

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 Djilali Bounaâma Khemis Miliana
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences de la Matière



Mémoire de fin d'étude
En vue de l'obtention d'un diplôme de *Master en physique*
Spécialité: physique théorique

Thème :

**Etude de la distribution angulaire et énergétique des particules émises
dans une réaction nucléaire**

Présenté par :

**BOUDJELLA SORAYA
GUELIL WARDIA**

Devant le jury composé de :

- Mme F. BOUDJEMAA Présidente
- Mr T. BITAM Encadreur
- Mr D. BENZAID Examineur

Année universitaire : 2016 / 2017

Dédicace

Avec un grand respect, je tiens à dédier ce modeste mémoire au plus grand trésors de ma vie qui m'a entouré de beaucoup de tendresse, d'amour et d'encouragement ma chère <<maman>> qui m'a soutenu dans mes études, qui m'a submergé d'affection et d'amour, qui m'a aidé à affronter les problèmes de la vie avec courage et confiance

“mon père”.

A mes très chers frères Hicham, Aymen, et Bilel,

à ma très chère sœur Maria.

A ma grand-mère et mon grand père.

A tous les autres membres de la famille qui m'ont aidé de près et de loin.

A mon très cher binôme Wardia et sa famille.

A toutes mes amies surtout : Hanane, Hafidha.

A toutes mes amies, les étudiantes de 2^e année
Master physique théorique.

SORAYA

Dédicace

J'ai l'honneur de dédier ce modeste travail :

A ma très chère mère, a mon très cher père qui ne cessent de m'en courage, de me soutenir pendant toute ma formation.

Je les remercie pour leurs sacrifices leurs dévouements leur amour et leurs encouragements.

A mon grand père et ma grand mère et ma famille en France.

Une dédicace spécial à mes frères Ahmed et Abdelkader et sa femme Soumia et ses filles Oumaima et Ritadj.

A mes chères sœurs et leurs enfants surtout mon cher Akram.

A toute ma famille.

Ainsi que la famille de ma chère frère Soraya.

A toutes les personne qui aident à réaliser se travail.

A toute mes amies que j'ai eu la chance d'avoir surtout Hanane et Hafidha.

Je leurs souhait la réussite à toutes les étudiantes de 2^{èm} année master physique théorique.

Et à tous ceux que j'aime.

WARDIA

Remerciement

En premier lieu, nous tenons à remercier notre Dieu, notre créateur pour nous avoir donné la force pour accomplir ce travail

Nous tenons à exprimer nos vifs remerciements à tous nos enseignants du primaire

Jusqu' à l'université qui ont contribué à notre formation, en particulière notre promoteur

Bitam Tariq pour ses conseils et l'aide qu'il nous a apporté nous voulons exprimer également tout notre gratitude et nos remerciement à tous les travailleurs de la bibliothèque centrale de l'université Djilali Bounaâma khemis Miliana.

Nos derniers remerciements et ce ne sont pas les moindres, vont à tous ceux qui ont contribué de près ou de loin pour l'aboutissement de ce travail.

Table des matières

Résumé	0
Introduction	1
Chapitre1 : Réactions nucléaire	3
I-1- Définition d'une réaction nucléaire	3
I-2- Section efficace	4
I-3- Type des réactions nucléaires	5
I-3-1- Désintégration Alpha	5
I-3-2- Radioactivité β^-	6
I-3-3- Radioactivité β^+	7
I-3-4- Fission	8
I-3-5- Fusion	9
Chapitre 2 : Modèle théorique	11
II-1- Présentation du problème	11
II-2- Modèle du noyau composé	12
II-2-1- Hypothèse de Bohr	12
II-2-1-A- la formation du noyau composé	12
II-2-1-B- la désexcitation du noyau composé	13
II-2-2- Modèle statique de Hauser-Feshbach	13
II-2-3- Modèle statique de Weisskopf-Ewing	17
II-3- Modèle optique	17
II-3-1- Le potentiel optique	18
II-3-2- Coefficients de transmission	21
II-4- Spectre en énergie des particules émises	23
II-5- Densité de niveaux	23
II-5-1- Modèle de Gilbert et Cameron	24
II-5-2- Le modèle B.S.F.G.M («Back-Shifted Fermi Gas Model»)	24

II-5-3- Correction de couche d'Ignatyuk	25
II-6- Emission de pré-équilibre	25
II-6-1- Formalisme de pré-équilibre	27
II-6-2- Expression de la section efficace de pré-équilibre	29
II-7- Expression de la section efficace d'une réaction (n,b)	29
II-8- La section efficace doublement différentielle (approximation de Kalbach)	30
Chapitre 3 : Résultats et discussion	32
III-1- L'organigramme	32
III-2- Description de fichier input	33
III-3- Description de programme développée	34
III-3-1- Fonction exmas	34
III-3-2- Fonction Sb	34
III-3-3- Fonction d2sdedw1	34
III-3-4- Fonction d2sdedw2	34
III-3-5- Fonctions paramétriques	35
III-4- Application (études des réactions (n,))	35
III-4-1- la réaction ${}^1_6\text{S} (n,){}^1_6\text{N}$	35
III-4-2- La réaction ${}^1_6\text{N} (n,){}^1_5\text{C}$	35
III-4-3- Prédiction de $\frac{d}{d}$	37
Conclusion	39
Annexe	40
Bibliographie	42

Liste des figures

Figure 1.1 : Réaction nucléaire.	4
Figure 1.2 : Section efficace d'un noyau cible.	5
Figure 1.3 : Distribution angulaire des particules diffusées	5
Figure 1.4 : Schéma de la vallée de stabilité des noyaux	7
Figure 1.5 : Représentation schématique de la distribution de masse des produits de fission de l' ^{235}U induite par des neutrons thermiques.	9
Figure 1.5 : Courbe d'Aston – Energie de liaison par nucléon.	11
Figure 2.1 : Spectre d'émissions typique dans une réaction nucléaire.	10
Figure 2.2 : Le modèle optique.	18
Figure 2.3 : Dépendance radial du potentiel optique phénoménologique.	19
Figure 2.4 : Dépendance énergétique des profondeurs de puits de potentiel optique central.	20
Figure 2.5 : processus de pré équilibre décrit par le modèle exciton.	26
Figure 3.1 : L'organigramme de programme développé	32
Figure 3.2 : Comparaison entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux de la réaction $^{16}\text{S} (n, \gamma)^{16}\text{S}$	35
Figure 3.3 : Comparaison entre les résultats calculait et les résultats expérimentaux de la réaction $^{16}\text{N} (n, \gamma)^{15}\text{C}$	36
Figure 3.4 : Contribution de chaque processus MSD et MSC $^{16}\text{N} (n, \gamma)^{15}\text{C}$	36
Figure 3.5 : Sections efficaces différentielles prédites de la réaction $^{28}\text{B} (n, \alpha)^{28}\text{T}$	37

Liste des tableaux :

Tab 3.1 : La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ calculé en fonction de l'énergie émise E_D de la réaction $^{28}\text{B} (n, \alpha)^{28}\text{T}$	38
--	----

Résumé

Français

Les réactions induites par des nucléons font depuis longtemps l'objet d'études intensives. Les processus Direct (MSD) et de création de noyau composé (MSC) ont une contribution importante aux réactions nucléaire.

Dans ce travail nous avons sommes base sur ces processus et en utilisant l'approximation de kalbach pour certaines réaction nucléaire nous avons évalué les sections efficaces doublement différentielles de production.

Abstract

Nucleons incident reactions have been studied intensively Multi-step Direct (MSD) and Multi-step compound (MSC) processes have a significant contribution to nuclear reaction

In this work we have based on these processes end by using the Kalbush approximation, we have succeeded in calcul sting the doubly differential cross section $\frac{d^2E}{d\Omega}$ for some nuclear reaction.

تعتبر التفاعلات النووية المحرصة عن طريق النكليونات هدفا لدراسات علمية مكثفة.

تنشأ التفاعلات النووية أساسا من نمطين من التفاعلات هما التفاعلات المتعددة المباشرة (MSD) والتفاعلات المتعددة في طور النواة المركبة (MSC).

هذا العمل اعتمدنا في دراستنا على هذه الأنماط و باستخدام مقارنة كالباخ (kalbach) تمكنا من حساب المقاطع الفعالة ثنائية التفاضل لبعض التفاعلات النووية.

Introduction

Les réactions nucléaires induites, par les neutrons font depuis longtemps, l'objet de plusieurs études. La nécessité croissante en données nucléaires des réactions nucléaires utilisées dans différents domaines d'application et dans la description des phénomènes d'interaction entre le neutron et le noyau atomique a amené les chercheurs en physique nucléaire à développer des méthodes de simulation et des modèles théoriques et phénoménologiques qui répondent à ce besoin. En effet. La combinaison entre les deux approches théorique et expérimentale permet aussi l'aboutissement à des études phénoménologiques très fiables pour des évaluations rapides des données nucléaires.

Parmi les grands problèmes de physique nucléaire est la prédiction de la distribution angulaire et énergétique des particules émises dans une réaction nucléaire.

Pour traiter ce problème nous avons basé sur l'approximation semi empirique de Kalbach [Kal88] qui prédit la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$.

Dans ce travail nous avons utilisée l'approximation de Kalbach pour développer un programme fortran basé sur les bases de données expérimentales (exfor) et les excès de masse pour prédire la contribution de chaque processus des réactions (MSD et MSC) ainsi la distribution angulaire et énergétique $\frac{d^2}{d\Omega dE}$ après une analyse paramétrique des données.

Dans le premier chapitre, nous allons définir les réactions nucléaires et la notion de section efficace, et nous avons présenté les différents types des réactions nucléaires qui sont les désintégrations α , β^+ et β^- et la fission et la fusion nucléaire.

Dans le deuxième chapitre, nous allons présenter différents processus des réactions qui sont le modèle d'équilibre (d'évaporation), et le modèle de pré-équilibre, la connaissance de création du noyau composé est très importante pour connaître les mécanismes des réactions, pour cela on a discuté le modèle optique.

Pour des énergies incidentes des neutrons s'étalant jusqu'à 20 MeV, les énergies d'excitations du noyau composé et du noyau résiduel atteintes sont importantes, et la densité de niveaux est relativement élevée, c'est pour cela qu'on a traité la densité de niveaux et sa façon d'évolution, et l'effet de ce changement sur l'expression des sections efficaces tout en faisant appel aux modèles théoriques.

Nous avons présenté l'approximation de Kalbach à la fin du chapitre car il est lié de façon directe avec les processus des réactions nucléaires discuté dans la première partie du deuxième chapitre.

Dans le chapitre final nous avons présenté le programme développé avec les résultats du calcul de différents types de sections efficaces comparées avec les résultats expérimentaux.

Chapitre I : REACTIONS NUCLEAIRES

I-1- Définition d'une réaction nucléaire :

Une réaction nucléaire est un processus dans lequel se produit un changement dans la composition et /ou dans l'énergie d'un noyau cible par bombardement avec une particule nucléaire ou un rayon gamma (figure 1.1) [H.A 72].

Beaucoup de réactions nucléaires sont à 2-corps du type :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 \quad (1.1)$$

Les noyaux 1 (projectile) et 2 (cible) donnent 3 plus 4. On écrit parfois cette réaction sous la forme 1(2,3)4. Une réaction nucléaire peut être exothermique (de l'énergie est libérée) ou endothermique (de l'énergie est nécessaire pour la réaliser). La quantité d'énergie « libérée », qui peut être positive ou négative, est le Q de la réaction qui, dans le cas ci-dessus, s'écrit :

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4) c^2 = \Delta M c^2 \quad (1.2)$$

Où M_i est la masse de la particule i .

Si $Q > 0$, la réaction est exothermique car la masse de l'état final est inférieure à la masse de l'état initial.

Dans la pratique, on bombarde la plupart du temps une cible au repos contenant les noyaux 2 par un faisceau de projectiles constitué de noyaux 1.

Le référentiel correspondant s'appelle **référentiel du laboratoire**.

Si T_1 est l'énergie cinétique du projectile, celle du noyau cible est $T_2 = 0$.

Les énergies cinétiques des deux noyaux dans la voie finale sont T_3 et T_4 .

La conservation de l'énergie s'écrit :

$$M_1 c^2 + T_1 + M_2 c^2 = M_3 c^2 + T_3 + M_4 c^2 + T_4 \quad (1.3)$$

En supposant que les noyaux 3 et 4 sont produits dans leur état fondamental. On a alors [CLD 10]:

$$Q = T_3 + T_4 - T_1 \quad (1.4)$$

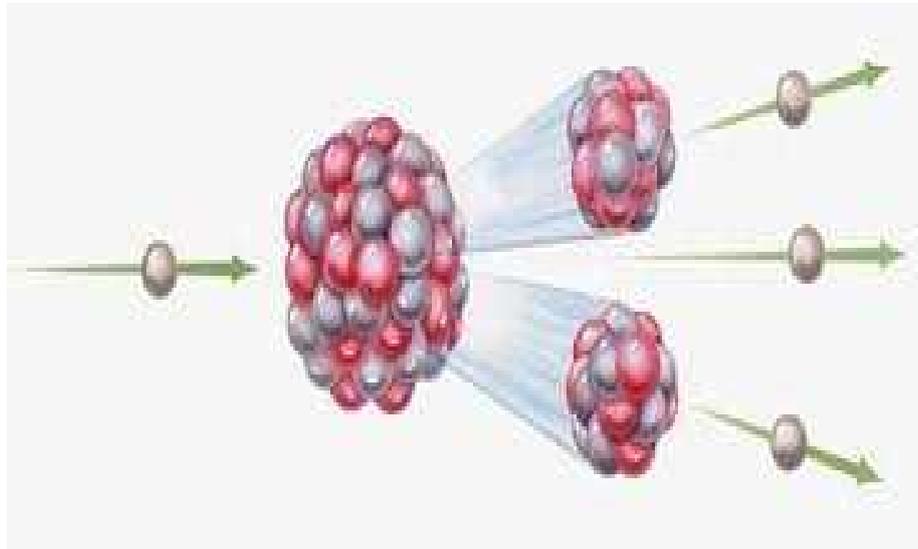


Figure 1.1 : Réaction nucléaire [Wal78].

I-2- Section efficace

Les réactions nucléaires sont gouvernées par la mécanique quantique et sont donc des phénomènes intrinsèquement aléatoires. En conséquence, il est fondamental de pouvoir quantifier la probabilité qu'une réaction donnée ait lieu entre le neutron incident et le noyau cible. Commençons par une modélisation très simple. Soit un flux unidimensionnel de particules ponctuelles dirigé vers un détecteur plan de surface S , orienté perpendiculairement au flux. Ce détecteur contient N_C noyaux cibles que l'on considère être des disques de rayon R . On peut aisément calculer la probabilité P qu'une particule donnée entre en collision avec une cible, c'est le rapport de la surface occupée par les cibles à la surface totale du détecteur :

$P = N_C R^2 / S$. On pose $\sigma = R^2$ la surface d'un noyau cible. Le taux de collisions [Lem08], c'est-à-dire le nombre de collisions observées par unité de temps, est :

$$\frac{d}{dt} = FN_C \sigma \quad (1.5)$$

où $F = n_p v$, avec n_p la densité de particules dans le flux incident et v leur vitesse moyenne. La probabilité d'interaction peut donc ici être quantifiée par la grandeur σ qui est la section d'une cible et a donc la dimension d'une surface. Malgré la simplicité de cet exemple, cette dernière remarque est très générale : on exprime la probabilité qu'une réaction entre deux corps ait lieu sous la forme d'une *section efficace de réaction*, communément notée σ , dont l'unité est le barn (b). Par définition $1b = 10^{-28} \text{ cm}^2$. L'équation (1.5) sert de définition dans le cas général pour la section efficace de réaction, quand $\frac{d}{dt}$ est le nombre de réactions ayant lieu par unité de temps [Bas03]. Quand $\frac{d}{dt}$ est le nombre total d'interactions entre la particule incidente et la cible par unité de temps, on parle de section efficace totale. Dans l'équation (1.5), σ s'exprime en b , F en $b^{-1} \cdot s^{-1}$, t en s et N et N_C sont sans dimension.

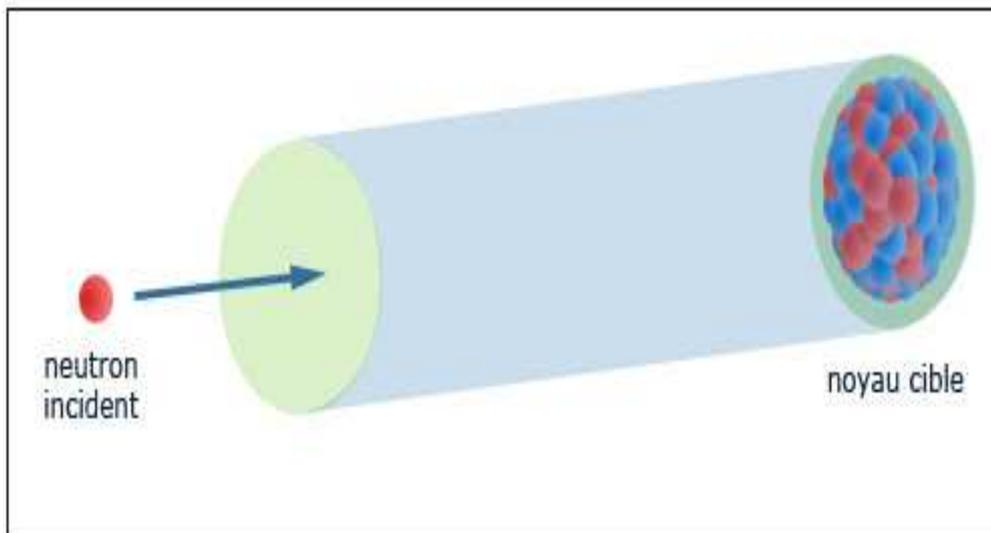


Figure 1.2 : Section efficace d'un noyau cible [CLD10].

Il est également possible de ne prendre en compte que les réactions dont l'un des produits arrive dans une zone angulaire d autour d'un angle solide $d\Omega$ ($d\Omega$ est en stéradians). Si on note dn le nombre de particules détectées dans cette zone élémentaire par unité de temps (dn est donc en s^{-1}), on peut alors définir la *section efficace différentielle angulaire* $\frac{dn}{d\Omega}$ par :

$$dn = FN_c \frac{d}{d} d \tag{1.6}$$

On a alors la relation :

$$\sigma_T = \int \frac{d}{d} d = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{d(\theta, \varphi)}{d} \sin \theta d\theta d\varphi \tag{1.7}$$

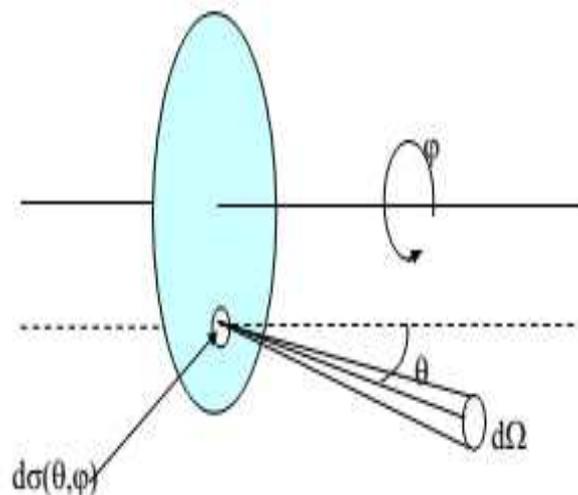


Figure 1.3: Distribution angulaire des particules diffusées [Lem08].

Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire l'interaction entre une particule incidente et un noyau cible, la section efficace de réaction est une fonction de l'énergie cinétique de la particule dans le référentiel du noyau. Cette section dépend de la nature du noyau cible, mais aussi du type de réaction considéré.

I-3- Type des réactions nucléaires

I-3-1- Désintégration Alpha

C'est le mode de désintégration que l'on observe souvent pour les noyaux lourds. Le bilan de la réaction s'écrit, si A_ZX est le noyau initial et Y le noyau final :



Le noyau d' 4_2H est appelé *particule alpha* (α). Pour que cette désintégration soit possible il faut que la masse du premier membre soit supérieure à celle du second:

$$M_X > M_Y + M_\alpha \quad (1.9)$$

L'énergie libérée Q vaut :

$$Q = (M_M - M_Y - M_\alpha) c^2 \quad (1.10)$$

I-3-2- Radioactivité β^-

Lors de la radioactivité β^- , le nombre de masse A ne change pas : la transition est **isobarique**. Un électron et un antineutrino sont émis dans la voie finale. La réaction s'écrit :



Le noyau final avance d'une case dans le tableau périodique. Au cours de cette réaction, un neutron est transformé en proton. Le neutron libre est radioactif, avec une période d'un peu moins de 15 minutes alors que le neutron lié ne l'est pas.

Il se décompose selon la réaction :



Le bilan énergétique de la réaction s'écrit, en utilisant les masses M des noyaux :

$$Q = (M_X - M_Y - m_e)c^2 \quad (1.13)$$

I-3-3- Radioactivité β^+

La radioactivité β^+ est aussi gouvernée par l'interaction faible. Elle concerne les noyaux riches en protons, donc situés à droite de la vallée de stabilité (figure 1.2).



Ce processus correspond à la transformation d'un proton en neutron avec émission d'un positron, qui est l'antiparticule de l'électron, et d'un neutrino:



Le bilan énergétique de la réaction (1.13) s'écrit, en utilisant les masses M des noyaux.

$$Q = (M_X - M_Y - m_e)c^2 \quad (1.16)$$

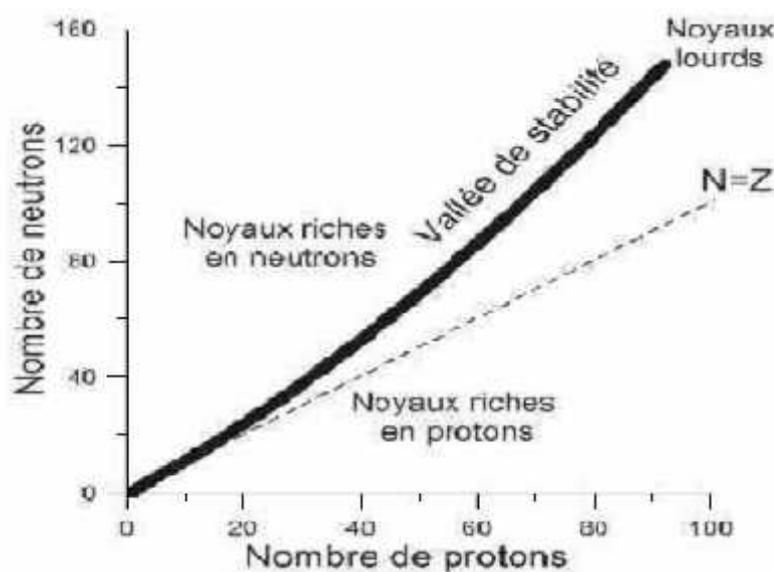


Figure 1.4 : Schéma de la vallée de stabilité des noyaux [CLD10].

I-3-4- Fission

Un noyau dans un état excité est susceptible de se scinder en plusieurs parties c'est la fission nucléal. Une telle fission peut être spontanée ; c'est le cas de la radioactivité de l'uranium, ${}^2_{92}\text{U}$, par exemple. On peut aussi provoquer la fission en produisant à partir de l'uranium ${}^2_{92}\text{U}$ un noyau excité d'uranium-236 :



Si le noyau ${}^2_{92}\text{U}^*$ possède une énergie d'excitation supérieur à un certain seuil (qui dans ce cas est de l'ordre de $E_{S_1} = 5.3\text{MeV}$); il se décompose spontanément de diverses manières possibles. En supposant que les énergies cinétiques de l'uranium-235 et du neutron sont négligeables, la conservation de l'énergie s'écrit :

$$92m_p c^2 + 144m_N c^2 - B(235; 92) = 92m_p c^2 + 144m_N c^2 - B(236; 92) + Q \quad (1.18)$$

Où $B(A; Z)$ est l'énergie de liaison.

La première condition pour que la fission se produise est $Q > E_{S_1}$.

L'énergie $Q = B(236; 92) - B(235; 92)$ peut se calculer à partir de la formule de Bethe et Weizsäcker (1.1 page 12).

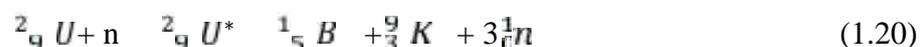
On pose :

$$Q = Q_{\text{f}} + Q_{\text{a}} \quad (1.19)$$

Où Q_{f} est calculé en "oubliant" le terme d'appariement, Q_{a} . On trouve $Q_{\text{f}} \approx 5.9\text{ MeV}$ et $Q_{\text{a}} \approx 0.8\text{ MeV}$: La valeur de Q est supérieure à celle du seuil. La fission peut se produire avec des neutrons lents, des neutrons thermiques par exemple. Par contre, un calcul similaire avec ${}^2_{92}\text{U}$ donne $Q_{\text{f}} \approx 5.5\text{ MeV}$ et $Q_{\text{a}} \approx 0.8\text{ MeV}$. Dans ce cas le seuil étant 5.5 MeV , la fission ne peut pas se produire sans un apport supplémentaire d'énergie. Les neutrons doivent dans ce cas être des neutrons "rapides" dont l'énergie cinétique doit être supérieure à 0.8 MeV . Sur ces exemples, on remarquera l'importance du terme d'appariement.

La fission est dite "exo énergétique" lorsque l'énergie de liaison augmente dans la réaction. Dans un tel cas le système est devenu plus stable ; son énergie interne a diminué.

Pour fixer les idées, considérons l'une des multiples réactions de fission de ${}^2_{92}\text{U}$:



L'utilisation de la formule de Bethe et Weizsäcker donne :

$$Q = B(139, 56) + B(94, 36) - B(235, 92) \approx 166 \text{ MeV} \quad (1.21)$$

De telles réactions sont donc généralement exoénergétiques (figure 1.5). En outre la proportion de neutrons dans les noyaux légers est plus faible que dans les noyaux lourds ; des neutrons libres sont donc produits lors de la fission [LPGA].

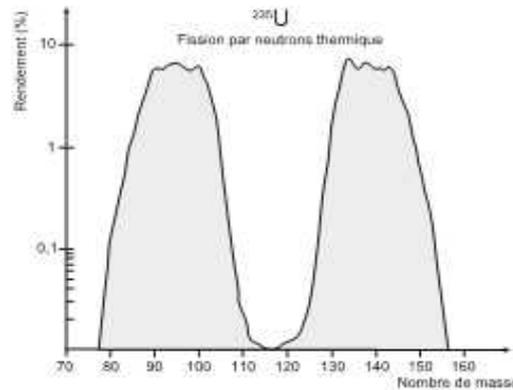
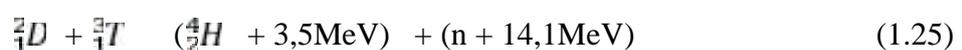


Figure 1.5 : Représentation schématique de la distribution de masse des produits de fission de l' ^{235}U induite par des neutrons thermiques [CLD10].

I-3-5- Fusion

La fusion nucléaire a pour but de faire réagir des noyaux légers pour les combiner en un noyau plus lourd, au contraire de la fission nucléaire qui casse des noyaux lourds (uranium, thorium) en des constituants plus légers. En effet, l'énergie de liaison par nucléon croît en fonction du nombre de nucléons pour les éléments légers comme le deutérium ou le tritium et décroît pour les éléments plus lourds. Comme le montre la courbe d'Aston (figure 1.4), dérivée de l'équation de Bethe-Weizsäcker, donnant l'énergie de liaison par nucléon, le maximum de stabilité est obtenu au niveau du fer.

Plusieurs réactions de fusion peuvent être envisagées [Wesson 97] :



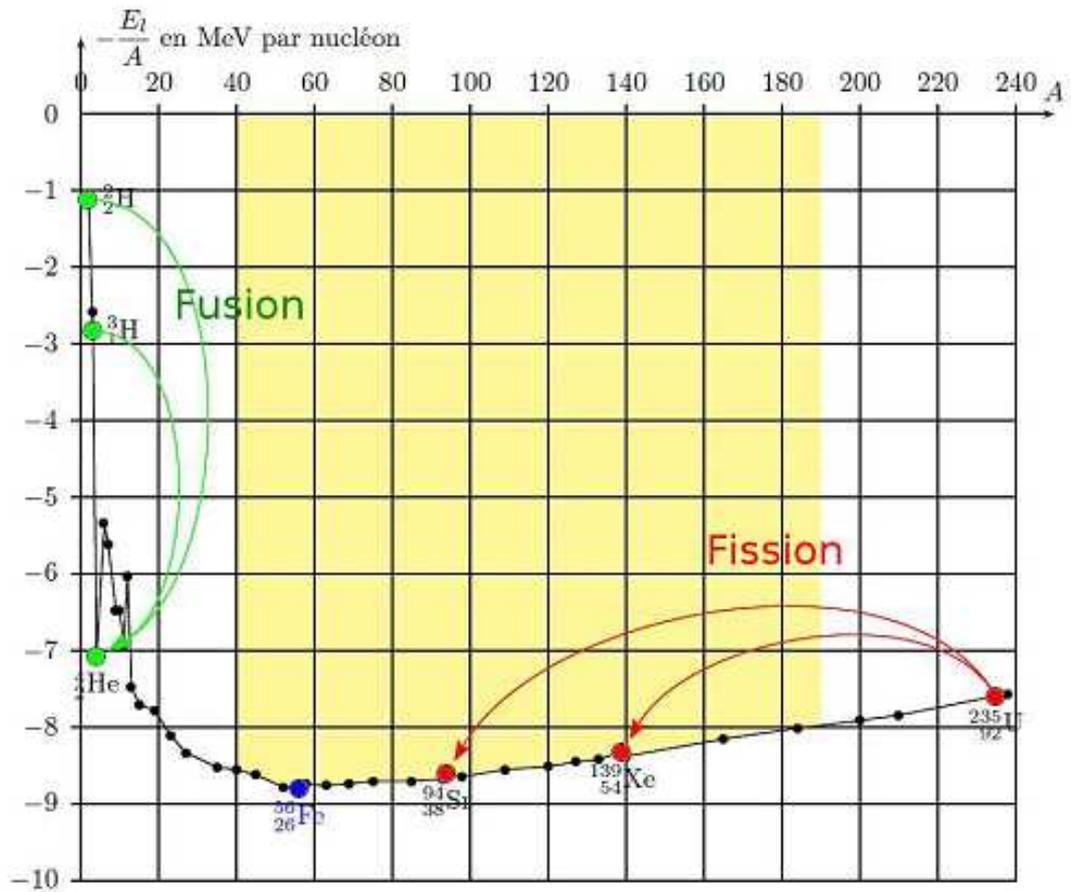


Figure 1.6: Courbe d'Aston – Energie de liaison par nucléon [Wesson97].

Chapitre II : Modèle théorique

II-1- Présentation du Problème

Beaucoup de voies de réactions nucléaires sont énergétiquement possibles, quand on envoie un projectile sur un noyau cible. Les probabilités de réaction (ou sections efficaces) dépendent de la nature et de l'énergie du projectile. Dans ce travail nous nous intéressons particulièrement aux réactions impliquant des neutrons comme projectile.

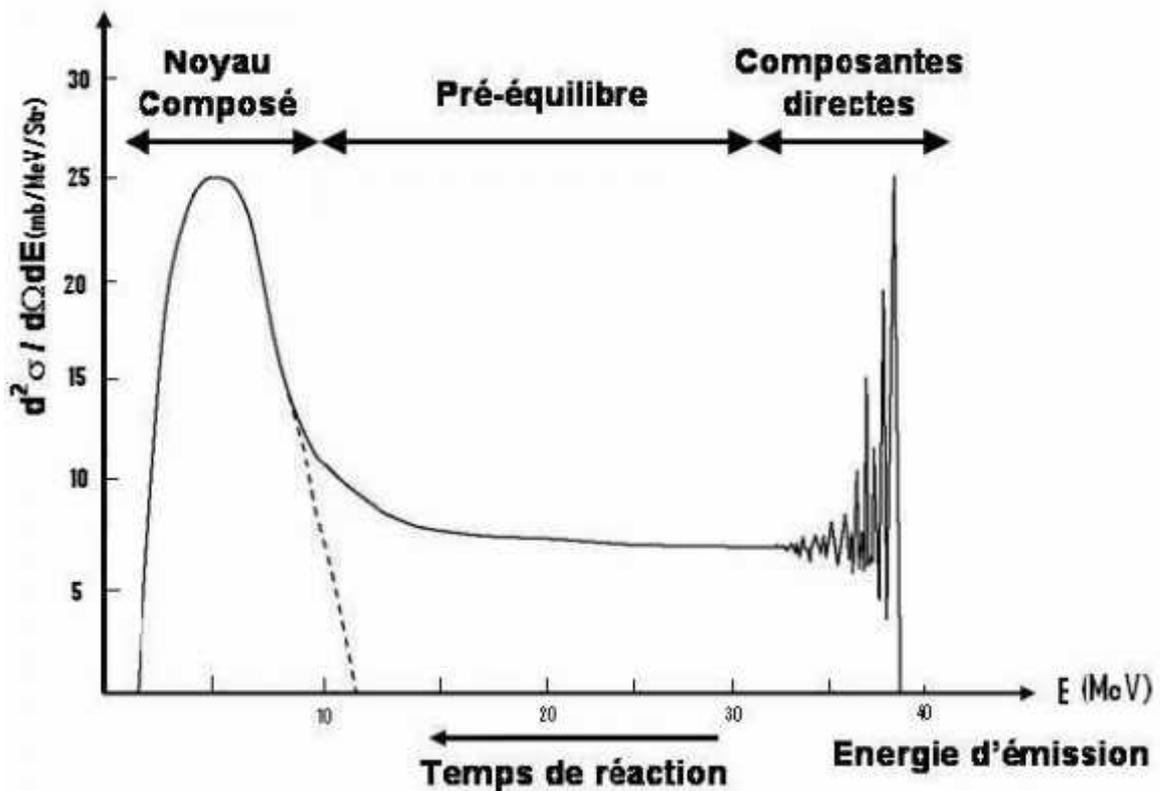


Figure 2.1 : Spectre d'émissions typique dans une réaction nucléaire [Boh36].

Le neutron peut exciter le noyau cible, ce qui génère autant de pics de diffusion que d'états accessibles. On parle, dans ce cas, d'interaction directe et on utilise **le modèle optique** à voies couplées qu'on interprète par le modèle de DWBA.

Le neutron peut aussi être absorbé par le noyau cible, le noyau résultant de cette réaction peut être excité et se désexcite en émettant des particules. Ces particules auront une énergie d'émission faible. On observe un spectre d'évaporation qui est décrit par **le modèle du noyau composé**. Alors, que les réactions directes

correspondent à des processus rapides, l'évaporation correspond à un processus lent durant lequel le système (cible + projectile) a le temps de s'équilibrer pour former un noyau composé.

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

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

II-2-Modèle du noyau composé

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.

II-2-1- Hypothèse de Bohr

Bohr se basa sur la largeur ΔE des résonances observées (de l'ordre de 10 eV) pour estimer la durée de vie Δt du noyau composé. En considérant $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar/2 \geq 10^{-1} \text{ eV} \cdot \text{s}$, la valeur obtenue est $\Delta t = 10^{-1} \text{ s}$, ce qui est 1000 fois supérieur au temps que mettrait un neutron de 100 eV pour parcourir la distance caractéristique du noyau (10^{-1} cm). Le noyau composé a donc le temps d'exister entre la configuration initiale (neutron et noyau cible) et finale (noyau résiduel et particule ou rayonnement gamma de désexcitation). Il suggéra alors de diviser le processus en deux parties distinctes :

II-2-1-A- Formation du noyau composé

L'énergie du neutron dans le centre de masse, composée de la somme de son énergie cinétique et de l'énergie de séparation du neutron pour le noyau composé, est

immédiatement (devant la durée de vie du noyau composé) partagée entre tous les nucléons du noyau [NOU08].

II-2-1-B- Désexcitation du noyau composé

Toujours, du fait de l'importance du temps de vie du noyau composé devant le temps nécessaire à sa création, Bohr émit sa célèbre hypothèse simplificatrice d'indépendance : le mode de désexcitation du noyau composé est indépendant de son mode de formation [NOU08].

Remarque

La théorie issue de ces suggestions de Bohr fut établie par Bethe [Bet37-a]. Tout se passant comme si le noyau composé avait "oublié" son mode de formation, Dans les années qui suivirent de nombreuses publications (telles que [Bet37-b]) s'attachèrent à étudier les différentes conséquences de cette théorie qui reste le fondement de celle utilisée aujourd'hui.

II-2-2-Modèle statistique de Hauser-Feshbach

Considérons la réaction suivante $A(n, b)B$, qui mène le noyau A doté d'un moment angulaire I_A et qui est percuté par un neutron d'énergie cinétique E_n et du moment angulaire I_n (la voie d'entrée) vers un noyau résiduel B avec un moment angulaire I_B et une particule émise b avec un moment angulaire I_b , qui constituent la voie de sortie, tout en passant par la formation du noyau composé ${}^{A+1}_Z A$ dans ce cas le noyau composé va être formé à l'énergie E_λ dans l'état du moment angulaire J avec l'énergie propre W_λ complexe telle que :

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

La loi de conservation du moment angulaire nous impose ceci :

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{I} = \vec{l}' + \vec{I}' \quad (2-2)$$

Avec \vec{l} et \vec{l}' sont respectivement, les spins des voie d'entrée et de sortie.

$$\vec{l} = \vec{l}_A + \vec{l}_n \quad (2-3)$$

$$\vec{l}' = \vec{l}_B + \vec{l}_b \quad (2-4)$$

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

Le modèle statistique de Hauser-Feshbach fait décroître le noyau composé ${}^{A+1}_Z A$ ainsi défini en mettant en compétition toutes les voies de décroissance possibles (émission de α , neutron, proton, deuton, triton, ${}^3_2 H$, et fission). Cette façon de faire utilise l'hypothèse de Bohr dans laquelle on peut découpler les processus de formation du noyau composé et sa désexcitation, comme dans la formule suivante (inspirée de la formule de Breit et Wigner moyennée en énergie).

$$\sigma_n = \sum_{J, \pi} \sigma_c^n(E^*, J, \pi) \frac{\langle \Gamma_b(E^*, J, \pi) \rangle}{\sum_c \langle \Gamma_c(E^*, J, \pi) \rangle} \quad (2-5)$$

Dans cette équation, la section efficace σ_n de décroissance dans la voie b (type, énergie, moment angulaire emportés) du noyau composé formé dans la voie c, est décrite comme le produit de la section efficace de formation du noyau composé σ_c^n dans l'état (E^*, J, π) , par la probabilité de décroissance de ce noyau composé vers la voie b. Cette probabilité est exprimée comme le rapport de la largeur de décroissance dans la voie b sur la somme des largeurs de décroissance dans toutes les voies possibles. On voit ici que la décroissance du noyau composé est bien un processus statistique puisque ce processus est piloté par le rapport entre la mesure de l'espace des phases associée à la voie de décroissance considérée et la mesure de l'espace des phases total disponible. Cette formulation est valable seulement aux énergies du projectile associées au domaine du continu, c'est à dire dans un domaine où les niveaux des noyaux résiduels possibles sont décrits par des densités de niveaux et où l'espacement de ces niveaux est plus serré que leurs largeurs naturelles [NOU08].

La difficulté pour calculer une section efficace de décroissance statistique du noyau composé consiste donc à évaluer, pour toutes les voies, les largeurs de décroissance Γ_b .

L'approximation Hauser-Feshbach [Hau52] simplifie ce calcul en considérant que le rapport des largeurs de décroissance est égal au rapport des pénétrabilités moyennes :

$$\frac{\Gamma_b(E^*, J, \pi)}{\sum_c \Gamma_c(E^*, J, \pi)} = \frac{\langle T_b^J(E_b) \rangle}{\sum_c \langle T_c^J(E_c) \rangle} \quad (2-6)$$

Les énergies E_b des particules émises dans la voie b et leurs moments angulaires sont bien sûr choisies de manière à assurer les conservations de l'énergie totale et du spin total.

La formulation ci-dessus, qui s'appuie sur l'hypothèse de Bohr, est justifiée à haute énergie où les voies d'entrée et de sortie sont complètement découplées.

Cette théorie est aussi, basée sur le modèle du noyau composé décrit dans le formalisme de la matrice R, développé par Wigner et Eisenbud [Wig47]. La section efficace moyenne pour une voie de réaction $c' \rightarrow c$ s'écrit alors :

$$\overline{\sigma_{c' \rightarrow c}} = \frac{\pi}{k_c^2} \sum_J (2J+1) g_J \overline{|S_{c' \rightarrow c}^J|^2} \quad (2-7)$$

k_c : Est le vecteur d'onde défini comme suit :

$$k_c = \sqrt{\frac{2 \mu_c E_c}{\hbar^2}} \quad (2-8)$$

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

$$g_J = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (2-9)$$

$S_{c' \rightarrow c}^J$: Représente l'élément de matrice de collision reliant la voie d'entrée c à la voie de sortie c' , il est donné par :

$$S_{c' \rightarrow c}^J = i^{-l} \frac{u_{\lambda'}^J \bar{u}_{\lambda}^J}{(E - W_{\lambda}^J)} \quad (2-10)$$

Les fonctions $u_{\lambda'}^J$ et \bar{u}_{λ}^J sont reliées aux largeurs réduites $\gamma_{\lambda'}^J$ et γ_{λ}^J , et aux largeurs partielles $\bar{\gamma}_{\lambda'}^J$ et γ_{λ}^J , par

$$u_{\lambda'}^J = \left(\frac{\gamma_{\lambda'}^J}{\lambda'} \right)^{1/2} = \frac{\bar{\gamma}_{\lambda'}^J (k_{c'} a_{c'})^{1/2}}{u_c^{(+)}(k_{c'}, a_{c'})} \gamma_{\lambda'}^J \quad (2-11)$$

$$\bar{u}_{\lambda}^J = \left(\frac{\gamma_{\lambda}^J}{\lambda} \right)^{1/2} = \frac{\bar{\gamma}_{\lambda}^J (k_c a_c)^{1/2}}{u_c^{(-)}(k_c, a_c)} \gamma_{\lambda}^J \quad (2-12)$$

$u_c^{(+)}$ et $u_c^{(-)}$ 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 :

$$\left[\frac{d^2}{dr_{c'}^2} + k_{c'}^2 - \frac{l(l+1)}{r_{c'}^2} - \frac{2 m_{c'} Z_B Z_B}{\hbar^2 r_{c'}} \right] u_{c'l}(k_{c'}, r_{c'}) = 0 \quad (2-13)$$

Compte tenu de la relation (2-10) on trouve :

$$\overline{|S_{c' \rightarrow c}^J|^2} = \frac{\pi \bar{\gamma}_{\lambda'}^J \gamma_{\lambda}^J}{D \Gamma^2} 2 \frac{\gamma_{\lambda}^J}{\lambda} \quad (2-14)$$

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

$$T_C^J \quad T_C^J = 2 \pi \frac{\Gamma_C^J}{D} \quad (2-15)$$

En substituant la relation (2-15) dans la relation (2-14), on aura :

$$\overline{|S_{C'}^J|^2} = \frac{T_{C'}^J \cdot T_C^J}{C' T_{C'}} \quad (2-16)$$

On remplace cette dernière expression de $\overline{|S_{C'}^J|^2}$ dans l'équation (2-7), on obtient alors l'expression de la section efficace moyenne en fonction des coefficients de transmission :

$$\overline{\sigma_{C'}} = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{C'} P_{C'} g_J \frac{T_{C'}^J \cdot T_C^J}{C' T_{C'}} \quad (2-17)$$

Où la sommation $\sum_{C'}$ est effectuée sur toutes les voies de sorties ouvertes C' .

Nous pouvons également écrire la section efficace sous la forme suivante :

$$\overline{\sigma_{C'}} = \sigma_C^C \int_{E_{C'}} P_{C'}(E_{C'}) dE_{C'} \quad (2-18)$$

σ_C^C : est la section efficace de formation du noyau composé à partir de la voie c .

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

Notons enfin que l'hypothèse d'indépendance entre la formation et la décroissance du noyau composé, si elle est pratique, n'est qu'une approximation. Il a été démontré qu'il est nécessaire de corriger la théorie d'Hauser-Feshbach pour prendre en compte ce que l'on nomme les corrections dues aux fluctuations des largeurs de voies. Ces corrections ont pour effet principal d'augmenter la section efficace de réaction élastique au détriment des voies inélastiques. Elles ont le bon goût de se calculer, elles aussi, à partir des coefficients de transmission [NOU08].

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, la section efficace de formation du noyau composé correspond à une probabilité de décroissance totale égale à l'unité, cela coïncide avec la sommation sur toutes les voies de sortie possibles, soit :

$$\sigma_C = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{C'} P_{C'} g_J \frac{T_C \cdot C' T_{C'}}{C' T_{C'}} = \frac{\pi}{K_C^2} \sum_{C'} P_{C'} g_J \cdot T_C \quad (2-19)$$

\mathbf{K}_c : est le vecteur d'onde dans la voie c. (défini par l'équation (2-8))

μ_c : Est la masse réduite des particules n et A dans la voie c.

g_J : Est le facteur statistique défini par l'équation (2-9).

Comme $\vec{j} = \vec{l} + \vec{i}$ on a :

$$J g_J = \frac{1}{(2I_a+1)(2I_A+1)} J(2J+1) = \frac{(2I+1)(2l+1)}{(2I_a+1)(2I_A+1)} \quad (2-20)$$

En tenant compte de l'identité :

$$l(2l+1) = (2I_a+1)(2I_A+1) \quad (2-21)$$

Ainsi, on obtient l'expression de la section efficace de formation du noyau composé :

$$\sigma_C^U(E_C) = \frac{\pi}{K_C^2} l(2l+1) T_C(E_C) \quad (2-22)$$

II-2-3-Modèle statistique de Weisskopf-Ewing

Historiquement, la théorie des réactions du noyau composées de Weisskopf-Ewing [Wei40] précède la théorie de Hauser-Feshbach [Hau52]. Dans certaines situations, la description de Weisskopf-Ewing rapporte des approximations mieux que ceux obtenus avec le formalisme de Hauser-Feshbach. Ce modèle ne prend pas en compte la conservation du moment angulaire. Il ne permet donc pas de décrire les sections efficaces de réaction vers des niveaux discrets et ne peut pas non plus permettre de calculer des distributions angulaires.

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

$$\sigma_n^W = \sigma_C^{nl} \frac{F_b}{F_b^l} \quad (2-23)$$

σ_C^{nl} : est la section efficace de formation du noyau composé par la voie neutron.

F_b : Est une grandeur proportionnelle à la largeur du niveau b de la particule émise.

II-3-Modèle optique

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 [sat70] et [Sat83].

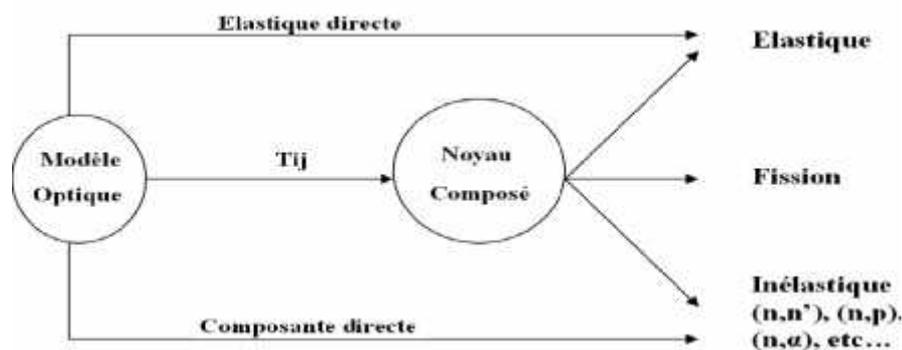


Figure 2.2 : Le modèle optique [NOU08].

Le modèle optique est en fait, une approche de la diffusion nucléon-noyau dans laquelle le nucléon incident interagit avec un potentiel complexe représentant son interaction avec l'ensemble des nucléons qui constituent le noyau cible. Ce phénomène est régi par la mécanique quantique. 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].

De plus, l'onde associée au projectile est partiellement absorbée par la partie imaginaire du potentiel optique, figurant toutes les voies non traitées explicitement.

II-3-1-Le potentiel optique

Le modèle optique est une approximation qui permet de ramener un problème à $A+1$ corps (le cas où le projectile est un nucléon) à la résolution de l'équation de Schrödinger d'une particule dans un potentiel complexe central [Hod71].

$$\bar{H}\psi = \frac{A+1}{i-1} \left[-\frac{1}{2} \nabla^2 + V(\vec{r}_1) \right] \cdot \psi = E \psi \quad (2-24)$$

L'équation de Schrödinger (2-24) dans ce cas, peut se réduire à :

$$\nabla^2 \phi + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - V(\vec{r}_1)] \phi = 0 \quad (2-25)$$

μ : est la masse réduite du système projectile-cible possédant une énergie E dans le référentiel du centre de masse.

Le potentiel complexe $V(r)$ contient une partie imaginaire qui est liée à la perte de flux dû aux voies de réactions qui n'ont pas été prises en compte explicitement et une partie réelle qui décrit la voie élastique de la réaction:

$$V(r) = U(r) + i W(r) \quad (2-26)$$

$U(r)$: est la partie réelle du potentiel $V(r)$.

$W(r)$: est la partie imaginaire du potentiel $V(r)$.

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 et des ions lourds. Les premières analyses de la diffusion élastique utilisaient un potentiel en forme de puits carré qui a été ensuite remplacé par une forme physiquement, plus réaliste :

$$V(r) = U \cdot f(r) + i W \cdot g(r) \quad (2-27)$$

U : la profondeur de la partie réelle.

W : la profondeur de la partie imaginaire.

Les facteurs de forme **f(r)** et **g(r)** dépendent de la distance (**r**) entre les deux noyaux, ils sont exprimés comme suit :

$$f(r) = \frac{1}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (2-28)$$

$$g(r) = 4a \frac{\partial f(r)}{\partial r} \quad (2-29)$$

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).

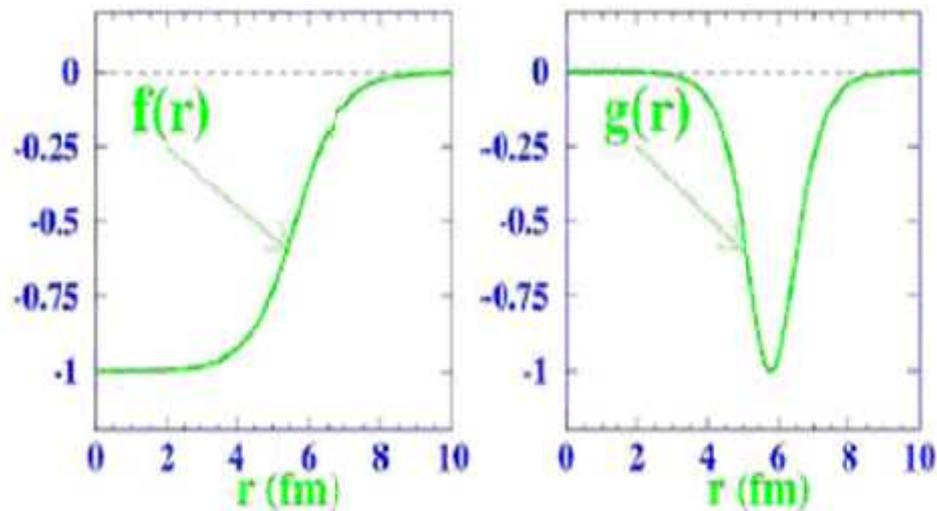


Figure 2.3 : Dépendance radiale du potentiel optique phénoménologique [Hod71].

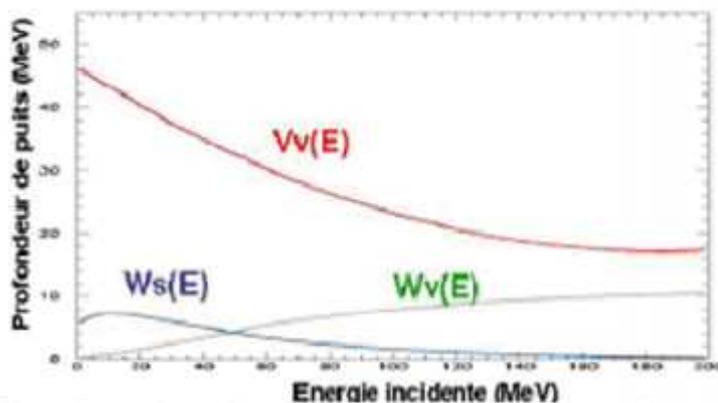


Figure 2.4 : Dépendance énergétique des profondeurs de puits de potentiel optique central [Hod71].

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

a : Le paramètre 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 $g(r)$ dépend de l'énergie incidente comme le montre la figure ci-dessus.

A basse énergie (inférieure à 10 MeV/nucléon), on ne considère que l'absorption qui est localisée à la surface nucléaire. 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 inclut le terme qui représente le potentiel de spin-orbite et qui traduit le couplage du spin de la particule incidente avec le moment orbital du système nucléaire:

$$V_S(r) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{V_S}{r} \frac{\partial}{\partial r} \vec{r} \cdot \vec{S} \quad (2-30)$$

\vec{L} : L'opérateur du moment angulaire

\vec{S} : L'opérateur du spin

$\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2$ 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 :

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 \cdot Z_2}{2R} \cdot \left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right) & \text{av} & R \\ \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} & a & R \end{cases} \quad (2-31)$$

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

$$V(r) = V_C(r) - U \cdot f(r) + i \cdot W_V f(r) + i \cdot W_S g(r) + V_S(r) \quad (2-32)$$

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

$$V = V_0 + V_1 \cdot E + V_2 \cdot E^2 + V_3 \cdot E^3 + V_4 \cdot \ln(E) + V_5 \cdot \bar{E} \quad (2-33)$$

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

$$r_i = r_i^0 + r_i^1 \cdot E \quad \text{Sachant que} \quad R_i = r_i \cdot A^{1/3} \quad (2-34)$$

$$a_i = a_i^0 + a_i^1 \cdot E \quad \text{Sachant que} \quad i=1, 2, 3, 4 \quad (2-35)$$

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

II-3-2-Coefficients de transmission

Le taux de désexcitation du noyau composé dans une voie donnée peut être exprimé en fonction des coefficients de transmission, (la probabilité qu'une particule incidente avec une énergie donnée percute la surface du noyau cible). La formation du noyau composé rencontre des obstacles (barrières) qui peuvent être traversés par effet tunnel (comme dans le cas où le projectile est une particule chargée qui traverse le potentiel coulombien). 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 l'utiliser dans le calcul des sections efficaces de formation du noyau composé, qui sont par la suite, utilisées dans le formalisme de Hauser-Feshbach [Hau52].

A haute énergie d'excitation du noyau composé, le grand nombre de voies à la sortie qui s'offrent à ce noyau, rend peu probable sa désexcitation par diffusion

élastique et on a alors σ_C qui coïncide quasiment avec la section efficace de réaction $\sigma_R(\sigma_C^L \quad \sigma_R)$.

La résolution de l'équation de Schrödinger dans la région interne ($r < R_C$), où le potentiel coulombien est donné par :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2}{2R_C} \cdot \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right) \quad (2-36)$$

Et la région externe ($r > R_C$) où le potentiel optique est nul :

$$V_C(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} \quad (2-37)$$

Permet de déterminer la quantité :

$$\eta_l(E) = \exp\left|2i\delta_l(E)\right| \quad (2-38)$$

$\delta_{ll}(E)$: étant le déphasage de la fonction d'onde sortante.

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

$$T_l(E) = 1 - \left|\eta_l\right|^2 \quad (2-39)$$

η_{ll} Est l'élément de matrice de diffusion, relié au déphasage δ_l par

$$\eta_l = \frac{(u'_l F_l - u_l F'_l) - i(u_l G'_l - u'_l G_l)}{(u_l F'_l - u'_l F_l) - i(u_l G'_l - u'_l G_l)} = \exp(2i\delta_l) \quad (2-40)$$

F : la fonction de coulomb régulière dans la région externe.

G : la fonction de coulomb irrégulière dans la région externe.

u : représente la fonction d'onde dans la région interne.

u' : est la dérivée de la fonction u .

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

$$T_l = \frac{(l+1)T_l^{j-l+1/2} + lT_l^{j-l-1/2}}{2l+1} \quad (2-41)$$

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

$$T_l = \frac{(2l+3)T_l^{j-l+1} + (2l+1)T_l^{j-l} + (2l-1)T_l^{j-l-1}}{2l+1} \quad (2-42)$$

Plus généralement, pour une particule incidente de spin S , les coefficients de transmissions de moment angulaire j sont donnés par :

$$T_l = \frac{1}{(2S+1)(2l+1)} \prod_{j=|l-s|}^{l+s} (2j+1) T_l \quad (2-43)$$

Ces coefficients de transmission interviennent dans le calculer des sections efficaces : totale et élastique, et la section efficace de réaction ainsi que les rayons de diffusion pour des neutrons a basses énergies.

II-4-Spectre en énergie des particules émises

Considérons un intervalle $dE_{c'}$ autour de l'énergie $E_{c'}$ de la particule b émise dans lavoie c' , chaque état est caractérisé par un spin I_B et une énergie d'excitation E_B du noyaurésiduel B. Si la densité de niveaux correspondant à cet état est $\omega(E_B, I_B)$ la section efficace par unité d'énergie s'écrit sous la forme [Bel91] :

$$\frac{\partial \sigma_{C'}^c}{\partial E_{C'}} = \sigma_C^c \frac{(2I_B+1) \cdot \sigma_C^{c'} \cdot k_{C'}^2 \cdot \omega_U(E_B)}{C' \cdot (2I_{B'}+1) \cdot \omega_{B'} \cdot \sigma_C^{c'} \cdot k_{C'}^2 \cdot \omega_U(E_{B'}) \cdot dE_{B'}} \quad (2-44)$$

II-5-Densité de niveaux

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 différents 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 $\omega(J, U)$ est donnée par [KAD12]:

$$\omega(J, U) = D(J, U) \omega(U) \quad (2-45)$$

D(J, U) : est la distribution du spin donnée par :

$$D(J, U) = \frac{2J+1}{2 \sigma^2(U)} \exp \left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2 \sigma^2(U)} \right] \quad (2-46)$$

$\sigma(U)$ Le spin de coupure, elle est donné par :

$$\sigma(U) = C_S A^{1/2} \overline{a} \quad (2-47)$$

C_S Est un paramètre libre.

La densité de niveaux $\omega(U)$ est décrite en général dans le domaine du continuum par la théorie du gaz de Fermi. Plusieurs modèles sont proposés pour exprimer cette densité parmi lesquels on cite deux modèles utilisés dans ce travail.

II-5-1- 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 :

$$\omega_T(U) = \frac{1}{T} \exp \left[\frac{U + E_0}{T} \right] \quad (2-48)$$

T : est la température nucléaire.

E_0 : est un facteur de normalisation et est l'énergie d'appariement.

Au-delà de E_0 , pour les énergies d'excitation élevées, le modèle de Gilbert et Cameron est basé sur la théorie du gaz de Fermi:

$$\omega_F(U) = \frac{e (2 \bar{a})}{1 - \sigma(U) U (a)^{1/5}} \quad (2-49)$$

a : est le paramètre de densité de niveaux.

II-5-2- Le Modèle B.S.F.G.M. (« Back-Shifted Fermi Gas Model »)

Ce modèle consiste à généraliser (back-shifted), 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 [Dil et al.73]:

$$\omega(U) = \frac{1}{1 - \sigma(U) a^{1/4}} \frac{e (2 \bar{a} U')}{(U' + T)^{5/4}} \quad (2-50)$$

$$\sigma^2(U') = 0,015 \cdot T \cdot A^{5/3} \quad (2-51)$$

$\sigma^2(U')$: Est le spin de coupure. La température nucléaire T est définie dans l'équation :

$$U' = a T^2 - T \quad (2-52)$$

La différence entre U et U' est due à l'énergie d'appariement soient :

$$\begin{cases} U' = U - 2 & \text{pour un noyau pair pair} \\ U' = U - & \text{pour un noyau pair impair} \\ U' = U & \text{pour un noyau impair impair} \end{cases} \quad (2-53)$$

II-5-3- Correction de couche d'Ignatyuk

La formule de densité de niveaux de Gilbert et Cameron et la formule BSFGM utilisent un paramètre de densité de niveaux a défini dans le cadre du modèle équidistant et qui est constant pour 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 à l'effet de couche à basse énergie, en exprimant le paramètre de densité de niveaux a en fonction de l'énergie d'excitation U , Soit :

$$a(U) = a_0 \left(1 + f(U) \frac{\delta}{U} \right) \quad (2-54)$$

a_0 : est la valeur asymptotique de $a(U)$ à des énergies d'excitation élevées.

L'effet de couche est introduit dans l'expression de δ :

$$\delta = M_e - M_{Lc} (Z, A, \beta) \quad (2-55)$$

M_e : est la masse atomique expérimentale.

M_{Lc} Est la masse atomique calculée à partir du modèle de la goutte liquide pour une déformation quelconque β ,

Finalement $f(U)$ est donnée par:

$$\text{Où :} \quad f(U) = \exp(0.05 U) \quad (U \text{ en MeV}) \quad (2-56)$$

On remarque que l'effet de couche est d'autant plus important que l'énergie d'excitation est faible, et il est négligeable à des énergies d'excitation élevées où $a(U)$ coïncide avec sa valeur asymptotique a_0 , qui peut être tiré de la tabulation de Gilbert et Cameron [Gil65] ou à partir de la formule empirique :

$$a_0 = A(\alpha + \beta) \quad (2-57)$$

α Et β sont des paramètres libres.

II-6- Emission de pré-équilibre

Le processus de pré-équilibre est appelé ainsi, du fait que l'émission d'une particule lors d'une réaction nucléaire ait lieu avant que l'équilibre du noyau composé ne soit établi. En effet, quand un neutron heurte un noyau et avant que le processus d'équilibre ne soit atteint et avant d'arriver à l'état final de la réaction par phénomène d'évaporation, un processus d'interaction de deux corps se déclenche et il y a création d'une paire particule-trou qui interagissent à leurs tour (particule-particule et trou-trou) avec les autres nucléons du noyau en créant ainsi à chaque interaction une

nouvelle paire particule-trou , jusqu'à l'équilibre. Durant cette série d'interactions un nucléon (proton ou neutron), une série de nucléons (nn,np,nnp,ppn..) ou une particule α peuvent être émis, et le phénomène est dit émission d'une particule de pré-équilibre[KAD12].

Ce phénomène est décrit par plusieurs modèles tous basés sur le modèle exciton de Griffin [Gri66]. Parmi ces modèles, le modèle exciton en ses deux formes : la forme approximée connue sous le nom « closedform » et celle appelée « Exciton model with Master Equation », sont les plus cohérents.

Ce travail nous allons développer, le modèle exciton avec « Master Equation » qui a été utilisé dans notre calcul de sections efficaces de pré-équilibre. En effet, après l'interaction initiale entre la particule incidente et le noyau cible, le système nucléaire excité passe vers l'état d'équilibre, à travers une série d'interactions à deux corps (particule-particule et trou-trou) de plus en plus complexe. Durant cette série d'interactions une particule de pré-équilibre peut être émise (*Figure -2-5-*). Le degré de complexité du système nucléaire excité est déterminé par le nombre de particules p et de trous h excités ; le nombre d'états exciton n est donc, la somme de p et h ($n=p+h$).

Les formulations microscopiques du pré-équilibre distinguent généralement deux processus. Durant les n étapes du processus de pré-équilibre, le projectile peut soit resté dans un état du continuum soit être capture par la cible et passer dans un état lié. Si le projectile reste dans le continuum, on parle d'un processus Multistep Direct (MSD), par analogie avec les réactions directes.

Si le projectile tombe dans un état lié, on parle alors de Multistep Compound (MSC), par analogie avec la formation d'un noyau composé. Ces deux processus auront une importance relative différente selon l'énergie des particules incidentes.

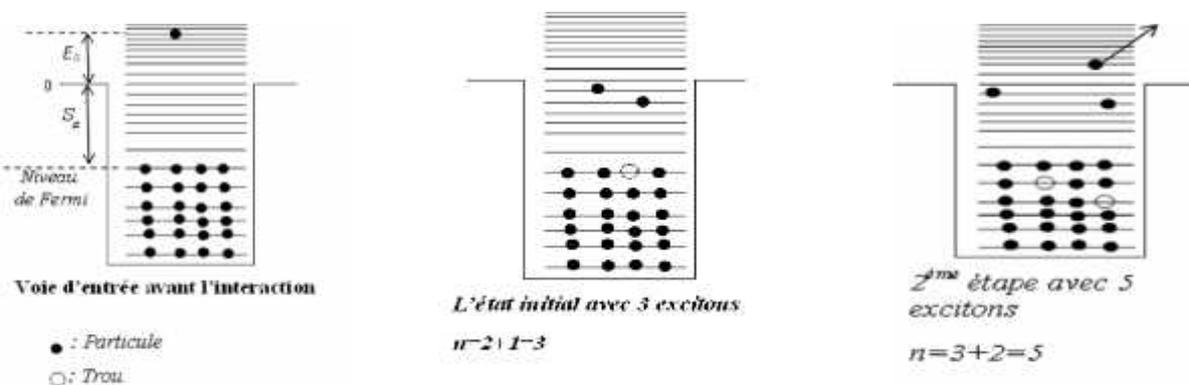


Figure 2.5 : processus de pré équilibre décrit par le modèle exciton [Gri66].

II-6-1- Formalisme de pré-équilibre

Le modèle exciton consiste à résoudre un système d'équations couplées connues sous le nom « Master Equation », qui décrit le passage vers l'état d'équilibre à travers une série d'interactions à deux corps produisant ainsi à chaque étape, une configuration plus complexe de particule-trou (à chaque interaction n est augmenté d'une valeur de 2). Le système « M.E » est donné par [You92]:

$$\frac{dP}{dt}(n,t) = \lambda^+(n-2) P(n-2,t) + \lambda^-(n+2) P(n+2,t) + [\lambda^+(n) + \lambda^-(n) W(n)] P(n) \quad (2-58)$$

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

$W(n, E_b)$: est le taux d'émission de particule de pré-équilibre, b donné selon le principe de la balance détaillée pour une particule d'énergie E_b par [Cli71] :

$$W(n, E_b) = \frac{2I_b + 1}{\pi^2 \hbar^3} m_b \frac{b}{c} (E_b) E_b \frac{\omega(P - P_b, h, U)}{\omega(P, h, E)} Q_b(P) \quad (2-59)$$

$\omega(P - P_b, h, U)$: La densité d'états exciton du noyau résiduel évaluée à une énergie d'excitation U qui égale :

$$U = E - E_b - S_b \quad (2-60)$$

$\omega(p, h, E)$: La densité d'états exciton du noyau composé possédant une énergie d'excitation E

P_b : est le nombre de nucléons constituant la particule émise

σ_c^b : est la section efficace de formation du noyau composé par la voie inverse.

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

$$\omega(p, h, E) = \frac{g^n (E - A_{P,h})^{n-1}}{P! h! (n-1)!} \quad (2-61)$$

Avec :

$$g = \frac{\epsilon a}{\pi^2} \quad (2-62)$$

$$A_{P,h} = \frac{P^2 \hbar^2 P - 3 \hbar}{4 g} \quad (2-63)$$

$A_{P,h}$: est un facteur de restriction du nombre des états permis dû au principe d'exclusion de Pauli [Rib73].

$Q_b(\mathbf{P})$: Est un facteur de distinction entre un neutron et un proton.

$\lambda^+(\mathbf{n})$: Taux de transitions internes de voie $n \rightarrow n+2$

$\lambda^-(\mathbf{n})$: Taux de transitions internes de voie $n \rightarrow n-2$.

En se basant sur la règle d'or de Fermi et sur la formule de densité d'états de William $\lambda^+(\mathbf{n})$ et $\lambda^-(\mathbf{n})$ elles sont données par [You92]:

$$\lambda^+(\mathbf{n}) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M|^2 \frac{g^3(E-A_{p+1}, h+1)^2}{2(n+1)} \quad (2-64)$$

$$\lambda^-(\mathbf{n}) = \frac{2\pi}{\hbar^2} |M|^2 \frac{g^3(E-A_p, h)}{2} \left[1 - \frac{n-1}{n-2} \frac{(P-1)(P-2) + (h-1)(h-2)}{g(E-A_p, h)} \right] \quad (2-65)$$

$|M|^2$: Est la valeur moyenne du 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 suivante :

$$|M|^2 = K A^{-3} E^{-1} \quad (2-66)$$

K : est un paramètre libre.

Quand la configuration des états exciton est plus complexe (n élevé), il est préférable d'exprimer $|M|^2$ selon la paramétrisation de Kalbach [Kal78] qui utilise l'énergie d'excitation par exciton $e=E/n$. Dans cette paramétrisation $|M|^2$ est donné par [Kal78]:

$$|M|^2 = \begin{cases} \frac{K}{A^3} \frac{1}{1 + M/V^2} & e < 2 M \\ \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{e}{7 M}} & 2 \leq e < 7 M \\ \frac{K}{A^3 e} & 7 \leq e < 15 M \\ \frac{K}{A^3 e} \sqrt{\frac{1 M}{e}} & e \geq 15 \text{ MeV} \end{cases} \quad (2-67)$$

La condition initiale pour la résolution du système d'équations « M.E » est :

$$P(p, h, t = 0) = \delta_{P, P_0} \delta_{h, h_0} \quad (2-68)$$

$P_0=2$: est le nombre de particules initiales.

$h_0=1$: est le nombre de trous initiaux.

II-6-2- Expression de la section efficace de pré-équilibre

Le spectre d'énergie des particules de pré-équilibre b émises est donné par [KAD12]:

$$\frac{d\sigma}{dE_b} = \frac{n}{C} \frac{1}{n-2} W_b(n, E_b) \quad (n) \quad (2-69)$$

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

$$\tau(n) = \int_{t=0}^{t_e} P(n, t) dt \quad (2-70)$$

t_e : Est le temps nécessaire pour que l'équilibre du système nucléaire soit atteint.

II-7- Expression de la section efficace d'une réaction (n, b)

La section efficace totale due à la contribution des deux processus d'interaction décrits ci-dessus a été calculée après que les sections efficaces d'évaporation et de pré-équilibre soient calculées séparément. Cependant, une normalisation est effectuée pour déduire la contribution du phénomène d'évaporation par rapport au phénomène de pré-équilibre dans la section efficace totale de la réaction (n,b) qui est dans ce cas la somme des deux contributions. Le spectre d'énergie des particules b émises par les deux processus suscités est donné par :

$$\frac{d}{dE_b} = F \left(\frac{d}{dE_b} \right)_e + \left(\frac{d}{dE_b} \right)_p \quad (2-71)$$

Où F est un facteur de normalisation donné par :

$$F = 1 + \frac{1}{\sigma_C^n} \int \left(\frac{d}{dE_b} \right)_p dE_b \quad (2-72)$$

Où

$\left(\frac{d}{dE_b} \right)_p$: La section efficace différentielle de pré-équilibre.

$\left(\frac{d}{dE_b} \right)_e$: La section efficace différentielle d'évaporation.

II-8- Section efficace doublement différentielle (approximation de Kalbach)

Les modèles semi-classiques, tels que le modèle exciton ont toujours eu des problèmes pour décrire les distributions angulaires.

Une méthode phénoménologique puissante est donnée par Kalbach [Kal88]. Elle est basée sur des données expérimentales seulement et l'idée que, en général, un processus de pré-équilibre se compose d'une partie en avant avancée (multi-step direct) et d'une partie isotrope (multi-step compound), et que les distributions angulaires sont assez se ressembler. La formule de Kalbach pour la section efficace doublement différentielle pour un projectile a et un éjectile b est :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_b} = \frac{1}{4\pi} \frac{d}{dE_b} \frac{a}{s} [\cosh(a \cos \theta) + f_M \sinh(a \cos \theta)] \quad (2-73)$$

Où

θ : L'angle dans le système centre de masse

$\frac{d}{dE_b}$: Est la section efficace différentielle à l'énergie d'émission E_b

f_M : est le rapport de pré-équilibre réaction

Les paramètres de kalbach sont [kal88] :

$$a(e_a, e_b) = 0.040X_1 + 1.8 \times 10^{-6}(X_1)^3 + 6.7 \times 10^{-7}M_a m_b (X_1)^4 \quad (2-74)$$

$$X_1 = (E_1 e_a / e_b) \quad (2-75)$$

$$X_3 = (E_3 e_a / e_b) \quad (2-76)$$

$$E_1 = \min(e_a, E_{t1}) \quad (2-77)$$

$$E_3 = \min(e_a, E_{t3}) \quad (2-78)$$

$$e_a = E_a + S_a \quad (2-79)$$

$$e_b = E_b + S_b \quad (2-80)$$

$$M_a = 0 \quad (2-81)$$

$$M_n = M_p = 1 \quad (2-82)$$

$$M_n = \frac{1}{2} \quad (2-83)$$

$$m_p = m_d = m_t = m_{\frac{3}{2}H} = 1 \quad (2-84)$$

$$m_{\alpha} = 2 \quad (2-85)$$

Ici, E_a et E_b sont l'incident et l'énergie sortante, respectivement. Le nombre M Représente la particule incidente, tandis que m représente la particule sortante.

S_a et S_b sont les énergies de séparation de la particule incidente et de la particule émise respectivement.

Chapitre III : RESULTATS ET DISCUSSIONS

Pour calculer la distribution angulaire et énergétique qui liée avec la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega}$ nous avons développé un programme fortran basé sur les données expérimentales (exfor) et les excès de masse.

Ce programme combine entre les données avec l'approximation de Kalbach [Kal88] pour prédire la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega}$.

III-1- L'organigramme

L'organigramme du programme est présenté dans la figure (3-1)

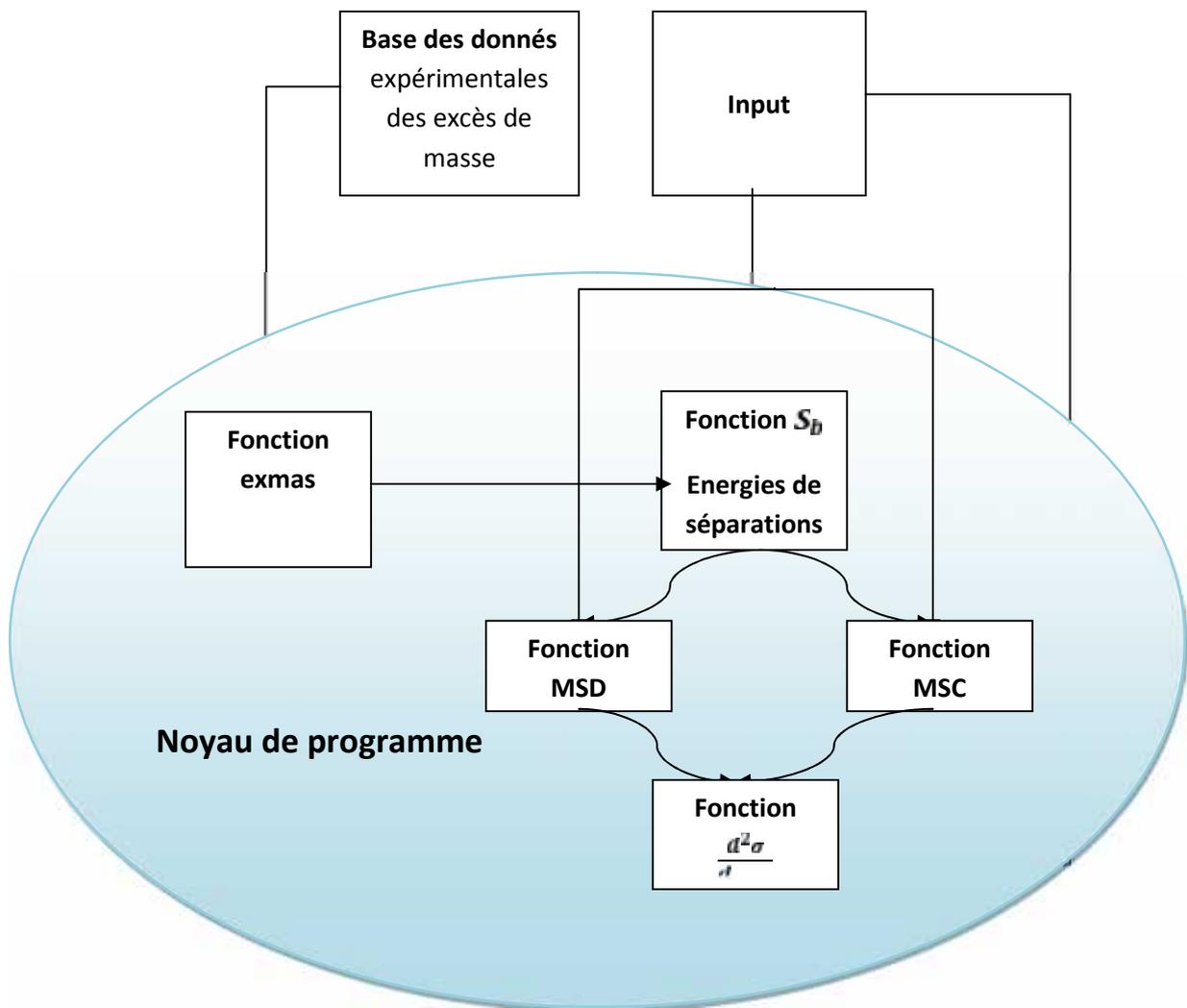


Figure 3.1 : Organigramme programme Fortran

III-2- Description du fichier input :

```

data.txt - Bloc-notes
Fichier  Edition  Format  Affich
1 3
143 60
18.2 1
1 16
27 20 0.68
27 20.5 0.76
27 21 0.56
27 21.5 0.79
27 22 0.90
27 22.5 0.99
27 23 1.01
27 23.5 1.24
27 24 1.19
27 24.5 0.44
27 25 0.11
27 25.5 0.20
27 26 0.09
27 27 0.003
27 27.5 0.41
27 28 0.09

```

1^e Ligne : représente le type de particules incidente et émise

1 : neutron

2 : proton

3 : particule alpha

Dans notre exemple la particule incidente c'est le neutron et alpha pour la particule émise.

2^{èm} Ligne : représente le nombre de masse et le nombre atomique

Dans notre exemple ${}^1_6 N$.

143 le nombre de masse

60 le nombre atomique

3^{èm} Ligne : représente l'énergie incidente E_{α} en MeV et le coefficient f_M

Dans notre exemple.

18.2 l'énergie incidente E_{α} .

1 coefficient f_M .

4^{èm} Ligne : représente le nombre de positions angulaires du détecteur et les nombres des énergies émises observées.

Dans notre exemple.

1 correspond à une position angulaire.

16 le nombre des énergies émises détectées E_D .

5^{ème} - 2^{ème} **Ligne** : représente les angles avec les énergies émises avec ces sections efficaces différentielles $\frac{d}{d}$.

Dans notre exemple (ligne 5^{ème}).

Le détecteur dans la position angulaire 27°.

Les énergies émises entre $E_D=20-28\text{MeV}$ avec les sections efficaces différentielles $\frac{d}{d}$.

III-3- Description du programme développé :

Nous avons développé plusieurs fonctions qui permettent d'effectuer plusieurs tâches pour obtenir la section efficace doublement différentielle en fonction de l'énergie et l'angle d'émission. Ces fonctions sont :

III-3-1- Fonction exmas :

C'est une fonction conçue pour manipuler la base de données expérimentale selon un ordre alphanumérique qui donne à la fin comme résultat l'excès de masse du noyau demandé par A et Z.

III-3-2- Fonction Sb :

C'est une fonction qui utilise le modèle de la gouttelette ou les résultats obtenus par la fonction exmas pour calculer l'énergie de séparation d'une particule (neutron, proton, particule alpha) selon le type de réaction par la forme :

$$S_B = \Delta M_A - \Delta M_C - \Delta M_D \quad (3-1)$$

III-3-3- Fonction d2sdedw1 :

C'est une fonction utilisée pour calculer la contribution **Multi Step Direct** (MSD).

III-3-4- Fonction d2sdedw2 :

Cette fonction est utilisée pour calculer la contribution **Multi Step Compound** (MSC).

Les deux fonctions d2sdedw1 et d2sdedw2 utilisent les résultats expérimentaux $\frac{d}{d}$ pour prédire la distribution angulaire et énergétique.

III-3-5- Fonctions paramétriques :

Ce sont des fonctions utilisées pour calculer les différents paramètres de Kalbach

III-4- Application (études des réactions (n,)) :

Nous avons utilisé le programme développé pour étudier les réactions nucléaires (n,) pour les réactions ${}^1_6\text{S} (n,) {}^1_6\text{N}$, ${}^1_6\text{N} (n,) {}^1_5\text{C}$ et ${}^2_8\text{B} (n, \alpha) {}^2_8\text{T}$.

III-4-1- Réaction ${}^1_6\text{S} (n,) {}^1_6\text{N}$:

Nous avons utilisé les données expérimentales $\frac{d}{d\Omega}$ de la réaction ${}^1_6\text{S} (n, \alpha) {}^1_6\text{N}$ et nous avons utilisé le programme et à l'aide des études paramétriques nous avons trouvé le facteur F_M qui donne à la fin une prédiction fiable de la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_d}$ à la position angulaire $\theta = 31.8^\circ$ à l'énergie incidente de 14.12 MeV.

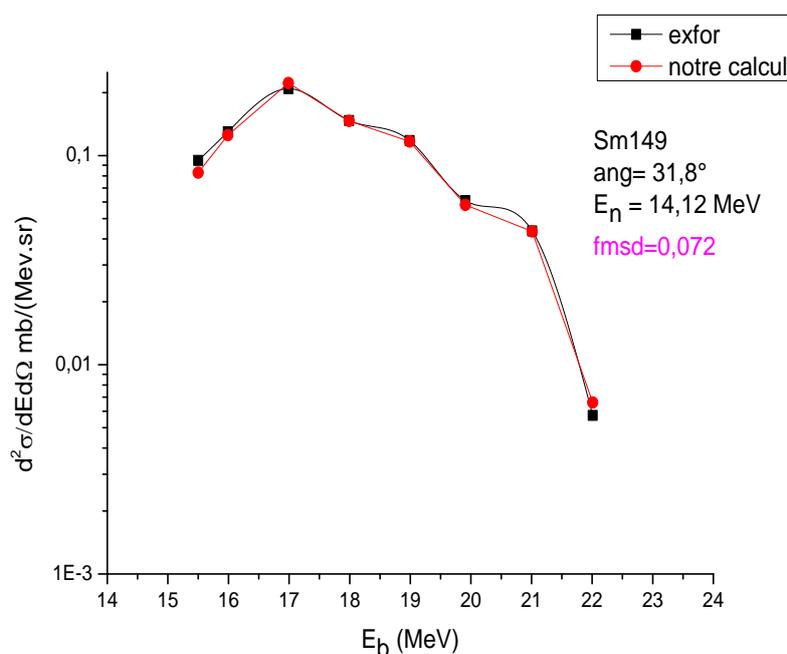
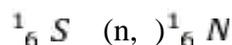


Figure 3.2 : Comparaison entre les résultats calculés et expérimentaux de la réaction



III-4-2- Réaction ${}^1_6\text{N} (n,) {}^1_5\text{C}$:

Nous avons utilisé les valeurs expérimentales de les sections efficaces $\frac{d}{d\Omega}$ de la réaction ${}^1_6\text{N} (n,) {}^1_5\text{C}$ et à l'aide de programme et de la même manière de réaction précédant nous avons fait des études paramétriques et nous avons trouvé le facteur F_M qui donne à la fin une bonne prédiction de même allure de la section

efficace doublement différentielle expérimentale $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_d}$ à la position angulaire $\theta = 27^\circ$ à l'énergie incidente de 18.2 MeV.

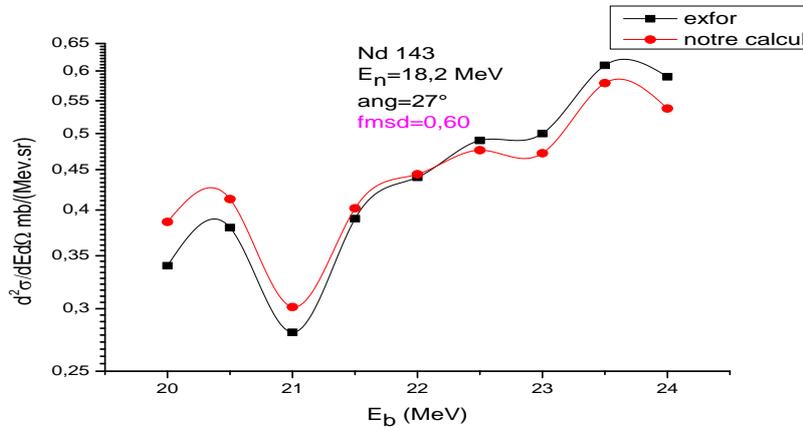


Figure 3. 3 : Comparaison entre les résultats calculés et les résultats expérimentaux de la réaction ${}^{16}_6\text{N} (n,){}^{15}_5\text{C}$

Pour étudier l'effet de la contribution des processus direct **MSD** et de formation du noyau composé **MSC** et après notre calcul de la F_M nous avons réussi à séparer l'effet de chaque contribution.

Notre calcul par le programme est présenté la contribution de chaque processus comparé avec la section efficace totale présentée dans la figure (3-3).

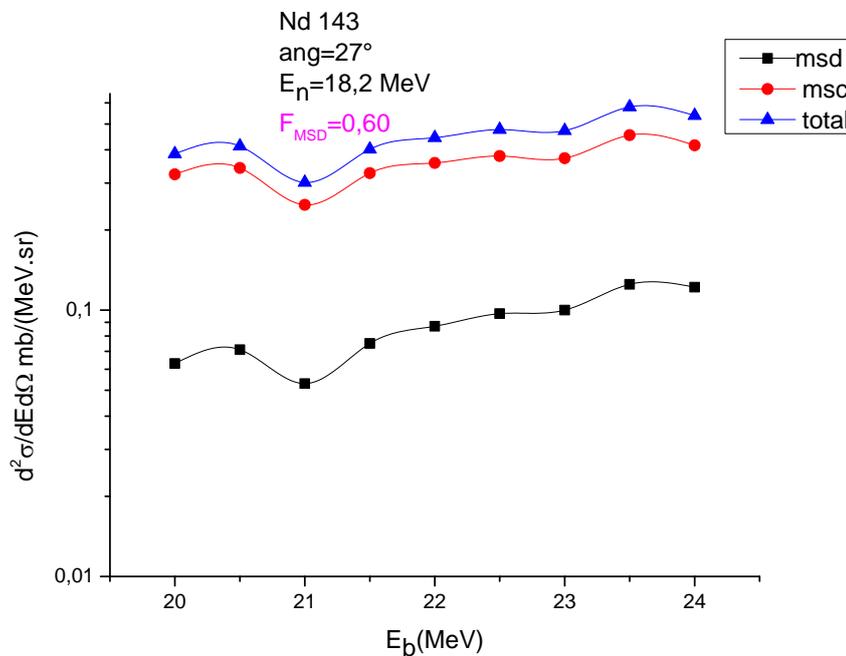
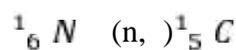


Figure 3.4 : Contribution de chaque processus MSD et MSC



Les processus par création de noyau composé **MSC** sont les plus dominants par rapport aux processus direct **MSD** dans le cas de la réaction ${}^1_0n (n, \alpha) {}^1_5C$.

III-4-3- Prédiction de $\frac{d\sigma}{d\Omega}$:

Dans cette partie, nous avons suivi la procédure inverse :

Nous avons utilisé $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_p}$ expérimentaux pour prédire quelque sections efficaces différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Mais le problème est que le facteur $\frac{d}{d}$ est inconnu.

Pour cela, nous avons fait varier le facteur f_M dans [0.1-1] et nous avons observé les sections efficaces $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ obtenus tous les points convergeux l'une par rapport à l'autre (ou les processus **MSD** sont négligeable) présente une bonne approximation de la $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ réel.

Dans notre exemple, nous avons utilisé la réaction ${}^2_8B (n, \alpha) {}^2_8T$

Les résultats sont présentes dans la figure (3-5).

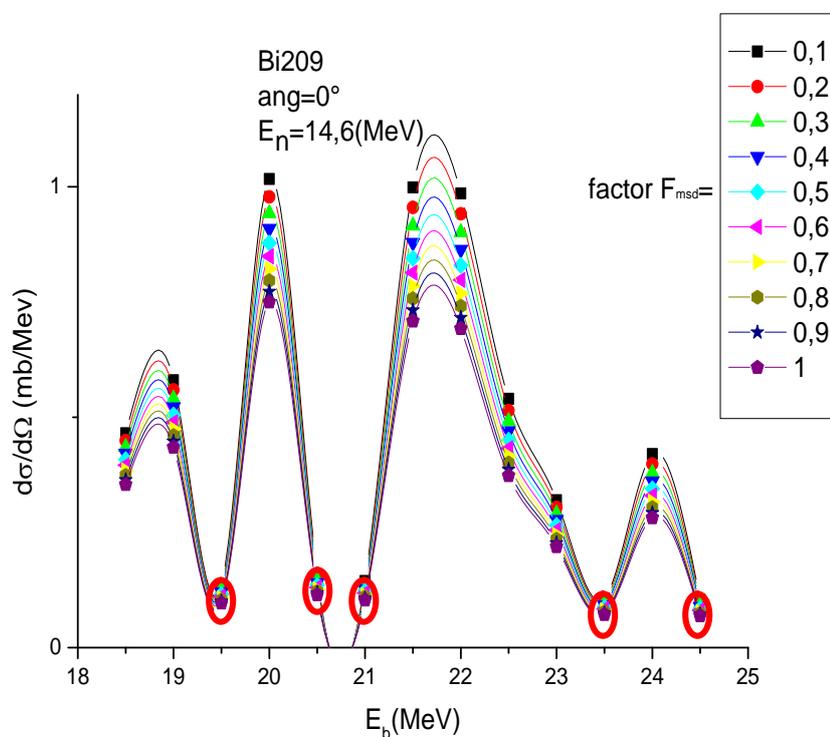


Figure 3-5: Sections efficaces différentielles prédites de la réaction ${}^2_8B (n, \alpha) {}^2_8T$

Nous remarquons que l'effet **MSD** est négligeable pour les énergies suivantes 19.5, 20.6, 21, 23.5, 24.5 MeV car avec le changement de f_M nous avons observé un changement négligeable de $\frac{d}{d\Omega}$, donc les résultats de $\frac{d}{d\Omega}$ obtenus pour les énergies précédentes sont des sections efficaces $\frac{d}{d\Omega}$ réels (Tab 3.1).

Tab 3-1 : Section efficace différentielle $\frac{d}{d\Omega}$ calculé en fonction de l'énergie émise E_b de la réaction ${}^2_8B(n, \alpha){}^2_8T$

L'énergie émise E_b (MeV)	La section efficace différentielle $\frac{d}{d\Omega}$ (mb/MeV)
19.5	0.18
20.5	0.20
21	0.19
23.5	0.15
24.5	0.15

Conclusion

Dans ce travail nous avons étudié la distribution angulaire et énergétique liée avec la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$.

Pour cela nous avons développé un programme fortran basé sur la combinaison entre le modèle de Kalbach et les données expérimentales (exfor) avec les excès de masse pour prédire la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$.

Nous avons réussi à calculer la section efficace doublement différentielle $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ pour des réactions (n,α) suivantes : ${}^1_0\text{S} (n, \alpha){}^1_0\text{N}$ et ${}^1_0\text{N} (n, \alpha){}^1_5\text{C}$.

Nous avons réussi aussi à séparer la contribution de chaque processus de réaction MSD et MSC.

Après une étude paramétrique basée sur la variation du facteur f_M nous avons calculé la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de la réaction ${}^2_8\text{B} (n, \alpha){}^2_8\text{T}$.

Nous avons trouvé que le modèle de Kalbach prédit d'une meilleure façon la distribution des particules émises dans une réaction nucléaire mais le problème est le manque de données expérimentales $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pour cela il faut développer et utiliser les modèles théoriques discutés au chapitre 2 qui permettent de prédire $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Annexe

Conversions entre le système centre de masse et laboratoire pour les réactions (n,α)

Avant la réaction

		Dans le Laboratoire	Dans le Centre de Masse
1	Vitesse de la particule n	\vec{v}_n	$\vec{V}'_n = \vec{V}_n - \vec{V}_C$ $= \frac{\mu}{m_X} \cdot \vec{V}_n$
2	Vitesse de la particule X	0	$\vec{V}'_X = -\vec{V}_C$ $= -\frac{\mu}{m_X} \cdot \vec{V}_n$
3	Energie cinétique de la particule n	$T_n = \frac{1}{2} m_n V_n^2$	$T'_n = \frac{1}{2} m_n \vec{V}'_n{}^2$ $= T_n \left[\frac{\mu}{m_n} \right]$
4	Energie cinétique de la particule X	$T_X = 0$	$T'_X = \frac{1}{2} m_X \vec{V}'_X{}^2$ $= T_n \frac{m_n}{m_X} \left[\frac{\mu}{m_n} \right]^2$
5	Energie cinétique totale avant la réaction	$T_n + T_X = \frac{1}{2} m_n V_n^2$	$T'_n + T'_X = T_n$
6	Energie du centre de masse	$\frac{1}{2} (m_n + m_X) \vec{V}_C^2$ $= T_n \left(\frac{\mu}{m_X} \right)$	0

Après réaction :

		Dans le Laboratoire	Dans le Centre de Masse
7	Energie cinétique de la particule α	T_{α} = équation du second degré	T_{α} $= \frac{m_{\gamma}}{m_{\gamma} + m_{\alpha}} \left[Q + \left(1 - \frac{m_n}{m_{\gamma} + m_{\alpha}} \right) T_n \right]$
8	Energie cinétique de la particule Y	$T_{\gamma} = T_n + Q - T_{\alpha}$	T_{γ} $= \frac{m_{\alpha}}{m_{\gamma} + m_{\alpha}} \left[Q + \left(1 - \frac{m_n}{m_{\gamma} + m_{\alpha}} \right) T_n \right]$
9	Energie cinétique totale	$T_{\alpha} + T_{\gamma} = Q + T_n$	$T_{\alpha} + T_{\gamma}$ $= \left[Q + \left(1 - \frac{m_n}{m_{\gamma} + m_{\alpha}} \right) T_n \right]$

Bibliographie

- [Al73] : O.I.Artem`ev, I.V.Kazachevskiy, V.N.Levkovskiy, V.L.Poznyak, V.F.Reutov
AtomnayaEnergiya Vol.49, Issue.3, (1973).
- [Bas03]: J-L Basdevant, J. Dalibard, "Mécanique Quantique", LES ÉDITIONS DE L'ÉCOLE
POLYTECHNIQUE, (2003)
- [Bel91] :Belgaid.M Thèse de Magister, USTHB, Alger (1991)
- [Bet37-a]: Bethe H. A., Review of Modern Physics, 9 (1937).
- [Bet37-b]: Bethe H. A. and G. Plavzek, Physical Review, 51 (1937).
- [Bla52]: Blatt J.M. and Weiskopf V. (1952), Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, Inc.,
New York) USA
- [Boh36]: Bohr N., Neutron capture and nuclear constitution, Nature, 137 (1936) 344.
- [CLD10] : Claude Le Sech ,Physique Nucléaire Des quarks aux applications, Dunod, Paris, 2010.
- [Dil73] :Dilg W., Schantl W., Vonach H. andUhl M. (1973), Nucl.Phys.A217, 269.
- [Hau52]: Hauser.W and Feshbach. H, Phys. Rev. 87.366 (1952).
- [H.A72] : H.A.Enge, introduction a la physique nucléaire, (1972).
- [Ign75]: Lane A.M., R.G. Thomas , Rev. Mod. Phys. 30, 257 (1975).
- [Gri66] : Griffin.J.J, Phys. Rev. Lett.17 .478 (1966).
- [Gil65]: Gilbert A. and Cameron A.G.W. (1965), Can.J.Phys.43, 1446.
- [KAD12] : Fatiha KADEM, determination des sections efficaces d'activation des reactions nucleaires
induites par neutrons et applications, thèse doctorat USTHB2012
- [Kal78]: Kalbach. C , Z. Phys. A287,319. (1978)
- [Kal88]: Kalbach. C Physical Review C , 37:p2350, (1988).
- [Lem08]: M. Lemoine, C. Terquem, "Physique et Astrophysique nucléaires", COURS DE L'ÉCOLE
POLYTECHNIQUE, (2008)
- [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.
- [Rib73]: Ribansky I., Oblozinsky p. and Betak E. (1973), Nucl. Phys. A205, 545
- [Sat70] :Satchler G.R., Introduction to Nuclear Reactions, Oxford Press. (1970).
- [Sat83]: G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Clarendon, Oxford, (1983).

[**Wei40**]: Weisskopf V. F. et D. H. Ewing: On the yield of nuclear reactions with heavy elements. Physical Review, 57:p472, (1940).

[**Wesson97**]: J. Wesson. Tokomaks. Clarendon Press, 1997.

[**Wig47**]: Wigner E. P. and L. Eisenbud, "Higher Angular Momenta and Long Range Interaction in Resonance Reactions", Physical Review 72, 29 (1947).

[**Wil71**]: Wilmore D. and Hodgson P.E. (1991), INDC (NDS)-247, Distr.: L, p77,IAEA, Vienna, Austria.

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