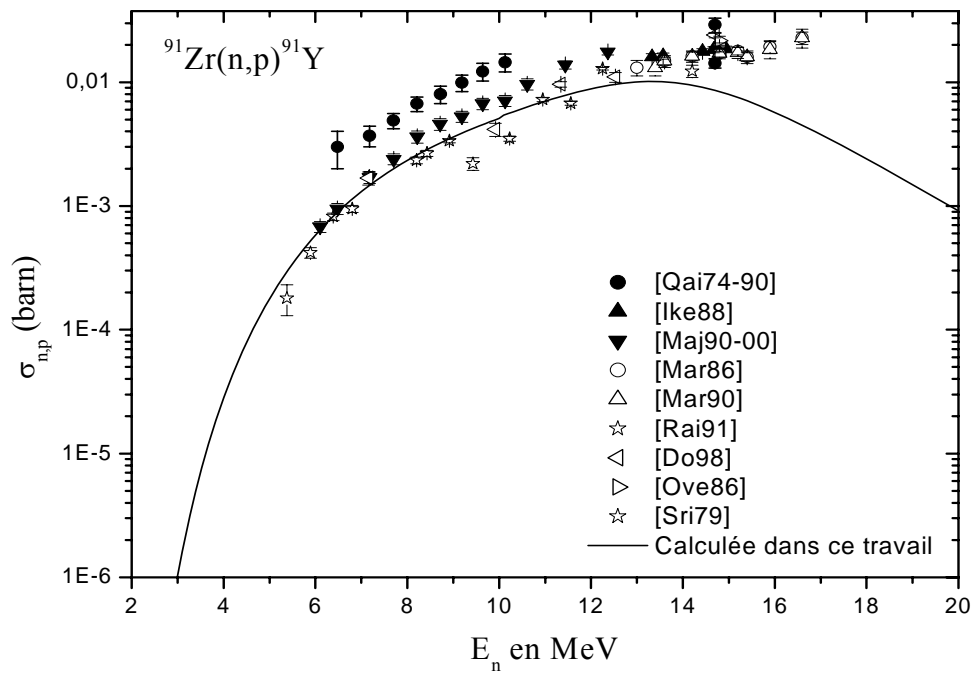


Fig 2.36 Fonction d'excitation de la réaction $^{91}\text{Zr}(n,p)^{91}\text{Y}$.

Chapitre 3

Etudes systématiques

3.1. Introduction :

La détermination des sections efficaces des réactions nucléaires est d'une importance primordiale dans le domaine de la technologie des réacteurs de fusion, particulièrement dans le calcul du taux de transmutation nucléaire, la chaleur nucléaire et les taux d'endommagement dû aux radiations et à la formation de gaz dans la structure du réacteur.

L'étude théorique des fonctions d'excitation effectuée dans le chapitre précédent nécessite une étude précise et détaillée de la densité de niveaux et du modèle optique, en introduisant plusieurs paramètres.

Cependant, les évaluations basées sur les études systématiques permettent la détermination rapide des sections efficaces qui ne sont pas accessibles à la mesure.

Le modèle d'évaporation et le modèle d'exciton (Pré-équilibre) sont utilisés afin d'aboutir à une nouvelle formule semi-empirique des sections efficaces intégrées des réactions (n,p). Cette nouvelle formule décrite pour des neutrons d'énergie incidente de 14.5 MeV issus de la réaction (d,t), dépend implicitement du nombre de masse A et du nombre atomique Z. Toutefois, plusieurs formules semi-empiriques ont été proposées pour systématiser les sections efficaces de cette réaction.

La description de l'énergie de réaction Q_{np} donnée par le modèle de la gouttelette de Myers et Swiatecki [Mye66], montre que les sections efficaces intégrées dépendent des termes décrivant les effets d'asymétrie, de l'asymétrie de surface, de l'énergie coulombienne, et de l'énergie de diffusivité coulombienne.

En utilisant les données expérimentales de 161 noyaux situés dans la gamme des masses entre A=40 et A=209, une analyse basée sur l'étude de la dépendance de ces données aux différents termes de l'énergie de réaction Q_{np} sus-cités a été réalisée afin de sélectionner

les termes adéquats qui donnent une meilleure description de la section efficace σ_{np} de la réaction (n,p).

3.2. Formalisme :

Considérons la réaction $A(n,b)B$, et notons par n et b respectivement la particule incidente et celle émise après décroissance du noyau composé (NC). Les différentes définitions des symboles dans ce chapitre sont données comme suit :

E_n : énergie cinétique des neutrons incidents.

S_n : énergie de séparation du neutron.

$E_{CN} = E_n + S_n$: énergie d'excitation du noyau composé (CN).

S_b : énergie de séparation de la particule émise b .

E_b : énergie cinétique de la particule émise b .

$U = E_{CN} - E_b - S_b$: énergie d'excitation du noyau résiduel B .

σ_{nb}^{eq} : section efficace totale du processus d'évaporation (eq \equiv équilibre).

σ_{nb}^{pre} : section efficace totale du processus de pré-équilibre (pre \equiv pré-équilibre).

En se basant sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing, la section efficace d'une réaction nucléaire de type (n,b) est donnée par [Bla52] :

$$\sigma_{nb}^{eq} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{\sum_{b'} F_{b'}} \quad (3.1)$$

Où σ_{CN}^n est la section efficace de formation du noyau composé par la voie neutron, et F_b une grandeur proportionnelle à la largeur du niveau Γ_b de la particule émise.

Dans le dénominateur de l'équation (3.1), la sommation $\sum_{b'} F_{b'}$ peut être approximée à F_n . Cela est due au fait que $F_n \gg F_b$ (émission d'une particule neutre est beaucoup probable que l'émission d'une particule chargée ; en raison de la barrière coulombienne)

$$\sum_{b'} F_{b'} = F_n + F_p + F_\alpha + F_d + F_{He} + \dots \simeq F_n \quad (3.2)$$

Comme il a été montré dans le chapitre 1 équation (1.26), F_b s'écrit sous la forme :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \omega_0(W_b - E_b) dE_b \quad (3.3)$$

le développement limité du logarithme de la densité de niveaux au voisinage de E_{CN} s'écrit comme suit :

$$\begin{aligned} \log \omega_0(W_b - E_b) &= \log \omega_0(E_{CN} - S_b - E_b) \\ &\simeq \log \omega_0(E_{CN}) - (E_b + S_b) \left. \frac{d \log \omega_0(E)}{dE} \right|_{E=E_{CN}-S_b-E_b} \end{aligned} \quad (3.4)$$

En utilisant la relation élémentaire de la thermodynamique qui relie la température nucléaire T du noyau résiduel à l'énergie d'excitation U ($T = \left[\frac{d \text{Log} \omega_0(U)}{dU} \right]^{-1}$), et tenant compte de la relation $W_b = E_{CN} - S_b$, il vient:

$$\text{Log} \omega_0(W_b - E_b) = \text{Log} \left[\omega_0(E_{CN}) \exp \left(- \frac{E_b + S_b}{T} \right) \right] \quad (3.5)$$

Soit :

$$\omega_0(W_b - E_b) = \omega_0(E_{CN}) \exp \left(- \frac{E_b + S_b}{T} \right) \quad (3.6)$$

où T est la température du noyau résiduel après émission de la particule b.

En substituant l'équation (3.5) dans l'équation (3.3) on a :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_0(E_{CN}) \int_0^{W_b} E_b \sigma_{CN}^b \exp \left(- \frac{E_b + S_b}{T} \right) dE_b \quad (3.7)$$

Connaissant la section efficace de formation du noyau composé, on peut alors calculer la quantité F_b . A l'énergie considérée, la section efficace de formation du noyau composé varie peu avec l'énergie et la température est pratiquement insensible à la variation de l'énergie de la particule émise, donc nous allons essayer de déterminer les sections efficaces de formation du noyau composé pour les deux types de particules: les particules chargées et les particules neutres.

Expression de la section efficace du noyau composé :

a) Cas des neutrons :

Aux énergies des neutrons autour de 14 MeV, les coefficients de transmissions varient peu avec l'énergie et sont voisins de l'unité.

Ce qui nous permet d'écrire la section efficace pour les ondes de moment orbital

$\ell \leq \ell_{\max} = R/\tilde{\lambda}$ (avec $\tilde{\lambda} = 1/k_c$) :

$$\sigma_{CN}^n = \pi \tilde{\lambda}^2 \sum_{\ell=0}^{R/\tilde{\lambda}} (2\ell + 1) \simeq \pi (R + \tilde{\lambda})^2 \quad (3.8)$$

avec $R = r_0 A^{1/3}$

b) Cas de la particule chargée :

Dans le cas des particules chargées, les coefficients de transmission doivent tenir compte de la barrière coulombienne existant entre la particule chargée et le noyau cible, alors σ_{CN}^c peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \sigma_{CN}^b &= \pi R^2 \left(1 - \frac{V_b}{E_b}\right) & \text{si } E_b > V_b \\ &= 0 & \text{si } E_b \leq V_b \end{aligned} \quad (3.9)$$

où V_b est la hauteur de la barrière coulombienne.

On peut alors déterminer la quantité F_b pour les particules chargées et les neutrons, en remplaçant dans l'équation (3.7), les expressions des sections efficaces de formation du noyau composé qui figurent dans les équations (3.8) et (3.9).

Dans la gamme d'énergie qui nous intéresse, l'énergie d'excitation du noyau composé est très grande devant la température nucléaire, ce qui nous permet de prendre la borne supérieure de l'intégrale comme infinie, nous avons alors :

$$F_n = \frac{2m_n}{\hbar^2} (2I_n + 1) \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_n}{T}\right) \quad (3.10)$$

pour le cas des neutrons,

$$\text{et } F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_0(E_{CN}) \pi R^2 T^2 \exp\left(-\frac{S_b + V_b}{T}\right) \quad (3.11)$$

pour les particules chargées.

En substituant les expressions (3.10) et (3.11) dans (3.1) en tenant compte de l'approximation (3.2), la section efficace d'une réaction de type $A(n,b)B$:

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \frac{F_b}{F_n} = \sigma_{CN}^n \frac{m_b (2I_b + 1)}{m_n (2I_n + 1)} \exp\left(\frac{S_n - S_b - V_b}{T}\right) \quad (3.12)$$

où la différence $S_n - S_b$ représente le bilan Q_{nb} de la réaction (n,b).

Soit :

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \frac{m_b (2I_b + 1)}{m_n (2I_n + 1)} \exp\left(\frac{Q_{nb} - V_b}{T}\right) \quad (3.13)$$

Le modèle statistique d'évaporation montre la dépendance de la section efficace avec le bilan d'énergie Q , de la barrière coulombienne et de la température nucléaire. D'autre part, la contribution de l'émission du pré-équilibre basée sur le modèle d'exciton décrit dans le chapitre 1, permet d'écrire le spectre d'énergies de la particule émise [Gri66] sous la forme:

$$\frac{d\sigma_{nb}^{pre}}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1)m_b \sigma_{CN}^b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{n=3} \frac{\omega(n-1, U)}{\omega(n, E)} \tau_n \quad (3.14)$$

où $\omega(n, E)$ est la densité des états excitons, g est la densité de niveaux à une particule, liée au paramètre de densité de niveaux a défini dans le modèle d'espacement équidistant entre niveaux, par la relation $a = \pi^2 g / 6$, et τ_n est la durée de vie de l'état exciton n .

L'expression de la densité d'état d'exciton utilisée ici est donnée par :

$$\omega(n, E) = \frac{g^n E^{n-1}}{p! h! (p + h - 1)!} \quad (3.15)$$

où p et h sont respectivement les nombres de particules excitées et de trous excités, reliés au nombre d'excitons n par $n=p+h$.

Avec la substitution de $\omega(n, E)$ donné par l'équation. (3.15) dans l'équation (3.14), nous obtenons l'expression du spectre en énergies des particules émises pour la composante de pré-équilibre :

$$\frac{d\sigma_{nb}^{pre}}{dE_b} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1)m_b \sigma_{CN}^b E_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \sum_{n=3} \left(\frac{U}{E}\right)^{n-2} p(n-1) \tau_n \quad (3.16)$$

où la sommation est effectuée sur tout les états excitons n .

La majeure contribution à la section efficace du pré-équilibre est essentiellement due au nombre exciton $n=3$. Avec l'utilisation de l'expression de la section efficace géométrique donnée précédemment dans l'équation (3.9), la section efficace du pré-équilibre est donnée en intégrant sur l'énergie de la particule émise b :

$$\sigma_{nb}^{pre} = \sigma_{CN}^n \int_{V_b}^{E_n + Q_{nb}} \frac{(2I_b + 1)m_b \pi R^2 (1 - V_b / E_b) E_b \left(\frac{E_n + Q_{nb} - E_b}{E} \right) 4\tau_3 dE_b}{\pi^2 \hbar^3 g E} \quad (3.17)$$

L'intégration mène à :

$$\sigma_{nb}^{pre} = \sigma_{CN}^n \frac{(2I_b + 1)m_b \pi R^2 (E_n + Q_{nb} - V_b)^3}{\pi^2 \hbar^3 g E^2} 4\tau_3 \quad (3.18)$$

la section efficace de pré-équilibre dépend du bilan Q de la réaction (n,b) et de la barrière coulombienne V_b .

La section efficace totale tenant compte des deux processus (évaporation et Pré-équilibre), peut s'écrire :

$$\sigma_{nb} = \sigma_{CN}^n \left(\beta_1 \exp\left(\frac{Q_{nb} - V_b}{T}\right) + \beta_2 (E_n + Q_{nb} - V_b)^3 \right) \quad (3.19)$$

Avec $\beta_1 = \frac{m_b (2I_b + 1)}{m_n (2I_n + 1)}$ et $\beta_2 = \frac{(2I_b + 1)m_b \pi R^2}{\pi^2 \hbar^3 g E^2} 4\tau_3$.

L'utilisation de la formule de masse de Meyer et Swiatecki pour la description de $Q_{n,b}$ dans les travaux antérieures [Bel98-Bel99], a montré une meilleure description des études systématiques par rapport à celles existants dans la littérature.

En se basant sur le modèle de la gouttelette de Myers et Swiatecki [Mye66], l'énergie de réaction Q_{nb} en fonction de différents termes traduisant les effets de la structure du noyau, est donnée par :

$$Q_{nb} = c_1 S_1 + c_2 S_2 + c_3 S_3 + c_4 B_1 + c_5 B_2 + c_6 B_3 + d \quad (3.20)$$

d : termes de faible contribution

S_1 : terme d'asymétrie entre le nombre de neutrons et de protons.

S_2 : terme d'asymétrie de surface, relié à l'excès de neutrons par rapport au nombre de protons à la surface du noyau ; la densité de distribution des neutrons à la surface n'étant pas la même que celle des protons.

S_3 : terme d'anharmonicité proportionnel à $(N-Z)^4$, déduit à partir d'un potentiel nucléaire où les pulsations ne sont pas symétriques selon les trois axes (potentiel anharmonique).

B_1 : terme décrivant l'interaction coulombienne moyenne des Z protons constituant le noyau.

B_2 : terme de diffusivité coulombienne, associé au gradient du champ coulombien apparaissant au niveau de la surface diffuse.

B_3 : terme de redistribution coulombienne de volume, décrivant la variation de la densité de charge des protons à l'intérieur du noyau.

3.3. Formule semi-empirique de la section efficace de la réaction (n,p) :

Si on s'intéresse à la réaction (n,p) où la particule émise est un proton, les termes qui peuvent être retenus dans l'expression (3.20) sont S_1, S_2, B_1, B_2 , on écrit alors :

$$Q(n, p) = \alpha_1 \frac{N - Z + 1}{A} + \alpha_2 \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z - 1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z - 1}{A} \quad (3.21)$$

(les autres termes ont une faibles contribution), où les α_i sont des paramètres libres et

$$S_1 = \frac{N - Z + 1}{A} \text{ terme d'asymétrie, } S_2 = \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} \text{ terme d'asymétrie de surface, } B_1 = \frac{2Z - 1}{A^{1/3}}$$

terme coulombien, $B_2 = \frac{2Z - 1}{A}$ terme de diffusivité coulombienne .

En substituant la formule de Q_{np} de l'équation (3.21) dans l'expression de la section efficace de l'équation (3.19) pour une particule émise b qui est un proton, nous obtenons :

$$\sigma_{np} = \sigma_{NC}^n \left[\exp \frac{\beta_1}{T} \left(\alpha_1 \frac{N - Z + 1}{A} + \alpha_2 \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z - 1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z - 1}{A} - V_p \right) + \beta_2 \left(E_n + \left(\alpha_1 \frac{N - Z + 1}{A} + \alpha_2 \frac{N - Z + 1}{A^{4/3}} + \alpha_3 \frac{2Z - 1}{A^{1/3}} + \alpha_4 \frac{2Z - 1}{A} \right) + V_p \right)^3 \right] \quad (3.22)$$

Dans notre étude systématique, nous avons effectué une analyse des données expérimentales, de 161 noyaux rapportées dans le tableau (3.2), en fonction des différents termes de l'équation (3.22), afin d'aboutir à une expression finale de la section efficace σ_{np} qui décrit mieux ces données.

Les figures (3.1) et (3.2), montrent une dépendance quadratique du rapport logarithmique $\ln(\sigma_{np} / \sigma_R)$ de la section efficace expérimentale sur celle de réaction en fonction des carrés

des termes décrivant l'asymétrie $S_1 = (N - Z + 1)/A$ et l'asymétrie de surface $S_2 = (N - Z + 1)/A^{4/3}$.

Sur la figure (3.3), le rapport $(\sigma_{np}/\sigma_R)^{1/3}$ montre une forte dépendance quadratique en fonction du terme d'asymétrie S_1 qui peut être introduit dans le second membre de l'équation (3.19). La dépendance de la section efficace en $(Q_{np})^3$, via le terme d'asymétrie est illustré dans la fig(3.4).

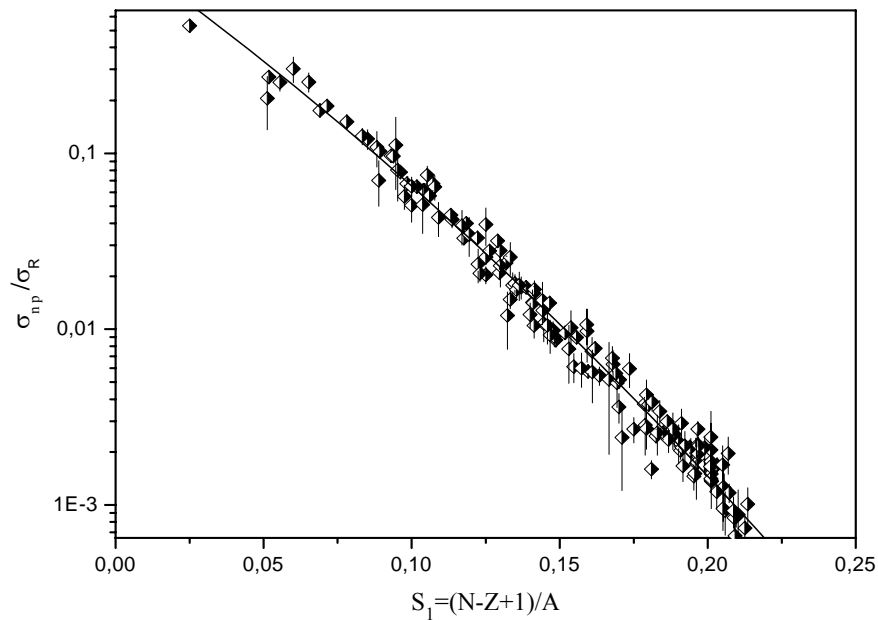


Fig 3.1 Dépendance du rapport $\sigma_{(n,p)}/\sigma_R$ avec le terme d'asymétrie à l'échelle semi-logarithmique.

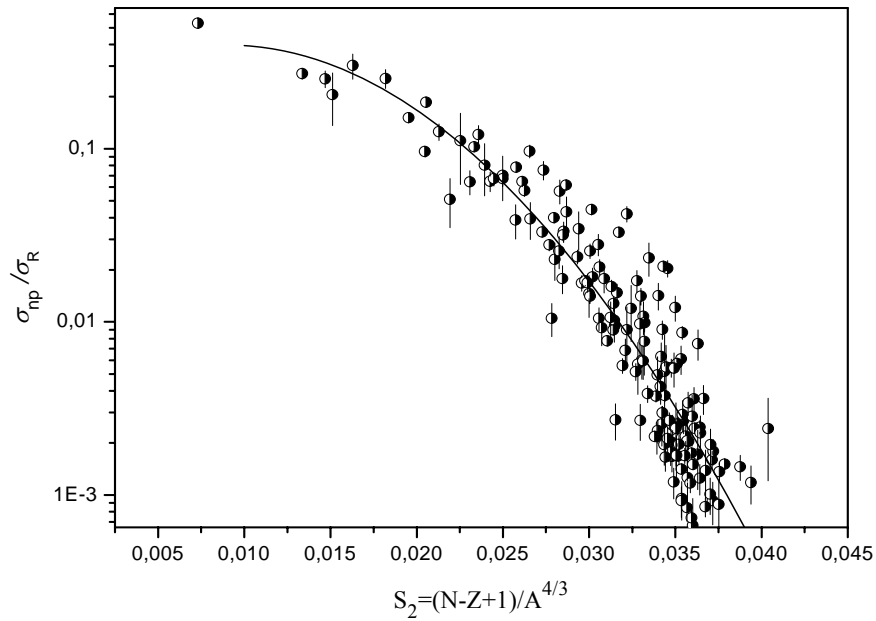


Fig 3.2 Dépendance du rapport $\sigma_{(n,p)} / \sigma_R$ avec le terme d'asymétrie de surface à l'échelle semi-logarithmique.

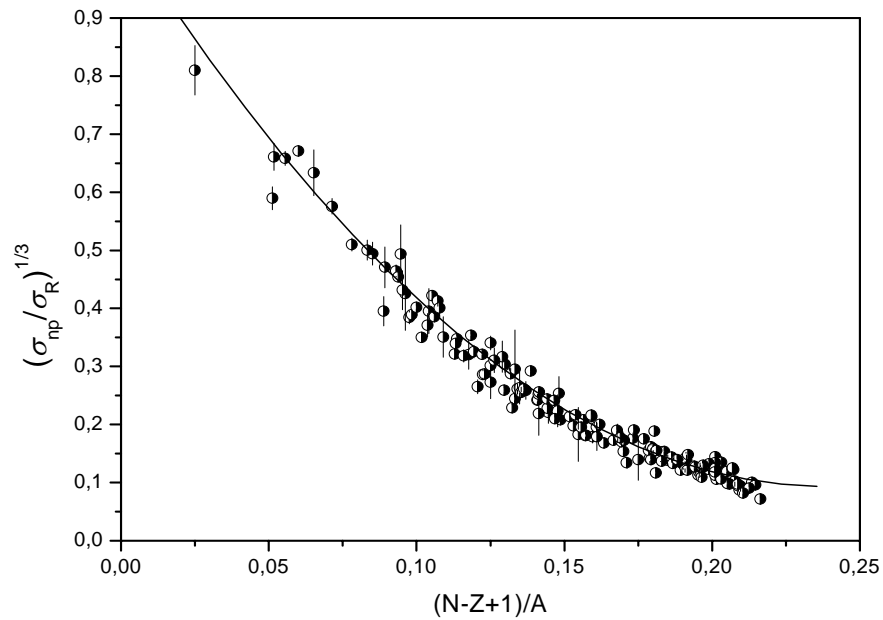


Fig 3.3 Dépendance du rapport $\sigma_{(n,p)} / \sigma_R$ à la puissance 1/3 avec le terme d'asymétrie.

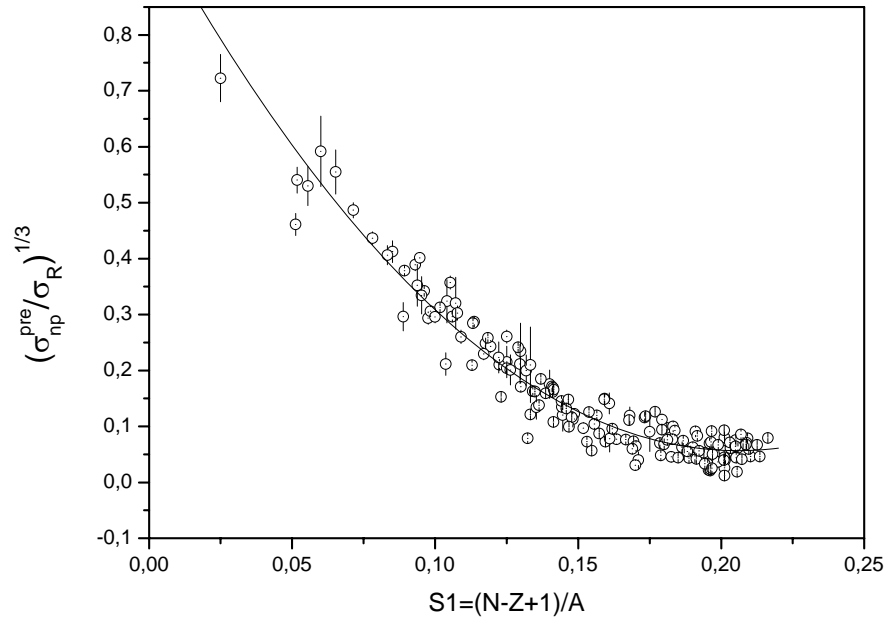


Fig 3.4 Dépendance du rapport $\sigma_{(n,p)} / \sigma_R$ à la puissance 1/3 de la composante du pré-équilibre avec le terme d'asymétrie.

A partir de cette analyse des données expérimentales présentée sur les 4 figures présentées ci-dessus, nous pouvons remplacer la dépendance linéaire avec les termes d'asymétrie et l'asymétrie de surface dans le premier membre de l'équation (3.22). Cependant, pour le second membre de l'équation (3.22) qui décrit la composante du pré-équilibre, nous avons retenu une expression quadratique en fonction du terme d'asymétrie. En négligeant le terme V_i/T , nous pouvons écrire l'expression de la section efficace (3.22) de la réaction (n,p) à l'énergie 14.5 MeV comme :

$$\sigma_{np} = (1 + A^{1/3})^2 \left\{ \exp(C_1 + C_2 S_1^2 + C_3 S_2^2) + (C_4 + C_5 S_1^2 + C_6 S_1)^3 \right\} \quad (\text{mb}) \quad (3.23)$$

où $S_1 = \frac{N-Z+1}{A}$, $S_2 = \frac{N-Z+1}{A^{4/3}}$, et les C_i ($i=1,2,\dots,6$) sont des paramètres libres.

3.4. Ajustements des paramètres :

Les valeurs expérimentales de σ_{np} (Tableau (3.2)), ont été ajustées par l'équation (3.23), en utilisant la méthode des moindres carrés. Cela nous a permis de déterminer les différents paramètres de cette expression.

Le meilleur ajustement a été obtenu, en minimisant la valeur du χ^2 , donné par l'expression :

$$\chi^2 = \frac{\sum}{N - m}$$

où N et m représentent respectivement le nombre de données et le nombre de paramètres d'ajustement. \sum est donnée par :

$$\Sigma = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{\text{exp}} - \sigma_i^{\text{cal}}}{\Delta\sigma_i^{\text{exp}}} \right)^2$$

où σ_i^{exp} et σ_i^{cal} sont respectivement les sections efficaces expérimentales et celles calculées par l'expression (3.20) ; $\Delta\sigma_i^{\text{exp}}$ représente l'erreur sur la valeur expérimentale.

3.5. Résultats et discussion :

Les résultats obtenus après ajustement des données expérimentales correspondant à une valeur minimale du χ^2 dans l'expression (3.23) sont représentés dans le tableau 3.1.

Tableau 3.1 : Les paramètres C_i des différentes systématiques avec leurs Σ et leurs χ^2 .

Formules Eqations.	Ce travail (14)	Belgaid (17)	Konobeyev (18)	Forrest (19)	Bychkov (20)	Ait Tahar and Tel (21)
C_1	2.056	39.2	1.115	6.63	31.5	96.
C_2	-79.8	-5.86	1.123	-24.13	-48.14	-35.83
C_3	-1170	-51.9	-0.737	-73.59	0.518	
C_4	3.243	34.9	0.1185	0.217	-2.46	
C_5	39.7	-457.	0.455			
C_6	-24.84		-195.05			
C_7			-4.939			
Σ	213	324	327	338	626	801
χ^2	1.37	2.07	2.12	2.15	3.98	5.03

Nous avons élaboré une formule semi-empirique basée essentiellement sur le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing et le modèle d'exciton pour une gamme de noyaux de nombre de masse compris entre 40 et 209 à l'énergie des neutrons incidents 14.5 MeV.

Les résultats obtenus pour la section efficace et les valeurs χ^2 correspondant à chaque noyau sont rapportés dans le Tableau (3.2)

Tableau 3.2 : les sections efficaces des 161 noyaux calculées par notre systématique comparées aux données expérimentales pour l'énergie des neutrons 14.5 MeV.

Z	A	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}}$ (mb)	σ^{cal} (mb)	$((\sigma^{\text{exp}} - \sigma^{\text{cal}}) / \Delta\sigma^{\text{exp}})^2$	Ref.
18	40	18.00 ± 2.00	17.718	0.020	[Kon95]
19	39	179.00 ± 60.00	265.414	2.074	[Kon95]
19	41	53.50 ± 2.40	62.345	13.581	[Fil99]
20	40	470.00 ± 30.00	498.688	0.914	[Kon95]
20	42	168.00 ± 9.80	157.119	1.233	[Ike88]
20	43	88.80 ± 7.70	76.955	2.366	[Ike88]
20	44	39.00 ± 4.00	33.705	1.753	[Kon95]
21	45	66.00 ± 19.00	92.555	1.953	[Mol98]
22	46	242.00 ± 30.00	200.195	1.942	[Kon95]
22	47	103.00 ± 10.00	108.972	0.357	[Hoa86]
22	48	60.00 ± 3.00	54.543	3.309	[Kon95]
22	49	23.00 ± 5.00	24.819	0.132	[Qai81]
22	50	10.70 ± 0.90	10.153	0.370	[Vie91]
23	51	33.00 ± 1.88	32.302	0.138	[Kas98]
24	50	300.00 ± 50.00	243.763	1.265	[Kon95]
24	52	79.10 ± 3.56	79.346	0.005	[Klo92]
24	53	45.60 ± 3.28	40.753	2.184	[Kas98]
24	54	21.60 ± 1.43	19.314	2.556	[Osm97]
25	55	45.00 ± 10.00	50.106	0.261	[Kon95]
26	54	262.00 ± 29.00	287.236	0.757	[Fil99]
26	56	108.00 ± 4.00	107.198	0.040	[Bel92]
26	57	80.00 ± 10.00	60.288	3.886	[Kon95]
27	59	70.00 ± 3.00	71.222	0.166	[Osm97]
28	58	291.00 ± 20.00	330.275	3.856	[Sem04]
28	60	137.00 ± 15.00	137.296	0.000	[Kon95]
28	61	74.00 ± 7.00	82.833	1.592	[Sem04]
28	62	37.00 ± 5.00	47.538	4.442	[Kon95]
29	63	90.00 ± 30.00	95.047	0.028	[Kon95]
29	65	23.70 ± 2.40	31.958	11.840	[Zha81]
30	64	171.00 ± 10.00	168.988	0.040	[Kie95]

Z	A	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}}$ (mb)	σ^{cal} (mb)	$((\sigma^{\text{exp}} - \sigma^{\text{cal}}) / \Delta\sigma^{\text{exp}})^2$	Ref.
30	66	66.00 ± 5.00	66.019	0.000	[Kon95]
30	67	40.00 ± 10.00	38.713	0.017	[Kon95]
30	68	14.00 ± 5.00	21.703	2.374	[Kon95]
31	71	17.00 ± 3.00	14.944	0.470	[Kon95]
32	70	77.00 ± 10.00	86.878	0.976	[Kon95]
32	72	33.00 ± 3.00	32.424	0.037	[Kon95]
32	73	21.00 ± 3.00	18.732	0.572	[Kon95]
32	74	10.60 ± 0.90	10.478	0.018	[Hoa92]
32	76	3.00 ± 1.50	3.186	0.015	[Kon95]
33	75	18.20 ± 2.10	23.028	5.285	[Konn93]
34	74	136.00 ± 60.00	109.707	0.192	[Fil01]
34	76	49.50 ± 3.20	45.381	1.657	[Fil01]
34	77	35.00 ± 5.00	27.828	2.057	[Kon95]
34	78	17.70 ± 2.00	16.560	0.325	[Fil01]
35	81	11.60 ± 1.40	12.096	0.126	[Sak97]
36	82	23.00 ± 4.00	24.399	0.122	[Kon95]
36	83	14.00 ± 3.00	14.943	0.099	[Qai81]
36	84	8.00 ± 1.50	9.005	0.449	[Kon95]
37	87	10.00 ± 2.00	6.852	2.477	[Kon95]
38	84	88.00 ± 8.00	77.246	1.807	[Konn93]
38	88	15.00 ± 2.00	13.721	0.409	[Kon95]
39	89	24.60 ± 3.00	25.800	0.160	[Kon95]
40	90	45.00 ± 3.00	45.264	0.008	[Kon95]
40	91	32.50 ± 3.00	30.194	0.591	[Kon95]
40	92	22.00 ± 2.00	19.782	1.230	[Kon95]
40	94	8.00 ± 0.20	8.219	1.198	[Osm97]
41	93	44.00 ± 3.50	34.967	6.660	[Kon95]
42	94	54.00 ± 12.00	58.121	0.118	[Ike96]
42	95	39.00 ± 3.00	40.113	0.138	[Fil01]
42	96	23.63 ± 2.41	27.221	2.220	[Mol97]
42	97	18.10 ± 1.80	18.209	0.004	[Mol97]
42	98	11.00 ± 4.00	12.066	0.071	[Kon95]
42	100	5.20 ± 1.00	5.316	0.013	[Kon95]
43	99	15.00 ± 2.30	21.381	7.696	[Qai81]
44	96	135.50 ± 8.70	136.620	0.017	[Konn93]
44	100	33.00 ± 8.00	36.028	0.143	[Kas94]
44	101	25.00 ± 1.50	24.862	0.008	[Kas98]
44	104	8.00 ± 0.96	7.809	0.040	[Kas98]
46	102	93.60 ± 15.00	88.064	0.136	[Kon95]
46	104	58.00 ± 14.00	46.162	0.715	[Kon95]
46	105	38.00 ± 8.00	32.749	0.431	[Kon95]
46	106	25.00 ± 3.00	22.969	0.458	[Kon95]
46	108	9.00 ± 2.00	11.072	1.074	[Kon95]
47	109	14.00 ± 3.00	18.581	2.331	[Kon95]
48	106	76.00 ± 24.00	104.877	1.448	[Qai81]

Z	A	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}}$ (mb)	σ^{cal} (mb)	$((\sigma^{\text{exp}} - \sigma^{\text{cal}}) / \Delta\sigma^{\text{exp}})^2$	Ref.
48	110	27.00 ± 5.00	30.089	0.382	[Kon95]
48	111	22.20 ± 6.00	21.437	0.016	[Kon95]
48	112	14.60 ± 1.20	15.181	0.235	[Fil99]
48	113	15.00 ± 5.00	10.735	0.728	[Kon95]
48	114	8.00 ± 5.00	7.620	0.006	[Kon95]
48	116	2.50 ± 0.30	3.948	23.294	[Kon95]
49	115	14.00 ± 5.00	12.538	0.085	[Kon95]
50	116	22.00 ± 2.00	20.185	0.824	[Kon95]
50	117	16.00 ± 4.00	14.539	0.133	[Kon95]
50	118	9.00 ± 3.00	10.474	0.241	[Kon95]
50	119	10.00 ± 2.00	7.580	1.464	[Kon95]
50	120	4.30 ± 0.70	5.533	3.101	[Kon95]
51	123	4.60 ± 1.50	4.799	0.018	[Kon95]
52	122	15.10 ± 1.40	14.020	0.595	[Sch00]
52	124	9.00 ± 2.00	7.568	0.513	[Kon95]
52	126	4.04 ± 0.36	4.203	0.204	[Sch00]
52	128	2.40 ± 0.40	2.317	0.043	[Kon95]
52	130	0.70 ± 0.20	0.979	1.953	[Gop87]
53	127	9.00 ± 3.00	6.542	0.671	[Kon95]
54	131	6.00 ± 1.00	4.334	2.776	[Kon95]
54	132	3.00 ± 0.50	3.286	0.328	[Kon95]
54	134	2.00 ± 0.50	1.744	0.262	[Kon95]
56	132	17.80 ± 4.10	13.256	1.228	[Konn93]
56	136	5.81 ± 0.89	4.467	2.277	[Ike88]
56	138	2.60 ± 0.14	2.589	0.006	[Fil99]
57	139	4.20 ± 0.30	3.986	0.508	[Kas97]
58	140	6.50 ± 0.50	5.921	1.343	[Kon95]
58	142	4.00 ± 1.00	3.569	0.186	[Kon95]
59	141	9.00 ± 1.00	8.714	0.082	[Kon95]
60	142	13.60 ± 0.90	12.757	0.876	[Gra93]
60	143	12.00 ± 2.00	9.888	1.115	[Kon95]
60	144	10.50 ± 2.30	7.702	1.479	[Gmu83]
60	145	7.50 ± 1.60	6.032	0.842	[Kon95]
60	146	4.58 ± 0.42	4.738	0.141	[Sak97]
60	148	3.50 ± 0.80	2.865	0.630	[Kon95]
62	144	18.50 ± 4.00	26.483	3.983	[Kong98]
62	148	10.00 ± 1.00	9.862	0.019	[Kon95]
62	150	6.70 ± 0.50	6.147	1.225	[Kong98]
62	152	3.70 ± 0.40	3.854	0.148	[Kon95]
62	154	2.50 ± 0.30	2.265	0.615	[Kir93]
63	153	4.70 ± 1.20	5.539	0.489	[Kon95]
64	157	5.40 ± 1.10	3.997	1.627	[Kon95]
64	158	3.20 ± 1.20	3.144	0.002	[Qai81]
65	159	4.70 ± 0.70	4.552	0.045	[Qai81]
66	160	7.20 ± 0.80	6.386	1.035	[Kong98]

Z	A	$\sigma^{\text{exp}} \pm \Delta\sigma^{\text{exp}}$ (mb)	σ^{cal} (mb)	$((\sigma^{\text{exp}} - \sigma^{\text{cal}}) / \Delta\sigma^{\text{exp}})^2$	Ref.
66	161	5.60 ± 0.50	5.152	0.802	[Kon95]
66	162	4.00 ± 0.40	4.140	0.123	[Kong98]
66	163	3.30 ± 0.20	3.284	0.006	[Kong98]
66	164	2.63 ± 0.82	2.533	0.014	[Sak97]
67	165	4.07 ± 0.27	3.768	1.252	[Ryv90]
68	166	4.50 ± 0.70	5.292	1.280	[Qai81]
68	167	3.20 ± 0.60	4.284	3.265	[Kong98]
68	168	4.20 ± 0.80	3.425	0.937	[Kas97]
68	170	1.80 ± 0.50	1.974	0.121	[Kon95]
70	174	2.94 ± 0.21	2.804	0.418	[Sak97]
70	176	1.74 ± 0.66	1.442	0.204	[Sak96]
71	175	4.00 ± 0.70	4.054	0.006	[Qai81]
72	179	4.10 ± 1.70	2.941	0.465	[Konn93]
72	180	2.50 ± 0.50	2.236	0.278	[Kas94]
73	181	3.37 ± 0.15	3.385	0.010	[Beg02]
74	182	4.36 ± 0.90	4.716	0.157	[Fil03]
74	183	5.44 ± 0.58	3.851	7.506	[Fil03]
74	184	2.86 ± 0.16	3.079	1.869	[Fil03]
74	186	1.74 ± 0.22	1.698	0.037	[Fil99]
75	187	3.45 ± 0.35	2.786	3.605	[Fil99]
76	184	5.50 ± 1.30	8.410	5.012	[Qai81]
76	186	6.58 ± 1.45	5.855	0.250	[Fil03]
76	188	4.01 ± 0.79	3.993	0.000	[Konn93]
76	189	5.00 ± 2.00	3.217	0.795	[Kon95]
76	190	2.60 ± 0.94	2.502	0.011	[Sak98]
76	192	2.10 ± 0.50	1.173	3.434	[Kon95]
77	191	4.38 ± 0.70	3.666	1.040	[Fil03]
77	193	2.44 ± 0.30	2.227	0.504	[Fil03]
78	194	3.68 ± 0.60	3.356	0.292	[Fil03]
78	195	2.00 ± 0.50	2.637	1.621	[Kon95]
78	196	1.40 ± 0.60	1.957	0.863	[Fil03]
79	197	3.71 ± 0.53	3.058	1.511	[Fil03]
80	198	4.60 ± 0.30	4.279	1.145	[Kon95]
80	199	3.50 ± 0.60	3.495	0.000	[Kon95]
80	200	3.60 ± 1.00	2.772	0.686	[Kon95]
80	201	1.80 ± 0.30	2.088	0.924	[Kon95]
81	203	4.20 ± 1.00	2.493	2.915	[Kon95]
82	206	2.00 ± 0.40	2.220	0.303	[Kon95]
82	207	1.60 ± 0.30	1.558	0.019	[Kon95]
82	208	0.96 ± 0.12	0.910	0.172	[Kon95]
83	209	1.20 ± 0.50	1.952	2.264	[Zha81, Sem03]

3.6. Comparaison avec d'autres systématiques :

Parmi les différentes relations qui décrivent les sections efficaces des réactions (n,p), la formule proposée par Belgaïd [Bel98], est considérée comme la meilleure systématique jusqu'à maintenant pour sa valeur de χ^2 . Elle est donnée par :

$$\sigma_{np} = C_1(1 + A^{1/3})^2 \exp(C_2 S_1 + C_3 S_1^{1.6} + C_4 S_2 + C_5 S_2^{1.6}) \quad (2.24)$$

Konobyev [Kon95] a proposé une systématique à 7 paramètres à partir de l'expression :

$$\sigma_{np} = \pi_0^2 (1 + A^{1/3})^2 \left\{ A^{C_1} (C_2 S_1^2 + C_3 S_1 + C_4)^3 + C_5 \exp(C_6 S_1^2 + C_7 S_1) \right\} \quad (3.25)$$

Forrest [For86] a proposé une systématique à 4 paramètres avec seulement l'introduction du terme d'asymétrie, alors la section efficace s'écrit :

$$\sigma(n, p) = C_1(1 + A^{1/3})^2 \exp(C_2 P + C_3 P^2 + C_4) \quad (3.26)$$

avec $P = (N - Z) / A$

Bychkov [Bych80], a proposé également une systématique à 4 paramètres à partir de l'expression suivante :

$$\sigma(n, p) = C_1(1 + A^{1/3})^2 \exp \left\{ \left(\frac{A}{145} \right)^{0.5} \left(C_2 S_1 + C_3 \left(\frac{Z-1}{A^{1/3}} \right) + C_4 \right) \right\} \quad (3.27)$$

Une autre formule a été proposée par Ait-Tahar [Tah87], et Tel et al. [Tel 03] donnée par:

$$\sigma(n, p) = C_1(1 + A^{1/3})^2 \exp(C_2 S_1) \quad (3.28)$$

Notre systématique présente une meilleure description dans l'évaluation de $\sigma_{n,p}$, comme il est montré pour la valeur de χ^2 dans le tableau 3.1, comparée aux autres études antérieures.

Le rapport de la section efficace expérimentale (Tableau 3.2) à celle calculé par notre systématique (équation 3.23) est représenté sur la Fig 3. et est comparé à ceux du Konobyev et Korovin (équation 3.25) et Forrest (équation 3.26) qui sont illustrés dans les Figures (3.6) et (3.7) respectivement. On voit bien que d'après notre étude, la majorité des points sont concentrés autour de l'unité et ils sont contenus dans un intervalle de rapport de 0.6 et 1/0.6 comparé au Figures (3.6) et (3.7).

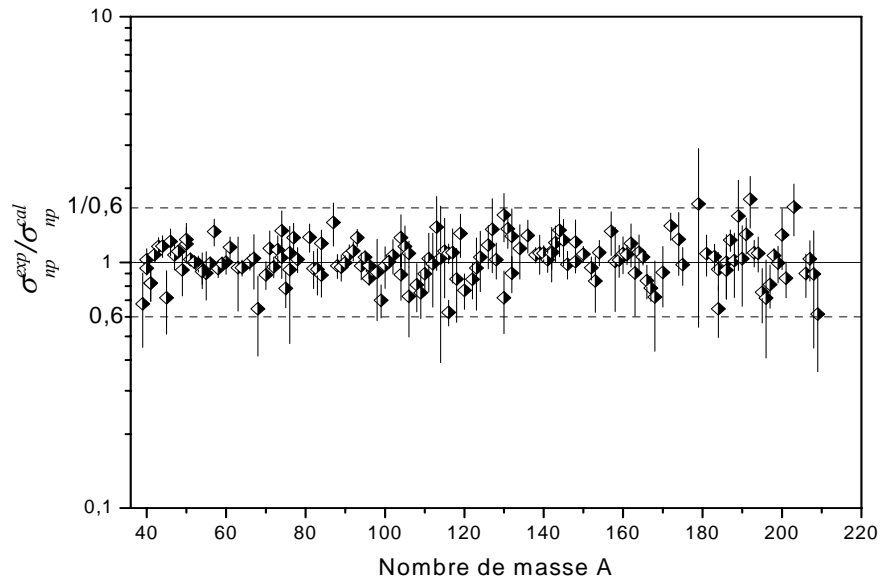


Fig 3.5 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée dans notre travail équation(3.23) en fonction du nombre de masse du noyau cible.

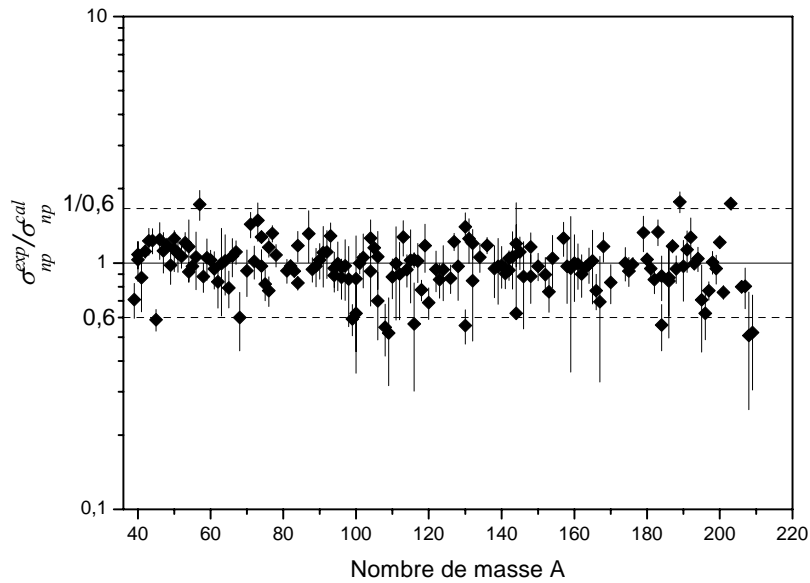


Fig 3.6 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée avec l'équation du Konobyev (3.25) en fonction du nombre de masse du noyau cible.

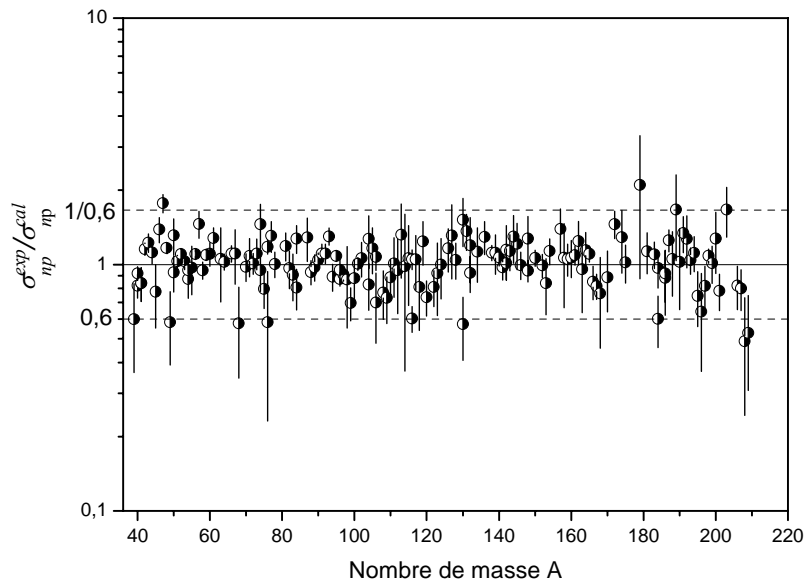


Fig 3.7 : Rapport de la section efficace expérimentale à celle calculée avec l'équation du Forrest (3.26) en fonction du nombre de masse du noyau cible.

La différence moyenne relative entre les données expérimentales et celles calculées dans le cadre de notre étude et les autres travaux antérieurs, est donnée dans le tableau 3.3, cette différence est de l'ordre de 5.1% si nous tenons compte de la barre d'erreurs et elle est de 13.9% si nous ne tenons pas compte de cette barre d'erreur. Il est à noter que cette différence relative est la plus minimale dans notre étude par rapport aux autres.

Tableau 3.3 : la différence moyenne relative entre la section efficace expérimentale et celle calculée par différentes systématique.

Formules	Equations	la différence moyenne relative (%)
Notre travail	(3.23)	13.9
Belgaid	(3.24)	15.8
Konobeyev	(3.25)	16.1
Forrest	(3.26)	16.2
Bychkov	(3.27)	19.8
Ait Tahar	(3.28)	21.5
Tel	ref.[Tel03]	41.4

On représente sur la Figure 3.8 la comparaison des différentes distributions des fréquences des différences relatives moyennes calculées dans notre travail et ceux calculées par les relations données en haut. Notre résultat est meilleur avec une moyenne relative plus petite comparée à celles données par les relations (3.25), (3.26) et (3.28).

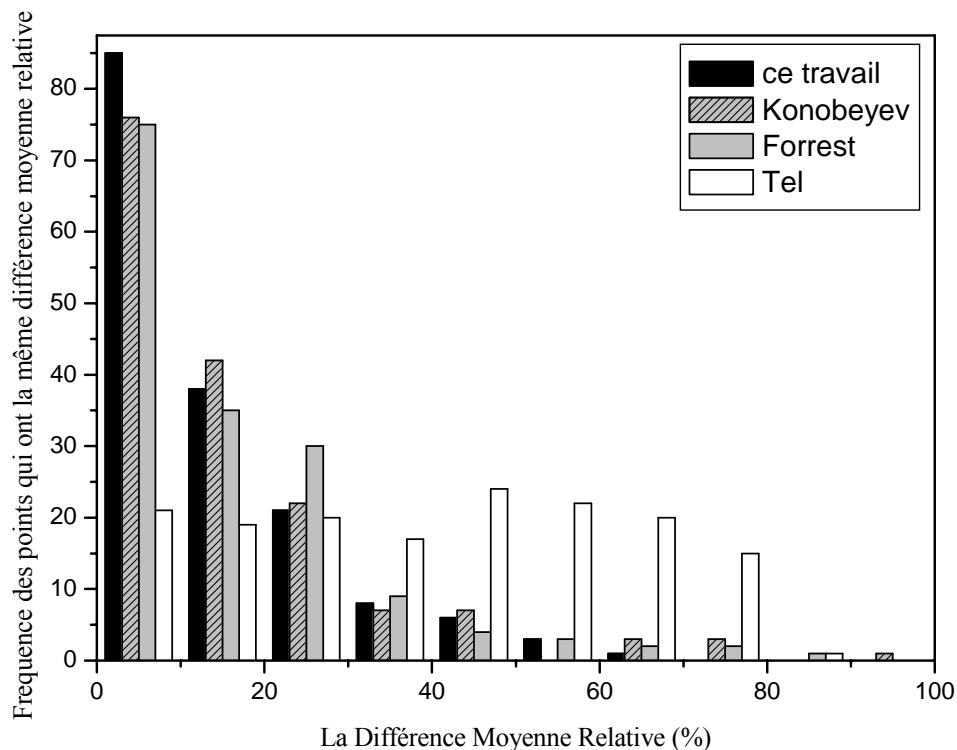


Fig 3.8 distribution des fréquences des différences relatives moyennes calculées par les différentes systématiques.

Conclusion

Nous avons, au cours de ce travail mené une étude théorique et systématique sur les réactions nucléaires de type (n,p) induites par des neutrons rapides.

Nous avons développé un programme de calcul basé sur le modèle statistique d'évaporation de Weisskopf-Ewing, permettant la détermination des fonctions d'excitations pour des énergies des neutrons incidents s'étalant de l'énergie seuil à 20 MeV, ainsi que le spectre en énergie des particules émises pour une énergie incidente donnée.

Ce calcul théorique a été réalisé en utilisant le modèle optique pour la détermination des coefficients de transmission. Une étude paramétrique du potentiel optique et de la densité de niveaux utilisés dans ce calcul a été réalisée, afin d'unifier les paramètres libres pour toutes les fonctions d'excitations des réactions (n,p) étudiées dans ce travail.

Les fonctions d'excitations de toutes les voies de réaction possibles à l'énergie incidente considérée ont été calculées pour 18 noyaux cibles.

Afin d'évaluer la qualité des paramètres du modèle optique et ceux de la densité de niveaux, les fonctions d'excitations des 18 réactions (n,p) calculées ont été comparées aux résultats expérimentaux.

Notre calcul montre que la section efficace augmente avec l'énergie incidente à partir de l'énergie seuil, atteint un maximum puis diminue quand l'émission d'autres particules devient énergétiquement possible. L'accord entre nos fonctions d'excitations et les fonctions d'excitations expérimentales est jusqu'à 16 MeV pour les noyaux pairs. Cet accord n'est pas observé au delà de 12 MeV pour les noyaux impairs. Le désaccord entre les fonctions d'excitation calculées et les fonctions d'excitation expérimentales est de plus en plus accentué avec l'augmentation de l'énergie incidente, cela est dû à l'existence d'un autre effet qui n'est pas pris en compte dans la théorie d'évaporation, c'est le processus de Pré-équilibre [Tah87].

Dans le but d'avoir une évaluation des sections efficaces non mesurées des réactions nucléaires produisant des particules chargées, et qui jouent un rôle dans la technologie des réacteurs de fusion et traduisent l'interaction de ces particules avec la structure du cœur du réacteur, nous avons proposé dans le cadre des réactions (n,p), une

expression systématique des sections efficaces établie dans le formalisme du modèle statistique d'évaporation et le modèle exciton de Pré-équilibre.

Cette expression tient compte, par l'intermédiaire de 6 paramètres, des effets de la structure du noyau qui est décrite par les termes d'asymétrie et de l'asymétrie de surface.

Ce dernier est issu de la formule de masse de Myer et Swiatescki.

La comparaison de notre étude systématique avec celles proposées par Belgaïd [Bel98] et Konbyev [Kon95], considérées comme meilleures systématiques et avec différentes études antérieures, (Ait-Tahar [A.Tah87], Bychkov [Bych80] et [Tel03]) , montre une nette amélioration dans la description de $\sigma_{n,p}$.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Barr02] B. R. Barrett et al., Nucl. Phys. A704, (2002) 254.
- [Beg02] S.V.Begun, I.M.Kadenko, V.K.Maidanyuk, V.M.Neplyuev, G.I.Primenko, V.K.Tarakanov, J.Nucl.Science and Technol.Tokyo,Supp. Vol.2, Issue.1, (2002) 425.
- [Bert73] F. E. Bertrand and R. W. Peele, Phys. Rev. C8 (1973) 1045.
- [Bet36] Bethe H.A, Phys. Rev. 50, 332; Rev. Mod. Phys. 9, (1936) 69.
- [Bel92] M.Belgaïd, M.Siad, M.Allab, J. Radioanalytical and Nucl. Chem., Letters Vol.166, Issue.6, (1992) 493.
- [Bel98] M.Belgaïd, M. Asghar, Semi-Empirical systematics of (n,p) cross sections for 14.5 MeV neutrons, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 142 463 (1998) 472.
- [Bel99] M.Belgaïd, M. Asghar, Semi-Empirical systematics of (n, α) cross sections for 14.5 MeV neutrons, Nucl. Inst. And Meth. In Phys. Research B 142 383 (1999) 389.
- [Ber84] M.Berrada,et,al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library. AN.12929, SAN.002.
- [Bers92] Bersillon O (1992), Optical Model Calculation and Use of theCcomputer Code SCAT2,W.C.A.N.D.R.N.E.S.,H4.SMR 614/9, IAEA, Trieste.
- [Bla52] Blatt J.M. and Weisskopf V.(1952), Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc.,New York)USA.
- [Bir94] I.-G.Birn, B.Strohmaier, H.Freiesleben, S.M.Qaim. Journ.: Physical Review, Part C, Nuclear Physics. Vol.52, Issue.5, p.2546.
- [Bos94] M.Bostan, S.M.Qaim. Journ.: Physical Review, Part C, Nuclear Physics. Vol.49, p.266.
- [Bou02] A. Boudard et al, Phys. Rev. C66 (2002) 044615.
- [Bych80] V.M. Bychkov, V.N. Manokhin, A.B. Pashchenko, V.I.Playskin, 1980, Rep. IAEA INDC (CCP) 146/LJ,1.
- [Cas76] J.L.Casanova,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.30287, SAN.002.
- [Cas76] J.L.Casanova,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.11802.

- [Cez97] J.Cesar Suita ,et.al. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.126, p.101.
- [Chi89] L.I. Chi.Chou, Et.Al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library. AN.22089, SAN.042.
- [Cli71] C. K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A172 (1971) 225.
- [Cli72] C. K. Cline, Nucl. Phys. A193 (1972) 417.
- [Cos00] R.Coszach, Et.Al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.22414, SAN.017.
- [Dil73] Dilg W., Schantl W., Vonach H. and Uhl M., Nucl. Phys. A 217, (1973) 269.
- [Dre73] J.Dresler,et,al. Journ.: Journal of Nuclear Energy. Vol.27,(1973) p.139.
- [Doc98] R.Doczi,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.22392, SAN.004.
- [Doc98] R.Doczi, V.Semkova, A.Fenyvesi, N.Yamamuro, Cs.M.Buczko, J.Csikai. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.129, p.164.
- [Fe80] H. Feshbach, A. Kerman and S. Koonin, Annals of Physics 125 (1980) 429.
- [Fes98] A.Fessler, E.Wattecamps, D.L.Smith, S.M.Qaim. Journ.: Physical Review, Part C, Nuclear Physics Vol.58, p.996.
- [Fes00] A.Fessler, A.J.M.Plompen, D.L.Smith, J.W.Meadows, Y.Ikeda. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.134, p.171.
- [Fil99] A.A.Filatenkov, S.V.Chuvaev, V.N.Aksenov, V.A.Yakovlev, A.V.Malyshenkov, S.K.Vasil'ev, M.Avrigeanu, V.Avrigeanu, D.L.Smith, Y.Ikeda, A.Wallner, W.Kutschera, A.Priller, P.Steier, H.Vonach, G.Mertens, W.Rochow Khlopin, Radiev. Inst., Leningrad Reports (1999) No.252.
- [Fil01] A.A.Filatenkov, S.V.Chuvaev, Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Report (2001) No.258.
- [Fil03] A.A.Filatenkov, S.V.Chuvaev, Khlopin Radiev. Inst., Leningrad Reports (2003) No.259.
- [Fir83] Firkin. Report: A.E.R.E. Harwell Reports. No.3350.
- [For86] R.A Forrest, AERE R 12419, Harwell, UK, 1986.
- [Fuj77] Y.Fujino,ET. AL. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.21990, SAN.004.
- [Fug91] P.Fuga. Journ.: Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.A. Vol.309, p.500.
- [Gad92] E. Gadioli and P. E. Hodgson, Pre-equilibrium Nuclear Reactions, Oxford Science.
- [Gho71] S.K.Ghorai, J.R.Cooper, J.D.Moore, W.L.Alford. Journ.: Journal of Nuclear Energy Vol.25, p.319.

- [Gho87] S.K.Ghorai, J.R.Williams, W.L.Alford. Journ.: Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.)Vol.13, p.405.
- [Gho95] Ghorai+. Journ.: Annals of Nuclear Energy. Vol.22, p.11.
- [Gil65] Gilbert A. and Cameron A.G.W. (1965), Can J. Phys.43, 1446.
- [Gmu83] S.Gmuca, I.Ribansky, Acta Physica Slovaca Vol.33, (1983) 9.
- [Gop87] P.M.Gopych, M.N.Demchenko, I.I.Zalyubovskiy, P.S.Kizim, V.Sotnikov, A.F.Shchus, 1.Int.Conf.on Neutron Physics, Kiev,14-18 Sep 1987 Vol.3, (1987) p.295.
- [Got75] Gotoh+. Prog.Rep.: Japanese report to EANDC. No.26, p.16.
- [Gra93] A.Grallert, J.Csikai, .Cs.M.Buczko, I.Shaddad, IAEA Nucl.Data Section report to the I.N.D.C. No.286, (1993) p.131.
- [Gra93] A.Grallert, et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.32108, SAN.005.
- [Gre87] Greenwood. Conf.Rep.: American Soc. of Testing and Materials Reports. No.956.
- [Gri66] J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 478.
- [Gue00] Gueltekin+. Journ.: Annals of Nuclear Energy. Vol.28, p.53.
- [Ha52] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. 87 (1952) 366.
- [Has86] S.J.Hasan, A.Pavlik, G.Winkler, M.Uhl, M.Kaba. Journ.: Jour. of Physics, Part G (Nucl.and Part.Phys.). Vol.12, p.397.
- [Hec89] Hecker+. Journ.: Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.B. Vol.40, p.478.
- [Hoa86] Hoang dac luc,et.al. Prog.Rep.: Japanese report to NEANDC .No.122.
- [Hoa86] D.L Hoang, N.N. Phan, V.D.Do, B.B. Ly, Vietnam Nucl. Data Section Report to the I.N.D.C. (1986) No. 5.
- [Hoa89] H.M.Hoang, U.Garuska, A.Marcinkowski, B.Zwieglinski. Journ.: Zeitschrift fuer Physik, Section A. Vol.334, (1989) p.285.
- [Hoa92] H.M.Hoang, U.Garuska, D.Kielan, A.Marcinkowski, B.Zwieglinski. Journ.: Zeitschrift fuer Physik, Section A. Vol.342, p.283.
- [Hodg71] Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford (1971).
- [Hus83] H.A.Hussain, S.E.Hunt. Journ.: Applied Radiation and Isotopes. Vol.34, Issue.4, p.731.
- [Ign75] Ignatyuk A.V., Istekov K.K. and Smirenkin G.N, Sov. Jour of Nucl. Phys. 21, (1975) 255.
- [Ike88] Y.Ikeda, C.Konno, K.Oishi, T.Nakamura, H.Miyade, K.Kawade, H.Yamamoto, T.Katoh, JAERI Tokai report series (1988), No.1312.
- [Ike91] Ikeda+. Conf.Rep.: Japanese report to the I.N.D.C. No.148, p.281.

- [Ike93] Y.Ikeda, C.Konno, Y.Oyama, K.Kosako, K.Oishi, H.Maekawa. Journ.: J. of Nuclear Science and Technology, Tokyo. Vol.30, p.870.
- [Ike96]] Y.Ikeda, C.Konno, A.Kumar, Y.Kasugai, IAEA Nucl.Data Section report to the I.N.D.C. No.342, (1996) p.19.
- [Jo98] B. Jouault, F. Sebillé and V. de la Mota, Nucl. Phys. A628 (1998) 119.
- [Kal78] C. Kalbach, Z. Physik A287 (1978) 319.
- [Kas94] Y.Kasugai, H.Yamamoto, K.Kawade, Y.Ikeda, Y.Uno, H.Maekawa, Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Gatlinburg (1994) p.935.
- [Kas97] Y.Kasugai, Y.Ikeda, Y.Uno, Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste 1997 Vol.1, (1997) p.635.
- [Kas98] Y.Kasugai, H.Yamamoto, K.Kawade, T.Iida Annals of Nuclear Energy Vol.25, Issue.1-3, (1998) 23.
- [Kat89] Katoh+. Report: Japanese report to the I.N.D.C.No.124.
- [Kat99] W.Kutschera, A.Priller, P.Steier, H.Vonach, G.Mertens, W.Rochow Khlopin, Radiev. Inst., Leningrad Reports (1999) No.252.
- [Kaw89] Kawade+. Report: Japanese report to NEANDC. No.152.
- [Kaw90] Kawade+. Report: Japanese report to NEANDC. No.154
- [Kaw92] Kawade+. Report: Japanese report to the I.N.D.C.No.154.
- [Kie95] D.Kielan, A.Marcinkowski. Journ.: Zeitschrift fuer Physik, Section A. Vol.352, p.137.
- [Kik68] Kikuchi K. and Kawai M.(1968), Nuclear Matter and Nuclear Reactions North-Holland. Publishing Company Amsterdam.
- [Kir93] A.Kirov, N.Nenoff, E.Georgieva, C.Necheva, I.Ephtimov, Zeitschrift für Physik, Section A Vol.245, Issue.(3), (1993) 285.
- [Klo92] L.I.Klochkova, B.S.Kovrigin, V.N.Kuritsyn, Vop. At.Nauki i Tekhn., Ser.Yadernye, Konstany Vol.1992, Issue.1, (1992) 27.
- [Kob91] Kobayashi+. Conf.Rep.: Japanese report to the I.N.D.C.No.148, p.265.
- [Kon95] A.Yu.Konobyev, Yu.A.Korovin, Nucl.Instr.and Meth. B103 (1995) 15.
- [Kong91] Kong+. Journ.: High Energy Physics and Nucl.Physics, Chinese ed. Vol.15, p.549.
- [Kong95] Kong+. Journ.: Communication of Nuclear Data Progress. Vol.14, p.5.
- [Kong98] X. Kong, Y. Wang, J. Yang, Appl. Rad. Isot. 49 (12)(1998) 1529.
- [Kon93] C.Konno, Y.Ikeda, K.Oishi, K.Kawade, H.Yamamoto, H.Maekawa, JAERI Tokai report series (1993) No.1329.
- [Kud84] Kudo. Private communication. Name.Kudo.

- [Lan58] Lane A.M., R.G. Thomas (1958), Rev. Mod. Phys. 30, 257.
- [Lis90] Liskien+. Journ.: Applied Radiation and Isotopes. Vol.41, p.83.
- [Ma92] T. Maruyama et al., Phys. Rev. Lett., 68 (1992) 2898.
- [Mac66] Mac Fadden and Satchler, Nucl. Phys. 84 (1966) 177.
- [Maj90] M.Ibn-Majah, S.M.Qaim. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.104, p.271.
- [Maj00] M.Ibn-Majah ,et.al. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.88, p.143.
- [Man89] Mannhart+. Conf.Rep.: Nucl. En. Agency Nucl. Data Committee reports. No.259, p.121
- [Mar85] A.Marcinkowski, K.Stankiewicz, U.Garuska, M.Herman. Journ.: Zeitschrift fuer Physik, Section A.Vol.323, p.91.
- [Mar85] Marcinkowski+. Conf.: Conf.on Nucl.Data f.Basic a.Appl.Sci.,Santa Fe 1985 p.601.
- [Mar86] Marcinkowski+. Conf.: Int.Conf.on Fast Neutr.Phys.,Dubrovnik,26-31 May 1986 p.262.
- [Mar90] A.Marcinkowski, U.Garuska, H.M.Hoang, D.Kielan, B.Zwieglinski. Journ.: Nuclear Physics, Section A. Vol.510, p.93.
- [Me66] M.Melkanoff, T.Sawada and J.Raynal ‘Nuclear Optical Model Calculations’, in Methods in Computational Physics, pp.1-80, Academic Press, (1966).
- [Mea87] J.W.Meadows,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.12898.
- [Mol86] Molla+. Report: Bangladesh report to the I.N.D.C.No.003.
- [Mol91] Molla+. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich 1991, p.355.
- [Mol94] Molla+. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn.,Gatlinburg 1994. Vol.2, p.938.
- [Mol97] N.I.Molla,et.al. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste 1997 Vol.1, p.622.
- [Mol97] N.I.Molla, R.U.Miah, S.Basunia, S.M.Hossain, M.Rahman, Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste 1997 Vol.1, (1997) p.517.
- [Mol98] N.I.Molla, S.Basunia, R.U.Miah, S.M.Hossain, M.Rahman, S.Spellerberg, S.M.Qaim, Radiochimica Acta Vol.80, (1998) 189.
- [Mos76] A.B.M.G.Mostafa. Journ.: Nuclear Science and Applications B. Vol.9, p.10.
- [Mye66] Myer W.D.and Swiatecki W.J.(1966), Nuclear Masses and Deformations, Nucl. Phys. 81, 1.
- [Nas99] C.Nesaraja, K.-H.Linse, S.Spellerberg, S.Sudar, A.Suhaimi, S.M.Qaim. Journ.: Radiochimica Acta. Vol.86, p.1.

- [Nas99] C.Nasaraja,et.al. Journ.: Physical Review, Part C, Nuclear Physics. Vol.58, p.996.
- [Nem78] Nemilov+. Report: Yaderno-Fizicheskie Issledovaniya Reports. No.26, p.25.
- [Ngo84] P.N.Ngoc,et.al. Conf.: 5.All Union Conf.on Neutron Phys.,Kiev,15-19 Sep 1980 Vol.1, p.259.
- [Ngo84] P.N.Ngoc, Et.Al. Journ.: Nukleonika. Vol.29, p.87.
- [Osm96] K.TOsman,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.22664, SAN.008.
- [Osm96] K.TOsman,et.al. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste 1996 Vol.1, p.595.
- [Osm96] K.T.Osman, F.I.Habbani, Sudanese Nucl. Data Section report to the I.N.D.C. No.001, (1996).
- [Ove86] V.V.Ovechkin,et.al. Prog.Rep.: Japanese report to NEANDC No.122.
- [Per63] Perey, F.G., Phys.Rev. 131 (1963) 745.
- [Pra71] R.Prasad,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library. AN.22292, SAN.008.
- [Qai71] S.M.Qaim, et. Al. Journ.: Nuclear Physics, Section A. Vol.185, p.177.
- [Qai74] S.M.Qaim,et.al. Report: Yadernye Konstanty. No.15, p.63.
- [Qaim74] S.M.Qaim, et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.11856, SAN.004.
- [Qai77] S.M.Qaim,et.al. Prog.Rep.: Report from Euratom-countries + Euratom to EANDC No.76, p.51.
- [Qai77] S.M.Qaim. Prog.Rep.: Report from CEC-Countries and CEC to NEANDC No.184.
- [Qai81] S. M.Qaim, Handbook of spectroscopy, Vol.3, CRC Press, Inc., USA(1981).
- [Qai84] S.M.Qaim, R.Wolfle, M.M.Rahman, H.Ollig. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.88, p.143.
- [Qai90] S.M.Qaim, M.Ibn Majah, R.Wolfle, B.Strohmaier. Journ.: Physical Review, Part C, Nuclear Physics. Vol.42, p.363.
- [Qai91] S.M.Qaim, M.Ibn-Majah. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.104, p.271.
- [Rah85] M.M.Rahman, S.M.Qaim. Journ.: Nuclear Physics, Section A. Vol.435, Issue.1, p.43.
- [Rai91] Raics+. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Juelich 1991. p.660.
- [Rei01] P.Reimer, et.al. Report: Kernforschungsanlage, Juelich, report series. No.3986.
- [Rei01] P.Reime,et.al. Journ.: Annals of Nuclear Energy. Vol.29, p.2019.

- [Ryv78] Ryves+. Journ.: Metrologia. Vol.14, p.127.
- [Ryv90] T.B.Ryves, P.Kolkowski, A.C.Hooley, Annals of Nuclear Energy Vol.17, (1990) 107.
- [Sak96] H.Sakane, T.Matsumoto, T.Iida, A.Takahashi, H.Yamamoto, K.Kawade, JAERI Tokai report series No.97, 005, (1996), p.263.
- [Sak97] H.Sakane, T.Iida, A.Takahashi, H.Yamamoto, K.Kawade, Conf.on Nucl.Data for Sci.and Techn., Trieste 1997 Vol.1, (1997) p.619.
- [Sak98] H.Sakane, M.Shibata, H.Yamamoto, K.Kawade, Y.Kasugai, Y.Ikeda, JAERI Tokai Reports No.99,002, (1998), p.210.
- [Satc83] G. R. Satchler. Direct nuclear reaction. Oxford University Press, New York, (1983).
- [Sch76] O.Schwerer,et.al. Journ.: Zeitschrift fuer Physik. Vol.174, p.1.
- [Sch00] C.Schnabel, I.Leya, R.Michel, J.Csikai, Z.Dezso, J.M.Lopez-Gutierrez, H.A.Synai, Radiochimica Acta Vol.88, (2000), 439.
- [Seg04] Seguni Tarik, thèse de Magister (2004, USTHB).
- [Sem03] V.Semkova, V.Avrigeanu, A.J.M.Plompen, P.Reimer, D.L.Smith, S Sudar, A.Koning, R.Forrest, Euratom Reports No.20, (2003), p. 820.
- [Sem04] V.Semkova, V.Avrigeanu, T.Glodariu, A.J.M.Plompen, P.Reimer, D.L.Smith, Sudar, A.Koning, R.Forrest, Nuclear Physics, Section A Vol.730, (2004), 255.
- [Shi91] T.Shimitsu,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.22089, SAN.051.
- [Shi02] T.Shimitsu,et.al. Conf.Rep.: JAERI Conference proceedings. No.01, p.006.
- [Sig76] R.A.Sigg76. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library. AN.11536, SAN.004.
- [Smi75] D.L.Smith, J.W.Meadows. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.58, p.314.
- [Smi76] D.L.Smith, J.W.Meadows. Journ.: Nuclear Science and Engineering. Vol.60, p.187.
- [Smi80] Smith+. Prog.Rep.: U.S. D.O.E. Nuclear Data Committee Reports. No.19, p.8.
- [Smi80] D.L.Smith,J.W.Meadows. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library, AN.10900, SAN.002.
- [Smi84] Smith+. Journ.: Annals of Nuclear Energy. Vol.11, p.623.
- [Sri79] C.V.Srinivasa Rao, et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library. AN.V0002, SAN.012.
- [Swi79] Swinhoe+. Prog.Rep.: A.E.R.E. Harwell Reports. No.26, p.39.
- [Sri79] C.V.Srinivasa Rao,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.11856, SAN.004.

- [Tah87] S.Aït Tahar, J, Phys. G: Nucl. Part; 13 (1987) 121.
- [Tel03] E.Tel, B. Sarer, S. Okuducu, A. Aydm, G. TAnir, J. Phys. G : Nucl. Part. 29 (2003) 2169.
- [Tin90] Li Tingyan+. Report: Chinese report to the I.N.D.C.No.16, p.39.
- [Tul90] Tulli J.K., Nuclear Wallet Cards, NNDC-BNL, Upton, New York 11973, USA(1990).
- [Tun85] T.U.N.L. Nucl. Phys. A438, (1985), 187.
- [Udd00] Uddin+. Journ.: Indian Journal of Pure and Applied Physics. Vol.39, p.487.
- [Uwa92] Y.Uwamino,et.al. Report: JAERI Reports. No.1329.
- [Uwa92] Y.Uwamino,et.al. Exp.Data: EXFOR Experimental Nuclear Reaction Data Library AN.22156, SAN.005.
- [Val89]L. Valentin. Noyaux et particules. Hermann, (1989).
- [Vie82] Viennot+. Conf.: Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol.,Antwerp 1982 p.406.
- [Vie82] Viennot+. Prog.Rep.: Univ. Mohammed V, Rabat, Annual Report. No.5, p.10.
- [Vie91] M.Viennot, M.Berrada, G.Paic, S.Joly. Journ.: Nuclear Science and Engineering Vol.108, p.289.
- [Wap71] A. H. Wapstra and N. B. Gove (1971), Nucl. Data Tables A9, 265.
- [We40] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, Phys. Rev. 57 (1940) 472.
- [We51] Weisskopf V.F, Phys. Rev. 87, (1951), 1073.
- [Wig47] Wigner E.P., L.Einsebud, Phys. Rev. 72, (1947) 29.
- [Wil85] Williams+. Conf.: Conf.on Nucl.Data f.Basic a.Appl.Sci.,Santa Fe 1985. Vol.1, p.215.
- [Wilm64] D.Wilmore and P.E.Hodgson, Nucl. Phys. 55, (1964), 673.
- [Wu77] J. R. Wu and C. C. Chang, Phys. Rev. C16 (1977) 1812.
- [Zha81] Zhao Zhen-Lan, Guo Ying-Huan, Zhang Yuan-Ji, Feng Xi-Zhang He Huaxue yu Fangshe Huaxue Vol.3, Issue.2, (1981), 115.

