

République Algérienne Démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

Ministère de L'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة الجيلالي بونعامة خميس مليانة

Université Djillali Bounâama De Khemis Miliana

Faculté des Science et de la Technologie

Département des Science de la Matière



Mémoire de fin d'étude

En vue de l'obtention d'un diplôme de **Master** en physique

Spécialité : Physique Théorique

Thème :

**Etudes des fonctions d'excitation des réactions
nucléaires (n, γ)**

Devant le jury composé de :

Mr. D. Benzaid	président
Mr.T. Bitam	Encadreur
Mme. F. Boudjema	Examineur

Présenté par :

Malki Oumelkheyr.

Boutagga Louiza.

Année universitaire : 2017/2018

Remerciements

Nous remercions tout d'abord ALLAH le tout puissant qui nous a guidé sur le bon chemin et nous a donné la force pour pouvoir dépasser toutes les difficultés.

Nous adressons nos remerciements à tous les membres de notre jury, d'une part pour avoir accepté d'y siéger et d'autre part pour leurs questions et commentaires qui ont amélioré la qualité de ce mémoire.

Nous tenons également à exprimer nos vifs remerciements à tous nos enseignants de primaire Jusqu' à l'université, en particulière notre promoteur BJTAM Tarek qui a dirigé ce mémoire dans la continuité de notre Master, pour ses conseils, son aide et son soutien durant la préparation de ce Mémoire.

Un grand merci à tous nos collègues de Physique Théorique et à tous mes amis ET tous ceux qui nous ont aidés pendant la réalisation de ce travail,

Dédicace

*Je dédie ce mémoire à mes très chers parents, mon père
ELHADJ et ma mère KHADIDJA pour leurs
dévouement et leurs gentillesse, les ont été pour moi un
soutient constant tout au long de ses années d'études,
qu'ils trouvent ici le témoignage de ma profonde
affection et reconnaissance.*

A

*Mes très chers frères et mes beaux frères ABDELRAHMAN et
sa fille Dania, AZOUZ et DJILALI, MOHAMMED,
BELKESSEM et KHEVRELDINE.*

A

*Mes très chères sœurs, à Mes belles sœurs
MERIEM et sa fille Ouïssale et son mari Abdelkader , FOUZIA
et son fils Abdeldjalil et son mari kamel, NAIMA , HASSIBA
et Linda*

A

Toutes mes amies

OUM ELKHYR

Dédicace

Je dédie ce travail

A ma très chère mère, a mon très cher père pour leurs

Sacrifices, leurs dévouements, leur amour et leurs encouragements.

A mon grand père et ma grande mère

Une dédicace spéciale à mes très chers frères

Mouloud, Yassine, Bilel, Djalel.

Sofian, ECHOUARI, Azeldin, Abdebrahman

*A toute mes amies que j'ai eu la chance d'avoir
A toutes les personne qui aident à réaliser ce travail.*

*Je leurs souhait la réussite à toutes les étudiantes
de 2^{em} année master physique théorique.
Et à tous ceux que je les j'aime.*

Louiza

في هذا العمل نصف تجريبي جديد للتفاعلات النووية (n, α) للأنوية المحصورة بين 30 و 128 تحت الطاقات النيوترونية المحصورة بين 12 و 20 MeV و هذا باستعمال Dostrovsky , Droplet et Myers

المحصل عليه مع البيانات التجريبية و بعد تحليل البيانات تم الحصول على مختلف البارامترات الحرة و مختلف المتغيرات المتعلقة بها و في الأخير تم مقارنتها مع المعطيات التجريبية.

Résumé

Dans ce travail une nouvelle formule semi-empirique des fonctions d'excitation de la réaction (n, α) pour les noyaux de masse $30 < A < 128$ à l'énergie induite par les neutrons $12 < E_n < 20$ MeV est obtenue. Elle est basée sur le modèle d'évaporation et le modèle exciton de pré-équilibre qui introduit le modèle de Droplet de Myers et Swiatecki pour exprimer l'énergie de réaction $Q(n, \alpha)$ et le modèle de Dostrovsky pour exprimer la section efficace de création de noyau composé.

Le comportement systématique des différents termes du modèle Droplet impliqué dans $Q(n, \alpha)$ a été vérifié individuellement avant de choisir les termes pertinents et de mettre en place la formule. En ajustant cette formule aux données de section efficace existantes, les paramètres ajustables ont été déterminés et la systématique de la réaction (n, α) a été étudiée. Les prédictions de cette formule sont comparées aux données expérimentales.

Abstract

A new semi-empirical formula of (n, α) reaction excitation functions for nuclei with mass number $30 < A < 128$ at neutron induced energy $12 < E_n < 20$ MeV is obtained. It is based on evaporation model and the pre-equilibrium exciton uses the Droplet model of Myers and Swiatecki to express the reaction energy $Q(n, \alpha)$ and the Dostoevsky model to express the inverse cross section.

The systematic behavior of the different terms of the Droplet model involved in $Q(n, \alpha)$ was verified individually before choosing the relevant terms and setting up the formula. By adjusting this formula to the existing cross-section data, the adjustable parameters have been determined and the systematic of the (n, α) reaction have been studied. The predictions of this formula are compared with the experimental data.

Table des matières

Introduction générale	1
Chapitre1 : Réactions nucléaires	
1.1 Définition de la section efficace.....	3
1.1.1. Sections efficaces microscopiques	3
1.1.2. Sections efficace macroscopiques	4
1.1.3. Section efficace différentielle.	5
1.1.4. Section efficace doublement différentielle	6
1.2. Les processus des réactions nucléaires	6
1.2.1. Réaction direct.....	6
1.2.2. Pré-équilibre.....	7
1.2.3. Fusion et noyau composé.....	8
1.3 . Potentiel d'interaction nucléaire noyau-noyau.....	9
1.4. Réaction de diffusion.....	10
1.4.1. La Diffusion élastique	10
1.4.2. La diffusion inélastique	11
1.5. Réaction très inélastique.....	12
Chapitre 2 : Etudes théoriques	
2.1. Modèle statistique d'évaporation	15
2.1.1. Expression de la section efficace dans le formalisme de Hauser et Feshbach....	16
2.1.1.1. Expression de la section efficace du noyau composé	19

2.1.2. Spectre en énergie des particules émises.....	19
2.1.3. Le modèle optique	21
2.1.3.1. Résolution de l'équation de Schrödinger.	22
2.1.3.2. Potentiel optique.....	23
2.1.3.3. Coefficients de transmission	25
2.1.4. Densités de niveaux.....	26
2.1.4.1. Modèle de Gilbert et Cameron.....	26
2.1.4.2. Le Modèle B.S.F.G.M. (« Back-shift éd Fermi Gags Model»).....	27
2.1.4.3. Correction de couche d'Ignatyuk.....	27
2.2. Le modèle exciton.....	28
 Chapitre 3 : Etude systématique des fonctions d'excitation Des réactions (n,α)	
3.1. Formalisme du processus d'équilibre.....	33
3.2. Expression simplifiée de la densité de niveaux.....	34
3.3. Expression de la section efficace du noyau composé	34
3.4. Formalisme du processus de pré-équilibre.....	36
3.5. Expression de la section efficace intégrée.....	37
3.6 Ajustements des paramètres.....	40
Conclusion générale.....	50
Bibliographie.....	52

Liste des figures

<i>Figure1.1</i> : sections efficace microscopiques.....	4
<i>Figure1.2</i> : Section efficace différentielle angulaire.....	5
<i>Figure1.3</i> : schéma d'une excitation de type particule-trou.....	8
<i>Figure1.3</i> :Illustration schématique des différents mécanismes de nucléaire	9
<i>Figure.1.5</i> : Diffusion élastique de neutron.....	11
<i>Figure.1.6</i> : Diffusion inélastique de neutron.....	12
<i>Figure1.7</i> : Déroulement schématique d'une réaction très inélastique entre deux noyaux lourd	13
<i>Figure.2.1</i> : Facteur de forme f(r) et g(r).....	24
<i>Figure2.2</i> : Réaction nucléaire dans le modèle d'excitons.....	29
<i>Figure .3.1</i> Dépendance du rapport σ_n^u/σ_T à la puissance 1/3avec le terme B_3	38
<i>Figure. 3.2</i> : Dépendance du rapport σ_n^u/σ_T à la puissance 1/3avec le terme B_1	38
<i>Figure.3.3</i> : Dépendance du rapport σ_n^u/σ_T à la puissance 1/3avec le terme B_2	39
<i>Figure. 3.4</i> : Dépendance du rapport $\log(\sigma_n^u/\sigma_T)$ avec le terme d 'asymétrie de surface S_1^2	39
<i>Figure3.5</i> : comparaison entre la section efficace expérimentale à celle calculée.....	44
<i>Figure. 3.6</i> : La variation du rapport $\sigma_n^u \text{ cal}/\sigma_n^u \text{ exp}$ en fonction de S1.....	45
<i>Figure.3.7</i> : comparaison entre les fonctions d'excitation de réaction (n,) calculée par notre système avec les résultats expérimentaux pour différents noyaux	48

Liste des tableaux

Tableau 3.1 : les sections efficaces calculées de notre systématique	41
Comparées aux données expérimentales pour l'énergie des neutrons 12.16.18.et20 MeV	
Tableau 3.2 : les paramètres ci de notre formule systématique.....	44

Introduction générale

La physique nucléaire est la science dédiée à l'étude des composants de la matière que sont les noyaux des atomes. Elle cherche à décrire leurs structures, les rayonnements qu'ils émettent et leurs interactions avec les autres particules. Nous nous intéressons aux interactions pouvant avoir lieu lorsqu'une particule est envoyée sur un noyau cible. L'étude tient principalement en compte la détermination des sections efficaces des réactions nucléaires induites par les neutrons rapides s'étalant de l'énergie seuil jusqu'à 20 MeV. La résolution analytique du problème est impossible, pour cela on a besoin de développer des modèles semi-empiriques basés sur les théories physiques phénoménologiques. Les calculs des sections efficaces des réactions nucléaires basées sur les résultats expérimentaux pour vérifier la validité des modèles. Le test de cette validité consiste à comparer les résultats théoriques avec un grand nombre de données expérimentales afin d'assurer une grande fiabilité pour le calcul théorique. Le présent mémoire a donc été mis en place avec comme objectif principal le développement d'un modèle semi-empirique pour calculer les sections efficaces (σ).

Dans un premier chapitre nous avons parlé sur les interactions nucléaires et la notion de section efficace.

Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter le modèle statistique de Hauser-Feshbach est basé sur le modèle de noyau composé et la description le modèle de pré-équilibre, à partir du quel nous déduisons les formules du modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing. Le modèle optique est nécessaire pour ce calcul statistique d'évaporation de ce fait nous allons donner un bref rappel des principales formules de ce modèle.

Dans le troisième chapitre une étude systématique des fonctions d'excitations basée sur le modèle d'évaporation et le modèle de pré-équilibre et le modèle de formation du noyau composé a été développée. Cette étude consiste à trouver une nouvelle formule semi empirique permettant une détermination rapide des sections efficaces des réactions (σ) induites par des neutrons rapides d'énergie allant jusqu'à 20 MeV.

Chapitre 1

Réactions nucléaires

Une réaction nucléaire est une interaction entre deux noyaux, une particule et un noyau, ou deux particules, dans laquelle les forces nucléaires entrent en jeu. Après cette interaction, un des deux partenaires ou les deux sont excités et/ou modifiés. De nouvelles particules ou noyaux peuvent aussi apparaître. Pour réaliser des réactions nucléaires, on a besoin d'accélérateurs de particules qui communiquent au projectile suffisamment d'énergie pour pouvoir les initier. Les particules neutres, comme les neutrons ou les photons, sont produits de façon indirecte (réacteur nucléaire, rayonnement synchrotron, etc.). Les réactions nucléaires permettent de sonder le noyau et de recueillir des informations précieuses sur celui-ci. Elles permettent aussi de synthétiser de nouveaux noyaux utiles dans des applications médicales ou industrielles [Chr14].

1. 1. Définition de la section efficace

La section efficace d'interaction est une grandeur physique qui représente la probabilité de la réaction nucléaire.

1. 1. 1. Sections efficaces microscopiques

La donnée fondamentale des phénomènes neutroniques est l'ensemble des probabilités d'interaction des neutrons avec les différents noyaux et elle varie selon leur énergie. Les sections efficaces sont les grandeurs caractéristiques de ces probabilités. Une section efficace peut être « microscopique », c'est-à-dire caractéristique d'une « cible » individuelle,

Considérons les neutrons et les atomes comme des sphères. Le choc entre un neutron (le projectile) et un atome (la cible) a lieu si la distance entre les deux centres des deux particules est inférieure à la somme des rayons. Dans ce cas, la section efficace de l'atome est l'aire σ de ce cercle, πR^2 [Reu 03].

R : Le rayon de l'atome

Le coefficient σ , qui sera appelé « section efficace microscopique » par opposition à macroscopique est effectivement très petit si on l'exprime avec les unités usuelles

N : L'ordre de grandeur du nombre d'Avogadro.

R_t : Taux de réaction.

N : Neutrons voyager à la vitesse v a d de distance dans un matériau aux nucléides N par unité de volume [Car05].

$$\sigma = \frac{R_t}{n} \quad (1.1)$$

Par analogie avec la probabilité d'interaction totale, on définira alors des sections efficaces microscopiques selon la "voie de sortie": de capture σ_c , de fission σ_f , d'absorption σ_a , ou de diffusion (scattering) σ_s . Ces surfaces apparentes n'ont aucune signification physique. Il faut se rappeler que l'on est à la limite de la physique classique et de la physique quantique. En résumé, la section microscopique σ est donc une caractéristique des noyaux considérés pour une certaine interaction avec des neutrons de vitesse donnée. Comme il s'agit de probabilité indépendantes, pour un noyau et un neutron de vitesse donnée on aura les relations [Hug12]:

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f \text{ (Absorption= capture + fission)} \quad (1.2)$$

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_s \text{ (Totale= absorption + diffusion)} \quad (1.3)$$

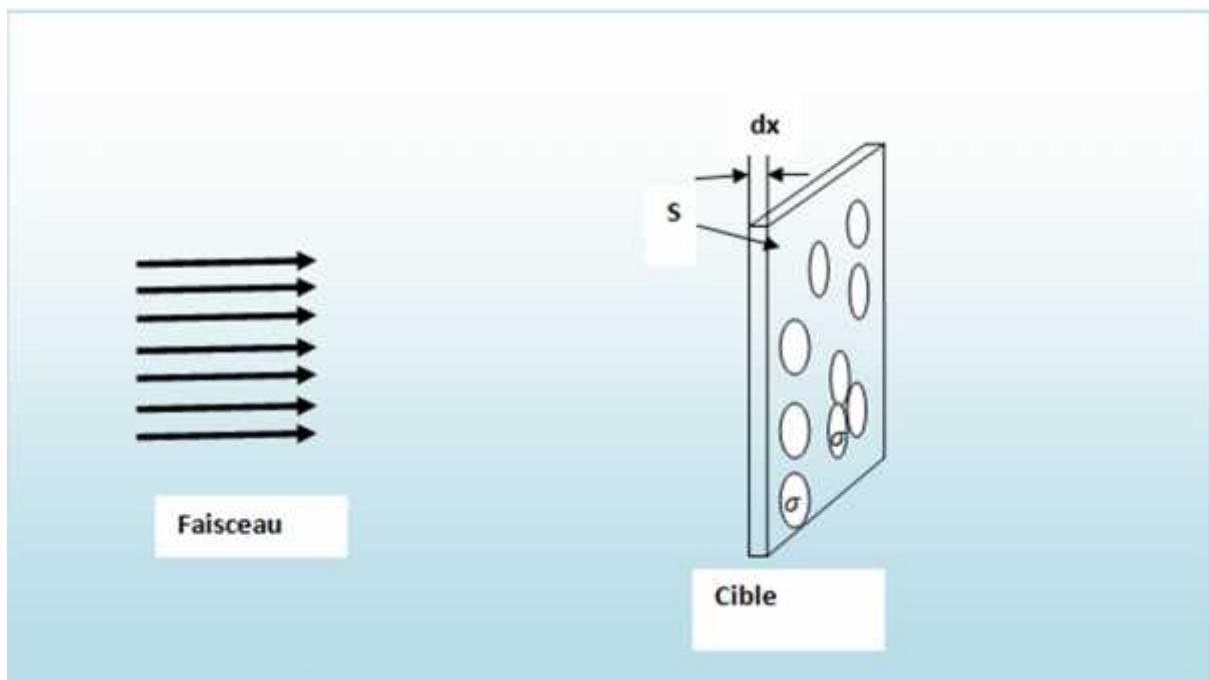


Figure 1.1 : Sections efficace microscopiques

1. 1. 2. Sections efficaces macroscopiques

Les sections macroscopiques peuvent donc être interprétées comme des probabilités d'interaction par unité de distance parcourue. Ici, nous avons considéré toutes les interactions possibles entre les neutrons et les noyaux.

correspond donc à une section efficace totale, représentant l'ensemble de toutes les réactions. Il est toutefois important pour comprendre le comportement d'un réacteur nucléaire

de faire la distinction entre trois types d'interaction : la capture de neutrons, la fission et la diffusion [Dio15].

On a:

$$\Sigma = \sum_{i=1}^M \sigma^i N^i \quad (1.4)$$

Où σ est donné en cm^2 . Comme les termes ont une aire comme unité, nous les appelons des sections efficaces. Pour les différencier de Σ nous appellerons les σ des sections efficaces microscopiques et les Σ des sections efficaces macroscopiques.

1.1.3. Section efficace différentielle

Par définition, la quantité $\frac{d\sigma_A}{d\Omega}$ notée $\sigma_A(\theta)$ est la section efficace différentielle qui représente la probabilité pour qu'une seule particule soit diffusée par un seul centre diffuseur dans l'angle solide $d\Omega$ autour d'un cône d'angle au sommet θ . Elle exprime la probabilité d'émission d'un produit de réaction donc elle dépend du type d'interaction qui a lieu entre deux particules [Saad91]. La distribution angulaire des particules diffusées peut apporter des informations sur l'interaction qui a eu lieu entre le faisceau et le noyau cible (par exemple sur la forme du potentiel d'interaction). L'unité de section efficace différentielle est $\text{cm}^2/\text{stéradian}$ ou plus usuellement millibar/stéradian. Notés respectivement cm^2/sr et mb/sr .

avec $1 \text{ mb} = 10^{-28} \text{ m}^2$

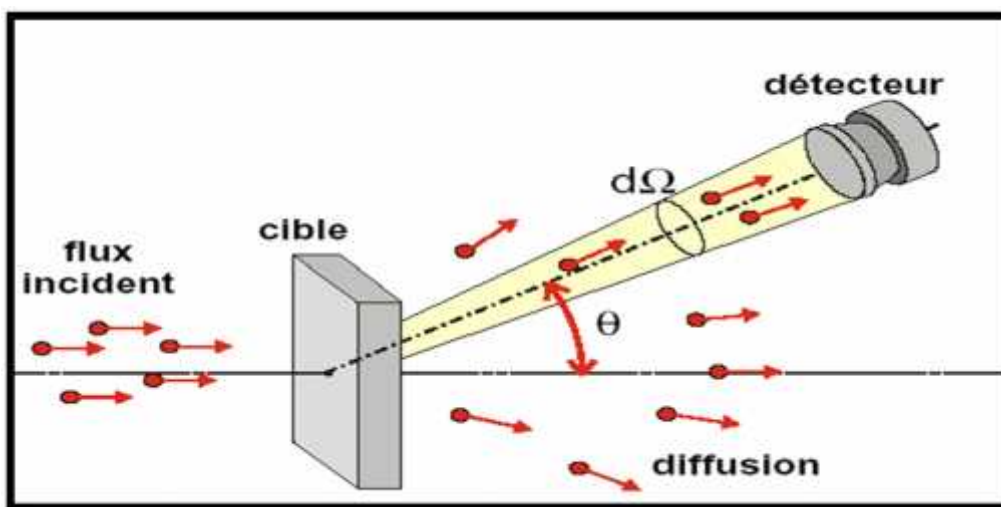


Figure 1.2 : Section efficace différentielle angulaire

1. 1. 4. Section efficace doublement différentielle

Considérons un flux de F particules par unités de surface et de temps arrivant sur N_c noyaux cibles avec une énergie E. Un certain nombre de ces particules incidentes va réagir avec les cibles, ce nombre étant quantifié, la section efficace associée à la réaction correspondante. On peut définir une section efficace double-différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Omega)$ permettant de mesurer le nombre d^2n de réactions par unité de temps dont un produit sera envoyé dans la zone angulaire $d\Omega$, avec une énergie comprise entre $E' \text{ et } E' + dE'$. De la même façon, on peut définir une section efficace double-différentielle [Ghi14].

$$d^2n = FN_c \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Omega) \tag{1.5}$$

Pour ce qui est des unités, σ s'exprime en b , Ω en sr, F en $\text{b}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, E' en eV, dn et d^2n en s^{-1} et N_c est sans dimension. Pour éviter toute confusion, on appellera section efficace primaire la section non différentielle $\sigma(E)$. Cette section ne dépend ni de l'angle solide Ω dans lequel est émis le produit, ni de son énergie d'émission E' . Les symboles $\frac{d}{d}$ apparaissant dans les notations des sections différentielles ne sont donc pas des dérivées au sens mathématique du terme, mais ces notations sont cependant justifiées par les relations reliant section primaire et sections différentielles.

$$\sigma(E) = \int \frac{d}{d\Omega} (E, \Omega) d\Omega dE' \tag{1.6}$$

$$\sigma(E) = \iint \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}(E, E', \Omega) \tag{1.7}$$

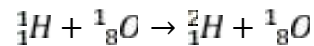
Les intégrales portent sur l'ensemble des angles et énergies d'émission accessibles

1. 2. Les processus des réactions nucléaires

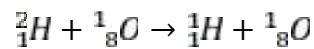
1. 2. 1. Réaction direct

Les réactions directes sont observées lorsque le projectile et la cible entrent brièvement en contact. Ce temps est typiquement de l'ordre de 10^{-22} s. Ce sont des réactions périphériques, c'est-à-dire à grand paramètre d'impact dans les quelles le projectile effleure la cible. Dans ce type de processus, le projectile interagit avec un ou plusieurs nucléons de la cible. Ces réactions permettent d'obtenir des informations sur la structure nucléaire. La réaction directe la plus simple est la diffusion inélastique dans laquelle le noyau cible est, après la réaction, dans un état excité. En général, au cours de la diffusion inélastique, on

excite préférentiellement des états collectifs .Dans les réactions d'échange *de charge*, de l'énergie et de la charge électrique entre le projectile et la cible. Beaucoup de réactions de type (p, n) ou (${}^2_1\text{H}, {}^3_1\text{H}$) ont été étudiées. Dans les réactions de transfert, un ou plusieurs nucléons sont transférés de la cible vers le projectile ou vice versa. Lorsque le transfert a lieu de la cible vers le projectile, on parle de réaction de pick-up. Lorsque cela se passe du projectile à la cible, on parle de réaction de stripping. L'énergie de bombardement est en général au voisinage ou un peu au-dessus de la barrière coulombienne .La réaction [Chr14].



Est une réaction de pick-up: un neutron est arraché à la cible. Au contraire, la réaction est une réaction de stripping : un neutron est arraché au projectile et transféré à la cible.



À plus haute énergie, on observe des réactions de break-up où le noyau projectile se casse en ses constituants, ou des réactions de knock-out où des nucléons de la cible sont éjectés vers l'avant.

1. 2. 2. Pré-équilibre

Que ce soit pour la formation d'un noyau composé ou pour une réaction très inélastique, on suppose que le noyau ou le système composite formé vit suffisamment long temps pour que l'énergie d'excitation disponible se répartisse sur tous les degrés de liberté microscopiques. On atteint donc un équilibre thermodynamique caractérisé par une température T . Ce système excité est comme une goutte de liquide chauffé : il évapore des particules pour se refroidir et le spectre en énergie de ces particules est celui d'un spectre d'évaporation à la température T . Si, lors d'une collision entre ions lourds, l'énergie de bombardement est plus élevée, typiquement au-dessus de 7 à 8 MeV/nucléon, le temps peut ne pas être suffisant pour qu'il y ait thermalisation complète du système, et des particules rapides, dites de pré-équilibre, peuvent être émises. Lors de la collision entre le projectile et la cible, des excitations de type particule-trou sont initialement produites (figure 1.3) dans lesquelles des nucléons vont être promus dans des états excités qui peuvent être le continuum. Dans ce dernier cas, la particule peut s'échapper et conduire à une émission de pré-équilibre. Si l'excitation ne va pas jusqu'au continuum, l'excitation particule-trou peut se thermaliser et se répartir sur l'ensemble des degrés de libertés internes [Chr14].

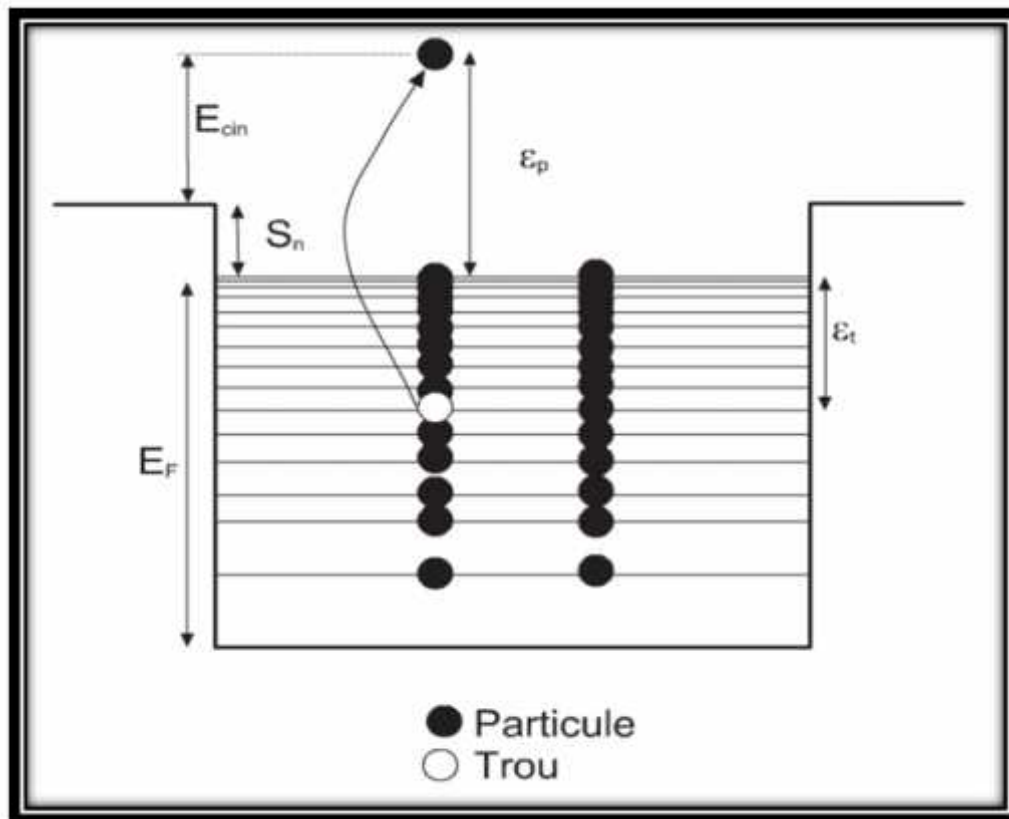


Figure 1.3 : Schéma d'une excitation de type particule-trou

Si le nucléon excité (la particule, ici un neutron) est émis, il part avec l'énergie cinétique E_{cin} . Le trou est une vacance dans un niveau d'énergie qui sera comblé par la cascade de particules situées dans un niveau supérieur.

1. 2. 3. Fusion et noyau composé

Lorsque l'énergie de bombardement n'est pas trop élevée (jusqu'à quelques MeV/A au-dessus de la barrière coulombienne), deux noyaux peuvent fusionner et former un noyau composé. Ce dernier est constitué de l'ensemble des nucléons du projectile et de la cible et contient toute l'énergie disponible dans le centre de masse, corrigée du Q de réaction. La réaction : ${}^1_0\text{O} + {}^2_1\text{A} \rightarrow {}^3_2\text{S}^*$, est un exemple de réaction de fusion. Le noyau composé est le ${}^3_2\text{S}^*$ qui est dans un état excité. Il vit en général assez longtemps ($\approx 10^{-1} - 10^{-1} \text{ s}$) pour que toute l'énergie disponible soit répartie entre ses degrés de liberté microscopiques (on dit aussi intrinsèques) et que la mémoire de la voie d'entrée, en ce qui concerne la manière dont l'énergie d'excitation a été obtenue, soit oubliée. On peut tester cette hypothèse en formant le même noyau composé avec des projectiles et des cibles différents. Aux effets du

moment angulaire orbital près, la désexcitation est la même. Cette énergie d'excitation est suffisamment importante pour que l'on puisse définir une température du noyau composé.

Le noyau composé excité se désexcite par émission de particules, surtout des neutrons, et des photons γ . S'il est suffisamment lourd, il peut aussi fissionner mais la distribution de masse des fragments obtenus est symétrique, contrairement à ce que l'on observe pour la fission spontanée de l'uranium, par exemple, où la distribution de masse est asymétrique [Chr14].

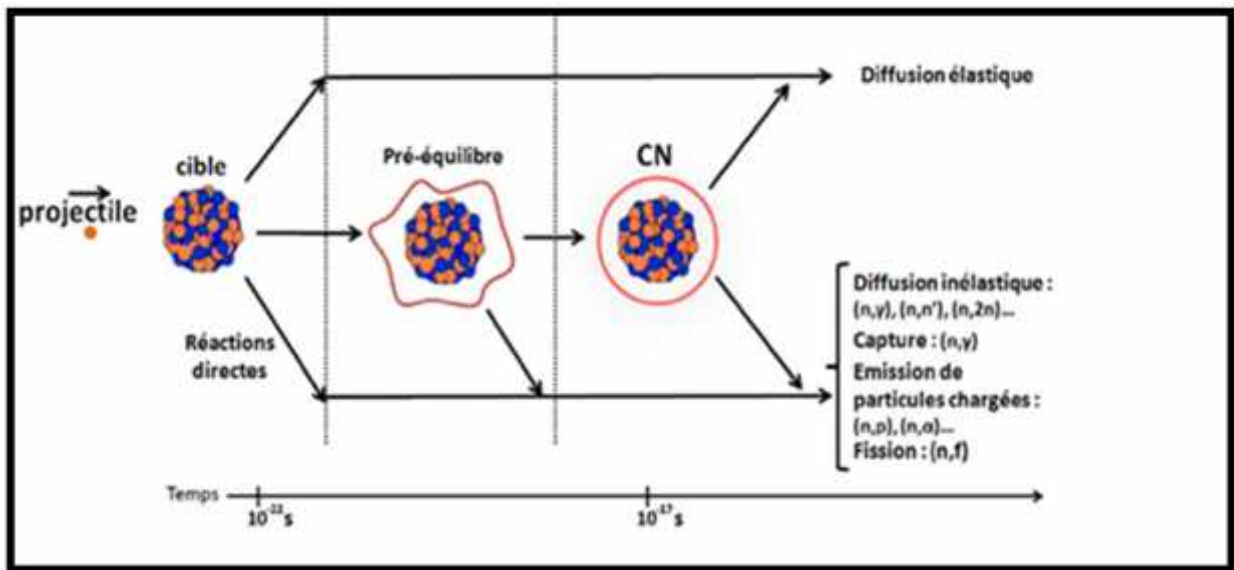


Figure 1.4 : Illustration schématique des différents mécanismes de réactions nucléaires

1.3. Potentiel d'interaction nucléaire noyau-noyau

Le potentiel nucléaire d'interaction entre les deux noyaux peut être pris sous la forme simplifiée suivante déduit de calculs dans l'approximation semi classique de Thomas Fermi [Chr14].

$$V_N(R) = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} U_N(S) (M) \quad (1.8)$$

Où

$$S = R - C_1 - C_2 (f) \quad (1.9)$$

R est la distance séparant les centres de masse des deux noyaux et C_1 et C_2 sont les rayons centraux des noyaux supposant que la densité de matière nucléaire est une distribution de Saxon-Woods :

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_i^{(0)}}{1 + e^{\frac{r - r_i}{0.5}}} \quad (1.10)$$

Où $i=n, p$

On a :

$$S_0 = -1.6 [f \]$$

$$U_N(S) = -33e^{-\left(\frac{S - S_0}{5}\right)^2} [M \] \quad p \quad S > S_0 \quad (1.11)$$

$$U_N(S) = -33 + 5.4(S - S_0)^2 [M \] \quad p \quad S \leq S_0$$

La section efficace de fusion complète (complète fusion), σ_c , est la somme de la section efficace des noyaux résiduels (obtenus par désexcitation du noyau composé par émission de particules légères (n, p, α) que l'on appelle résidus d'évaporation, σ_e , et de la section efficace de fission, σ_f , pour les noyaux composés légers $\sigma_f = 0$. Pour les noyaux lourds, les résidus d'évaporation sont obtenus pour les faibles paramètres d'impact et la fission pour les paramètres d'impact plus grands. La raison vient de ce que le moment angulaire favorise la fission par rapport à l'évaporation.

1.4. Réaction de diffusion

La diffusion est une autre interaction très importante entre les particules et les noyaux. Par diffusion, on entend une réaction avec une particule entrant et une particule sortant (possible- ment le même), mais avec une direction et une énergie différente. On peut séparer la diffusion en deux types, la diffusion élastique et la diffusion inélastique.

1.4.1. La Diffusion élastique

La Diffusion élastique est un cas particulier de la réaction nucléaire où l'énergie interne des particules entrant en collision ne subit aucune modification. Si l'on envoie un neutron projectile sur un noyau cible, le neutron transfère de l'énergie et rebondit dans une direction différente. Le noyau cible absorbe l'énergie perdue par le neutron. Si l'énergie est inférieure à quelques eV le noyau reste dans son site. Le noyau est déplacé tant que l'énergie reçue lors de

la collision est supérieure à une énergie caractéristique appelée énergie de seuil de déplacement. Dans ce type de diffusion, la loi de conservation de l'énergie totale implique la conservation de l'énergie cinétique totale avant et après la collision et à partir de ces lois nous pouvons déterminer les caractéristiques de la diffusion élastique comme l'angle de diffusion du neutron, l'énergie communiquée à un noyau cible ...etc.[Saad91].

On retiendra deux points :

- plus le noyau cible est léger, plus le transfert d'énergie est efficace (l'énergie de neutron peut être totalement transférée à un noyau d'hydrogène en cas de choc frontale), par ailleurs plus le noyau cible est lourd, plus la diffusion est isotrope;
- plus il est léger, plus elle a lieu vers l'avant plus noter que le noyau cible ayant subi le choc du neutron peut à son tour ioniser, exciter ou déplacer les atomes [Jea-Gér98].

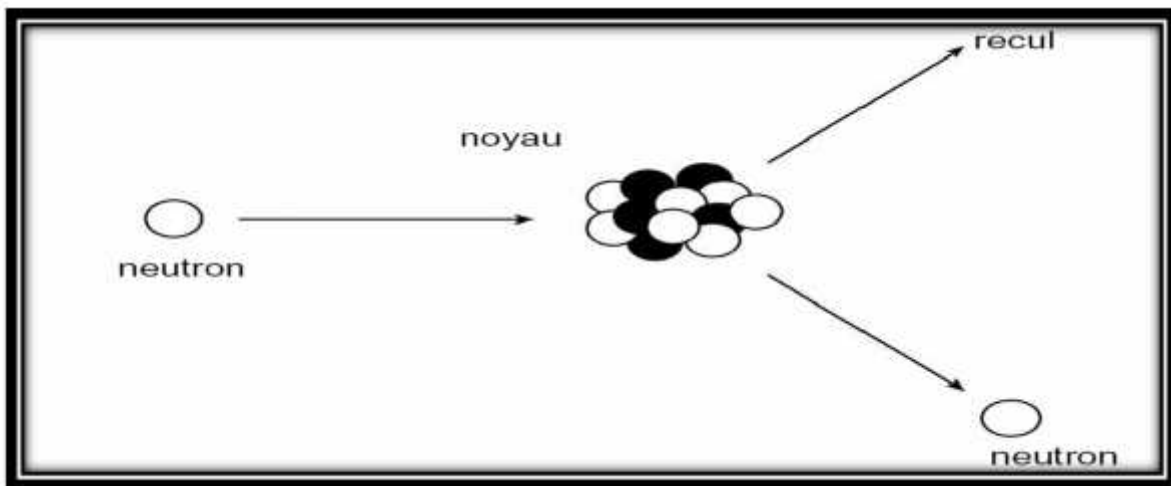
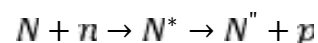


Figure.1.5 : Diffusion élastique de neutron

1.4.2. La diffusion inélastique

La diffusion inélastique ou plus généralement réaction nucléaire est une collision entre deux particules. Comme un noyau cible et un neutron projectile qui peut être absorbé par le noyau cible donc il y a formation d'un noyau composé laissé dans un état excité.

Ce dernier retourne dans son état fondamental (stable) pour ce la, plusieurs voies de sortie possibles conduisent une réaction du type :



dite réaction (n, p) de même façon, on peut rencontrer des réactions (n,α), (n, 2n), (n,β), (n, f), etc. C'est -à -dire en émettant un ou plusieurs γ. Ces particules secondaires peuvent être un

rayonnement γ (absorption électromagnétique ou radiative) (n, γ) , particule chargée, des neutrons et des produits de fission [Jea-Gér98].

Ce mécanisme n'intervient qu'au-delà d'un seuil en énergie d'autant plus élevé que la masse atomique du noyau cible est faible (ce seuil varie d'un certain de KeV pour les noyaux les plus lourds à plusieurs MeV pour les noyaux plus légers). Lors d'une collision inélastique, l'énergie cinétique totale n'est pas conservée c'est-à-dire qu'elle n'a pas la même valeur avant et après la collision. Toutefois, l'énergie totale du système des deux particules est toujours conservée, indépendamment de la nature de l'interaction [Saad91].

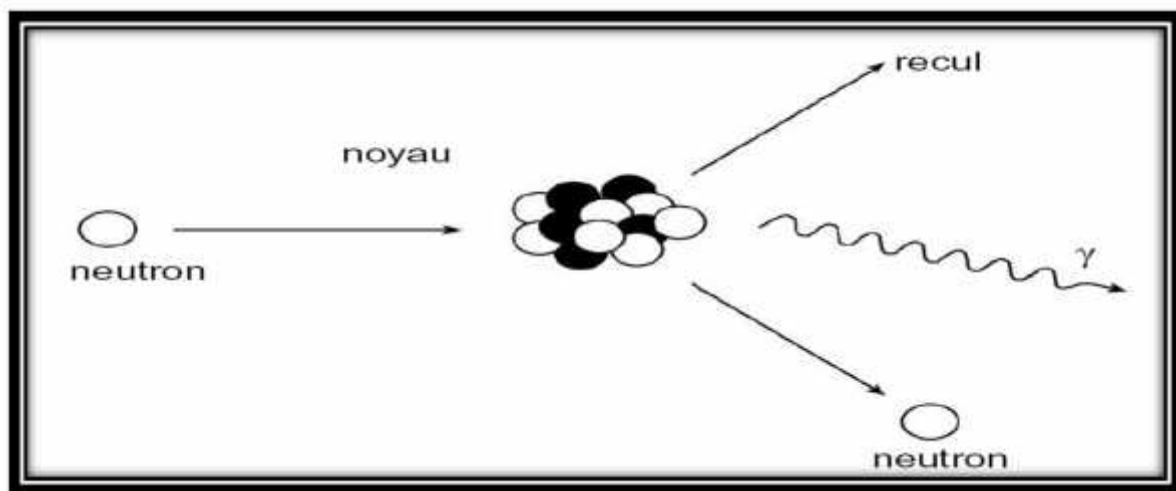


Figure.1.6. Diffusion inélastique de neutron

1. 5. Réaction très inélastique

La fusion de deux noyaux est observée si le projectile et la cible ne sont pas trop gros, typiquement si le produit $Z_1 * Z_2 \in [2000 \text{ } 2500]$. Pour des systèmes très lourds, comme ${}^8_6\text{K} + {}^2_8\text{B}$ par exemple, on n'observe pas de fusion car des réactions très inélastiques remplacent le processus de fusion. De manière générale, les réactions très inélastiques sont observées pour des systèmes projectile-cible de masse intermédiaire. Le déroulement d'une réaction très inélastique est schématiquement indiqué sur la figure 1.7. Elle concerne les paramètres d'impact intermédiaires sauf pour les couples de noyaux très lourds pour lesquels la fusion n'est plus possible et où ce mécanisme est remplacé par des collisions très inélastiques. C'est d'ailleurs la disparition de la fusion qui a permis d'identifier, avec une section efficace notable, ce mécanisme de réaction et de montrer son existence, avec une section efficace plus faible, pour des couples projectile-cible plus légers. Lorsqu'ils interagissent à des énergies incidentes inférieures à environ 10 MeV/nucléon, le projectile et

la cible forment un système composite et une partie de l'énergie incidente est transformée en énergie d'excitation de ce système composite avec thermalisation de celle-ci. Ce système composite est donc, comme un noyau composé, caractérisé par une température T . En même temps, il y a échange de particules et transfert de masse entre les deux noyaux. Enfin, sous l'influence de la répulsion coulombienne et, de manière analogue à ce qui se passe en fission, le système composite se sépare en deux noyaux dont les masses sont proches de celles du projectile et de la cible [Chr14].

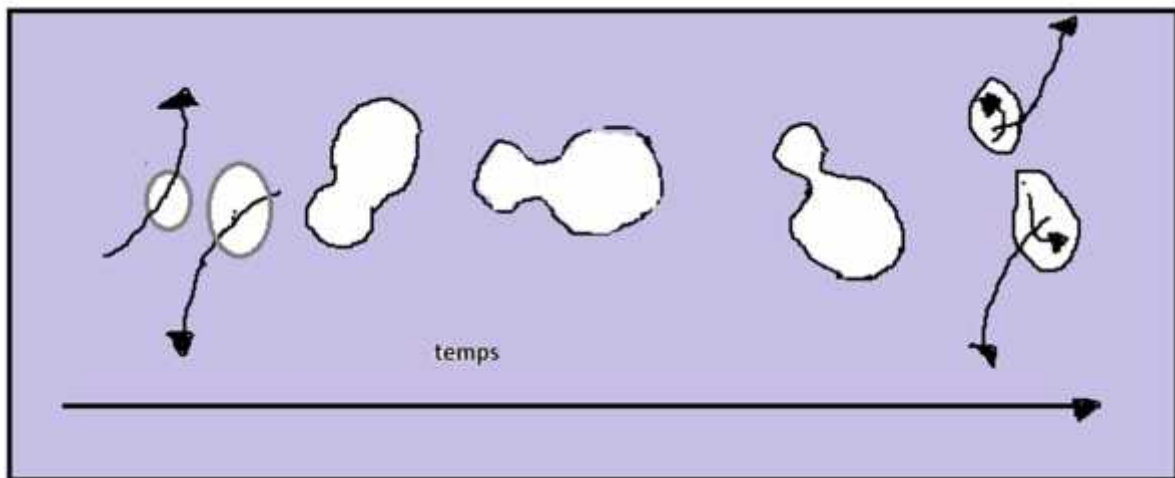


Figure 1.7 : Déroulement schématique d'une réaction très inélastique entre deux noyaux lourds.

Du point de vue théorique, on peut traiter la collision de deux noyaux lourds comme la collision de deux sphères, représentant chacune un noyau, qui obéissent aux équations du mouvement classique (équations de Newton) auxquelles on a ajouté une force de friction proportionnelle à la vitesse. La force de friction permet de transférer une partie de l'énergie cinétique disponible dans le centre de masse en énergie d'excitation de chacun des fragments. Or, chaque fois qu'il y a dissipation, il y a des fluctuations (théorème de fluctuation-dissipation). Ces fluctuations se manifestent par le fait qu'au cours de la réaction très inélastique les valeurs moyennes des variables collectives évoluent mais les fluctuations autour de ces valeurs moyennes augmentent. On peut donc décrire les collisions très inélastiques avec des équations de transport de type diffusion, Fokker-Planck, etc.[Fok-Pla]

Chapitre 2

Etudes théoriques

Les sections efficaces intégrées ainsi que les spectres des particules émises $\frac{d}{d}$ 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.

2.1 . Modèle statistique d'évaporation

Dans le cadre de la formation d'un noyau composé largement dominant pour des neutrons incidents des énergies inférieures à quelques MeV, par rapport aux processus de pré-équilibre et de réactions directes. Bohr apporta une solution à ce problème en 1936 [Boh36] par la théorie du noyau composé. L'une des premières images historiques du noyau comme système complexe de nucléons est celle de la goutte liquide, dans laquelle les nucléons subissent des collisions fréquentes et aléatoires. A la différence du modèle à particules indépendantes, la théorie de Bohr tient donc compte du fait que le noyau est composé de plusieurs nucléons interagissant entre eux par des forces de courte portée.

Si le neutron pénètre dans le noyau alors, d'après cette théorie, il va y subir un grand nombre de collisions. Son énergie va être ainsi distribuée au hasard aux nucléons et finalement répartie uniformément dans tout le noyau : cet état d'équilibre est le noyau composé qui est le noyau cible augmenté d'un projectile (ici un neutron). Lorsque l'énergie du neutron incident augmente, les énergies d'excitations du noyau composé (NC) atteintes sont importantes et la densité de niveaux est alors relativement grande, par conséquent le nombre de niveaux qui contribuent à la détermination de la section efficace est important. Si la largeur moyenne $\bar{\Gamma}$ du niveau est grande par rapport à l'espacement moyen D entre deux niveaux voisins ; ($\bar{\Gamma} \gg D$), un traitement statistique est nécessaire [Kik 68]. Si la gamme d'énergie I du faisceau incident est plus grande que l'espacement moyen D ($I > D$) entre deux niveaux voisins, les différents niveaux de résonance ne peuvent pas être résolus, de telle sorte que plusieurs niveaux contribuent à la détermination de la section efficace. On ne peut mesurer expérimentalement que la section efficace moyenne $\bar{\sigma}$ dans l'intervalle d'énergie I de la particule incidente [Lan 58]. On définit alors la section efficace moyenne par :

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{I} \int_I \sigma d \quad (2.1)$$

2. 1. 1. Expression de la section efficace dans le formalisme de Hauser et Feshbach

Nous rappellerons le formalisme de la section efficace moyenne à l'aide de la théorie statistique de Hauser et Feshbach [Hau52], puis on en déduira le spectre en énergie des particules émises dans le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing [Wei51].

Soit la réaction $A(n, b)B$, induite par un neutron incident d'énergie E_n sur un noyau cible A formant un noyau composé avec une énergie d'excitation $E = E_n + S_n$ (S_n l'énergie de séparation du neutron incident) il est excité par émission d'une particule b d'énergie E_D et un noyau résiduel B d'énergie d'excitation U.

De section efficace totale σ_c de $n+A \rightarrow b+B$ avec ($c \neq c'$) indique la voie d'entrée c vers la voie sortie c' (c et c' formée par (n+A) et (b+B) respectivement).

Le noyau composé va être bordé à l'énergie E dans l'état J et de moment angulaire J avec l'énergie propre complexe W laquelle :

$$W = E^J + \frac{1}{2} i\Gamma^J$$

Les spins des vois c et c' sont représentés par :

$$\vec{l} = \vec{l}_n + \vec{l}_A; \vec{l}' = \vec{l}_D + \vec{l}_B$$

Par conservation du moment angulaire :

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{l}' = \vec{l}_n + \vec{l}_A + \vec{l}_D + \vec{l}_B$$

Selon :

\vec{l} : Le moment angulaire orbital caractérisant le mouvement relatif des particules dans les vois c.

\vec{l}' : Le moment angulaire orbital caractérisant le mouvement relatif des particules dans les vois c'.

Cette théorie est basée sur le modèle du noyau composé décrit dans le formalisme de la matrice R, développée par Wigner et Einsenbud [wig47], reprise par Lane et Thomas [Lan58] et synthétisé par K.Kikuchi et M.kawai [Kik68].

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

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\pi}{K_c^2} \sum_{J=0}^n g_J \overline{|S_c^J|^2} \quad (2.2)$$

Avec K_c le vecteur d'onde dans la voie c.

$$g_J = \frac{2J + 1}{(2I_n + 1)(2I_A + 1)} \quad (2.3)$$

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

La relation de l'élément de matrice de collision raccordant la voie d'entrée c à la voie sortie c'écrit avec la forme suivant :

$$S_{c'}^J = i \sum_{\lambda} \frac{u_{\lambda}^J \bar{u}_{\lambda}^J}{(E - W_{\lambda}^J)} \quad (2.4)$$

\bar{u}_{λ}^J , u_{λ}^J , sont des fonctions qui dépendent aux largeurs réduites γ_{λ}^J , γ_{λ}^J , et aux largeurs partielles $\gamma_{\lambda c}^J$ et $\gamma_{\lambda c'}^J$ du noyau composé comme :

$$u_{\lambda c'}^J = (\gamma_{\lambda c'}^J)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(k_{c'} a_{c'})^{1/2}}{u_{c'}^{(+)}(k_{c'} a_{c'})} \gamma_{\lambda c'}^J \quad (2.5)$$

$$\bar{u}_{\lambda}^J = (\gamma_{\lambda c}^J)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(k_c a_c)^{1/2}}{u_{c'}^{(-)}(k_c a_c)} \gamma_{\lambda}^J$$

a_c : Le rayon de voie avec $u_{c'}^{(+)}$ e $u_{c'}^{(-)}$ sont les fonctions d'ondes radiales entrante et sortante respectivement exposant l'état des particules dans la région externe où le potentiel d'interaction est seulement colombien. Elles remplissent à l'équation de Schrödinger :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{(+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2\mu_{c'} Z_D Z_B}{\hbar^2 r_{c'}} \right] u_{c'}(k_c, r_{c'}) = 0 \quad (2.6)$$

$\mu_{c'}$: La masse réduite des particules b et B dans la voie c'.

L'expression de vecteur d'onde dans la voie c' est donné par :

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

La valeur moyenne des carrés des éléments de la matrice de collision (2.4) est :

$$\overline{|S_{c^i}^J|^2} = \frac{\pi}{I} \sum_{\lambda} \frac{u_{\lambda}^J, \bar{u}_{\lambda}^J u_{\mu}^J, \bar{u}_{\mu}^J \left(\frac{I}{\lambda} + \frac{I}{\mu} \right)}{(E_{\lambda}^J - E_{\mu}^J)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{I}{\lambda} + \frac{I}{\mu} \right)^2} \quad (2.7)$$

Si $\lambda = \mu$ la gamme d'énergie de la particule incidente I , est de l'ordre de $(I\bar{\Gamma}_{\lambda}^J)^{1/2}/D$ qui est beaucoup plus faible par rapport aux termes $\lambda = \mu$ de l'ordre I/D , alors l'écriture de l'élément de matrice $\overline{|S_{c^i}^J|^2}$ s'écrit comme suit :

$$\overline{|S_{c^i}^J|^2} = \frac{I \pi}{D I} |u_{\lambda}^J|^2 |\bar{u}_{\lambda}^J|^2 \frac{2\bar{\Gamma}_{\lambda}^J}{\bar{\Gamma}_{\lambda}^{J^2}} \quad (2.8)$$

A partir de la relation (2.5) on obtient :

$$\overline{|S_{c^i}^J|^2} = \frac{\pi \bar{\Gamma}_{\lambda}^J \bar{\Gamma}_{\lambda}^J}{D \bar{\Gamma}^{J^2}} 2\bar{\Gamma}_{\lambda}^J \quad (2.9)$$

On a la relation entre les coefficients de transmission et largeurs partielles est donnée par :

$$T_c^J = T_c^J = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda}^J}{D} \quad (2.10)$$

En remplaçant la relation (2.10) dans (2.9) on trouve :

$$\overline{|S_{c^i}^J|^2} = \frac{T_{c^i}^J T_c^J}{c^i T_{c^i}^J} \quad (2.11)$$

Si on insère la relation (2.11) dans (2.2), il vient l'expression de la section efficace moyenne en fonction des coefficients de transmission :

$$\bar{\sigma} = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{c^i} g_j \frac{T_{c^i}^J T_c^J}{c^i T_{c^i}^J} \quad (2.12)$$

La sommation $\sum_{c^i} g_j$ effectuée sur toutes les vois de sortie ouvertes c^i .

2. 1. 1. 1. Expression de la section efficace du noyau composé

Nous pouvons également écrire la section efficace de la formation du noyau composé :

$$\bar{\sigma}_{c'} = \sigma_c^c \int_{E_{c'}} P_{c'}(E_{c'}) dE_{c'} \quad (2.13)$$

σ_c^c : La section efficace de formation du noyau composé à partir de la voie c.

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

D'où, la section efficace est liée avec des coefficients de transmissions, de l'énergie de la voie d'entrée c et du moment orbital l. La section efficace de formation du noyau composé convient à une probabilité de décroissance totale égale à l'unité, ceci indique une sommation sur toutes les voies de sortie possibles, ainsi :

$$\sigma_c = \frac{\pi}{K_c^2} \sum_J g_J \frac{T_{c'}^J T_{c'}^J}{T_{c'}^J} = \frac{\pi}{K_c^2} \sum_J g_J T_c \quad (2.14)$$

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

$$\sigma_c^c = \frac{\pi}{K_c^2} \sum_l (2l + 1) T_c(E_c) \quad (2.15)$$

Il y a beaucoup de nombre de voies de sortie possible à haute énergie d'excitation du noyau composé, qui s'offre à ce noyau rend peu possible sa désexcitation par diffusion élastique. Donc la section efficace de formation du noyau composé peut être approximée à la section efficace de réaction ($\sigma_c^c = \sigma_R$).

2. 1. 2. Spectre en énergie des particules émises

Nous fixons la section efficace différentielle $d\sigma_{c'}$, autour de l'énergie E_b de la particule b émise dans la voie c'. Chaque état est caractérisé par un spin I_b et une énergie d'excitation E_B du noyau résiduel B, dans l'intervalle $dE_{c'}$ contribuant à la section efficace.

La section efficace par unité d'énergie s'écrit sous la forme [Bel91] :

$$\frac{\partial \sigma_{c'}}{\partial E_{c'}} = \frac{\pi}{K_c^2} \sum_J g_J \frac{T_{c'}^J T_c^J}{T_{c'}^J} \omega(E_B, I_B) \quad (2.16)$$

Où $\omega(E_B, I_B)$ est la densité de niveaux attachée a l'état (I_B, E_B) .

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

$$\sum_{c''} \int_0^{W_{B'}} \omega(E_{B'}, I_{B'}) dE_{B'} \quad (2.17)$$

$E_{B'}, I_{B'}, W_{B'}$ 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 par:

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

On a la densité de niveaux en fonction de I_B, E_B :

$$\omega(E_B, I_B) = (2I_B + 1) e^{-\gamma_B(I_B + 1/2)} \omega_0(E_B) \quad (2.18)$$

Où: $\gamma_B = \frac{2\hbar^2}{2I_B T}$ est une constante qui liée de la température T et du moment d'inertie I_B .

Lorsque les valeurs de moment d'inertie est grandes, on peut écrire de façon approximative :

$$\omega_0(E_B, I_B) \approx (2I_B + 1) \omega_0(E_B) \quad (2.19)$$

En utilisant l'équation (2.19) et compte tenu des relations du couplage. La Sommation dans l'équation (2.16) sur le moment angulaire devient :

$$\sum_I \sum_J g_J \left[\frac{I - I_B(2I_B + 1)}{I' - I_{B'}(2I_{B'} + 1)} \right] = \frac{(2I_B + 1)(2I + 1)(2I' + 1)}{(2I_{B'} + 1)(2I' + 1)} \quad (2.20)$$

En renouvelant les équations (2.17) et (2.19) dans l'expression (2.16) et tenant compte des équations (2.15) et (2.20), le spectre en énergie des particules émises [Bel91] s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{c'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_c^c \frac{(2I_B + 1) \sigma_N^{c'} \cdot K_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{\sum_{c''} (2I_{B'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_N^{c''} \cdot K_{c''}^2 \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (2.21)$$

On peut écrire cette équation sous la forme :

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{c'}}{\partial E_{c'}} = \sigma_c^c P_{c'}(E_{c'}) \quad (2.22)$$

Avec $P_{c'}(E_{c'})$ est la probabilité de décroissance du noyau composé par émission d'une particule b d'énergie $E_{c'}$ dans la voie c , qui s'écrit :

$$P_{c'}(E_{c'}) = \frac{(2I_D + 1) \sigma_N^{c'} \cdot K_{c'}^2 \omega_0(E_B)}{c' (2I_{b'} + 1) \int_0^{W_{B'}} \sigma_N^{c'} \cdot \omega_0(E_{B'}) dE_{B'}} \quad (2.23)$$

La section efficace intégrée peut être déduite de l'équation (2.22), après intégration :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_C^c \int_0^{W_B} P_{c'}(E_{c'}) d_{c'} \quad (2.24)$$

Donc :

$$\sigma_{cc'} = \sigma_C^c \frac{F_B}{E_{c'} F_{B'}} \quad (2.25)$$

F_B est proposé aide le principe de la balance qui définie [W 51].

$$F_B = \frac{2m_D}{h^2} (2I_D + 1) \int_0^{W_B} E_B \sigma_C^D \omega_0(W_D - E_D) dE_D \quad (2.26)$$

Avec :

I_D : est le spin de la particule émise,

W_D : est l'énergie cinétique maximale,

$\omega_0(W_D - E_D)$: est la densité de niveaux à l'énergie d'excitation $(W_D - E_D) \therefore W_D = E_C - S_D$,

E_C : est l'énergie du noyau composé avec S_D est l'énergie de séparation de la particule b.

2. 1. 3. Le modèle optique

Dans ce modèle le noyau est représenté par un puits de potentiel avec la possibilité d'absorber et de réémettre la particule incidente. Le modèle optique consiste à décrire le nucléon projectile comme une fonction d'onde. Cette onde, réfractée par le potentiel représentant le noyau cible, interfère avec l'onde incidente en produisant des figures de diffraction [NOU08]. Ce potentiel décrit aussi bien les noyaux sphériques que les noyaux déformés, par introduction de cette forme de potentiel dans l'équation de Schrödinger.

2.1.3.1. Résolution de l'équation de Schrödinger

L'équation de Schrödinger pour un système composé d'un noyau projectile et d'un noyau cible comprenant au total N nucléons, s'écrit sous la forme :

$$\hat{H}\Psi = \sum_{i=1}^N \left[-\frac{\hbar^2 \nabla_i^2}{2m_i} + V(\vec{r}_i) \right] \Psi = E\Psi \tag{2.27}$$

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

Il est nécessaire de trouver d'autres méthodes pour résoudre le problème à N corps car il est impossible de résoudre numériquement l'équation de Schrödinger pour des systèmes de N nucléons où N est supérieur à quelques unités [Barr02]. Dans le cadre de modèle optique [Hodg71], toutes les interactions entre nucléons sont remplacées par une interaction moyenne et centrale $V(r)$ entre le projectile et la cible. Donc, l'équation de Schrödinger devient:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) \psi = 0 \tag{2.28}$$

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 configuration asymptotique ($r \rightarrow \infty$) de la fonction d'onde s'écrit :

$$e^{ikz} + \frac{e^{il}}{r} f(\theta) \tag{2.29}$$

Sachant que $k = \frac{(2\mu E)^{1/2}}{\hbar}$ et $f(\theta)$: l'amplitude de diffusion.

$$e^{ikz} = \frac{1}{k} \sum_l (2l+1) i^l \sin(kr - l\frac{\pi}{2}) P_l(\cos\theta) \tag{2.30}$$

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

$$= \sum_l \frac{u_l(r)}{r} i^l P_l(\cos\theta) \tag{2.31}$$

Où l : est le moment angulaire orbital.

$u_l(r)$: est la fonction d'onde radiale.

P_l : sont polynômes de Legendre.

En commutant cette expression de (2.31) dans l'équation (2.29), on arrive l'équation de l'onde radiale :

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V(r)) + \frac{l(l+1)}{r^2} \right) u_l(r) = 0 \quad (2.32)$$

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

$$u_l(r) \sim e^{i\delta_l} \sin \left(k r - \frac{l\pi}{2} + \delta_l \right) \quad (2.33)$$

δ_l : Est nommée le déphasage.

En remplaçant (2.30) dans (2.29) et (2.33) dans (2.31), et en comparant les 2 expressions obtenus, on déduit l'expression de l'amplitude de diffusion :

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2il} \right) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (S_l - 1) P_l(\cos \theta) \quad (2.34)$$

Les éléments diagonaux sont homogènes au déphasage δ_l par :

$$S_l = e^{2i\delta_l} \quad (2.35)$$

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

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.36)$$

2.1.3.2. Potentiel optique

Le potentiel optique contient une partie réelle pour les états de diffusion élastique et une partie imaginaire pour les états de diffusion inélastique.

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (2.37)$$

Où $U(r)$ et $W(r)$ sont les parties réel et imaginaire respectivement du potentiel $V(r)$.

Les premières analyses de diffusion élastique utilisaient un potentiel en forme de puits carré, modifié par une forme :

$$V(r) = U(r) + iW(r) \quad (2.38)$$

Les facteurs de forme $f(r)$ et $g(r)$ dépendent de la distance (r) entre les deux noyaux. Ils sont exprimés comme suit :

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (2.39)$$

$$g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r} \tag{2.40}$$

R : représente l'extension du potentiel qui doit être similaire au rayon du noyau.

a : le paramètre destine la vitesse de décroissance de la fonction f(r) et relié à la diffusivité de la surface nucléaire.

La fonction f(r) a la forme de la fonction de Wood Saxon, pour assurer la propriété de saturation des forces nucléaires (l'interaction des nucléons avec uniquement, leurs proches voisins).

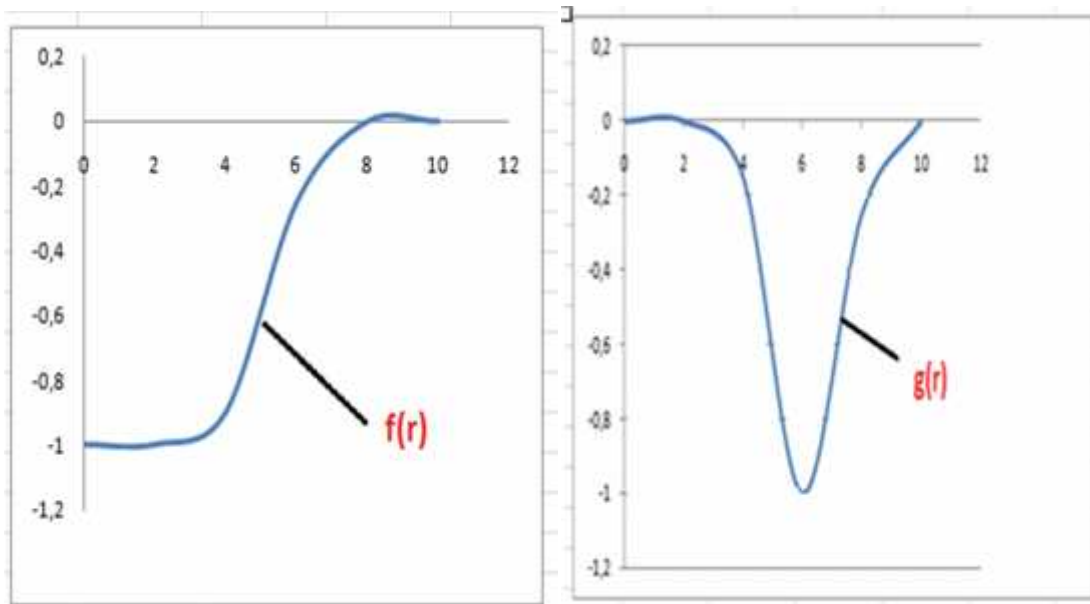


Figure.2.1 : Facteur de forme f(r) et g(r)

La forme du facteur de forme de la partie imaginaire g(r) dépend de l'énergie incidente comme le montre la figure ci-dessus. A basse énergie (inférieure à 10 MeV/nucléon), on considère que l'absorption qui est localisée a la surface nucléaire [S 83]. Dans ce cas, le facteur de forme g(r) est représenté par une fonction dérivée de Wood-Saxon concentrée à la surface du noyau. A plus haute énergie, la partie imaginaire est en général composée de deux termes: un terme de surface décrit ci-dessus et un terme de volume décrit par un potentiel de Wood-Saxon. De plus, on enferme le terme qui indique le potentiel de spin-orbite et qui interprété le couplage du spin de la particule incidente avec le moment orbital du système nucléaire :

$$V_S (r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 V_S \frac{df(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{S} \tag{2.41}$$

\vec{l} : est l'opérateur du moment angulaire.

\vec{S} : est l'opérateur du spin.

$\left(\frac{h}{m_{\pi}c}\right)^2$: Longueur d'onde Compton du pion.

Finalement un potentiel Coulombien est ajouté au potentiel $V(r)$ si la particule incidente est chargée. Il s'agit du potentiel généré entre une charge ponctuelle Z_1 et une sphère uniformément chargée de charge Z_2 , de rayon R :

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right) & r < R \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & r > R \end{cases} \quad (2.42)$$

Le potentiel complexe $V(r)$ utilisé dans le cadre du modèle optique, s'écrit comme suit :

$$V(r) = V_C(r) - U(r) + iW_V f(r) + iW_S g(r) + V_S(r) \quad (2.43)$$

2.1.3.3. Coefficients de transmission

Les coefficients de transmission représentent donc la probabilité de traverser ces barrières ou en d'autres termes: la pénétrabilité. En utilisant le modèle optique, on peut déterminer les coefficients de transmission qu'on pourra les utiliser dans le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé, qui sont par la suite, utilisés dans le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52].

On écrit l'équation de Schrödinger sous la forme suivante :

$$\frac{d^2 u_l(r)}{dr^2} + \left(K^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) u_l(r) = 0 \quad (2.44)$$

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

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (2.45)$$

Pour $(R = r_0(1 + A^{-1/3}))$ et la région externe ($r > R$) où le potentiel optique est nul ($V_C(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$), permet de calculer la quantité :

$$t_l = e^{2i\delta_l(E)} \quad (2.46)$$

Où $\delta_l(E)$: étant le déphasage de la fonction d'onde sortante.

Les coefficients de transmissions $T_l(E)$ sont reliés alors aux termes $t_l(E)$ par la relation suivante :

$$T_{\ell}(E) = 1 - |r_{\ell}|^2 \quad (2.47)$$

2.1.4. Densités de niveaux

La densité de niveaux mesure, en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé, les états nucléaires accessibles au système. La densité de niveaux joue un grand rôle dans la détermination précise de la section efficace et des spectres d'énergie des particules émises. Ainsi, les paramètres affectant les différentes expressions de la densité de niveaux sont d'une importance cruciale et leur choix nécessite une étude paramétrique adéquate afin d'aboutir à des résultats en bon accord avec les données expérimentales.

Pour un noyau d'énergie d'excitation U et de spin J la densité de niveaux est donnée par :

$$\rho(j, U) = D(j, U)\rho(U) \quad (2.48)$$

$D(j, U)$: est la distribution du spin donnée par [Gil65] :

$$D(j, U) = \frac{2J + 1}{2\xi(u)} e^{\left[\frac{(J+1/2)^2}{2\xi(u)} \right]} \quad (2.49)$$

$\xi(u)$: est spin de coupure.

Soit:

$$\rho(U) = \frac{\bar{\pi} e^{-2\bar{a}}}{12 U^{5/4} \bar{a}^{1/4}} \quad (2.50)$$

\bar{a} : est le paramètre de niveaux.

Plusieurs modèles sont proposés pour exprimer cette densité qui est décrite en général dans le domaine du continuum par la théorie du gaz de Fermi, parmi lesquels on cite deux modèles utilisés dans ce travail.

2.1.4.1. Modèle de Gilbert et Cameron

Le modèle de Gilbert et Cameron [Gil65] consiste à utiliser la formule de température constante pour les faibles énergies d'excitation, soit :

$$\rho_T(U) = \frac{1}{T} e^{\left[\frac{U + E_0}{T} \right]} \quad (2.51)$$

T : est la température nucléaire.

$E_{\bar{c}}$: est un facteur de normalisation.

\bar{c} : est l'énergie d'appariement.

Au-delà de $E_{\bar{c}}$, pour les énergies d'excitation élevées, le modèle de Gilbert et Cameron est basé sur la théorie du gaz de Fermi:

$$\rho_F(U) = e^{(2 \bar{c})} / (12 \bar{c} \varepsilon_c(U) U (\bar{c})^{1/4}) \quad (2.52)$$

\bar{c} : est le paramètre de densité de niveaux.

2. 1. 4. 2. Le Modèle B.S.F.G.M. (« Back-shift éd Fermi Gags Model »)

Ce modèle consiste à généraliser (back-shift éd), l'utilisation de la formule du gaz de Fermi jusqu'à la région, de température constante pour les faibles énergies d'excitation, en faisant introduire la température nucléaire dans l'expression du gaz de Fermi. Dans ce cas une seule expression de la densité de niveaux est valable pour toutes les énergies d'excitation ; elle est donnée alors par [Dil73].

$$\rho(U') = \frac{1}{12} \frac{1}{\bar{c} \varepsilon_c(U') \bar{c}^{1/4} (U' + T)^{5/4}} e^{-\frac{2 \bar{c}}{U'}} \quad (2.53)$$

Avec $\varepsilon_c^2(U')$: le spin de coupure.

La température nucléaire T est définie dans l'équation :

$$U' = \bar{c} T^2 - T \quad (2.54)$$

2. 1. 4.3. Correction de couche d'Ignatyuk

Les expressions de densités de niveaux données précédemment prévoient un paramètre de densités de niveaux \bar{c} constant (espacement équidistant entre niveaux) sur toute la gamme d'énergie d'excitation. Hors, à basse énergie, l'effet de couche n'est pas le même quand l'énergie d'excitation est élevée. De ce fait, [Ign75] a proposé une correction due \bar{c} l'effet de couche a basse énergie, en parlant le paramètre de densité de niveaux \bar{c} en fonction de l'énergie d'excitation U, Soit :

$$\bar{c}(U) = \bar{c}_0 \left[1 + f(U) \frac{\delta}{U} \right] \quad (2.55)$$

a_0 : est la valeur asymptotique de $a(U)$ à des énergies d'excitations élevées. L'effet de couche est inclus dans le terme suivant:

$$\delta = M_e - M_{ld} (Z, A, \beta) \quad (2.56)$$

M_e : est la masse atomique expérimentale.

M_{ld} : est la masse atomique calculée à partir du modèle de la goutte liquide pour une déformation quelconque β . La relation de M_{ld} s'écrit comme suit :

$$M_{ld} = Zm_p + N - 1/c^2 \left(a_v A^{1/3} - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} a_u \frac{(N-Z)^2}{A} + a_p A^{-3/4} \right) \quad (2.57)$$

Avec a_v, a_s, a_c, a_u, a_p sont les paramètres de wapstra [wap71].

$f(U)$, qui dépend de l'énergie d'excitation, est donnée par:

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma) \quad (2.58)$$

Avec $\gamma = 0.05M^{-1}$

La valeur asymptotique de $a(U)$, qui est a_0 dépend empiriquement [175] du nombre de masse A est donnée par l'expression suivante :

$$\frac{a_0}{A} = \alpha + \beta \quad (2.59)$$

α Sont des paramètres libres.

2.2. Le modèle exciton

Le modèle exciton a été proposé par Griffin, 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 version modifiées étant aujourd'hui proposées. Ce modèle d'excitons tel qu'il est décrit par Kalbach [KAL77] est un modèle à une composante, c'est-à-dire que lors de l'évolution du système vers l'équilibre aucune distinction directe n'est faite entre protons et neutrons, on ne parle qu'en ternie de nucléons. Dans le modèle exciton l'état du système est caractérisé par le nombre des particules excitées (p) et des trous (h) qu'il contient, le nombre d'états exciton n, comme il est Schématisé du la figure 2.2.

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.

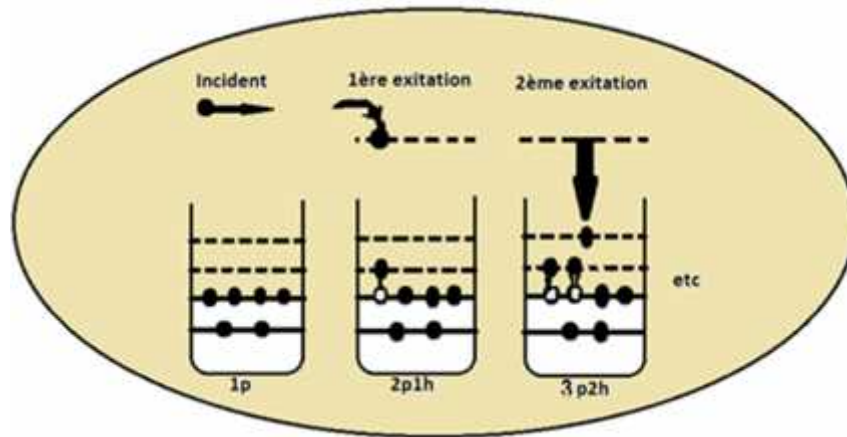


Figure 2.2 : Réaction nucléaire dans le modèle d'excitons

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. L'évolution du système peut 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 $n = \pm 2$ et $p = h = \pm 1$

Il existe une probabilité pour qu'une particule soit émise dans chaque étape de ce processus de transition vers l'équilibre qui est décrit par le système « master equation ». La probabilité d'existence d'un état exciton n est donnée par :

$$\frac{d P(n, t)}{dt} = P(n - 2, t) \cdot \lambda^+(n - 2, E) + P(n + 2, t) \cdot \lambda^-(n + 2, E) - P(n, t) \cdot [\lambda^+(n, E) + \lambda^-(n, E) + l(n, E)] \quad (2.60)$$

$P(n, t)$: est la probabilité d'existence du système nucléaire dans l'état exciton n à l'instant t .

$\lambda^\pm(n, E)$: Sont les taux d'interaction résiduelle à deux corps (particule-trou) correspondant au $\lambda^+e^- n \rightarrow n + 2$ et $\lambda^-e^- n \rightarrow n - 2$ (production ou annihilation) donner par [You92] :

$$\lambda^\pm(n, E) = \frac{2}{A} |M|^\pm(n, E) \quad (2.61)$$

$|M|^2$: La valeur moyenne de carré de l'élément de matrice de l'interaction à deux corps entre l'état initial et l'état final. Souvent $|M|^2$ est donnée en fonction de l'énergie d'excitation E du noyau composé et de la masse A selon la relation [C 72]:

$$|M|^2 = K \cdot E^{-1} \cdot A^{-3} \quad (2.62)$$

Où :

K : est le coefficient de kelbach et A est le nombre de masse du noyau cible

On a
$$I(n, E) = \int_0^{E-E_b} W_b(n, E_b) \cdot dE_b \quad (2.63)$$

$I(n, E)$: Le taux d'émission totale du pré-équilibre à partir d'un état d'excitons n

Avec $W_b(n, E_b)$ est le taux d'émission d'une particule de pré-équilibre b , d'énergie E_b à partir de l'état excitons n par [Cli71] égale:

$$W_b(n, E_b) dE_b = \frac{(2J_b+1)}{\pi^2 \cdot 3} m_b E_b \sigma_C^b(E_b) \frac{\omega(p-p_b, h, U)}{\omega(p, h, E)} R_b(p) dE_b \quad (2.64)$$

$\omega(p - p_b, h, U)$: est la fonction de densité d'états pour le noyau résiduel évaluée à une énergie.

$$U = E - E_b - B_b \quad (2.65)$$

p_b : Le nombre de nucléons constituant la particule émise.

E_b : L'énergie d'une particule après l'émission contenant p_b nucléons.

$\omega(p, h, E)$: La densité d'états du noyau composé.

E : L'énergie d'excitation.

I_b : Le spin de la particule émise et μ_b sa masse réduite.

σ_C^b : La section efficace de formation du noyau composé de la réaction inverse.

Pour l'expression de $\omega(p, h, E)$ est donnée selon Williams [Wil71] par :

$$\omega(p, h, E) = \omega(n, E) = \frac{g^n \cdot E^{n-1}}{p! h! (p + h - 1)!} \quad (2.66)$$

g : La densité de niveaux à une particule.

u : Paramètre de densité de niveaux.

La section efficace différentielle en énergie, liée au spectre d'émission $I_b(E_b)$ dans le cas d'émission d'une particule de pré-équilibre b , est donnée par :

$$\frac{d\sigma_D}{dE_D} = \sigma_C^n \cdot \sum_n \tau(n) \cdot W(n, E_D) \quad (2.67)$$

σ_C^n : est la section efficace de formation du système composé par le neutron incident.

$\tau(n)$: est la durée de vie moyenne d'un état exciton donnée par :

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{t_e} p(n, t) dt \quad (2.68)$$

Le spectre total en énergie pour l'émission de la particule b est :

$$I_D(E_D) \cdot dE_D = \sum_n I_D(n, E_D) \cdot dE_D \quad (2.69)$$

Pour former la particule émise, on introduit un facteur combinatoire $R_D(p)$ donné dans la référence [Cli72] qui représente la probabilité d'avoir la bonne combinaison de proton et neutron.

Le spectre en énergie pour l'émission de la particule b pour un état exciton n, s'écrit comme suite :

$$I_D(n, E_D) dE_D = W(n, E_D) dE_D \int_0^{\infty} P(n, t) dt = W(n, E_D) dE_D \tau(n) \quad (2.70)$$

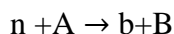
Chapitre 3

**Etude systématique des fonctions
d'excitation des réactions (n,)**

Nous avons basé sur le modèle statistique d'équilibre et le modèle exciton de pré-équilibre pour développer une modèle semi-empirique dans le but de prédire les fonctions d'excitation de réaction (n,).

3.1. Formalisme du processus d'équilibre

Soit la réaction nucléaire suivante :



Conduisant de la voie d'entrée c formée par (n+A) vers la voie de sortie c' par (b +B), obtenue par désexcitation du noyau composé (CN). Les différentes définitions des symboles dans ce chapitre est donner par :

E_n : Energie cinétique des neutrons incidents.

S_n : Energie de séparation du neutron.

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

S_D : Energie de séparation de la particule émise b.

E_D : Energie cinétique de la particule émise b.

$U = E_C - S_D - E_D$: Energie d'excitation du noyau résiduel B.

Lorsque en basant sur le modèle d'évaporation de Weisskopf-Ewing alors la section efficace d'une réaction nucléaire de type (n, b) est donner par [B 52] :

$$\sigma_n^e = \sigma_C^n \frac{F_C}{\sum F_D^e} \tag{3.1}$$

σ_n^e : Section efficace totale du processus d'évaporation

Avec σ_C^n : section efficace de formation du noyau composé par la voie neutron.

F_D : Grandeur proportionnelle à la largeur des niveaux Γ_D correspondant à la particule émise.

Cette grandeur est donnée comme suit :

$$F_D = \frac{2m_D}{h^2} (2I_D + 1) \int_0^{W_D} E_D \sigma_C^D \omega_C (W_D - E_D) dE_D \tag{3.2}$$

Où m_D et I_D représentent respectivement la masse réduite et le spin de la particule émise par le noyau composé dans la voie c, σ_C^D est la section efficace de formation du noyau composé par La réaction inverse c' .

Du fait que $F_n \gg F_D$ (émission d'une particule neutre est beaucoup probable que l'émission d'une particule chargée en raison de barrière coulombienne). Lorsque la sommation $\sum F_{D_i}$ peut être approximée à F_n alors :

$$\sum F_{D_i} = F_n + F_p + F_\alpha + F_d + F_H + \dots \approx F_n \quad (3.3)$$

3.2. Expression simplifiée de la densité de niveaux

Le développement limité du logarithme de la densité de niveaux au voisinage de l'énergie d'excitation E_C est :

$$\begin{aligned} \ln \omega_0(W_D - E_D) &= \ln \omega_0(E_C - S_D - E_D) \\ &\approx \ln \omega_C(E_C) - (E_D + S_D) \frac{d}{d} \frac{(E_C) \omega_C(E)}{d} \end{aligned} \quad (3.4)$$

W_D : L'énergie d'excitation maximale du noyau résiduel B qui est aussi égale à l'énergie cinétique maximale de la particule émise b et $\omega_C(U)$ est la densité de niveaux du noyau résiduel B à l'énergie d'excitation E_D qui est reliée à la température nucléaire T par :

$$U \left(\frac{1}{T} = \frac{d}{d} \frac{\omega_0(U)}{d} \right) \quad (3.5)$$

W_D Et E_D sont reliées à l'énergie d'excitation E_C du noyau composé par :

$$W_D = E_C - S_D.$$

$$U = E_C - (S_D + E_D).$$

$$\ln \omega_0(W_D - E_D) = \ln \left[\omega_C(E_C) e^{-\left(-\frac{E_D + S_D}{T}\right)} \right] \quad (3.6)$$

D'où la densité de niveaux $\omega_0(U)$ du noyau résiduel B donnée par :

$$\omega_0(U) = \omega_C(E_C) e^{-\left(-\frac{E_D + S_D}{T}\right)} \quad (3.7)$$

3.3. Expression de la section efficace du noyau composé

On peut calculer la quantité F_b s'étalant de l'énergie seuil jusqu'à 20 MeV. La section efficace de formation du noyau composé varie avec l'énergie et la température est pratiquement insensible à la variation de l'énergie de la particule émise alors nous allons

déterminer les sections efficaces de formation du noyau composé pour les particules neutres et les particules chargées.

- Pour le neutron :

La formule de section efficace de création de noyau composé par voie de neutron s'écrit comme [Dost59] :

$$\sigma_C^n = \sigma_g \alpha \left(1 + \frac{\beta}{E_n}\right) e^{-\beta/E_n} \quad \sigma_g = \pi R^2 \quad (3.8)$$

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

- pour la particule chargée :

Pour la particule chargées, les coefficients de transmission doivent tenir compte de la barrière coulombienne existant entre la particule chargée et le noyau cible .alors σ_C^b s'écrit comme [Dost59] :

$$\sigma_C^b = \begin{cases} \sigma_g \left(1 - \frac{V_b}{E_b}\right) & \text{si } E_b > V_b \\ 0 & \text{si } E_b \leq V_b \end{cases} \quad (3.9)$$

Où V_b est la hauteur de la barrière coulombienne.

On remplaçant l'équation (3.7) dans l'équation (3.2) on trouve :

$$F_b = \frac{2m_b}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_C(E_C) \int_0^{W_b} E_b \sigma_C^b e^{-\frac{E_b + S_b}{T}} dE_b \quad (3.10)$$

Où T est la température nucléaire du noyau résiduel après émission de la particule b du noyau composé.

On prendre la borne supérieure de l'intégrale comme infinie parce-que l'énergie d'excitation du noyau composé est très grand devant la température nucléaire.

Si on remplace l'expression (3.8) dans l'équation (3.10) on trouve F_n :

$$F_n = \frac{2m_n}{\hbar^2} (2I_n + 1) \omega_C(E_C) \alpha \sigma_g T(T + \beta) e^{-\beta/T} \quad (3.11)$$

Et on remplace l'expression (3.9) dans l'équation (3.10) on

trouve F_b :

$$F_b = \frac{2m_E}{\hbar^2} (2I_b + 1) \omega_c(E_c) \sigma_g T^2 e^{-\left(-\frac{S_E + V_E}{T}\right)} \quad (3.12)$$

Lorsque on devise F_b sur F_n et on multipliant par σ_c^n on trouve la section efficace d'une réaction nucléaire A (n, b) B :

$$\sigma_n = \sigma_c^n \frac{F_b}{F_n} = \sigma_c^n \frac{T e^{-\left(\frac{2I_b + 1}{\alpha(T+\beta)m_n(2I_n + 1)}\right)} e^{-\left(\frac{Q_n - V_E}{T}\right)}}{\alpha(T+\beta)m_n(2I_n + 1)} \quad (3.13)$$

Q_n : Le bilan de la réaction (n, b) donné par la différence : $S_n - S_b$.

3.4. Formalisme du processus de pré-équilibre :

La contribution de l'émission au pré-équilibre basée sur le modèle d'exciton [Gri66], permet d'écrire le spectre en énergies de la particule émise sous la forme :

$$\frac{d\sigma_n^p}{dE_b} = \sigma_c^n \frac{(2I_E + 1)m_E \sigma_c^E E_b}{\pi^2 \hbar^3 g} \sum_{n=3} \frac{\omega(n-1, U)}{\omega(n, E)} \tau_n \quad (3.14)$$

τ_n : La durée de vie moyenne de l'état exciton n .

σ_n^p : Section efficace totale du processus de pré-équilibre

Où $\omega(n, E)$ est la densité des états excitons, donnée par la formule :

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

$\alpha = \pi^2 g/6$: Défini dans le modèle du gaz de Fermi à espacement équidistant entre niveaux Avec g est la densité de niveaux à une particule.

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

On substitue de l'équation. (3.15) dans l'équation (3.14) nous obtenons l'expression du spectre en énergies des particules équilibre émises pour la composante de pré- pour nombre exciton $n=3$.

$$\frac{d\sigma_n^p}{dE_b} = \sigma_c^n \frac{(2I_E + 1)m_E \sigma_c^E E_b}{\pi^2 \hbar^3 g} \sum_{n=3} \left(\frac{U}{E}\right)^{n-2} p(n-1) \tau_n \quad (3.16)$$

Où la sommation est tenue sur tous les états excitons n .

La section efficace du pré-équilibre est donnée en intégrant sur l'énergie de la particule émise b par :

$$\sigma_n^p = \sigma_c^n \int_{V_E}^{E_n + Q_n} \frac{m_E (2I_E + 1) \sigma_g (1 - V_E/E_E) E_E}{\pi^2 \hbar^3 g} \left(\frac{E_n + Q_n - E_b}{E}\right) 4 \tau_3 dE_b \quad (3.17)$$

L'intégration mène à :

$$\sigma_n^p = \sigma_C^n \frac{(2I_L+1)m_L\sigma_g(E_n+Q_n -V_L)^3}{\pi^2\hbar^3gE^2} 4V_3 \quad (3.18)$$

3.5. Expression de la section efficace intégrée

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

$$\sigma_n = \sigma_C^n \left(\beta_1 e^{-\left(\frac{Q_n - V_b}{T}\right)} + \beta_2 (E_n + Q_n - V_b)^3 \right) \quad (3.19)$$

$$\beta_1 = \frac{T - V_b(2I_b + 1)}{\alpha(T + \beta)m_n(2I_n + 1)}$$

$$\beta_2 = \sigma_C^n \frac{(2I_b + 1)m_b\sigma_g}{\pi^2\hbar^3gE^2} 4V_3$$

Après les analyses et les démonstrations, nous avons obtenus la formule de la section efficace qui est plus simple .Cette formule tenant compte deux processus (équilibre et pré-équilibre) est déterminée sous la forme :

$$\sigma = \sigma_C^n \left[\frac{C\sqrt{E/A}}{\alpha(C\sqrt{E/A} + E)} B_1 e^{-\left(\frac{Q_n - V_L}{C\sqrt{E/A}}\right)} + \frac{E_2(E_n+Q_n -V_b)^3}{(E_n+S_n)^2} \right] \quad (3.20)$$

Elle dépend de l'énergie des neutrons incident et d'énergie de séparation et la température nucléaire $T=C\sqrt{E/A}$.

En se basant sur le modèle de la goulotte de Myers et Swiatecki [Mye66], l'énergie de réaction(Q_n) en fonction de différents termes traduisant et les effets de la structure du noyau est donnée par:

$$Q_n = d_1S_1 + d_2S_2 + d_3S_3 + d_4B_1 + d_5B_2 + d_6B_3 \quad (3.21)$$

Avec

$$S_1 = (N - Z + 0.5)/A, \text{ terme d'asymétrie ;}$$

$$S_2 = (N - Z + 0.5)/A^{4/3}, \text{ terme d'asymétrie de surface ;}$$

$$S_3 = [(N - Z)^4 - (N - Z + 1)^4]/A^3, \text{ terme d'anharmonicité ;}$$

$$B_1 = (Z - 1)/A^{2/3}, \text{ terme coulombien usuel;}$$

$$B_2 = (Z - 1)/A, \text{ terme de diffusivité coulombienne ;}$$

$$B_3 = (Z - 1)A^{1/3}. \text{terme de redistribution coulombienne de volume ;}$$

Ensuite, nous avons mené des études systématiques et théorique sur le partie pré-équilibre et le rapport σ_n^u/σ_r en fonction de groupe des paramètres ($S_1, S_2, S_3, B_1, B_2, B_3$).

Le choix des paramètres est basé sur la reproduction des données expérimentale de la section efficace pour obtenir des minimums d'erreur.

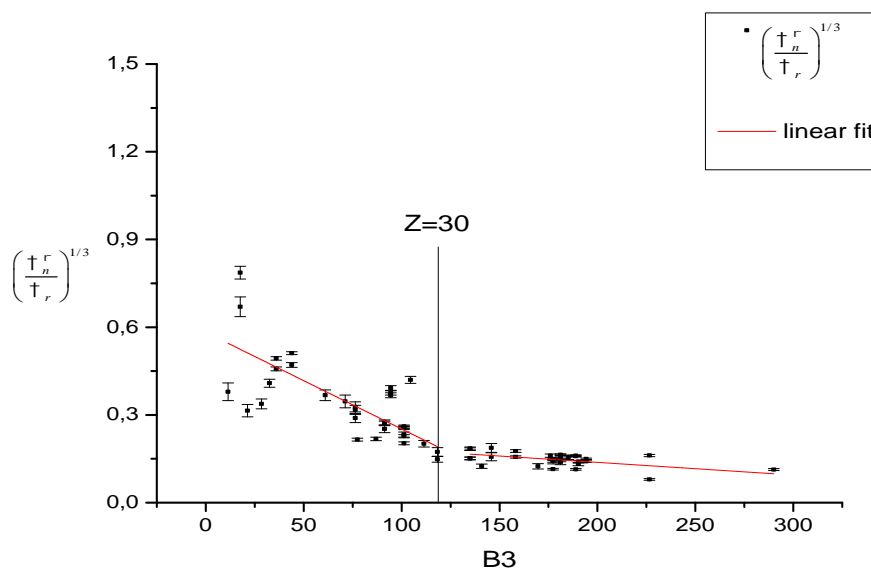


Figure .3.1 Dépendance du rapport σ_n^u/σ_r à la puissance 1/3 avec le terme B_3

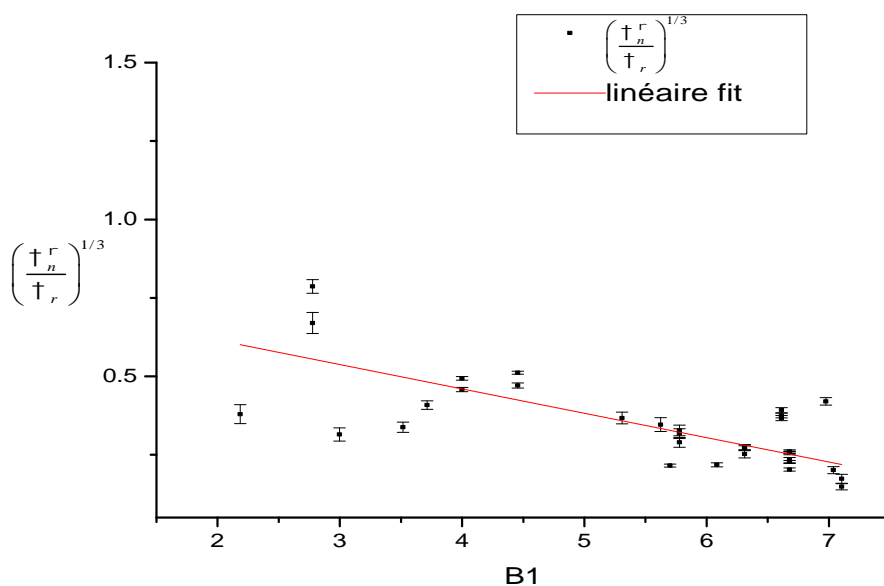


Figure. 3.2 : Dépendance du rapport σ_n^u/σ_r à la puissance 1/3 avec le terme B_1

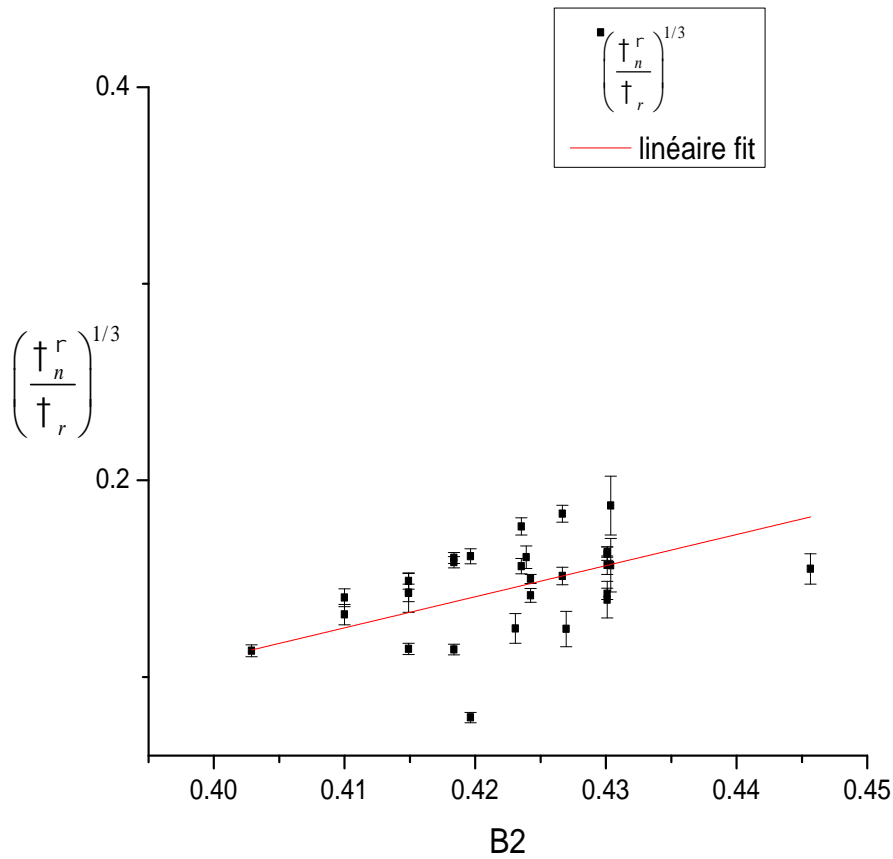


Figure.3.3 : Dépendance du rapport σ_n^r/σ_r à la puissance 1/3 avec le terme B_2

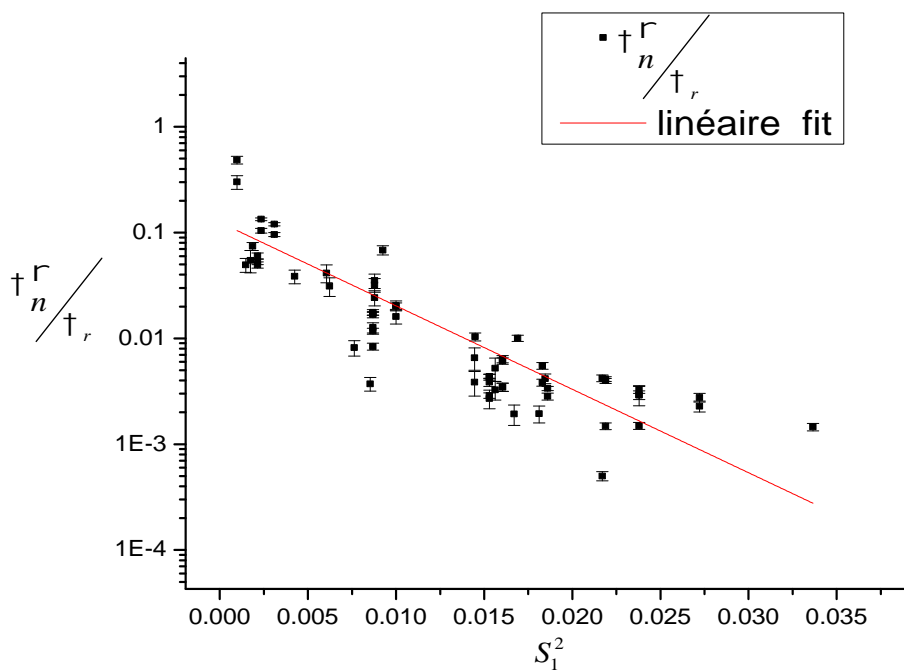


Figure.

3.4 : Dépendance du rapport σ_n^r/σ_r avec le terme d'asymétrie de surface S_1^2

Sur la base de l'analyse ci-dessus, nous pouvons remplacer la dépendance linéaire de Q_n avec le terme d'asymétrie quadratique pour le premier membre de l'équation. (3.19) qui décrit la contribution à l'équilibre. Alors que pour le deuxième membre de l'équation (3.19) qui décrit la composante du pré-équilibre, on remplace la dépendance de Q_{nu} avec le terme de redistribution coulombienne et le terme de redistribution coulombienne de volume pour $Z \leq 30$ et pour $Z > 30$, nous pouvons remplacer la dépendance de Q_n par terme de diffusivité coulombienne et le terme de coulombienne de volume. Nous pouvons remplacer la dépendance de l'énergie de séparation neutronique S_n par le terme d'asymétrie.

En négligeant le terme V/T nous pouvons écrire l'expression de la section efficace (n,) à 12,16,18 et 20 MeV comme :

$$\sigma_n^u = \begin{cases} \sigma_r A^{-1} \left[\frac{c1 * \sqrt{E}}{(\sqrt{E/A} + 1)} e^{\left(\frac{c2 * S_n^2}{\sqrt{E}} \right)} + \frac{c3}{(c4 * S_n + E)^2} * (c5 * B_1 + c6 * B_3)^3 \right], Z \leq 30 \\ \sigma_r A^{-1} \left[\frac{c1 * \sqrt{E}}{(\sqrt{E/A} + 1)} e^{\left(\frac{c2 * S_n^2}{\sqrt{E}} \right)} + \frac{c3}{(c4 * S_n + E)^2} * (c5 * B_2 + c6 * B_3)^3 \right], Z > 30 \end{cases} \quad (3.22)$$

$$\sigma_r = \sigma_g * ((0,76 + 2,2 * A^{-\frac{1}{3}}) + (2,12 * A^{-\frac{1}{3}} - 0,05)/E) \quad (3.23)$$

3.6 Ajustements des paramètres :

Les valeurs expérimentales de σ_n^u Tableau (3.1), ont été ajustées par l'équation (3.22), 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 X^2 , donné par l'expression :

$$X^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^e - \sigma_i^c}{\Delta \sigma_i^e} \right)^2}{N-M} \quad (3.24)$$

Où σ_i^e et $\Delta \sigma_i^e$ sont respectivement les sections efficaces expérimentales et celles calculées par Eq. (3.22). Où N et m représentent respectivement le nombre de données et le nombre de paramètres d'ajustement.

La comparaison entre les données expérimentales et les données calculées est illustrée dans la Table 3.1.

Tableau 3.1 : les sections efficaces calculées de notre systématique Comparées aux données expérimentales pour l'énergie des neutrons 12.16.18.et20 MeV.

Energie de Neutron	Z	A	σ_i^e [Exfor]	σ_i^c	$\Delta\sigma_i^e$ [Exfor]	$\left(\frac{ \sigma_i^e - \sigma_i^c }{\sigma_i^c}\right)$	$\left(\frac{\sigma_i^e - \sigma_i^c}{\sigma_i^e}\right)^2$
12	8	16	223.5	207.67131	33.5	0.07082	0.22325
12	13	27	115.2	114.0202	4.07	0.01024	0.08403
12	15	31	137.5	139.77829	4	0.01657	0.32441
12	21	45	51.5	73.205	9.8	0.42146	4.90532
12	25	55	22.1	33.99221	3.3	0.53811	12.98666
12	26	54	67.48	87.80419	4.5	0.30119	20.39865
12	27	59	24.43	28.90928	0.76	0.18335	34.73675
12	28	58	104.9	72.91004	9	0.30496	12.63404
12	33	75	5.6	6.01731	0.5	0.07452	0.69661
12	34	78	3.2	2.87196	0.58	0.10251	0.3199
12	39	89	3.41	4.74613	0.74	0.39183	3.26012
12	40	94	2.72	3.66933	0.2	0.34902	22.53064
12	41	93	4.9	5.45677	0.98	0.11363	0.32277
12	42	98	2.76	2.63278	0.2	0.0461	0.40465
12	48	112	1	1.32803	0.1	0.18731	3.50863
16	8	16	360	363.33613	30	0.00927	0.01237
16	12	26	64	42.89258	6.4	0.3298	10.87703
16	13	27	91.8	79.54158	4	0.13353	9.3918
16	15	31	107.07	95.76161	5.46	0.10562	4.28959
16	22	48	45	38.94291	7	0.1346	0.74874

16	24	54	14.1	21.04151	1.2	0.49231	33.46146
16	25	55	28	25.79236	3	0.07884	0.54152
16	26	54	82	59.86051	5.2	0.26999	18.12711
16	27	59	25.1	21.71768	1.6	0.13475	4.46877
16	27	59	23.9	21.71768	1.6	0.09131	1.86035
16	30	68	8	6.05746	2	0.24282	0.94336
16	33	75	9.9	7.61746	0.7	0.23056	10.63259
16	35	79	10.9	7.8545	2.616	0.2794	1.35532
16	37	85	6.6	6.6827	0.5	0.01253	0.02736
16	40	94	5.3	5.15696	1.1	0.02699	0.01691
16	41	93	6.99	7.13285	0.62	0.02044	0.05308
18	22	48	41	34.24122	6	0.16485	1.26892
18	25	55	27.8	22.76563	2	0.18109	6.33622
18	26	54	71.9	50.65061	4.2	0.29554	25.59731
18	27	59	18	19.09105	2	0.06061	0.2976
18	27	59	16.7	19.09105	1.1	0.14318	4.7249
18	30	68	5	5.41772	1	0.08354	0.17449
18	33	75	10.3	8.16866	0.8	0.20693	7.09783
18	35	79	6.4	8.40641	1.664	0.3135	1.4539
18	40	94	6	5.72498	0.5	0.04584	0.30254
18	41	93	7.8	7.68169	0.5	0.01517	0.05599
18	42	92	6.7	9.66564	1	0.44263	8.79501
18	42	100	4.3	4.87681	0.5	0.13414	1.33083

18	42	98	7.7	5.97559	0.4	0.22395	18.585
18	43	99	6.3	6.67092	0.3	0.05888	1.52872
20	6	12	35.2	55.04896	8.4	0.56389	5.58364
20	9	19	25	29.92166	5	0.19687	0.96891
20	11	23	34	44.82322	5	0.31833	4.68568
20	19	39	57	80.08776	8.55	0.40505	7.29175
20	22	50	13.1	18.33708	0.9	0.39978	33.86056
20	22	48	31	30.34372	5	0.02117	0.01723
20	27	59	11.9	16.91429	0.9	0.42137	31.04091
20	29	63	12.02	13.08116	2	0.08828	0.28152
20	33	75	5.6	8.6728	0.5	0.54871	37.76844
20	37	85	9.5	7.72646	0.7	0.18669	6.41929
20	40	94	5.3	6.20557	0.5	0.17086	3.28026
20	40	92	7.5	7.43291	0.8	0.00895	0.00703
20	41	93	7.2	8.18235	0.38	0.03443	6.68287
20	42	98	7.4	6.45946	0.4	0.1271	5.52881
20	42	100	5.2	5.3535	0.5	0.02952	0.09425
20	43	99	5.3	7.16279	0.4	0.35147	21.68747
20	48	112	8.4	6.06095	0.6	0.27846	15.19765
20	57	139	3.27	3.24218	0.26	0.00851	0.01145

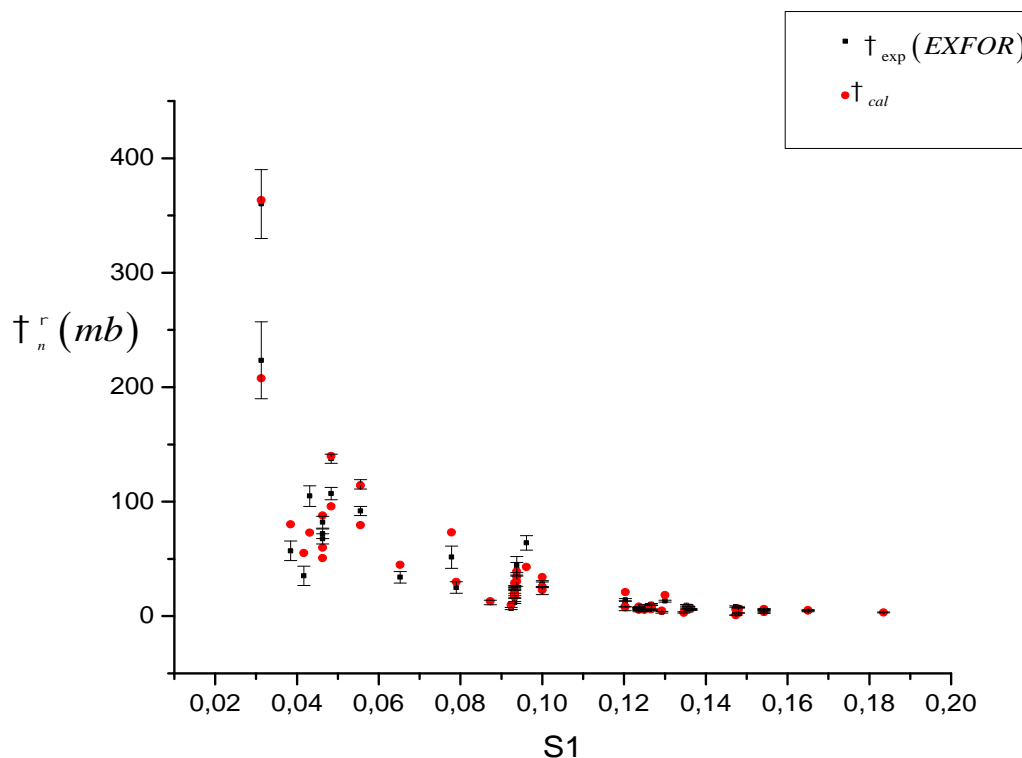


Figure 3.5 : Comparaison entre la section efficace expérimentale à celle calculée

Les résultats obtenus après ajustement des données expérimentales correspondant à une valeur minimale du χ^2 qui sont représentés dans le tableau 3. 2.

Table 3.2 : Les paramètres C_i de notre formule systématique.

Paramètre	$Z \leq 30$	$Z > 30$
$c_1 =$	1005.34391	0.10504
$c_2 =$	-6357.23856	-14.6845
$c_3 =$	9.12434	-2.24769E-4
$c_4 =$	151.83572	-86.12504
$c_5 =$	1.1654	1.16447
$C_6 =$	-0.05903	0.00908
Erreur relative	18.83%	
χ^2	9.25	

La différence moyenne relative entre les sections efficaces expérimentales (σ_n^r) et celles calculées dans le cadre de notre étude du table 3.2 est 18.83 % lorsque l'on ne considère pas les barres d'erreur.

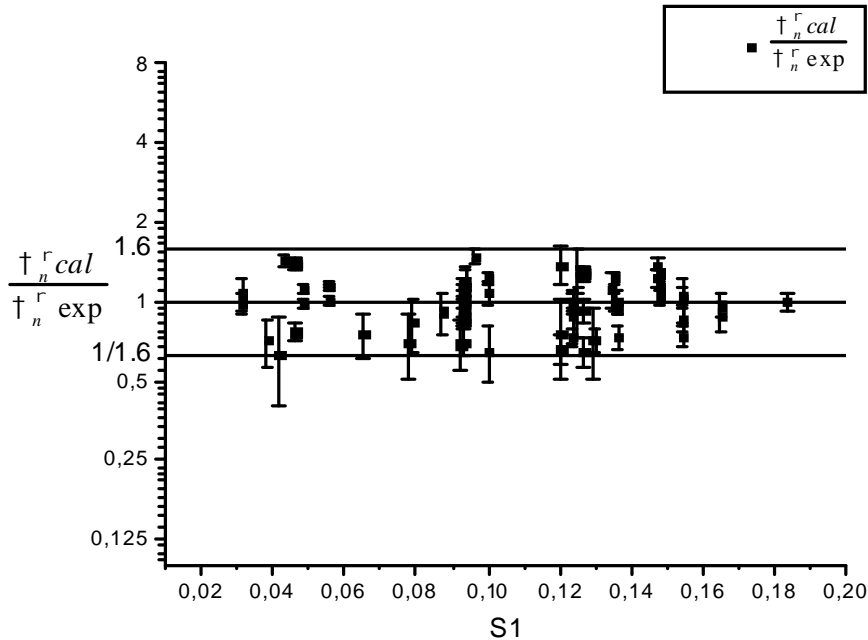
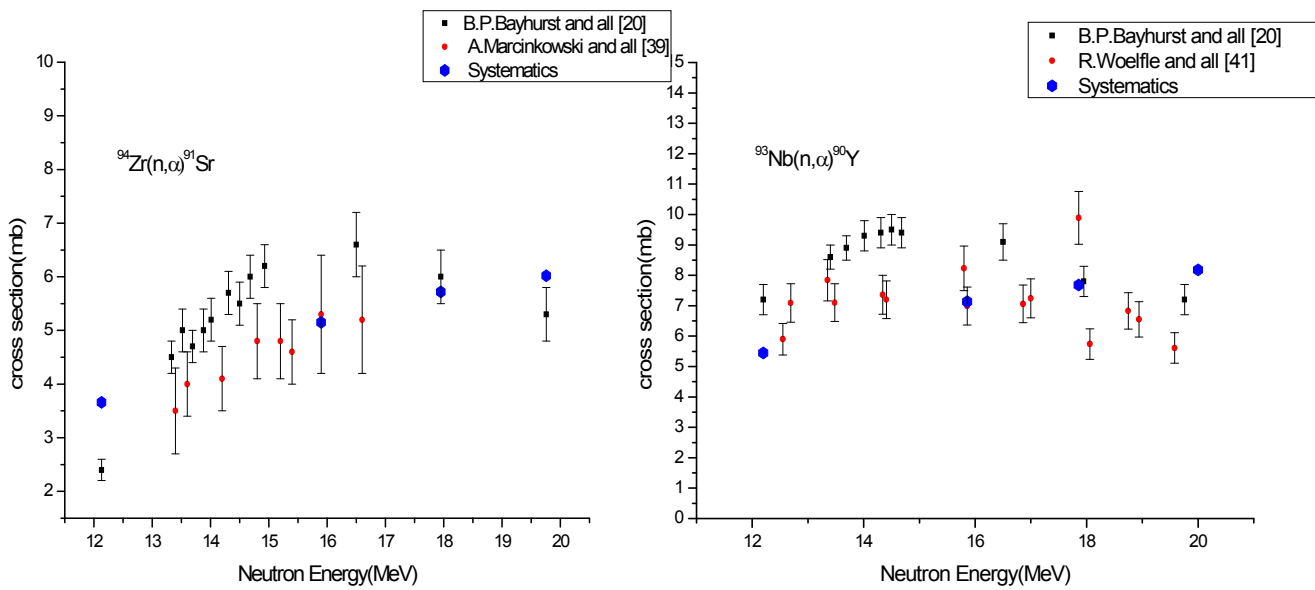
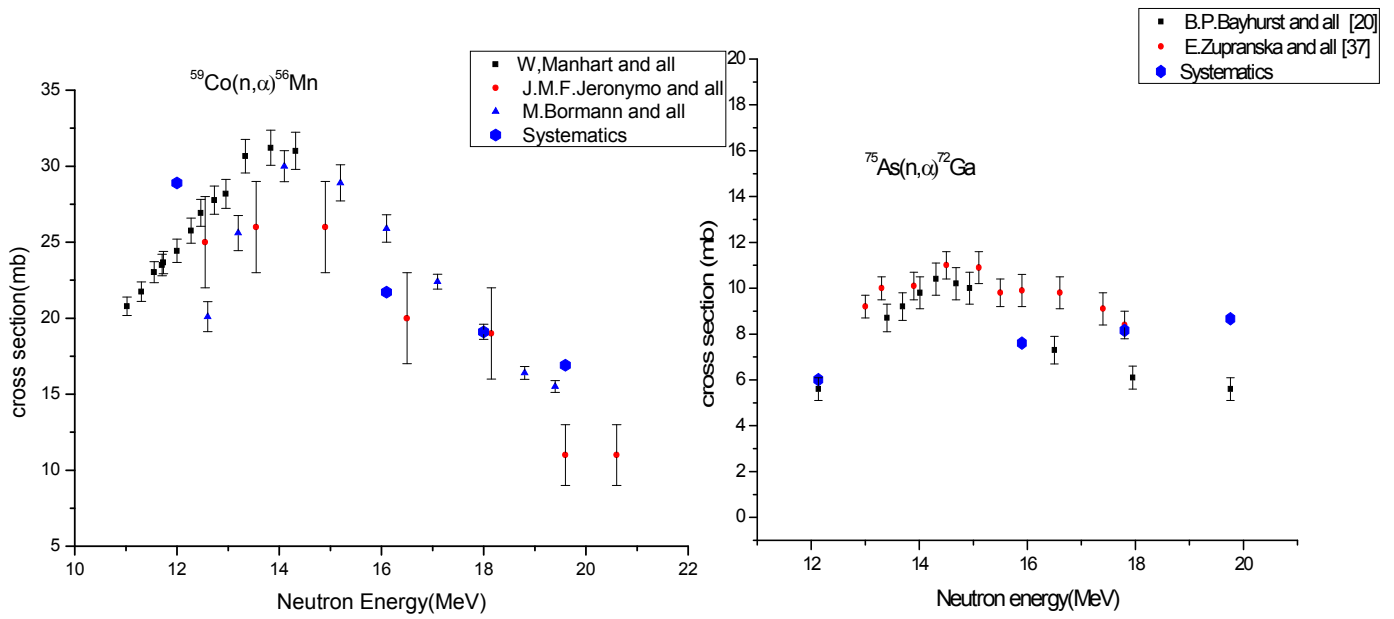
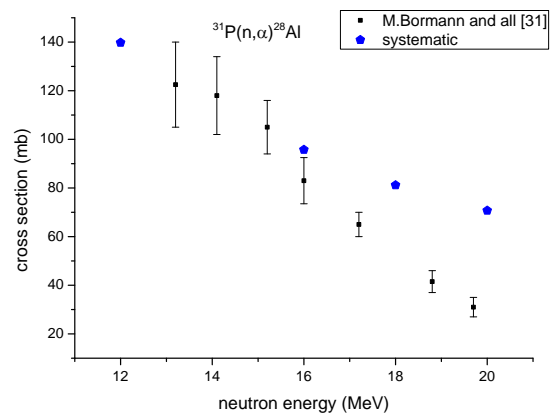
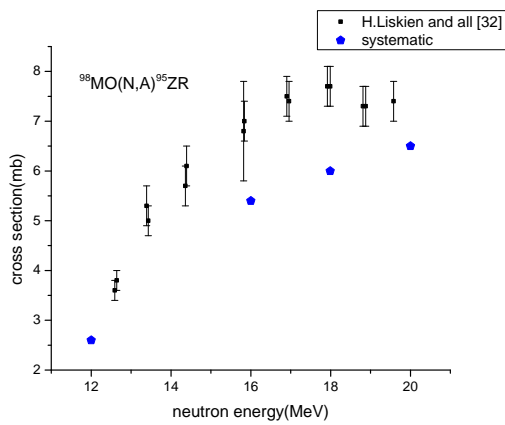
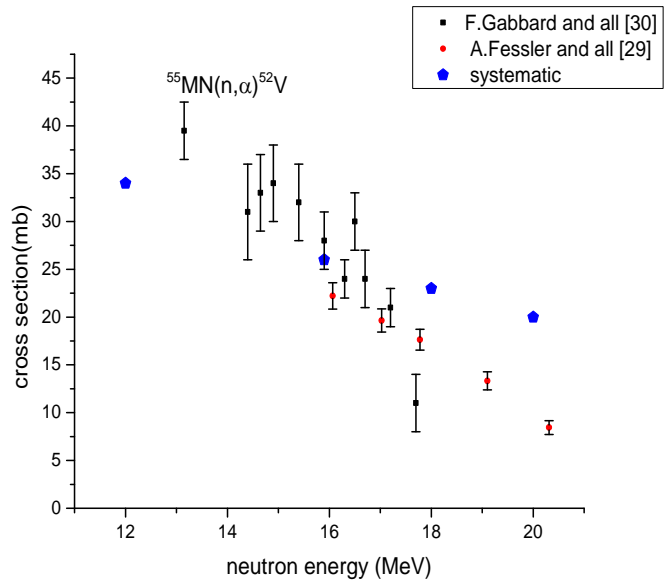
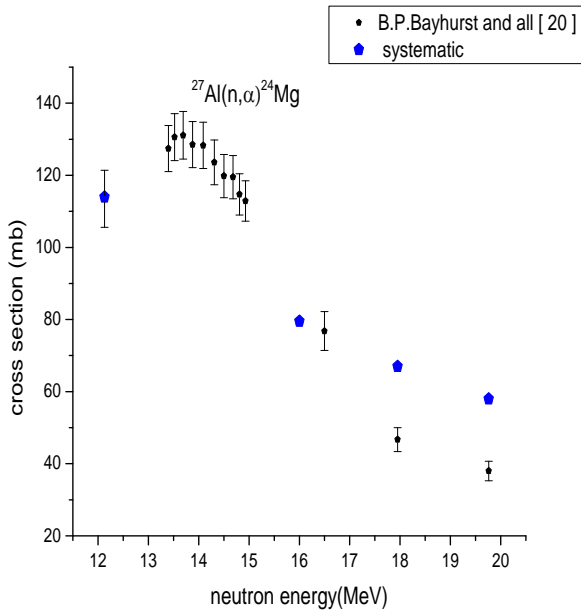


Figure.3.6: La variation du rapport $\sigma_{\alpha}^{n,cal}/\sigma_{\alpha}^{n,exp}$ en fonction de S1

En utilisant la dernière formule systématique (3.22) pour prédire les fonctions d'excitation de réaction (n, σ) pour différents noyaux et les résultats sont les suivantes .





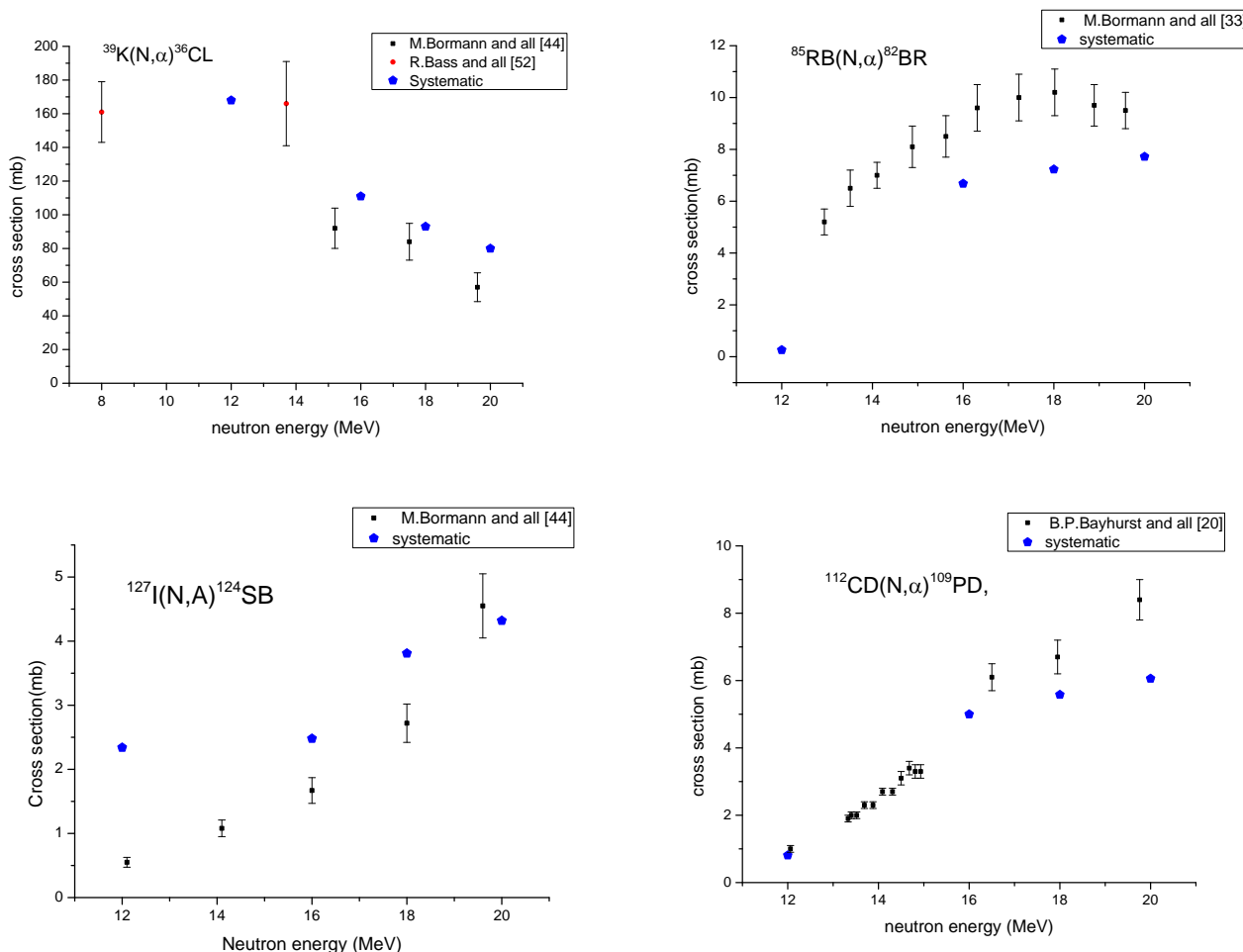


Figure.3.7: comparaison entre les fonctions d'excitation de réaction (n, α) calculée par notre systématique avec les résultats expérimentaux pour différents noyaux.

En général, les fonctions d'excitation de réaction (n, α) calculée par le modèle systématique eq (3.22) sont en bon accord avec les fonctions d'excitation expérimentales(Exfor).

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons mené des études théoriques et systématiques pour les réactions nucléaires induites par les neutrons rapides.

En effet, sur le plan théorique nous avons rappelé la théorie des modèles nucléaires qui peuvent s'adapter à la description du mécanisme de réactions induites par neutrons rapides d'énergie allant de l'énergie seuil à 20 MeV

Nous avons basé, dans ce travail, sur le modèle statistique d'évaporation et le modèle exciton de pré-équilibre pour développer une formule semi-empirique permettant une détermination rapide des sections efficaces des réactions (n, α) induites par des neutrons rapides d'énergie allant de 12 jusqu'à 20 MeV

La formule développée tient compte, par l'intermédiaire des paramètres libres, les effets d'asymétrie de surface et de l'anharmonicité et le terme coulombien. Cette étude systématique donne une bonne description de la section efficace $\sigma(n, \alpha)$ car les résultats obtenus sont dans la limite des barres d'erreurs et en accord avec les résultats expérimentaux

Bibliographie

- [Barr02] Barrett.B.R et al., Nucl. Phys. A704,254. (2002).
- [Bel91] Belgaid M., Thèse de Magister, USTHB, Alger (1991).
- [Boh36] Bohr N., Neutron capture and nuclear constitution, Nature, 137 p344 (1936).
- [Bla52] Blatt J.M. and Weiskopf V. Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc., New York) USA(1952).
- [Car05] Carl-Magnus Persson, Reactivity Determination and Monte Carlo Simulation of the Subcritical Reactor Experiment “Yalina”, Master of Science Thesis Department of Nuclear and Reactor Physics Royal Institute of Technology Stockholm, 2005.
- [Chr14] Christian Ngô. Physique nucléaire Des quarks aux_applications(dunod2014).
- [Cli71] Clin C.K. and Blann M. Nucl. Phys. A 172, p;225 (1971).
- [Cli72] .Cline C.K, Nucl. Phys. A 193 p.417 (1972).
- [Ghi14] Ghislain Ferran,Nouvelles méthodes numériques pour le traitement des sections efficaces nucléaires thèse de doctorat, université paris –saclay,2014.
- [Dio15] Dion Maxime, développement de méthodes de calcul de coefficients de sensibilité des sections efficaces multi groupes auto protégées et de sensibilité implicite du keffaux densités isotopiques. Thèse de doctorat, université de Montréal, 2015.
- [Dil73] Dilg W., Schantl W., Vonach H. and Uhl M. Nucl.Phys. A217, p.269 (1973).
- [Dost59] I.Dostrovsky, Z.Fraenkel, G.Friedlander. Phys.Rev.116, pp.683–702 (1959).
- [Fré 15] Frédéric Mayet, physique nucléaire appliquée (de Boeck 2015).
- [Jea-Gér98] Jean-Claude Boudenot, GérardLabaune, la compatibilité électromagnétique et nucléaire ellipses édition marketing S.A.,1998.
- [Hau52] Hauser and Feshbach. H, Phys. Rev. 87.p.366 (1952).
nucléaire (ellipses,1998).

- [Hodg71] Nuclear Reactions and Nuclear Structure, Clarendon Press, Oxford (1971).
- [Hug12] Hugues Delorme .Eléments de neutronique .License professionnelle ,2012.
- [Ign75] Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N. and Tishin A.S., Sov.J.Phys.21, p255(1975).
- [Ghi14] Ghislain Ferran, Nouvelles méthodes numériques pour le traitement des sections efficaces nucléaires thèse de doctorat, université paris – Saclay, 2014.
- [Gil65] Gilbert A. and Cameron A .G.W.(1965), Can J.phys.43, p.1446.
- [Gri66] Griffin.J.J, Phys. Rev. Lett. 17, p.478 (1966).
- [KAD12] Fatiha KADEM, détermination des sections efficaces d'activation des réactions nucléaires induites par neutrons et applications, thèse doctorat USTHB, 2012 .
- [KAL77] C. Kalbach, "The Griffin model, complex particles and direct nuclear reactions", Z. Phys. A 283, pp 401-411 (1977).
- [Kik68] Kikuchi K. and Kawai M.(1968), Nuclear Matter and Nuclear Reactions North-Holland .Publishing Company Amsterdam.
- [Lan 58] Lane A.M., Thomas R.G., Rev. Mod. phys. 30, p 257 (1958).
- [Mye66] Myer W.D. and Swiatecki W.J. Nuclear Masses and deformations, Nucl.Phys.81, p.1 (1966),
- [NOU08] Nouamen Kellil, Analyse des sections efficaces de réaction dans le cadre du modèle optique et étude systématique des fonctions d'excitation des réactions (n,), Mémoire de Magister, USTHB, 2008.
- [Reu03] P. Reuss. Précis de neutronique. EDP Sciences, 2003.
- [Saad91] Saad Ouichaoui, INTRODUCTION A LA PHYSIQUE NUCLEAIRE (Place centrale de Ben-AKnoun (alger1991).
- [Satch83] G.R. Satchler, Direct nuclear reaction, Oxford University Press, New York, (1983).
- [Wap71] A.H.Wapstra and N.B.Gove Nucl.Data Tables A9p.256(1971).
- [Wei51] Weisskopf V.F, Phys. Rev. 87, 1073 (1951).
- [Wig47] Wigner E.P. L. Einsebud, phys.Rev.72, (1947).
- [Wil71] Wilmore D. and Hodgson P.E. INDC (NDS)-247, Distr.: L,p77, IAEA, Vienna, Austria(1991).

- [You92] Young P.G., Arthur E.D. and Chadwick M.B. W.C.A.N.D.R.N.E.S., H4SMR 614/1., IAEA, Trieste(1992).