



Faculté des Sciences Exactes
Département de PHYSIQUE

Mémoire de Master

Spécialité: Physique théorique

Thème

**INITIATION A L'UTILISATION D'UN CODE DE CALCUL DE SECTION
EFFICACE D'UNE REACTION NUCLEAIRE**

Présentée par

Melle Smara Amel.

Soutenu le: 02/07/2017

Devant le Jury composé de:

MAHTOUT	Sofiane	Professeur	Président
GHARBI	Hakim	MCA	Examineur
BEKLI	Mohamed Reda	MCB	Examineur
OULEBSIR	Nadia	MCA	Rapporteur

Remerciements

Je remercie très spécialement ma promotrice Mm *Culebsir Nadia* de m'avoir proposée ce sujet de mémoire.

Je remercie également les membres du jury Mr *Mahtout Sofiane, Président de jury*, Mr *Gharbi Hakim* et Mr *Bekli Mohamed Réda*, examinateurs, qui ont accepté de juger ce travail et dont leur présence me fait honneur.

Je remercie tout particulièrement ma famille qui a toujours été là à mon soutien principal durant mes années d'études tant sur le plan matériel que sur le plan moral.

Je tiens à remercier aussi tous mes ami(e)s pour leurs amitiés et leurs encouragements.

Table des matières

Introduction	3
Chapitre 1 : Rappels théoriques	
I.1 Généralités sur le noyau atomique.....	6
I.2 les réactions nucléaires.....	8
I.2.1 Type de réaction	9
I.3 Lois de conservation dans les réactions nucléaires.....	10
I.4 Cinématique de la réaction nucléaire	11
I.4.1 Bilan d'énergie de réaction ou « Q » de réaction « $a + x \rightarrow y + b$ »	
I.4.1.1 Dans le système laboratoire.....	13
I.4.1.2 Dans le système centre de masse	14
I.5 Notion de section efficace d'une réaction nucléaire.....	15
Chapitre II : section efficace et fonction d'ondes d'une réaction de transfert	
Introduction	18
II.1 Définition d'une réaction de transfert.....	18
II.2 Détermination expérimentale de la section efficace de la réaction de transfert	19
II.3 Détermination théorique de la section efficace de la réaction de transfert.....	20
II.3.1 Présentation de DWBA.....	20
II.3.2 Application de la DWBA au cas d'une réaction de transfert.....	23

II.3.3	Définition du facteur spectroscopique.....	24
II.4	Code FRESCO.....	25
II.4.1	Les paramètres des potentiels optiques	26
II.4.1.1	Les paramètres des potentiels optiques de la voie d'entrée.....	26
II.4.1.2	Les paramètres des potentiels optiques de la voie de sortie	27
II.4.1.3	Les paramètres des potentiels optiques de $\alpha + {}^{12}\text{C}$ donnant ${}^{16}\text{O}$ et de $\alpha + t$ donnant ${}^7\text{Li}$	27
	CHAPITRE III : résultats et discussions.....	30
III.1	Résultats du calcul fresco.....	30
III.1.1	Les fonctions d'onde réduites $U(r)$	30
III.1.2	La sections efficace élastique ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{12}\text{C}$	31
III.1.3	Les sections efficaces différentielles.....	31
III.1.4	Les facteurs spectroscopiques.....	35
	Conclusion.....	38

Introduction

La physique nucléaire en général et les réactions nucléaires en particulier apparaissent souvent aux étudiants comme un sujet difficile, obscur et rébarbatif. Cela vient, sans doute, du fait que les réactions nucléaires présentent une grande variété de phénomènes différents qui ne semblent avoir entre eux que peu de relations et les théories décrivant les réactions nucléaires sont nombreuses et apparaissent souvent complexes.

Les réactions nucléaires sont depuis le début du dix-neuvième siècle un outil important pour la spectroscopie nucléaire et l'investigation de la structure nucléaire puisqu'elles permettent l'excitation des noyaux et de ce fait fournit des informations précises sur la structure des états excités du noyau en particulier les probabilités de production de ces réactions nucléaires appelés sections efficaces. Cependant les réactions nucléaires sont multiples et sont gouvernées par des mécanismes et décrits par des modèles théoriques qui ne sont pas toujours simples. Pour cela on s'est intéressé à la réaction nucléaire de transfert alpha $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ et à la détermination théorique des sections efficaces (en utilisant le code fresco décrit dans le cadre de la théorie DWBA : Distorted Wave Born Approximation), paramètres importants pour déterminer les facteurs spectroscopiques et les largeurs réduites α de ^{16}O qui interviennent dans le calcul de la section efficace de la réaction de capture radiative $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ d'intérêt astrophysique.

Ce modeste travail a pour objectif d'aider mes camarades étudiants à se familiariser à certaines notions de base de physique nucléaire et à l'utiliser comme document pédagogique illustrant une des méthodes et approche de calcul numérique (code fresco) de section efficace d'une réaction nucléaire $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$. Pour atteindre ce but le manuscrit est partagé en trois chapitres.

Le premier chapitre est un rappel théorique ou on présente des notions générales sur : le noyau atomique, les réactions nucléaires et les sections efficaces d'une réaction nucléaire.

Dans le deuxième chapitre on s'est intéressée à la réaction de transfert $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$, à la détermination des section efficaces différentielles, les fonctions d'ondes réduites ainsi que les facteurs spectroscopiques des différents états excités de ^{16}O . Pour cela on a décrit le modèle de théorie DWBA (Distorted Wave Born Approximation) et le code fresco qui sont utilisés en structure nucléaire pour décrire les réactions de transfert.

Dans le troisième chapitre on a présenté les résultats de calcul de sections efficaces déterminées expérimentalement puis on les a comparés à ceux obtenus par les calculs du code fresco et on a extrait les facteurs spectroscopiques des états excités de 1^6O . On a achevé ce travail par une conclusion.

Chapitre I :

Rappels théoriques

Chapitre I : rappels théoriques

I.1 Généralités sur le noyau atomique

L'atome est constitué de trois sortes de particules :

Les électrons : l'électron de masse m_e porte une charge négative e^- de $-1.6 \cdot 10^{-19} \text{C}$

Les protons : nucléons de charge positive e^+ dont la masse au repos m_p plus grande presque de 2 milles fois que m_e .

Les neutrons : sans charge électrique globale de masse m_n légèrement plus grande que m_p .

L'atome neutre contient Z électrons et un noyau de A nucléons ou A est appelé le nombre de masse. Z est le nombre atomique c'est aussi le nombre de protons du noyau, $N=A-Z$ est le nombre de neutrons.

Le noyau est représenté par A_ZM , M étant le symbole de l'élément chimique.

Les éléments qui contiennent le même nombre de protons Z et des nombres de masse A différents sont dits isotopes. Exemple : ${}^{12}_6C$ et ${}^{14}_6C$

Les éléments qui contiennent le même nombre de nucléons sont dits les isobares. Exemple. ${}^{24}_{11}Na$ et ${}^{24}_{12}Ng$.

Les éléments qui contiennent le même nombre de neutrons et de protons Z et des nombres de masse A différents sont dits isotones. Exemple : ${}^{13}_6C$ et ${}^{14}_7N$ [DAN73]

- **Unité de masse atomique**

Par définition, la masse de l'atome neutre de l'isotope ${}^{12}C$ du Carbone est exactement égal à 12u.

	U	Masse en Kg	Masse en MeV /C ²
U	1	$1.66055 \cdot 10^{-27}$	931.5
électron	0.0005486	$9.10953 \cdot 10^{-31}$	0.511003
Proton	1.007278	$1.67265 \cdot 10^{-27}$	938.280
neutron	1.008688	$1.67496 \cdot 10^{-27}$	939.573

$E=Mc^2$, $M=E/c^2$ unité qui permet directement de connaître l'énergie d'une particule.

Par définition donc la masse exacte du $^{12}\text{C} = 12,000000 u$, et 1 mole d'atomes de ^{12}C a par définition, une masse de 0,012 kg, elle contient $6,022 \times 10^{23}$ atomes de carbone. Par conséquent :

$$1u = [1 \times 12 \times 10^{-3} / 12 \times 6,022 \times 10^{23}] = 1.66055 \times 10^{-27} \text{ Kg}$$

- **Rayon du noyau**

L'analyse de Rutherford a permis d'établir que le noyau a un rayon voisin de 10^{-14} m. Des expériences plus élaborées ont permis de démontrer qu'il existe un lien entre leur rayon R et le nombre de masse A : $R \sim 1,2 A^{1/3}$ fm.

- **Force nucléaire**

En plus de la force de répulsion entre les protons, une force d'attraction de courte portée s'exerce entre les différents nucléons. Cependant, la force nucléaire proton-proton n'est pas suffisante pour maintenir ensemble les nucléons, ainsi les neutrons ajoutent plus de *colle nucléaire* sans force répulsive. Les noyaux stables possèdent autant (sinon plus) de neutrons que de protons.

On rappelle qu'il existe plusieurs modèles théoriques et phénoménologiques (mettre une référence) qui décrivent cette force nucléaire, certains, dont on aura besoin, seront cités dans le chapitre II.

- **Énergie de liaison d'un noyau**

Défaut de masse du noyau

Dans la réaction nucléaire la masse n'est pas conservée, mais la somme masse plus équivalent en masse de l'énergie est conservée.

Définition : Le défaut de masse est la différence entre la masse du noyau et la somme des masses des nucléons constituant ce noyau. [MEY70]

Dans le cas d'un noyau $^A_Z X$:

$$\Delta m = Zm_p + (A - Z)m_n - m_x \quad (\text{I.1})$$

Δm : Défaut de masse du noyau en (kg)

m_p : La masse de proton.

m_n : La masse du neutron.

m_x : La masse du noyau

Énergie de liaison d'un noyau

Définition : E_l l'énergie de liaison d'un noyau, c'est l'énergie qu'il faudrait fournir au noyau pour le dissocier en ses constituants séparés. [MEY70]

L'énergie de liaison est donnée par :

$$E_l = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - m_x c^2 \quad (I.2)$$

$$E_l = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_x]c^2$$

Donc $E_l = \Delta m \cdot c^2$ (MeV) (I.3)

Où m_x, m_p et m_n sont les masses du noyau, du proton et du neutron respectivement.

C est la vitesse de la lumière.

On montre sur la figure I.1 l'énergie de liaison moyenne par nucléon.

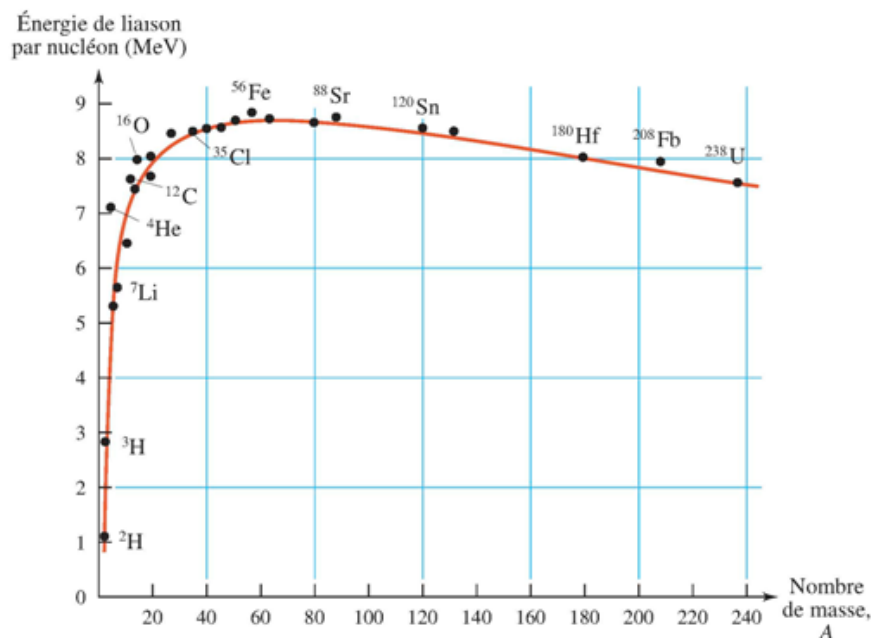


Figure I.1 : Energie de liaison moyenne par nucléon

I.2 les réactions nucléaires

Une réaction nucléaire survient quand une particule frappe un noyau cible. Le but des réactions nucléaires est d'étudier les structures et les propriétés des interactions nucléaires.

Une **réaction nucléaire** est définie comme la transformation d'un noyau atomique provoquée par l'interaction d'une particule projectile (autre noyau, particule α , électron, nucléon, rayonnement γ). Elle s'écrit : $\mathbf{a} + \mathbf{X} \rightarrow \mathbf{b} + \mathbf{Y}$ en abrégé : $\mathbf{X}(\mathbf{a},\mathbf{b})\mathbf{Y}$ où

a = particule projectile, particule incidente, X = noyau cible (état initial ou voie d'entrée)

b = particule sortante "légère", Y = noyau résiduel (état final ou voie de sortie).

Pour arriver à interagir avec le noyau, la particule projectile (sauf les particules neutres), doit avoir une énergie suffisamment élevée, de l'ordre de MeV, pour pénétrer l'écran des électrons atomiques. La nature de l'interaction peut être nucléaire forte, nucléaire faible, ou électromagnétique.

I.2.1 Type de réaction

Il existe plusieurs types de réactions [CUG17], on citera quelques unes :

- **Diffusion élastique** : les particules et leurs énergies internes restent les mêmes après l'interaction $a + X \rightarrow X + a$

L'énergie cinétique totale est conservée.

Exemple : $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow p + {}^7_3\text{Li}$

- **Diffusion inélastique** : le noyau de cible est excité par l'énergie transférée du projectile, $a + X \rightarrow X^* + a$

Exemple : $p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow p + {}^7_3\text{Li}^*$

L'énergie cinétique totale n'est pas conservée.

- **Fission induite** : $a + X \rightarrow y_1 + y_2$

La fission est la rupture du noyau de l'atome sous l'effet d'une collision par une particule mouvante, en deux noyaux. Exemple : ${}_0^1\text{n} + {}^{235}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{94}_{38}\text{Sr} + {}^{139}_{54}\text{Xe} + 3{}_0^1\text{n}$

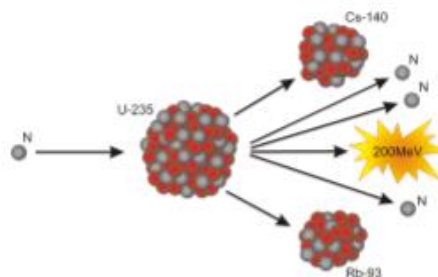
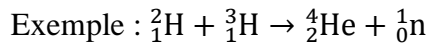


Figure I.2 : exemple d'une fission d'un noyau d'uranium

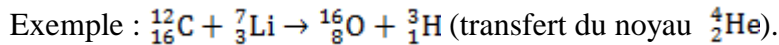
- **Fusion nucléaire** : $a + X \rightarrow y^*$

La fusion nucléaire est au contraire l'association, la réunion de deux noyaux pour former un noyau unique.



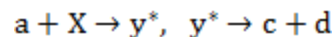
- **Réaction de transfert :** $a+X \rightarrow y+b$ (réaction à 2 corps)

Les réactions de transfert sont directes à deux corps, ou un ou plusieurs nucléons sont transférés entre le noyau du faisceau incident et le noyau de la cible.



On a aussi :

- **Réaction potentielle :** le projectile ne pénètre pas dans le noyau mais il est diffusé par le potentiel moyen créé par l'ensemble des nucléons du noyau cible, une réaction potentielle est une diffusion élastique.
- **Réaction directe :** le projectile pénètre dans le noyau et interagit immédiatement avec un nucléon puis sort du noyau rapidement. Ce type de réaction est rapide. La distribution angulaire de la particule sortante est fortement anisotrope.
- **Réaction selon le mécanisme du noyau composé :** le projectile est absorbé par le noyau composé dans un état complexe et excité est formé.



Ce modèle de réaction, implique que la formation et la désintégration du noyau composé sont indépendants, les propriétés de $y^* \rightarrow c + d$ dépendent uniquement de y^* et non pas du mécanisme de formation de y^* .

I.3 Lois de conservation dans les réactions nucléaires

Les réactions nucléaires obéissent aux lois de conservations suivantes [OUL16] :

- **Conservation de la charge électrique :** la charge se conserve quelle que soit la nature de l'interaction, cette loi se traduit par la relation : $\sum z = \text{constante}$.

Lorsqu'un électron (négatif) ou un positron (positif) intervient dans une réaction nucléaire, on doit considérer que son $Z = -1$ ou $Z = +1$ respectivement.

- **Conservation du nombre de nucléons :** cette loi se traduit par : $\sum A = \text{constante}$

Pour les électrons, les positrons et les neutrons, on considère que $A=0$

- **Conservation de la masse-énergie :** lors d'une réaction $X(a, b) Y$ la loi relativiste de conservation de la masse énergie s'écrit :

$$(m_a c^2 + T_a) + m_x c^2 = (m_b c^2 + T_b) + (m_y c^2 + T_y) \quad (I.4)$$

Où m_a, m_b, m_x et m_y sont les masses au repos des particules, T_a, T_b et T_y sont les énergies cinématiques.

- **Conservation de l'impulsion (ou quantité de mouvement):** les lois de conservation de l'énergie totale et de l'impulsion totale s'appliquent à toutes les interactions et sont le point de départ obligé de tout calcul cinématique.

La loi de conservation de l'impulsion s'écrit : $\sum \vec{P}_i = \sum \vec{P}_f$ ou \vec{P}_i et \vec{P}_f

sont les impulsions initiales et finales.

- **Conservation du moment angulaire total:** Lors d'une réaction nucléaire le moment angulaire ou moment cinétique total est conservé.

La loi de conservation s'écrit : $\sum \vec{J}_i = \sum \vec{J}_f$ avec $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ou \vec{L} est le moment cinétique orbital, \vec{S} est le spin.

I.4 Cinématique de la réaction nucléaire

I.4.1 Bilan d'énergie de réaction ou « Q » de réaction « $a + X \rightarrow y + b$ » :

I.4.1.1 Dans le système laboratoire :

Soit la réaction $a + X \rightarrow y + b$

Le bilan d'énergie de l'interaction se note Q et vaut :

$$Q = T_f - T_i \quad (I.5.a)$$

Avec $T_i = T_a + T_x$ l'énergie cinétique totale avant réaction et $T_f = T_b + T_y$ l'énergie cinétique

Si $T_f = T_i \rightarrow$ conservation de l'énergie cinétique totale.

Si $Q=0$, il s'agit d'une diffusion élastique, le projectile subit une déviation de sa trajectoire.

Si $T_f \neq T_i \rightarrow$ le processus est inélastique, $Q \neq 0$

D'après (1.1), Le bilan devient:

$$Q = (m_a + m_x - m_y + m_b)c^2 \quad (I.5.b)$$

Avec $m_{a,x,y,b}$ sont des masses nucléaires et elles sont reliées aux masses atomiques par :

$M_{a,x,b,y}c^2 = m_{a,x,b,y}c^2 + Z_{a,x,b,y}m_e c^2 + E_l(Z_e)$ ou $E_l(Z_e)$ est l'énergie de liaison des électrons dans les atomes.

On peut donc passer des masses nucléaires aux masses atomiques car on peut négliger la différence des énergies de liaison des électrons. La relation 1.2.b devient :

$$Q = (M_a + M_x - M_y + M_b)c^2 \quad (I.5.c)$$

Si le bilan est positif ($Q > 0$) la réaction est alors exoénergétique elle libère de l'énergie.

Exemple : ${}^3_2\text{He} + n \rightarrow {}^4_2\text{He} + Q$

$$M_{\text{He}}^4 = 4,002\,603\,256 \text{ u}$$

$$M_{\text{He}}^3 = 3,039\,247\,1 \text{ u} \quad \rightarrow \quad Q = 0.0453 \text{ u} > 0$$

$$M_n = 1,008\,664\,97 \text{ u}$$

$$\Sigma = 4,047\,912 \text{ u}$$

Si le bilan est négatif ($Q < 0$) la réaction est endo énergétique elle nécessite de l'énergie.

Exemple : Réaction de Rutherford : $\alpha + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} + P$

$$m_\alpha = 4,003\,860 \text{ u}, \quad m_N = 14,007\,525 \text{ u}, m_p = 1.008\,142 \text{ u}, \quad m_O = 17,004\,507\,4 \text{ u}$$

$\rightarrow Q = -0.001\,264 \text{ u} = -1,18 \text{ MeV}$. Cette réaction est endoénergétique.

Energie seuil d'une réaction à Q négatif

Dans le cas d'une réaction endoénergétique, il faut que la particule "a" ait une énergie cinétique minimale pour que la réaction soit possible. Cette valeur seuil T_{a0} est donnée par : [MEY70]

$$|Q| = T_{a0} \frac{m_x}{m_x + m_a} \rightarrow T_{a0} = |Q| \frac{m_x + m_a}{m_x} \quad (I.6)$$

Et la condition pour qu'il y ait réaction s'écrit : $T_a \geq T_{a0} = |Q| \frac{m_x + m_a}{m_x}$

Exemple : réaction de Rutherford $\alpha + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{17}\text{O} + p$

$$m_\alpha = 4,003\,860\text{ u}, m_N = 14,007\,525\text{ u}, m_p = 1,008\,142\text{ u}, m_O = 17,004\,507\,4\text{ u}$$

$$\rightarrow Q = -0,001\,264\text{ u} = -1,18\text{ MeV} \rightarrow \text{Seuil } T_\alpha = 1,49\text{ MeV}.$$

Principe de mesure du bilan Q dans le système laboratoire :

Dans le cas d'une réaction à 2 corps, le noyau X est au repos dans l'état initial.

La figure 1.3 représente la diffusion a+X donnant b+y.

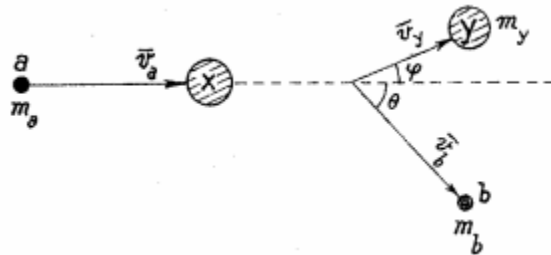


Figure I.3 : interaction dans le système laboratoire (L)

La loi de conservation de l'énergie s'écrit :

$$Q = T_y + T_b - T_a \quad (1.7)$$

La conservation de l'impulsion des vecteurs \vec{p}_a , \vec{p}_b et \vec{p}_y est donnée par

$$\sum \vec{p}_i = \sum \vec{p}_f$$

Donc

$$m_a \vec{v}_a = m_b \vec{v}_b + m_y \vec{v}_y \quad (I.8)$$

Projetons cette équation selon la trajectoire initiale du projectile et selon l'axe normal ("axes x

$$y"), \text{ nous obtenons : } \begin{cases} m_a v_a = m_b v_b \cos \theta + m_y v_y \cos \varphi & (1.8a) \\ 0 = m_b v_b \sin \theta - m_y v_y \sin \varphi & (1.8b) \end{cases}$$

$$\text{Ou : } \begin{cases} \sqrt{2m_a T_A} = \sqrt{2m_b T_B} \cos \theta + \sqrt{2m_y T_Y} \cos \varphi & (1.8a) \\ 0 = \sqrt{2m_b T_B} \sin \theta - \sqrt{2m_y T_Y} \sin \varphi & (1.8b) \end{cases}$$

$$\text{Ou : } \begin{cases} \sqrt{a} - \sqrt{b} \cos \theta = \sqrt{Y} \cos \varphi \\ \sqrt{b} \sin \theta = \sqrt{Y} \sin \varphi \end{cases}$$

$$\text{En posant } a = 2m_a T_a \quad b = 2m_b T_b \quad Y = 2m_y T_y$$

→ nous obtenons 3 équations à 4 inconnues : T_y , T_b , θ et φ (T_a étant fixé dans l'expérience).

→ on peut par exemple éliminer T_y et φ et **calculer T_b en fonction de θ , valeurs accessibles**

expérimentalement :

Après élévation au carré des relations (I.5.a) et (I.5.b) et leur sommation, on tire la valeur de T_y que l'on remplace dans la relation (I.4) → on obtient :

$$T_b \left(1 + \frac{m_b}{m_y} \right) - T_a \left(1 - \frac{m_a}{m_y} \right) - \frac{2}{m_y} \sqrt{m_a m_b T_a T_b} \cos \theta = Q \quad (1.6)$$

Cette équation permet la détermination de Q à partir de la mesure de T_b et $\cos \theta$. C'est d'ailleurs ainsi que l'on peut vérifier la valeur calculée de Q . Elle pourrait également servir, connaissant Q , à déterminer la masse d'un noyau intervenant dans la réaction.

I.4.1.2 Dans le système centre de masse :

Diffusion dans le système centre de masse

Le système du centre de masse est un référentiel pour lequel la somme des quantités de mouvement des particules de la voie d'entrée $\vec{p}_i = \vec{P}_a + \vec{P}_x$ (ou de la voie de sortie $\vec{p}_f = \vec{P}_b + \vec{P}_y$) est nulle [DAN73].

Les calculs cinématiques effectués dans ce référentiel [OUI88] permettent de déterminer le lien entre les sections efficaces et l'angle de diffusion dans le centre de masse $\bar{\theta}$ en fonction des sections efficaces et l'angle de diffusion dans le laboratoire θ

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\omega}(\theta) = \frac{(1+2k \cos\bar{\theta}+k^2)^{3/2}}{(1+k \cos\bar{\theta})\left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\omega}\right)(\bar{\theta})} \quad (\text{I.9})$$

Où

$$\bar{\theta} = \cos^{-1}\left(-\frac{m_a}{m_X} \sin^2 \theta + \cos \theta \sqrt{1 - \left(\frac{m_a}{m_X} \sin \theta\right)^2}\right) \quad (\text{I.10})$$

$\bar{\theta}$ Est l'angle de centre de masse.

$$k = \left(\frac{m_a m_b}{m_X m_Y} \frac{T_r}{Q+T_R}\right)^{1/2} \quad (\text{I.11})$$

$T_r = \frac{1}{2}\mu V^2$ Et $\mu = \frac{m_a m_X}{m_a + m_X}$ étant la masse réduite et $m_{a,x,b,y}$ sont respectivement les masses

de la particule incidente résiduel, particule cible, particule détectée et le noyau résiduel.

V étant la vitesse relative dans le centre de masse.

T_r est l'énergie du centre de masse.

I.5 Notion de section efficace d'une réaction nucléaire :

Définition

La section efficace est une grandeur physique qui décrit la probabilité d'interaction de la particule incidente avec la cible lors d'une réaction nucléaire [LUC75].

L'unité de la section efficace est le barn:

$$1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

La section efficace différentielle d'une réaction est donnée par [REZ11]

$$\frac{d\sigma_i(\theta)}{d\Omega} = \sigma(\theta) = \frac{N_d}{N_i N_c \epsilon \Delta\omega} \quad (\text{I.12})$$

- N_d Est le nombre de particules détectées.
- N_i est le nombre de noyaux des particules incidentes.
- $\Delta\omega$ Est l'angle solide.
- N_c Est le nombre de noyau cible par cm^2 relie à l'épaisseur de la cible par :

$$N_c = \rho_s \times 10^{-6} \times \frac{N_A}{12} \quad \text{Et } N_A \text{ est le nombre d'Avogadro}$$

- ε : Représente l'efficacité intrinsèque du détecteur

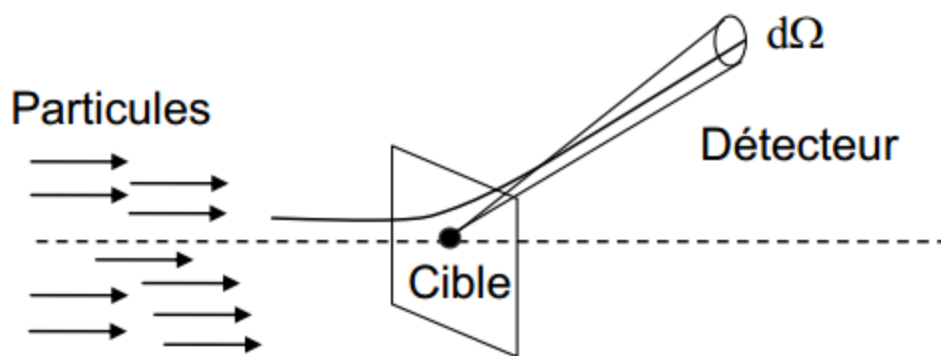


Figure I.4 : Schéma simplifié relatif à la notion de section efficace.

On précise que l'intégration de la section efficace différentielle sur l'ensemble de l'angle solide donne la **section efficace de la réaction $a + X \rightarrow Y + b$** :

$$\sigma(a + x \rightarrow y + b) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sigma(\theta) \sin \theta \, d\theta d\varphi \quad (\text{I.13})$$

De même l'intégration de la section efficace différentielle sur l'ensemble des énergies permises (par les lois de conservation) donne :

$$\sigma(a + x \rightarrow y + b) = \int_{E=0}^{E_{\max}} \sigma(E) dE \quad (\text{I.14})$$

Jusqu'ici, on a considéré la section efficace concernant une voie ou état final particulier, $\sigma(a + x \rightarrow y + b)$, pour trouver la section efficace totale de la réaction "a + X", il faut sommer toutes les sections efficaces partielles [LUC75]

$$\text{Section efficace totale de la réaction } a + X : \sigma_{\text{tot}} = \sum \sigma_{\text{partielles}} \quad (\text{I.15})$$

Chapitre II :
**Section efficace et fonction d'ondes d'une réaction de
transfert**

Chapitre II : section efficace et fonction d'ondes d'une réaction de transfert

Introduction :

Dans ce chapitre, on s'intéressera à la réaction de transfert $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{16}\text{O}$ et on déterminera les sections efficaces de certains états de ^{16}O peuplés par cette réaction de transfert section décrites dans le cadre de la théorie (DWBA) [MES65] grâce au code de calcul fresco [THO88] ainsi que les fonctions d'ondes radiales relatives à ces états.

II.1 Définition d'une réaction de transfert

La réaction de transfert est un outil puissant pour comprendre la structure des noyaux aussi bien par «pick-up» (prendre des nucléons du noyau étudié) ou par «stripping» (ajouter des nucléons au noyau étudié) [FRO13]. On rappellera que les réactions de transfert sont directes à deux corps ou un ou plusieurs nucléons sont transférés entre un noyau du faisceau et un noyau de la cible.

Dans le cas de la réaction de la réaction de transfert $\alpha \ ^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \text{t})^{16}\text{O}$ qui est l'objet de notre étude :

On a la réaction : $^7\text{Li} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{t} + ^{16}\text{O}$

Ou ^7Li est le noyau « faisceau », ^{12}C est le noyau cible, t triton est le noyau détecté et ^{16}O le noyau résiduel d'intérêt, Il s'agit de transférer la particule α vers le noyau cible ^{12}C à partir du projectile composite ^7Li (voir la figure II.1) et peupler ainsi les états d'intérêt de l' ^{16}O .

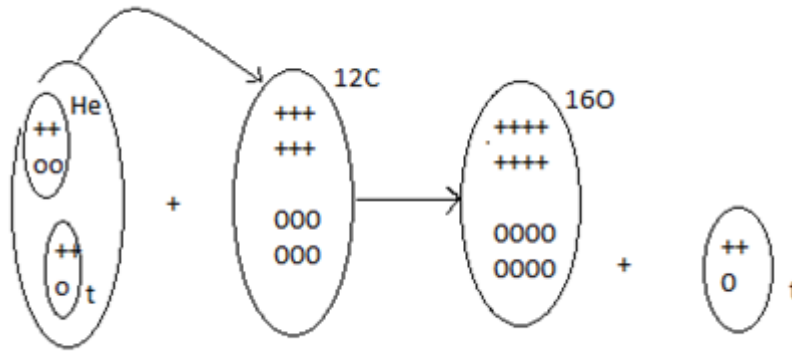


Figure II.1 : Réaction de transfert d'un α du ${}^7\text{Li}$ vers le ${}^{12}\text{C}$

Lors de la réaction de transfert ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \text{t}){}^{16}\text{O}$ on mesure la distribution angulaire des tritons relative à chaque état peuplé de l' ${}^{16}\text{O}$. La mesure des énergies et des angles d'émission des tritons dans la voie de sortie permet d'accéder aux énergies d'excitation des états peuplés de l' ${}^{16}\text{O}$ grâce au principe de conservation d'énergie (équation II.1) et d'impulsion (équation II.2). En ayant les informations sur ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ et t on peut étudier le noyau ${}^{16}\text{O}$:

$$E_{i^{16}\text{O}} = E_{7\text{Li}} + E_{12\text{C}} - E_{\text{t}} \quad (\text{II.2})$$

$$P_{i^{16}\text{O}}^2 = P_{7\text{Li}}^2 + P_{\text{t}}^2 - 2P_{7\text{Li}}P_{\text{t}} \quad (\text{II.3})$$

ou $E_{i^{16}\text{O}}$ et $P_{i^{16}\text{O}}$ sont respectivement l'énergie et l'impulsion du noyau ${}^{16}\text{O}$ et

$$M_{i^{16}\text{O}}^2 = E_{i^{16}\text{O}}^2 - P_{i^{16}\text{O}}^2 \quad (\text{II.3}) \quad \text{est la masse du noyau } {}^{16}\text{O} .$$

II.2 Détermination expérimentale de la section efficace de la réaction de transfert :

La section efficace différentielle expérimentale de la réaction ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \text{t}){}^{16}\text{O}$ produisant le noyau résiduel ${}^{16}\text{O}$ est déterminé par la relation suivante :

$$\frac{d\sigma_i(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_d}{N_i N_c \epsilon \Delta\omega} \quad (\text{II.4})$$

- N_d Est le nombre de tritons produit.

- N_i est le nombre de noyaux de 7L_i .
- $\Delta\omega$ Est l'angle solide.
- N_c Est le nombre de noyau cible par cm^2 relie à l'épaisseur de la cible par :

$$N_c = \rho_s \times 10^{-6} \times \frac{N_A}{12} \quad \text{Et } N_A \text{ est le nombre d'Avogadro}$$

$$\rho_s = 80 \mu g/cm^2$$

- ε : Représente l'efficacité intrinsèque du détecteur

On rappelle que la section efficace dans le centre de masse est liée à la section efficace dans le laboratoire [OUI88] par :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\omega}(\theta) = \frac{(1-2k \cos\bar{\theta} + k^2)^{3/2}}{(1+k \cos\bar{\theta}) \left(\frac{\Delta\sigma}{\Delta\omega}\right)(\bar{\theta})} \quad (\text{II.5})$$

Où

$$\bar{\theta} = \cos^{-1} \left(-\frac{m_1}{m_2} \sin^2 \theta + \cos \theta \sqrt{1 - \left(\frac{m_1}{m_2} \sin \theta\right)^2} \right) \quad (\text{II.6})$$

$\bar{\theta}$ est l'angle dans le centre de masse.

$$k = \left(\frac{m_1 m_3}{m_2 m_4} \frac{T_r}{Q + T_r} \right)^{1/2} \quad (\text{II.7})$$

m_1 est la masse de la particule incidente et m_2 la masse de la particule de cible

$$T_r = \frac{1}{2} \mu V^2 \quad \text{Et } \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad \text{étant la masse réduite et } m_{1,2,3,4} \text{ sont respectivement les masses}$$

de la particule incidente ${}^7Li, {}^{12}C, {}^{16}O$ et du triton.

V étant la vitesse relative dans le centre de masse.

T_r L'énergie du centre de masse.

II.3 Détermination théorique de la section efficace de la réaction de transfert :

Les sections efficaces de transfert sont décrites dans le cadre formalisme théorique de la DWBA (Distorted Wave Born Approximation). Pour cela on présentera brièvement ce modèle.

II.3.1 Présentation de DWBA

Le modèle de la DWBA est couramment utilisé en structure nucléaire et en astrophysique nucléaire pour décrire les réactions de transfert où le mécanisme de transfert direct est dominant. De la comparaison des distributions angulaires expérimentales à celles calculées par le modèle de la DWBA nous pouvons accéder à l'information spectroscopique des niveaux des noyaux.

L'approximation de Born en ondes distordues est basée sur la théorie de la diffusion en mécanique quantique [MES65] et en particulier la théorie des perturbations.

Comme la réaction de transfert est supposée directe, le traitement quantique se fait en ondes stationnaires. Dans l'approximation de Born, le potentiel perturbateur est petit et l'onde plane incidente reste partout dominante par rapport à l'onde de diffusion.

Avec les ondes distordues, ce qui est partout dominant, c'est l'onde de diffusion élastique qui peut, elle, être très différente de l'onde plane. Cette diffusion élastique est traitée par un modèle optique dans lequel la partie imaginaire du potentiel atténue localement la fonction d'onde incidente.

On rappellera dans ce qui suit quelques éléments de la théorie de la diffusion.

En mécanique quantique, quand une particule incidente d'énergie E se déplace parallèlement à l'axe Z , on lui associe l'onde plane :

$$\varphi_{\alpha} = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} \quad (\text{II.9})$$

On obtient la fonction d'onde de la particule diffusée qui à le comportement asymptotique suivant :

$$\psi_{\alpha}^{\dagger}(r) = e^{i\vec{k}_{\alpha}\vec{r}} + F(\theta) \frac{e^{i\vec{k}_B\vec{r}}}{r} \quad (\text{II.10})$$

Ou $F(\theta)$ est l'amplitude de diffusion.

La section efficace de diffusion étant le rapport du flux sortant après diffusion et du flux entrant par unité de surface, nous avons donc : [MES65]

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\alpha\rightarrow\beta} = \frac{V_\beta}{V_\alpha} |f(\theta)|^2 = \frac{k_\beta}{k_\alpha} |f(\theta)|^2 \quad (\text{II.11})$$

V_β Est la vitesse de la particule diffusée (diffusion est élastique $V_\beta = V_\alpha = V$)

En général, on donne la section efficace de diffusion en fonction de la matrice de transition définie par :

$$T_{\alpha\rightarrow\beta} = -\frac{2\pi\hbar^2}{V} f(\theta) \quad (\text{II.12}) \quad \text{on a } f(\theta) = -V \frac{T_{\alpha\rightarrow\beta}}{2\pi\hbar^2}$$

On remplace (II.12) dans l'équation (II.11) on obtient :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\alpha\rightarrow\beta} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha}\right) |T_{\alpha\rightarrow\beta}|^2 \quad (\text{II.13})$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\alpha\rightarrow\beta}$ est la section efficace différentielle qu'on peut comparée à celle déterminée expérimentalement.

$T_{\alpha\rightarrow\beta}$ l'amplitude des éléments de matrice obtenue par la résolution de l'équation de Schrödinger :

$$H\psi_\alpha^+ = E\psi_\alpha^+ \quad (\text{II.14})$$

Soit

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} [\Delta + k_\alpha^2] \psi_\alpha^{(+)} = -V(\vec{r}) \psi_\alpha^{(+)} \quad (\text{II.15})$$

On suppos le potentiel $V(\vec{r})$ est central et la particule libre sans degré de liberté interne et non relativiste.

L'équation (II.15) peut alors se transformer sous forme d'une intégrale [MES65] :

$$\psi_\alpha^+ = e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}} - \frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int \frac{e^{i\vec{k}_\beta \cdot |\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} V(\vec{r}') \psi_\alpha^+(\vec{r}') d^3r' \quad (\text{II.16})$$

C'est l'équation intégrale de la diffusion, et ne sait pas résoudre puisque la fonction d'onde ψ_α^+ figure dans chaque membre de l'équation, d'où l'introduction d'approximations.

Pour $r \gg r'$, on retrouve la forme asymptotique de l'équation (II.10).

De l'équation (II.10) et (II.16), on obtient :

$$f(\theta) = -\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\vec{k}_\beta \vec{r}'} V(\vec{r}') \psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}') d^3r' \quad (\text{II.17})$$

En remplaçant $f(\theta)$ dans l'équation (II.12), on obtient l'élément de matrice :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int \int e^{-i\vec{k}_\beta \vec{r}'} V(\vec{r}') \psi_\alpha^{(+)}(\vec{r}') d^3r' \quad (\text{II.18})$$

Alors la section efficace différentielle calculée selon l'approximation de Born en onde distordues (DWBA), est donnée par la formule (II.13) [MES65] où l'on intègre de zéro à l'infini la fonction d'onde

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \Omega}\right)_{DWBA} = \Sigma \left| \int_{r=0}^{\infty} dr \Psi_f^{(-)} \frac{U(r)}{r} Y_{lm} \Psi_i^{(+)} \right|^2 \quad (\text{II.19})$$

$\Psi_f^{(-)}$ et $\Psi_i^{(+)}$ les fonction d'onde de diffusion distordues de l'état final et initial.

$\frac{U(r)}{r}$ la fonction d'onde radiale réduite.

Y_{lm} sont les fonctions harmoniques sphériques.

II.3.2 Application de la DWBA au cas d'une réaction de transfert :

La réaction de transfert considérée est de type $A+a \rightarrow b+B$, avec ($a=b+x$, $B=A+x$). x étant la particule composite transférée.

- $A+a$ étant la voie d'entrée α et $b+B$ la voie de sortie β .
- L'hamiltonien de la voie d'entrée $H=H_a+H_A+T_{aA}+V_{aA}$.
- l'hamiltonien de la voie de sortie $H=H_b+H_B+T_{bB}+V_{bB}$.
- H_a, H_A, H_b, H_B sont les hamiltoniens internes des noyaux a, A, b, B respectivement.
- T_{aA}, T_{bB} sont les énergies cinétiques relatives dans le centre de masse.
- V_{aA}, V_{bB} sont les potentiels d'interaction dans la voie d'entrée et de sortie.
- ψ_a, ψ_A, ψ_b et ψ_B sont les fonctions d'onde internes des noyaux a, A, b, B .

A partir de l'équation (II.10) la fonction d'onde stationnaire de la voie d'entrée α quand le rayon r tend vers l'infini est donnée par :

$$\psi_\alpha^+ = \psi_a \psi_A e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}} + f(\theta) \psi_b \psi_B \frac{e^{i\vec{k}_\beta \vec{r}}}{r} \quad (\text{II.20})$$

$\psi_\alpha, \psi_A, \psi_b, \psi_B$ sont les fonction d'onde internes des noyau a, A, b, B.

Les éléments de matrice de transition sont d'après l'équation (II.18) :

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int \psi_b^- \psi_B^- e^{-i\vec{k}_\beta \vec{r}_\beta} V_{bB}(\vec{r}_\beta) \psi_\alpha^+ \vec{dr}_\alpha \vec{dr}_\beta \quad (\text{II.21})$$

Quand on utilise le potentiel d'interaction de la voie d'entrée Les éléments de matrice de transition sont donnés par:

$$T_{\alpha \rightarrow \beta} = \int \psi_\beta^- V_{aA}(\vec{r}_\alpha) \psi_\alpha \psi_A e^{-i\vec{k}_\alpha \vec{r}_\alpha} dr_\alpha dr_\beta \quad (\text{II.22})$$

On suppose que le potentiel d'interaction se sépare en deux composantes aussi bien pour la voie d'entrée que la voie de sortie :

$$V_{bB} = U_{bB} + W_{bB} \quad (\text{II.23})$$

U_{bB} représente le potentiel optique de la diffusion élastique dans la voie de sortie et

W_{bB} le transfert, avec $W_{bB} \ll U_{bB}$.

$$V_{aA} = U_{aA} + W_{aA} \quad (\text{II.24})$$

U_{aA} représente le potentiel optique de la diffusion élastique dans la voie d'entrée et W_{aA} le transfert, avec $W_{aA} \ll U_{aA}$

Donc en résumé les ingrédients nécessaires pour calculer une section efficace théorique par le formalisme de la DWBA sont dans le cas de notre réaction : les paramètres du potentiel optique de la voie d'entrée $^{12}\text{C} + ^7\text{Li}$ et de la voie de sortie $^{16}\text{O} + t$, le potentiel décrivant la fonction d'onde alpha dans le noyau de ^{16}O et le potentiel décrivant la fonction d'onde alpha dans le ^7Li .

II.3.3 Définition du facteur spectroscopique

Dans le cas d'une réaction de transfert ($^{12}\text{C} + ^7\text{Li} \rightarrow ^{16}\text{O} + t$) où un α est transféré de ^7Li vers ^{12}C pour obtenir ^{16}O , les sections efficaces différentielles de transfert mesurées $(d\sigma/d\Omega)_{EXP}$ sont reliées celles calculées $(d\sigma/d\Omega)_{DWBA}$ par :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}(\theta) = S_\alpha S'_\alpha \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}(\theta) \quad (\text{II.25})$$

Ou S'_α et S_α étant les facteurs spectroscopique alpha décrivant le recouvrement α -t dans le ^7Li et le recouvrement α - ^{12}C dans le ^{16}O respectivement.

Les quantités qui représentent les probabilités que le noyau ${}^7\text{Li}$ et ${}^{16}\text{O}$ soient composés d'un cluster alpha et de noyau triton et d'un cluster alpha et du noyau ${}^{12}\text{C}$ respectivement sont appelées facteurs spectroscopiques.

On a :

$$S'_\alpha = \langle {}^7\text{Li} | t \otimes \alpha \rangle^2 \quad (\text{II.26})$$

$$S_\alpha = \langle {}^{16}\text{O} | {}^{12}\text{C} \otimes \alpha \rangle^2 \quad (\text{II.27})$$

Ces facteurs spectroscopiques peuvent être donc déduits du rapport des sections efficaces.

Le facteur spectroscopique S'_α décrivant le recouvrement α -t dans ${}^7\text{Li}$ est déduit à partir des travaux antérieurs, expérimentaux et théorique [PEL08] ou $S'_\alpha = 1$.

Le facteur spectroscopique α , S_α , des états peuplés de l' ${}^{16}\text{O}$ devient alors :

$$S_\alpha = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}(\theta)} \quad (\text{II.28})$$

Les différents facteurs spectroscopiques S_α obtenus seront donnés dans le chapitre III.

II.4 Code FRESCO

Les calculs DWBA effectués pour déterminer les sections efficaces et les fonctions d'onde ont été effectués avec le code FRESCO [Thom78], en ne considérant que le transfert direct d'un cluster alpha à partir du projectile ${}^7\text{Li}$ sur le noyau ${}^{12}\text{C}$. Dans ce code, un ensemble de paramètres sont intégrés sous forme de carte.

Chaque carte contient les renseignements suivants :

- Les caractéristiques des noyaux (masse, moment angulaire, spin, parité · · ·) intervenant dans la réaction.
- l'énergie incidente.
- le bilan de la réaction.
- les énergies de liaison de la particule α dans les noyaux.
- les paramètres des potentiels optiques décrivant la voie d'entrée ${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C} \rightarrow$ et la voie de sortie $+ {}^{16}\text{O} \rightarrow$.

- le potentiel décrivant l'interaction du cluster alpha avec le triton dans le noyau ${}^7\text{Li}$ de la voie d'entrée $\alpha + t \rightarrow {}^7\text{Li}$ et celui décrivant l'interaction de l'alpha transféré avec le noyau cible ${}^{12}\text{C}$ dans le noyau ${}^{16}\text{O}$ de la voie de sortie.

Le paramètre de potentiel d'interaction du cluster alpha avec le triton dans le noyau ${}^7\text{Li}$ de la voie d'entrée et celui décrivent l'interaction de l'alpha transféré avec le noyau cible ${}^{12}\text{C}$ dans le noyau ${}^{16}\text{O}$ de la voie de sortie $\alpha + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O}$.

Dans le tableau II.1 sont présentés les énergies d'excitation E_x et les énergies de liaison E_L de la particule α , la parité (-1^L) et le nombre de nœud N (nombre de fois où la fonction d'onde radiale s'annule, elle est donnée par la formule de Talmy-Waschinsky [LUC75] ou $2N + L = \Sigma(2n_i + l_i)$ i représentant le nucléon de valence de l'état peuplé de l' ${}^{16}\text{O}$) et le moment angulaire J de la particule α transférée. On rappelle que l'énergie de liaison du cluster α lié à un cœur de ${}^{12}\text{C}$ pour former l' ${}^{16}\text{O}$ est donnée par la différence entre le bilan d'énergie de la réaction ${}^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow {}^{16}\text{O}$ ($Q=7.165$) et l'énergie d'excitation E_x de l'état peuplé dans l' ${}^{16}\text{O}$. $E_L = Q - E_x$.

$E_i = 34\text{MeV}$ Énergie incidente.

N défini par $N_c + 1$, nombre de nœuds comme on va le voir dans le chapitre III.

$E_x(\text{MeV})$	6.05	6.13	6.92	7.12
J	0	3	2	1
$N = N_c + 1$	5	2	4	3
parité	+1	-1	+1	-1
$E_L(\text{MeV})$	1.115	1.035	0.245	0.045

Tableau II.1- Energies de liaison, nombres de nœuds, moments angulaires des états peuplés dans l' ${}^{16}\text{O}$ et parités de l' α transféré.

II.4.1 Les paramètres de potentiel

Les potentiels optiques utilisés pour déterminer les sections efficaces et les fonctions d'ondes sont de la forme suivante :

$$V_{\text{opt}} = V_{\text{volumique}} + V_{\text{surfactive}} + V_{\text{spin-orbite}} + V_{\text{coulombien}}$$

$$V_{\text{volumique}} = -V_0 f(r, r_R, a_R) + iW f(r, r_v, a_v)$$

$$V_{\text{surfactive}} = 4W_s df(r, r_s, a_s)/dr$$

$$V_{\text{spin-orbite}} = V_{s.o}$$

$$f(r, r_i, a_i) = (1 + \exp(r - r_i A^{1/3} a_i))^{-1}$$

étant de type Woods-Saxon.

-V0 est la profondeur du puits de potentiel réel volumique.

-W, W_s, V_{s.o} sont les profondeurs des puits de potentiel d'absorption volumique, surfacique et de spin-orbite respectivement.

-V_{coulombien}(r) est le potentiel coulombien d'une sphère uniformément chargée de rayon R_c=r₀A^{1/3}.

-Les r_i, a_i sont les rayons et les diffusivités de ces potentiels. R_c est le rayon du potentiel coulombien.

II.4.1.1 Les paramètres du potentiel optique de la voie d'entrée

Les paramètres du potentiel optique de la voie d'entrée ¹²C + ⁷Li que nous avons utilisé proviennent des travaux de Schummacher et al. [SCH73] sont données dans le tableau II.2.

Ceux-ci sont extraits des meilleurs ajustements des sections efficaces différentielles de diffusion élastique ¹²C(⁷Li,⁷Li)¹²C mesurées à 34 MeV.

potentiel	R _c fm	V _R (MeV)	r _R fm	a _R fm	W (MeV)	r _v fm	a _v fm
e0	1.27	187.8	1.208	0.824	12.9	2.17	0.77
e1	1.27	245.0	1.210	0.759	14.7	2.00	0.909
e2	1.27	139.1	1.62	0.58	18.8	1.99	0.93

Tableau II .2- Paramètres des potentiels optiques de la voie d'entrée ¹²C + ⁷Li.

II.4.1.2 Les paramètres du potentiel optique de la voie de sortie :

Les paramètres du potentiel optique de la voie sortie t + ¹⁶O que nous avons utilisé ceux provenant des travaux de Garret et al. [GAR73]. Ils proviennent du meilleur ajustement des sections efficaces différentielles de diffusion élastique ²⁴Mg(t, t)²⁴Mg mesurées à 15 MeV. Notons que des mesures de diffusion élastique triton sur ¹⁶O ne sont pas disponibles.

potentiel	R _c fm	V _R (MeV)	r _R fm	a _R fm	W (MeV)	r _v fm	a _v fm
v0	1.30	165.4	1.16	0.75	16.4	1.50	0.82
v1	1.30	162.9	1.16	0.69	17.9	1.50	0.82
v2	1.24	170.0	1.14	0.723	20.0	1.60	0.80

Table II.3- Paramètres des potentiels optiques de la voie sortie t + ¹⁶O .

II.4.1.3 Les paramètres du potentiel d'interaction de α + ¹²C donnant ¹⁶O et de α+t donnant ⁷Li :

Concernant les paramètres décrivant l'interaction de l'alpha avec le cœur de ^{12}C dans ^{16}O et décrivant l'interaction de l'alpha avec le triton dans le ^7Li est de type Wood-Saxon où seul le terme réel volumique est considéré [KUB72]:

$$V_{\text{int}} = -V_0 f(r, r_{\text{int}}, a_{\text{int}})$$

Les valeurs introduites dans le calcul fresco sont fixées à :

-la profondeur du puits $V_0 = 50 \text{ MeV}$, 91.2 MeV qui sont ajustées de façon à reproduire l'énergie de liaison de la particule α reproduisant ^{16}O et le ^7Li respectivement.

-Le rayon coulombien $R_c = r_0 \times A^{1/3} \text{ fm}$ _fixé à 5 fm et à 2.05 fm pour ^{16}O et le ^7Li respectivement.

-Le rayon d'interaction r_{int} _fixé initialement à 3 fm et à 2.05 fm pour ^{16}O et le ^7Li respectivement.

- La diffusivité a_{int} à 0.73 fm et à 0.70 fm pour ^{16}O et le ^7Li respectivement.

Une fois que tous ces paramètres sont introduits dans le code fresco, on exécute le programme en écrivant l'instruction suivante : **`./fresco <nom du fichier.in> toto`**, où toto est l'ensemble des fichiers résultats.

Les résultats obtenus à savoir les sections efficaces différentielles de la réaction de transfert, la section efficace de diffusion élastique « $^{12}\text{C} + ^7\text{Li} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^7\text{Li}$ » et les fonctions d'ondes radiales réduites des différents états peuplés de ^{16}O seront présentés dans le chapitre suivant.

CHAPITRE III :
Résultats et discussions

CHAPITRE III : Résultats et discussions

III.1 Résultats du calcul fresco

III.1.1 Les fonctions d'onde réduites $U(r)$:

Grace aux résultats des calculs fresco, on a pu tracer les courbes des fonctions d'onde réduites (voir figure III.1). A titre illustratif on a considéré le potentiel $e0v0$ cité ci-dessus.

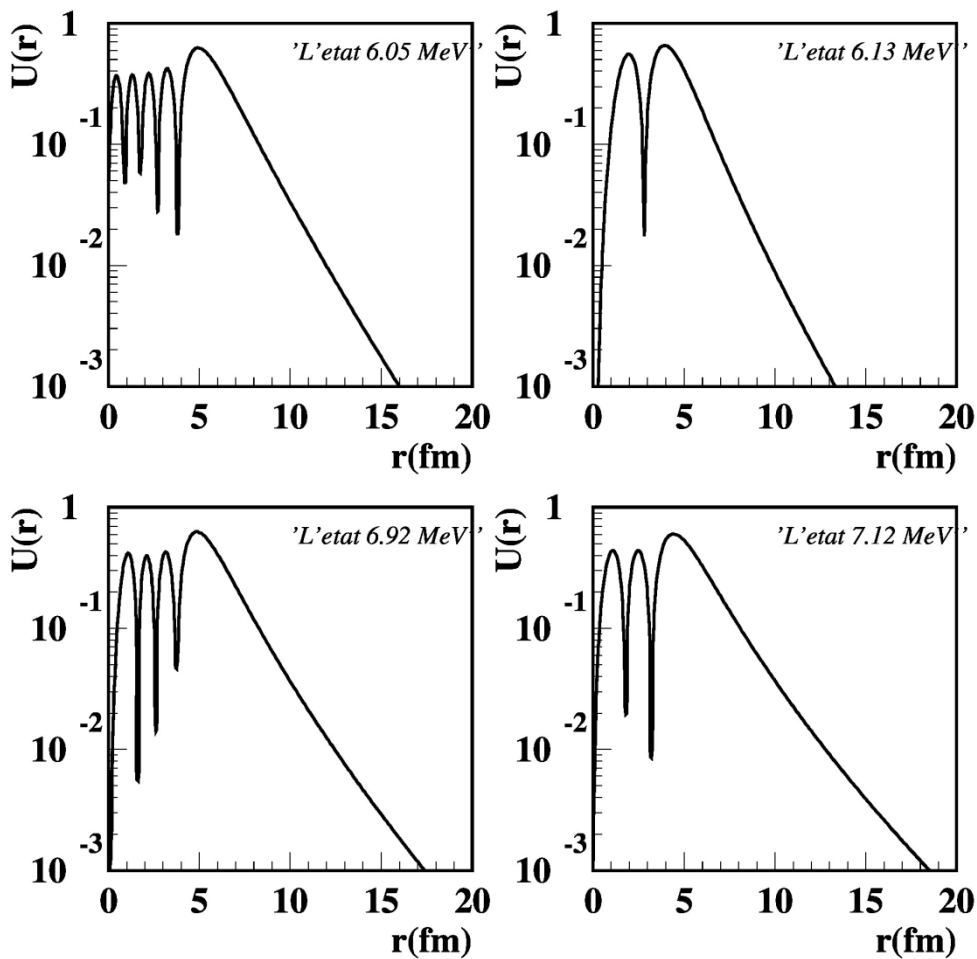


Figure III.1 présentation des fonctions d'onde radiales des différents états (6.05, 6.13, 6.92, 7.12MeV) de ^{16}O .

On remarque que le nombre de nœuds donné par la loi de Talmy-waschinsky [LUC75] représentant le nombre de fois ou la fonction d'onde s'annule est bien vérifié.

III.1.2 La sections efficace élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$

Des résultats de calcul fresco, on a pu aussi tracer la courbe de la diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$ (figure III.2), où la formule de la section efficace différentielle de diffusion élastique est donnée par:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E_{cm}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

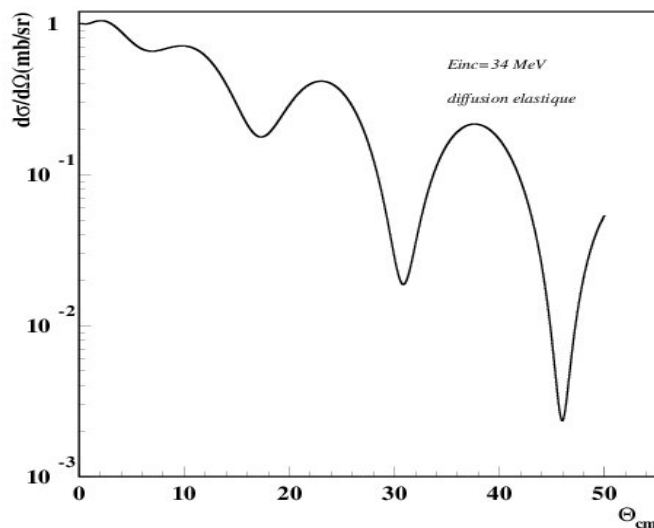


Figure III.2 : section efficace de diffusion élastique $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$

III.1.3 Les sections efficaces différentielles:

Dans cette partie, on va présenter les résultats qu'on a obtenu en utilisant le code fresco pour la détermination des sections efficaces théoriques différentielles de transfert α de $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, t)^{16}\text{O}$ avec les différents potentiels de la voie d'entrée ($\epsilon_0, \epsilon_1, \epsilon_2$) et les différents potentiels de la voie de sortie (ν_0, ν_1, ν_2) pour chaque état (6.05, 6.13, 6.92, 7.12) de ^{16}O . Les différents résultats sont comparés aux résultats expérimentaux [OUL12].

Notons que les potentiels les potentiels d'interaction α sont fixes en utilisant les paramètres de [KUB72].

On présentera sur les figures ci dessous les sections efficaces différentielles calculés des états 6.05, 6.13, 6.92 et 7.12 MeV de l' ^{16}O avec les différents potentiels de la voie d'entrée en fixant le potentiel de la voie de sortie v_0 et avec les différents potentiels de la voie de sortie en fixant le potentiel de la voie d'entrée e_0 . Ces résultats seront comparés aux résultats expérimentaux [OUL12] dans le but d'extraire les facteurs spectroscopiques (voir équation II.28).

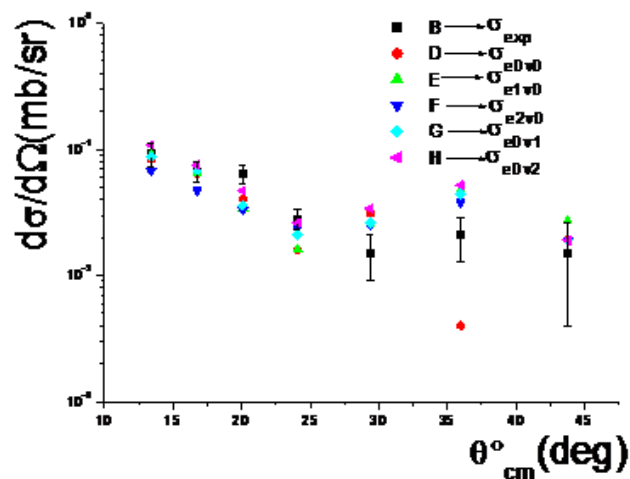


Figure III.3- comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 6.05MeV, en utilisant les potentiels e_0v_0 , e_1v_0 , e_2v_0 , e_0v_1 et e_0v_2 .

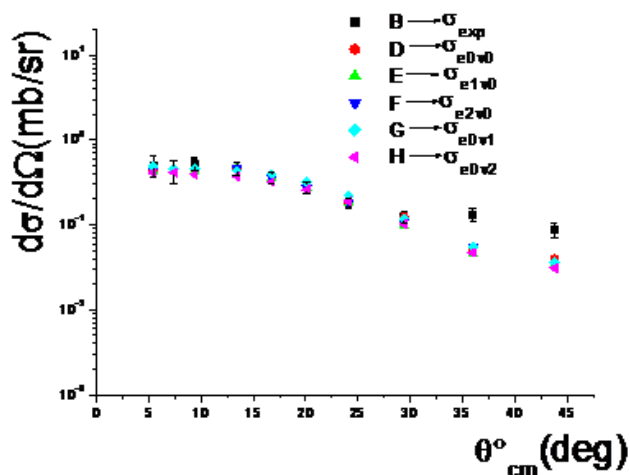


Figure III.4- comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 6.13MeV, en utilisant les potentiels e_0v_0 , e_1v_0 , e_2v_0 , e_0v_1 et e_0v_2 .

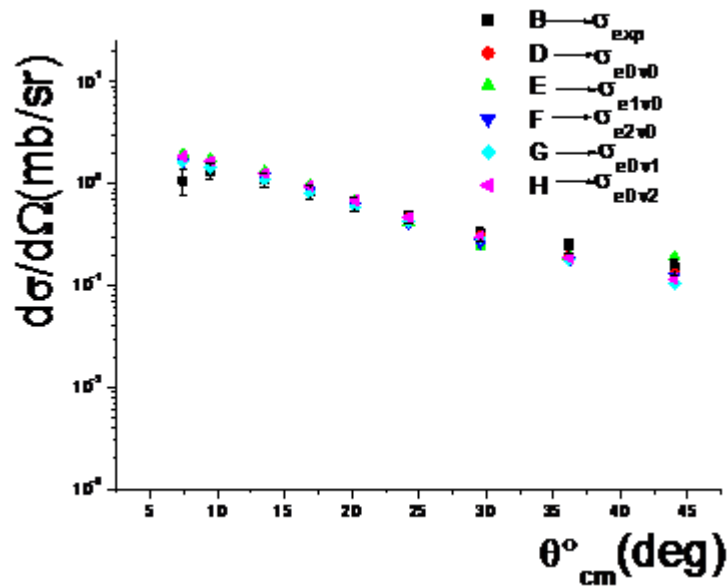


Figure III.5- comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 6.92MeV, en utilisant les potentiels e0v0, e1v0, e2v0, e0v1 et e0v2.

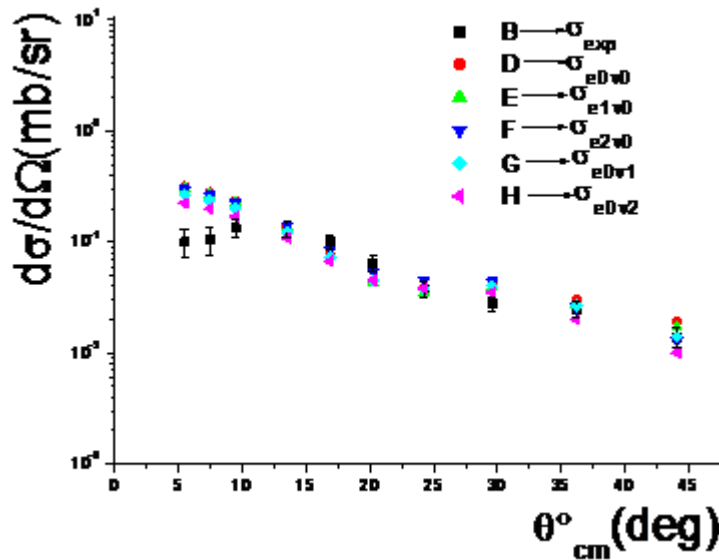


Figure III.6- comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 7.12MeV, en utilisant les potentiels e0v0, e1v0, e2v0, e0v1 et e0v2.

En fixant le potentiel de sortie V0 dans le code fresco, la dépendance des sections efficaces différentielles de la réaction de transfert α $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ aux potentiels de la voie d'entrée est illustrée sur les figures ci-dessous.

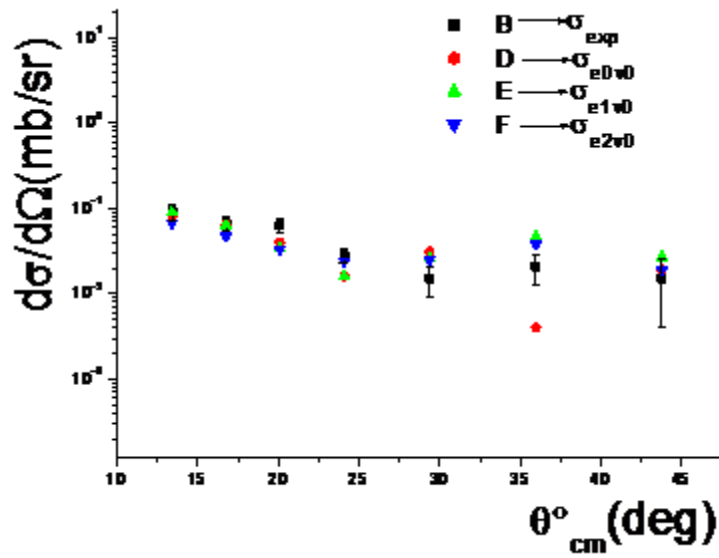


Figure III.7-comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 6.05MeV, en utilisant les potentiels $e0v0$, $e1v0$, $e2v0$.

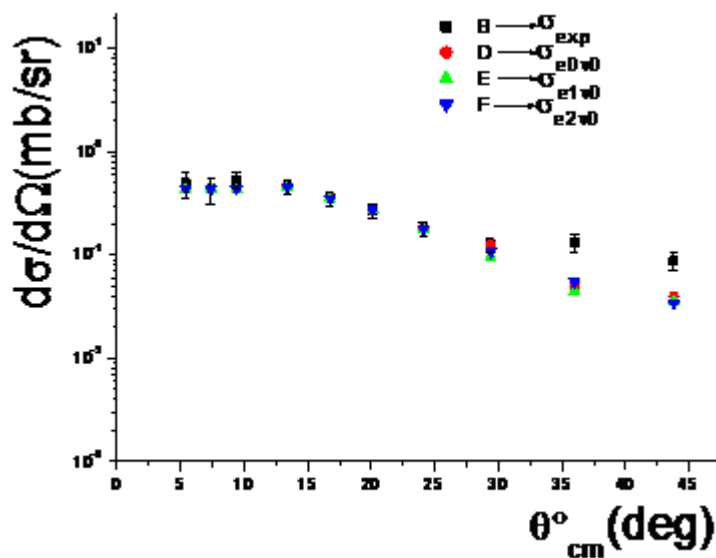


Figure III.8-comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 6.13MeV, en utilisant les potentiels $e0v0$, $e1v0$, $e2v0$.

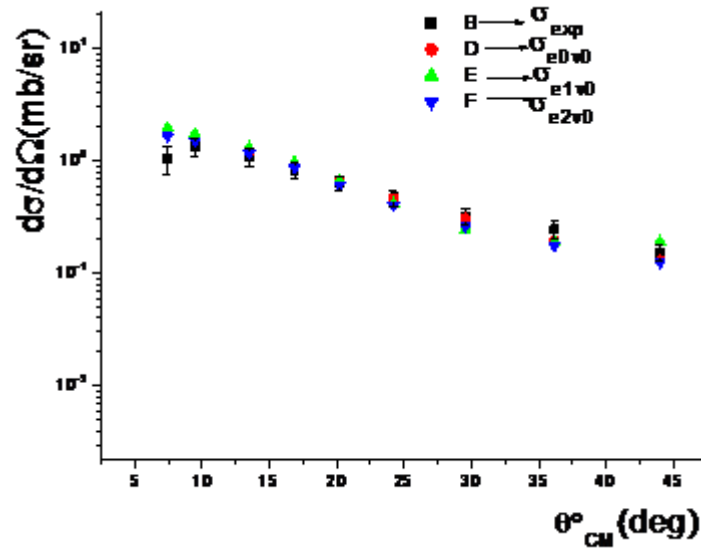


Figure III.9-Comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 6.92MeV, en utilisant les potentiels e0v0, e1v0, e2v0.

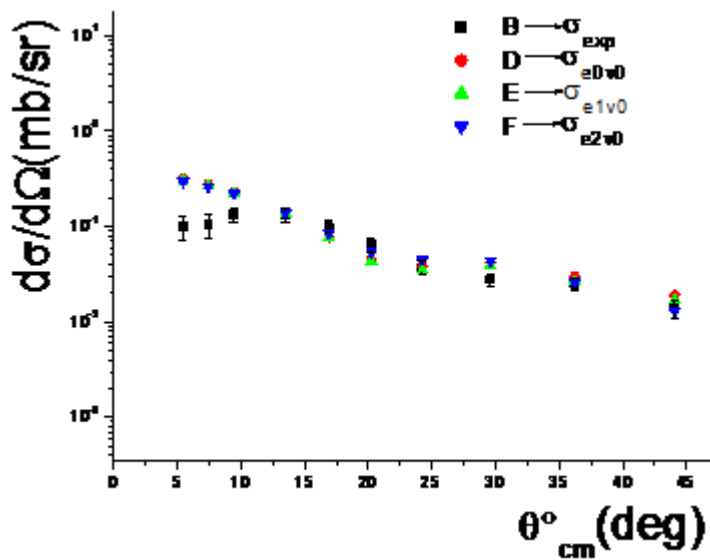


Figure III.10-comparaison des sections efficaces différentielles calculées à celles mesurées à 34MeV pour l'état 7.12MeV, en utilisant les potentiels e0v0, e1v0, e2v0.

III.1.4 Les facteurs spectroscopiques :

Les facteurs spectroscopiques des différents états ainsi obtenus en utilisant l'équation II.27

$$S_{\alpha} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}(\theta)}$$

Sont donnés sur le tableau III.1

E_X (MeV)	6.05	6.13	6.92	7.12
$S_{\alpha}(e0v0)$	0.13	0.06	0.20	0.09
$S_{\alpha}(e1v0)$	0.12	0.08	0.19	0.09
$S_{\alpha}(e2v0)$	0.20	0.09	0.23	0.09
$S_{\alpha}(e0v1)$	0.27	0.10	0.24	0.11
$S_{\alpha}(e0v2)$	0.28	0.12	0.27	0.12

Table III.1- valeur des facteurs spectroscopiques des états de 1^{16}O .

Les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques sont données sur le tableau III.2

E_X (MeV)	6.05	6.13	6.92	7.12
$S_{\alpha}(\text{moyen}) \pm \Delta S_{\alpha}$	0.20(+0.08,-0.07)	0.09±0.03	0.23±0.04	0.1(+0.02,-0.01)

Table III.2- valeur moyenne des facteurs spectroscopiques des états de 1^{16}O .

Le rapport des valeurs des facteurs spectroscopiques par rapport à celui de l'état 6.92 obtenus en tenant comptes des barres d'erreurs sont en bon accord avec ceux des travaux antérieurs [BEC78],[BEL07]. Les résultats sont donnés dans le tableau III.3 :

E_X (MeV)	6.05	6.13	6.92	7.12
$S_{\alpha}/ S_{\alpha}(6.92)(a)$	0.86(+0.35,-0.30)	0.39±0.13	1	0.43(+0.09,-0.04)
$S_{\alpha}/ S_{\alpha}(6.92)(b)$	0.6	0.5	1	0.5
$S_{\alpha}/ S_{\alpha}(6.92)(c)$	0.34±0.25	0.78±0.42	1	0.44±0.14

Tableau III.3 : Valeurs des facteurs spectroscopiques des états peuplés de 1^{16}O relativement à celui de l'état 6.92. (a) représente ce travail, b [BEC78], c [BEL07]

Conclusion

Conclusion

A travers ce modeste travail on a pu rappeler quelques généralités sur le noyau atomique, les réactions nucléaires et les sections efficaces d'une réaction nucléaire, puis on a pu déterminer les sections efficaces de la réaction de transfert α $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$, les fonctions d'ondes réduites ainsi que les facteurs spectroscopiques de certains états de l' ^{16}O (6.05, 6.13, 6.92 et 7.12 MeV). Pour cela on a utilisé un code de calcul puissant appelé code fresco décrit dans le cadre de la théorie de la DWBA ((Distorted Wave Born Approximation) qu'on a rappelé brièvement. Dans le code fresco on a introduit un ensemble de données relatif aux caractéristiques spectroscopiques des noyaux intervenant dans la réaction de transfert α $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ à savoir le nombre de masse, le nombre de charge, le rayon des différents noyaux (^{12}C , ^7Li , t , ^{16}O), le spin et l'énergie des différents états peuplés de ^{16}O . On a aussi introduit les différents paramètres relatifs à la cinématique de la réaction à savoir l'énergie du faisceau incident qui est de 34 MeV, le bilan de la réaction et les angles de diffusion. Enfin on a introduit les différents paramètres décrivant l'interaction : dans la voie d'entrée $^{12}\text{C}-^7\text{Li}$, dans la voie de sortie $t-^{16}\text{O}$, l'interaction $^{12}\text{C}-\alpha$ donnant ^{16}O et l'interaction $t-\alpha$ donnant ^7Li . En utilisant convenablement le code fresco on a pu obtenir les sections efficaces différentielles des différents états de l' ^{16}O peuplés par la réactions de transfert α $^{12}\text{C}(^7\text{Li},t)^{16}\text{O}$ ainsi que leurs fonctions d'ondes radiales réduites. Du rapport des sections efficaces différentielles théoriques et expérimentales on a extrait les facteurs spectroscopiques de certains états de l' ^{16}O (6.05, 6.13, 6.92 et 7.12 MeV). Les résultats obtenus sont en bon accord avec les travaux antérieurs.

Bibliographie

- [BEC78] F.D. Becchetti et al., Nucl Phys A 305, 293(1978).
- [BEL07] A. Belhout et al., Nucl. Phys. A 793, 178 (2007).
- [CUG17] J.Cugnon, panorama des réactions nucléaires, IFPA, AGO Département, university of liège, B5 (2017).
- [DAN73] B. Daniel, précis de Physique Nucléaire, Dunod (1973).
- [FRO13] P. Frobrich, Phys. Rev. C 88, 034329(2013).
- [GAR73] J. D. Garrett et al., Nucl. Phys. A 212, 600 (1973).
- [KUB72] K. I. Kubo and M. Hirata, Nucl. Phys. A 224, 573(1972).
- [LEC16] M.Lecrom Benjamin, Thèse de Doctorat, université Paris.saclay préparés à l'université Paris-SUD (2016).
- [LUC75] L. Valentin Physique subatomique noyaux et particules, Tome I et II, Hermann, (1975).
- [MES65] A. Messiah, Mécanique quantique, Tome I et II, Dunod (1965).
- [MEY70]W.E. Meyerhoff, Eléments de Physique Nucléaire, Dunod (1970).
- [OUI88] S. Ouichaoui, Introduction à la Physique Nucléaire, office des publications universitaires(1988)
- [OUL12] N. Oulebsir et al., Phys. Rev. C85, 035804 (2012).
- [OUL16] N. Oulebsir Rappels de cours et recueil d'exercices de physique nucléaire,(2016).
- [PEL08] M. Pellegriti et al., Phys. Rev. C. 77, 042801 (2008).
- [SCH73] P. Schumacher et al., Nucl Phys A 212, 573 (1973).
- [REZ11] Z.Rezkallah, Thèse de Doctorat, université Ferhat Abbas Sétif (2011).
- [THO88] I. J. Thomson, Comput. Phys. Rep 7 167 (1988).