

**Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de physique**



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER EN PHYSIQUE

Spécialité : Sciences Nucléaires

Par : Melle TRABELSI AMINA

Sujet :

**Détermination du facteur astrophysique au moyen de la
matrice R et des taux des réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}$, $^7\text{Be}^*$ aux
énergies thermonucléaires**

Soutenu publiquement le 21-02-2005, devant le jury composé de :

1- Melle. Z. MELIANI	Professeur (USTHB)	Président
2- Mr. S. OUICHAOU	Professeur (USTHB)	Directeur de thèse
3- Mr. J-P. THIBAUD	Directeur de recherche au CNRS (Orsay)	Examineur
4- Mr. M. DJEBARA	Professeur (USTHB)	Examineur
5- Mme. M. HADDAD	Maître de conférence (USTHB)	Examineur

Table des matières

Introduction	iv
Chapitre1 : Eléments d’astrophysique nucléaire	1
1.1 Caractéristiques des réactions nucléaires sous coulombiennes	1
1.1.1 Mécanismes de réaction aux énergies stellaires	1
1.1.2 Pénétrabilité de la barrière coulombienne	5
1.2 Outils astrophysiques	7
1.2.1 Difficultés des mesures astrophysiques	7
1.2.2 Effet et facteur d’écran	9
1.2.3 Taux de réaction thermonucléaire	12
1.2.4 Abondance des éléments chimiques et durée de vie	18
Chapitre2 : Présentation des résultats expérimentaux et des moyens d’ajustements antérieurs des réactions de fusion $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$	22
2.1 Présentation des méthodes de mesure et d’analyse	23
2.1.1 Données et analyse de M.Youn et al.	23
2.1.2 Données et analyse de C. Angulo, S. Engstler et al.	29
2.1.3 Données de C. Angulo, W. H. schutle et al.	33
2.1.4 Analyse de T. Rauscher et al.	34
2.1.5 Données de J. Szabo et al.	40
2.1.6 Autres données	42

2.2	Discussion des résultats antérieurs	42
2.3	Conclusion	45
Chapitre3 : Analyse des données expérimentales en matrice R,		
	résultats et discussion	47
3.1	Synthèse des données expérimentales	47
3.2	Evaluation du facteur de pénétrabilité de la barrière coulombienne et du facteur de déplacement	49
3.2.1	Calcul du facteur de pénétrabilité	49
3.2.2	Calcul du facteur de déplacement	54
3.3	Caractéristiques des états excités	56
3.3.1	Propriétés des niveaux excités	56
3.3.2	Conservation de spin et de parité J^π	57
3.4	Procédure d'ajustement	58
3.4.1	Paramétrisation d'une résonance	59
3.4.2	Méthode d'ajustement et d'optimisation	59
3.4.3	Ajustement du facteur astrophysique	60
3.4.4	Ajustement des distributions angulaires	62
3.5	Résultats et discussion	63
3.6	Etude de l'effet d'écran électronique	70
3.7	Détermination des taux des réactions nucléaires $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$. .	73
3.7.1	Calcul du taux de réaction	73
3.7.2	Comparaison et discussion avec des résultats antérieurs	76
Conclusion		78
Annexes :		81
A Calcul exact du facteur de pénétration		82

Bibliographie

89

Introduction

Comme tous les éléments légers lithium, béryllium, bore (problème connu LiBeB ou processus de nucléosynthèse " ℓ "), les isotopes ^{10}B , ^7Be présentent un défaut dans l'abondance du système solaire et sont majoritairement synthétisés dans le milieu interstellaire par les réactions de spallation induites sur les éléments CNO par les rayonnements cosmiques galactiques. Cependant les réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}$, $^7\text{Be}^*$ sont importantes dans les scénarios astrophysiques stellaires. Elles constituent le processus dominant pour la destruction du ^{10}B et la synthèse du ^7Be en faible quantité dans les étoiles. Dans les investigations théoriques des éléments primordiaux, les taux de ces réactions contribuent aussi dans les calculs de nucléosynthèse suivant le modèle inhomogène du Big-Bang, qui considère un univers de densité non uniforme lors des premiers instants de son évolution.

En outre, dans le cadre de la recherche de combustibles favorisés pour la production future d'énergie dans les réacteurs de fusion thermonucléaire, il est connu que la réaction $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ a été présentée [Ang93], [Bel99] comme une candidate prometteuse fournissant un combustible relativement pur. Mais le bore naturel contient 19.7% de ^{10}B , et cet isotope pourrait être à l'origine de la production du ^7Be via les réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}$, $^7\text{Be}^*$ dont les taux pourraient aussi contribuer à la génération d'énergie nucléaire dans ces usines du futur.

Afin d'atteindre ce but, la détermination du facteur astrophysique $S(E)$ et du taux des réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}$, $^7\text{Be}^*$ aux énergies thermonucléaires, constitue une étape nécessaire pour l'évaluation de la production d'énergie nucléaire. Par conséquent, ces deux voies de réaction ont été étudiées expérimentalement par plusieurs groupes d'auteurs qui donnaient des valeurs des sections efficaces totales (facteurs astrophysiques)

[Ang93], [Angu93], [Sza72], [Bur50], [Kna92], [You91] et [Rou79] dans cette gamme d'énergie. Aussi, des analyses théoriques des données expérimentales de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ [Ang93], [Rau96], [You91], [Sza72] et [Cau85] ont été effectuées en adoptant des méthodes différentes : DWBA et matrice R relatives aux mécanismes de réaction : interaction directe et noyau composé. Ces études sur le plan théorique, révèlent des désaccords conduisant ainsi à des résultats contradictoires relatifs aux taux de réaction rapportés dans les compilations [Cau88] et [Angu99], particulièrement aux basses températures, et évidemment à une méconnaissance des caractéristiques des niveaux résonants du ^{11}C peu rapportés dans la compilation de F.Ajzenberg-Selove[Ajz85]. Par ailleurs, aucune analyse théorique des résultats expérimentaux de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ n'a été effectuée.

De ce fait, notre travail sera axé sur l'étude des états résonants du ^{11}C alimentés par la voie d'entrée $p + ^{10}\text{B}$, dans le but d'évaluer leurs caractéristiques nucléaires, insuffisamment connus, et dont la connaissance est, en effet, nécessaire pour déterminer précisément les sections efficaces (facteurs astrophysiques) et les taux de réaction des deux voies $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$ aux températures des nucléosynthèses primordiale et stellaire.

Notre premier chapitre est consacré aux notions d'astrophysique nucléaire ayant trait à notre étude. Nous présenterons, tout d'abord les deux mécanismes impliqués dans les réactions sous coulombiennes. Dans le chapitre II, nous aborderons succinctement les travaux théoriques et expérimentaux les plus récents [Ang93], [Angu93], [You91] et [Rau96] qui contribuent significativement à la détermination des valeurs des facteurs astrophysiques $S(E)$ des réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$ aux énergies stellaires inférieures à 1MeV . Cette présentation s'accompagnera d'une discussion des résultats obtenus à partir des références mentionnées précédemment. Après une synthèse des données expérimentales impliquées dans notre analyse, nous estimerons dans le troisième chapitre les facteurs de déplacement et de la pénétration coulombienne dont la connaissance est indispensable pour effectuer les extrapolations aux basses énergies. Nous entreprendrons ultérieurement une analyse des données expérimentales tirées des références [Ang93], [Bur50], [Kna92],

[Rou79], [Sza72] et [You91] pour la voie α_0 et celles de [Angu93] pour la voie α_1 . Nous présenterons, suite à notre analyse, la dépendance en énergie de la section efficace totale en terme du facteur $S(E)$ en procédant à un ajustement simultané du $S(E)$ et des distributions angulaires $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)$ pour les deux voies de réaction, évaluant ainsi les paramètres de niveaux (caractéristiques J^π des états résonnants du ^{11}C , rapports d'embranchement, largeurs totales et énergies de résonance), ainsi que les paramètres de voie (rayon de voie).

Nous procèderons, en particulier, à l'extrapolation des données expérimentales aux très basses énergies qui nous conduira à la valeur du facteur astrophysique à l'énergie zéro $S(0)$ et qui nous permettra également d'extraire le facteur d'écran électronique $f(E)$, autrement dit, la valeur du potentiel d'écran $U_e = 340\text{ev}$ qui s'accorde avec celles obtenues par les modèles atomiques [Ass87], [Ben89] et [Lin68]. Nous déduirons, ensuite les taux de réaction des deux voies pour des températures $T_9 = 0.003 - 10$ que nous discuterons en les comparant avec ceux rapportés dans la compilation Nacré [Angu99] et les références [Cau85], [Rau96] et [You91] en terme de rapport. Nous terminerons par une conclusion.

Chapitre 1

Eléments d'astrophysique nucléaire

1.1 Caractéristiques des réactions nucléaires sous coulombiennes

1.1.1 Mécanismes de réaction aux énergies stellaires

La vie des étoiles est marquée par une compétition permanente entre la force de gravitation qui provoque l'accrétion de la matière stellaire et les forces de pression qui tendent à son expansion. Ce sont les réactions nucléaires au sein de l'étoile qui dirigent le rapport de force entre ces deux tendances et déterminent ainsi les différentes phases de l'évolution stellaire. Les réactions nucléaires sont aussi responsables de l'évolution de la composition chimique et isotopique de notre univers dont elles déterminent la composition initiale selon les différents modèles de big-bang. Elles génèrent ces éléments aux faibles énergies des particules et sont souvent sous-coulombiennes, procédant généralement par deux types de mécanismes : la formation du noyau composé et les processus d'interaction directe.

Formation du noyau composé

L'idée première de formation d'un noyau composé se désexcitant au cours d'une seconde étape fut d'abord avancée par Niels Bohr pour rendre compte des résultats des réactions nucléaires induites par des protons de basse énergie. Lorsqu'un nucléon incident

pénètre un noyau cible, il produit une succession de collisions en cascade, et répartit son énergie sur l'ensemble des nucléons du noyau composé ainsi produit dans un équilibre thermodynamique. Les collisions étant aléatoires, l'équilibre statistique (caractérisé par la perte de mémoire de la voie d'entrée par l'ensemble des nucléons) est atteint après un temps (de l'ordre de 10^{-15} à $10^{-19}s$) très supérieur à celui ($\sim 10^{-22}s$) que met un nucléon pour traverser un noyau. Ensuite, le noyau composé se fragmente dans différentes voies de sortie avec des probabilités partielles associées. Ainsi, selon ce modèle, la section efficace totale d'une réaction $a + X \rightarrow C \rightarrow b + Y$ passant par le noyau composé C est factorisée sous la forme du produit de deux termes :

$$\sigma_{(a,b)} = \sigma_{(a,C)} \times P_{(C,b)}(E_x) \quad (1.1)$$

où $\sigma_{(a,C)}$ est la section efficace de formation de C suivant la voie d'entrée $a + X$ et $P_{(C,b)}(E_x)$ est la probabilité partielle de fragmentation du noyau composé d'énergie d'excitation E_x dans la voie de sortie $b + Y$.

L'énergie d'excitation est donnée par la relation $E_x = E_{cm} + Q$ où E_{cm} est l'énergie cinétique totale dans le système du centre de masse et Q est le bilan d'énergie de la réaction.

Plusieurs processus de désexcitation du noyau C sont possibles selon l'énergie disponible, ceux-ci vérifient les lois de conservation du spin et de la parité :

- Réémission des particules de la voie d'entrée avec ou sans excitation (diffusions inélastique et élastique),
- Désexcitation par émission de rayonnement électromagnétique γ ,
- Emission de particules différentes de celles de la voie d'entrée (réactions).

Sur les fonctions d'excitation expérimentales ($\sigma = f(E)$), l'on observe des résonances caractéristiques correspondant à différents états excités λ du noyau C (d'énergie d'excitation E_x , de spin et parité J^π , de largeurs partielles $\Gamma_{\lambda c}$ dans les différentes voies c , et de largeur totale $\Gamma_{\lambda tot} = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$).

Du fait que le modèle du noyau composé est le modèle le plus approprié pour bien décrire les réactions nucléaires aux basses énergies, plusieurs formalismes théoriques ont

été mis au point pour décrire ce modèle. Le formalisme le plus utilisé est celui de la théorie de la matrice R développé par Lane et Thomas. Les formules de base de cette théorie sont rapportées explicitement dans la référence [Lan58]. Cette théorie est basée sur les hypothèses suivantes :

- L'énergie des nucléons dans le noyau est négligeable par rapport aux énergies aux repos, ce processus est décrit par la mécanique quantique non relativiste.
- Seules les voies de réaction binaires sont considérées pour la formation du noyau composé (voie d'entrée) ainsi que pour sa décroissance (voie de sortie). Ce qui exclut les processus de fragmentation à plus de deux corps où l'énergie incidente est suffisamment élevée pour les déclencher.
- Absence du processus de création de pair ou d'annihilation de particules.

Mécanisme de la réaction directe

Si les réactions induites selon le modèle du noyau composé sont bien souvent majoritaires, d'autres peuvent se produire par l'intermédiaire du mécanisme dit de l'interaction directe. S'il fallait définir d'un trait le modèle de l'interaction directe, l'on pourrait le décrire comme un modèle de collision décrivant les réactions diverses survenant en des temps très brefs (la durée nécessaire à la particule pour traverser le noyau cible est de l'ordre de $10^{-22}s$) et ne mettant en jeu que très peu de degrés de liberté du système à N corps. Il existe deux processus de réactions directes, dénommés réactions de transfert. Elles consistent à arracher (pick up) ou à céder (stripping) un ou plusieurs nucléons au noyau cible.

Les réactions d'interaction directe se produisent principalement à la surface du noyau, pour leur analyse on tient compte de tout le volume du noyau. on utilise un potentiel appelé potentiel optique où le milieu nucléaire est caractérisé par un indice complexe dont la partie imaginaire traite l'absorption des ondes incidente et sortante (réactions purement nucléaires). Quant à la partie réelle, elle décrit la diffusion élastique potentielle, il vient :

$$U = V + iW \tag{1.2}$$

V et W sont respectivement la partie réelle et imaginaire du potentiel optique U .

La réaction directe peut être déduite par le formalisme des perturbations où certaines approximations sont introduites, en particulier l'approximation des ondes distordues (DWBA) qui s'avère perfectionnée pour évaluer les paramètres du potentiel optique.

μ_a et μ_b représentent respectivement les masses réduites des voies d'entrée ($a + X$) et de sortie ($b + Y$), κ_a et κ_b sont les nombres d'ondes associés,

J_X , J_Y sont les spins des noyaux X et Y ,

S_a et S_b sont les spins de la particule incidente a et de la particule émise b ,

M_X , M_Y , m_a et m_b sont les projections respectives de ces spins.

La section efficace différentielle de la réaction $X(a,b)Y$ s'exprime comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{\kappa_a}{\kappa_b} \frac{1}{(2J_X + 1)(2S_a + 1)} \sum_{M_X M_Y m_a m_b} |T|^2 \quad (1.3)$$

Le développement de l'amplitude de transition $|T|$ est donnée par la relation suivante :

$$T_{DWBA}(\theta, \phi) = \int \chi_{\beta}^{(-)}(\vec{k}_{\beta}, \vec{r}_{\beta})^* \langle Y, b | W | X, a \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d^3\vec{r}_{\alpha} d^3\vec{r}_{\beta} \quad (1.4)$$

avec :

χ_{α} est la solution de la diffusion élastique $X(a,a)X$ (voie d'entrée). Les ondes distordues sont habituellement générées à partir de l'équation de Schrödinger que l'on résout avec un potentiel optique U_{α} . Celui-ci est obtenu par un ajustement sur des mesures de diffusion élastique.

χ_{β} est la solution de la diffusion élastique $Y(b,b)Y$ (voie de sortie) obtenue à partir du potentiel optique U_{β} .

$\vec{r}_{\alpha} = \vec{r}_{Xa}$ et $\vec{r}_{\beta} = \vec{r}_{Yb}$ (rayons des voies d'entrée et de sortie pris dans le centre de masse),

Le potentiel W est responsable de la transition non élastique. Il est en fonction du type de réaction et du modèle que l'on choisit. Le potentiel W décrit la perturbation dans la voie de sortie.

$\langle Y, b | W | X, a \rangle$ est l'élément de matrice de l'interaction responsable des processus non

élastiques. Cet élément contient toutes les informations sur la structure nucléaire. Il est appelé habituellement le facteur de forme.

On a :

$$\langle Y, b | W | X, a \rangle = \int \Psi_Y^* \Psi_b^* W \Psi_X \Psi_a d\xi \quad (1.5)$$

où ξ représente toutes les coordonnées internes indépendantes de $\vec{r}_\alpha$ et $\vec{r}_\beta$ et $\Psi_X, \Psi_Y, \Psi_a, \Psi_b$ sont les fonctions d'ondes internes.

1.1.2 Pénétrabilité de la barrière coulombienne

Une grande partie des réactions nucléaires d'intérêt astrophysique qui interviennent pendant l'évolution des étoiles impliquent généralement les particules chargées positivement telles que les ions d'hydrogène, d'hélium et de carbone. Les noyaux en collision sont alors soumis au potentiel répulsif électrostatique qui s'ajoute au potentiel nucléaire attractif de courte portée. Le potentiel résultant présente un maximum que l'on appelle la barrière coulombienne. Considérons, en première approximation, un potentiel coulombien pur superposé à un puits de potentiel infiniment profond voir la figure 1.1. La hauteur de la barrière coulombienne B_c est donnée par le potentiel électrostatique au point de contact entre deux noyaux ayant les charges nucléaires positives Z_1e et Z_2e respectivement, considérés comme deux sphères de rayon $a_0A^{\frac{1}{3}}$; soit

$$B_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a_0 \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right)} \quad (1.6)$$

où A_1 et A_2 sont leurs nombres de masse respectifs et a_0 est le rayon de Rutherford compris entre $1.3 fm$ et $1.5 fm$. Ainsi classiquement parlant, une réaction nucléaire ne peut avoir lieu qu'avec un noyau projectile ayant une énergie incidente supérieure à la barrière coulombienne sinon il serait complètement arrêté au point tournant classique R_c et rebrousserait chemin.

Toutefois, dans le cas où l'énergie E_{cm} de la particule incidente est inférieure à B_c , la particule peut, néanmoins, traverser la barrière coulombienne par effet tunnel

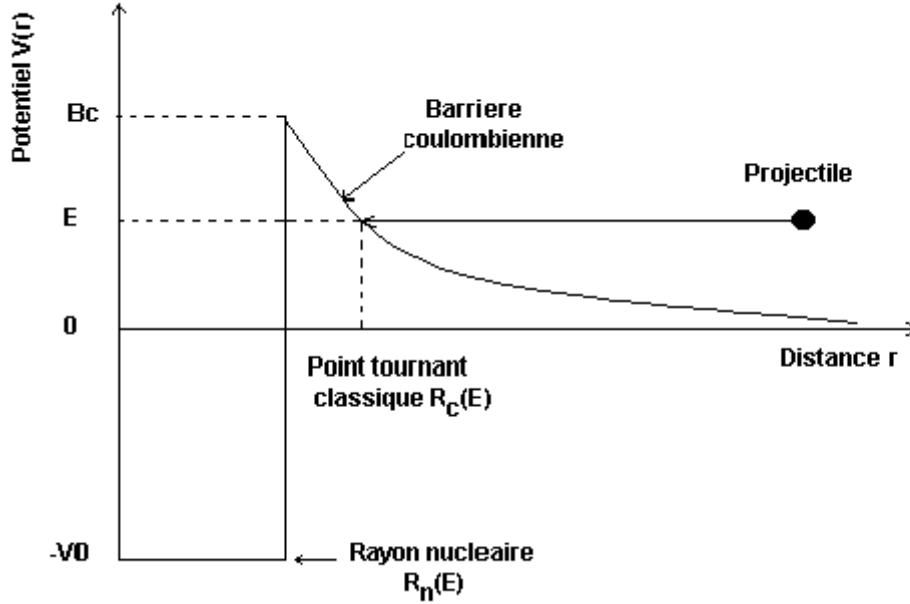


FIG. 1.1: Représentation schématisée d'un projectile incident d'énergie E traversant par effet tunnel la barrière coulombienne répulsive.

(l'effet quantique de pénétration des barrières de potentiel) et induire une réaction nucléaire avec le noyau cible. La probabilité de pénétration de la barrière coulombienne dépend très fortement de l'énergie de collision, du rayon d'interaction R_n et du moment angulaire orbital ℓ associé à l'onde partielle impliquée dans la réaction nucléaire et elle est caractérisée par le coefficient de transmission ou le facteur de pénétrabilité qu'on le désigne par $P_1(E)$. A basse énergie, plus le paramètre d'impact est faible, plus la réaction nucléaire de fusion est probable et d'après la représentation schématisée illustrée sur la figure 1.2 nous pouvons remarquer que le moment angulaire orbital ℓ de l'onde entrante est proportionnel au paramètre d'impact b avec la relation $\ell = b/\lambda$ caractérisant ainsi la collision projectile-noyau cible où λ est la longueur d'onde réduite De Brogli. Les ondes entrantes sensées produire la réaction sont donc celles qui correspondent aux moments angulaires orbitaux les plus faibles, particulièrement les ondes s ($\ell = 0$). Du fait que les réactions nucléaires de fusion produites dans les milieux stellaires ont lieu essentiellement à basse énergie (des températures allant de 10^7 jusqu'à $10^9 K^\circ$) une évaluation précise de

la pénétrabilité coulombienne est indispensable pour évaluer les sections efficaces totales.

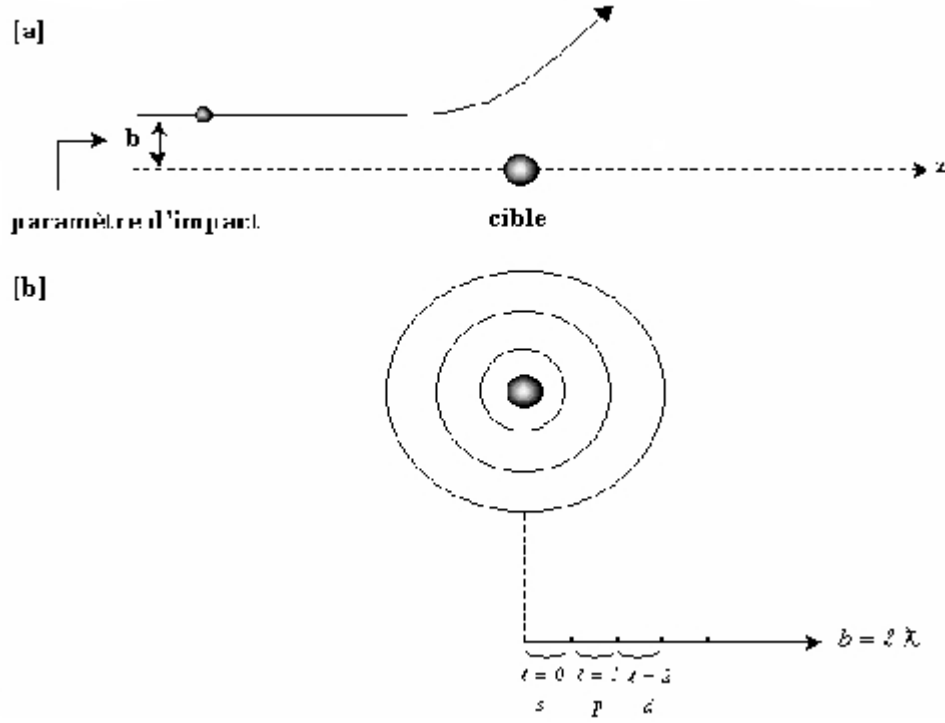


FIG. 1.2: **a)** Schéma représentant une collision d'un projectile avec un noyau cible sous un paramètre d'impact b . **b)** Représentation de la décomposition en ondes partielles $l = 0, 1, 2, \dots, l$

1.2 Outils astrophysiques

1.2.1 Difficultés des mesures astrophysiques

L'évaluation des sections efficaces totales des réactions de fusion par l'intermédiaire des mesures directes aux énergies thermonucléaires demeure un des obstacles importants de l'astrophysique nucléaire pour remonter aux taux de réaction correspondant. À cause de la barrière coulombienne, les valeurs de la section efficace totale chutent brutalement et deviennent inaccessibles aux expérimentateurs (de l'ordre de nb et de fb). Cependant il est indispensable de connaître précisément la valeur de la section efficace totale à l'énergie zéro i.e. $\sigma(0)$, on a donc recours à l'extrapolation théorique aux basses énergies

des données expérimentales mesurées à plus hautes énergies.

Facteur astrophysique

Pour faciliter la tâche, il est très commode de lever la forte dépendance en énergie de la section efficace totale $\sigma(E)$ en l'exprimant de manière à mettre en évidence la partie dépendant essentiellement de l'interaction nucléaire : $S(E)$, dénommé le facteur astrophysique varie lentement avec l'énergie et est défini par :

$$S(E) = E\sigma(E) \exp(2\pi\eta) \quad (1.7)$$

où l'exposant s'écrit comme suit :

$$2\pi\eta = 0.989 Z_1 Z_2 \left(\frac{\mu}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

où E est l'énergie incidente dans le centre de masse exprimée en MeV , μ est la masse réduite du système exprimé en uma et η est le paramètre de Sommerfeld.

Facteur $R(E)$

Pour réduire davantage cette dépendance en énergie, on exclut l'effet du facteur géométrique $\pi\lambda^2$ inversement proportionnel à l'énergie E où $\lambda = \hbar/\mu\nu = \hbar/\sqrt{2\mu E}$ est la longueur d'onde de De Broglie associée à la quantité de mouvement relatif des noyaux dans le repère du centre de masse de la collision, ν étant la vitesse relative des deux noyaux. On introduit un facteur dénommé le facteur R [Bea99], [Bou99] défini par la relation :

$$R(E) = \frac{\sigma(E)}{\pi\lambda^2 P_0(E)} \quad (1.9)$$

$P_0(E)$ est la pénétrabilité de la barrière coulombienne associé aux ondes partielles incidente $s(\ell = 0)$.

1.2.2 Effet et facteur d'écran

Définition de l'écrantage électronique

L'environnement stellaire est un plasma fortement ionisé à des températures de l'ordre de 10^6 à $10^8 K$ dépendant de la masse de l'étoile ; par exemple $T = 15 \times 10^6 K$ dans le soleil. Mais le plasma stellaire n'est fortement ionisé que pour les éléments les plus légers. Dans cet environnement, les noyaux en interaction à faible énergie sont écrantés par les électrons du plasma. Mais cet écrantage électronique stellaire diffère de celui présent dans les réactions nucléaires initiées en laboratoire mettant en jeu des cibles atomiques ou moléculaires (cible gazeuse ou solide) et des ions positifs comme projectiles. Le nuage électronique de l'atome (de la molécule) entourant le noyau cible agit sur celui-ci comme un potentiel d'écran augmentant l'énergie du projectile.

Le projectile ne voit pas la force coulombienne répulsive jusqu'à ce qu'il pénètre au voisinage du rayon atomique R_a , ainsi il voit une barrière coulombienne réduite. L'effet de l'écrantage électronique sur la hauteur de la barrière coulombienne en première approximation se résume par la réduction des rayons d'un facteur égale au rapport des rayons nucléaires et atomiques $R_n/R_a = 10^{-05}$. A basse énergie, quand le point tournant classique R_c du projectile est près ou à l'extérieur du noyau atomique, l'amplitude de l'effet d'écran devient significative et la condition $R_c \geq R_a$ mène aux énergies $E \leq U_e = Z_1 Z_2 e^2 / R_a$. Cette représentation est illustrée sur la figure 1.3.

Modèles atomiques d'évaluation de l'effet d'écran

L'extraction de l'effet d'écran est spécialement très importante dans certaines réactions de fusion en astrophysique aux très basses énergies, par conséquent elle a fait l'objet de plusieurs investigations. Pour évaluer le potentiel d'écran, différentes approches atomiques ont été adoptées de manière à prendre en considération la forme de la

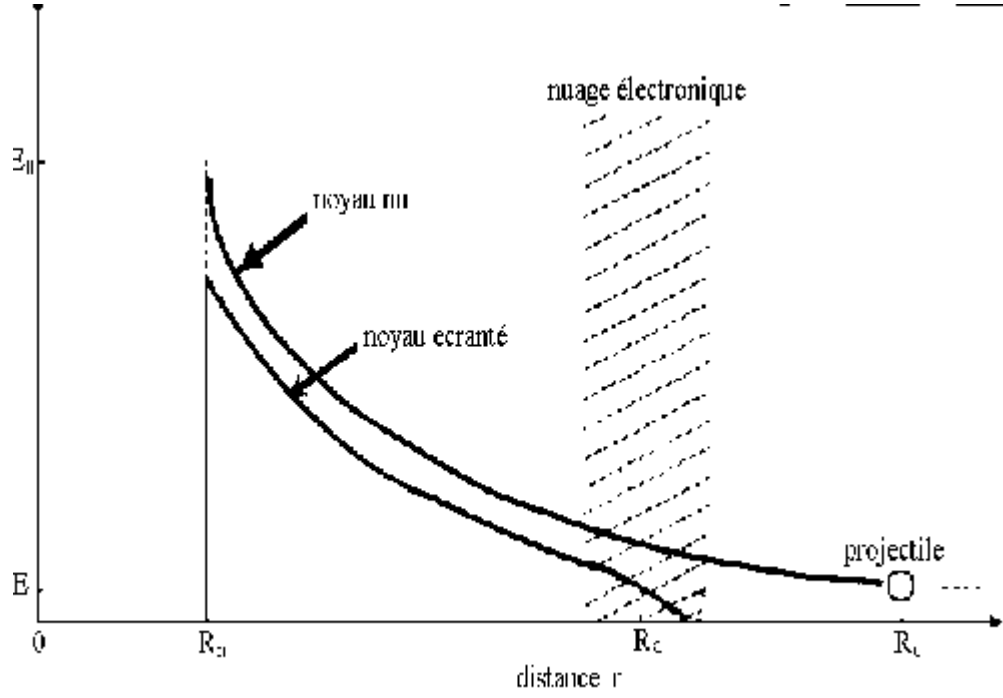


FIG. 1.3: Représentation qualitative de l'effet d'écran électronique sur le potentiel coulombien d'un noyau nu.

distribution de charges. La distribution de charge est supposée avoir la forme suivante :

$$\rho(r) = \begin{cases} 0 & r \leq R_n \\ \rho_0 & R_n < r < a \\ 0 & r \geq a \end{cases} \quad (1.10)$$

où a est le rayon d'écrantage et R_n est le rayon nucléaire.

En résolvant l'équation de Poisson on obtient la forme analytique du potentiel :

$$V_e(r) = \begin{cases} \frac{3}{2} \frac{Z_1 e}{a} \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha + \alpha^2} & r \leq R_n \\ -\frac{Z_1 e}{2a} \frac{1}{1 - \alpha^2} \left[3 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 - 2\alpha^3 \frac{a}{r} \right] & R_n < r < a \\ \frac{Z_1 e}{r} & r \geq a \end{cases} \quad (1.11)$$

où $\alpha = \frac{R_n}{a}$.

Le potentiel électrostatique total est la somme du potentiel $V_e(r)$ et celui du noyau de charge Z_2e qui s'écrit comme suit :

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \phi\left(\frac{r}{a}\right) \quad (1.12)$$

où $\phi\left(\frac{r}{a}\right)$ est la fonction d'écrantage. Pour un faible écrantage cette fonction est approximée par un développement de Taylor du premier ordre qui a la forme suivante :

$$\phi\left(\frac{r}{a}\right) \approx \begin{cases} 1 + \phi'(0)\frac{r}{a} & r < -a/\phi'(0) \\ 0 & r > -a/\phi'(0) \end{cases} \quad (1.13)$$

où

$$\phi'(0) = -\frac{3(1 + \alpha)}{2(1 + \alpha + \alpha^2)} \quad (1.14)$$

De l'équation 1.11 on distingue deux cas :

- $R_n = a$, modèle proposé par Lindard et al.[Lin68] et qui correspond à une

distribution de charge de surface sur une sphère de rayon a . Le potentiel d'écran est donné par :

$$\begin{cases} U_e = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \\ a = 0.8853 a_0 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{-1/2} \end{cases} \quad (1.15)$$

où $a_0 = 0.52918 A^\circ$ est le rayon de Bohr, il vient :

$$U_e = 30.72 Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

- $R_n = 0$, idée proposée par Bencze et al.[Ben89] et qui correspond à une distribution

de charge de volume. Le potentiel est donné comme suit :

$$U_e = \frac{3}{2} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \quad (1.17)$$

En utilisant le rayon a proposé par Lindard et al.[Lin68] on obtient :

$$U_e = 46.12 Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

Une autre approche a été suggéré par Assenbaum et al.[Ass87] qui définirent le gain en énergie d'écran U_e résultant de la différence entre les énergies de liaison des électrons atomiques de la voie d'entrée (U_a, U_X) et de ceux du système composé U_c :

$$U_e = U_c - U_a - U_X \quad (1.19)$$

L'énergie de liaison atomique adoptée dans cette approche est généralement calculée par le modèle de Thomas-Fermi en utilisant la relation :

$$U_{atom} = 15.7 Z^{7/3} \quad (1.20)$$

1.2.3 Taux de réaction thermonucléaire

Définition

Soit un gaz stellaire composé de noyaux projectiles a , de vitesse $\vec{\nu}_a$ avec la densité N_a et de noyaux cibles X , de vitesse $\vec{\nu}_X$ avec la densité N_X . Supposons qu'un projectile interagisse avec un noyau cible au repos suivant la réaction $X(a, b)Y$ avec une section efficace $\sigma(E)$. Le flux des particules incidentes est donc donné par $F = N_a \nu$, où ν est la vitesse relative $\vec{\nu} = \vec{\nu}_a - \vec{\nu}_X$. Le projectile voit un nombre de noyaux cible $N_X \sigma(E)$. Le taux de réaction r est alors le produit de ces deux quantités et correspond à un nombre de réaction par unité de volume et par unité de temps, soit :

$$r = N_a N_X \nu \sigma(E) (1 + \delta_{aX})^{-1} \quad (1.21)$$

où δ_{aX} est le symbole de Kronecker introduit afin de prendre en considération l'identité des particules dans le cas où les noyaux a et X sont identiques. Dans le gaz stellaire comme tout autre gaz, la vitesse des particules est donnée par la densité de probabilité $\varphi(\nu)$ normalisée qui varie sur un domaine étendu :

$$\int_0^{\infty} \varphi(\nu) d\nu = 1 \quad (1.22)$$

La quantité $\varphi(\nu) d\nu$ est la probabilité pour que ν ait une valeur comprise entre ν et $\nu + d\nu$. L'objectif de l'expérimentateur ainsi que pour le théoricien est de déterminer le produit $N_A \langle \sigma \nu \rangle$ qui correspond à la valeur moyenne de la section efficace pondérée par la distribution $\varphi(\nu)$ des vitesses des noyaux mis en jeu, où N_A est le nombre d'Avogadro.

$$N_A \langle \sigma \nu \rangle = N_A \int_0^{\infty} \nu \sigma(\nu) \varphi(\nu) d\nu \quad (1.23)$$

Dans les sites stellaires, la distribution en énergie de collision entre deux noyaux résulte d'une distribution d'équilibre thermique. C'est le cas, bien sûr, lors de la combustion hydrostatique dans les étoiles. La distribution en énergie cinétique des noyaux en mouvement non relativiste, reste classique est peut être décrite par la distribution de Maxwell-Boltzmann qui a la forme bien connue :

$$\varphi(\nu) = 4\pi\nu^2 \left[\frac{\mu}{2\pi k_B T} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{\mu\nu^2}{2k_B T} \right] \quad (1.24)$$

où μ est la masse réduite de la paire de particules impliquée dans la réaction, T est la température du site stellaire, $k_B = 8,617 \cdot 10^{-11} \text{ MeV K}^{-1}$ est la constante de Boltzmann et ν est la vitesse relative de la paire (a, X) . On obtient donc l'expression de la quantité $N_A \langle \sigma \nu \rangle$ qu'on appelle par abus de langage le taux de réaction thermonucléaires par paire

de particules, soit :

$$N_A \langle \sigma \nu \rangle = 4\pi N_A \left[\frac{\mu}{2\pi k_B T} \right]^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty \nu^3 \sigma(\nu) \exp \left[-\frac{\mu \nu^2}{2k_B T} \right] d\nu, \quad (1.25)$$

en introduisant l'énergie cinétique disponible dans le système du centre de masse définie par $E = \frac{1}{2}\mu\nu^2$ dans l'expression précédente on trouve :

$$N_A \langle \nu \sigma(E) \rangle = \left[\frac{8}{\pi \mu} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{N_A}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^\infty E \sigma(E) \exp \left[-\frac{E}{k_B T} \right] dE \quad (1.26)$$

et en insérant encore l'expression 1.7 du facteur astrophysique $S(E)$, l'équation précédente se met alors sous la forme suivante :

$$N_A \langle \nu \sigma(E) \rangle = \left[\frac{8}{\pi \mu} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{N_A}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} \int_0^\infty S(E) \exp \left[-\frac{E}{k_B T} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right] dE \quad (1.27)$$

où $E_G = (2\pi\eta)^2 E_0$ est l'énergie dite de Gamow, avec E_0 désignant l'énergie du pic de Gamow (voir plus loin).

Energie et fenêtre de Gamow

Pour une température stellaire donnée T , les réactions nucléaires ont lieu dans une fenêtre étroite relative Δ où la fonction exponentielle qui apparaît dans l'intégrale 1.27 décrit une courbe asymétrique que l'on appelle le pic de Gamow. Son maximum est atteint pour une énergie E_0 définie comme suit :

$$E_0 = \left[\frac{\sqrt{E_G} k_B T}{2} \right]^{\frac{2}{3}} = 0.1220 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_9^2)^{\frac{1}{3}} \quad (1.28)$$

et sa largeur est approximativement donnée par :

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}} (E_0 k_B T)^{\frac{1}{2}} = 0.2368 (Z_1^2 Z_2^2 \mu T_9^5)^{\frac{1}{6}} \quad (1.29)$$

où T_9 représente la température T dans les unités de 10^9 .

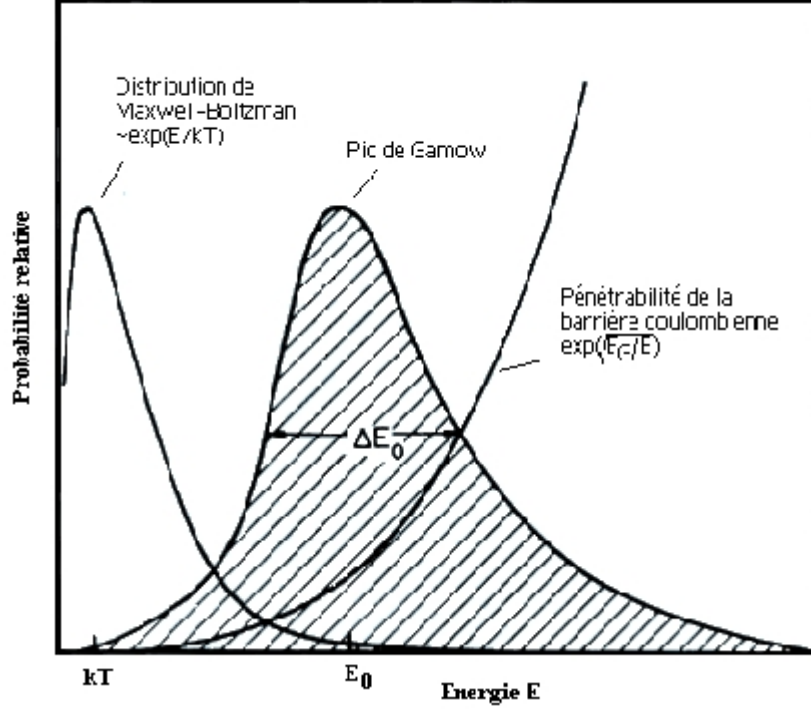
L'intervalle $[E_0 - \Delta, E_0 + \Delta]$ est communément appelé la fenêtre de Gamow. La figure 1.4 montre la dépendance en énergie des deux fonctions les plus dominantes dans les réactions nucléaires entre les particules chargées. La compétition entre la distribution de Maxwell-Boltzmann (relative à $\exp(-E/kT)$) et la pénétrabilité de la barrière coulombienne par effet tunnel (relative à $\exp\left(-\sqrt{E_G/E}\right)$) fait naître un pic (le pic de Gamow) près de l'énergie E_0 donnant une probabilité suffisamment élevée pour produire un nombre considérable de réactions. Ainsi, cet intervalle détermine la région en énergie dans laquelle il est utile de connaître précisément la section efficace. Si le facteur S ne présente pas de variation brusque et importante avec l'énergie, il peut, en bonne approximation, sortir de l'intégrale. C'est généralement le cas en l'absence de résonance. En présence de résonance, la section efficace peut varier de plusieurs ordres de grandeur sur un court intervalle en énergie. La contribution d'une résonance au taux de réaction thermonucléaire peut être importante même si elle se trouve en dehors de la fenêtre de Gamow.

Pour chaque température stellaire, le calcul du taux de réaction s'effectue en intégrant la quantité $\sigma(E) \exp(-E/kT)$ sur un domaine d'énergie où sa valeur demeure significative. Ce domaine d'énergie dépend essentiellement de l'allure de la section efficace totale $\sigma(E)$ en fonction de l'énergie qui en fait reflète le mécanisme de réaction impliqué dans la réaction nucléaire. On distingue deux types de mécanisme de réaction nucléaire :

- Le processus non résonant.
- Le processus résonant qui se subdivise en deux genres, celui où la section efficace totale présente des résonances étroites et isolées et celui où cette dernière présente des résonances larges.

Taux de réaction non résonant

Pour les réactions non résonantes le facteur astrophysique, $S(E)$, varie lentement avec E dans le domaine des basses énergies et peut être alors considéré comme constant

FIG. 1.4: Le pic de Gamow centré à l'énergie optimale E_0

$S(E) = S(E_0)$, et sortir de l'intégral du taux de réaction qui s'écrit comme suit :

$$N_A \langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2}{\mu} \right)^{1/2} \frac{\Delta E_0}{(k_B T)^{3/2}} S(E_0) \exp \left(-\frac{3E_0}{k_B T} \right). \quad (1.30)$$

Taux de réaction résonant

Résonance étroite et isolée : La section efficace totale décrivant une structure de résonance induite par une particule incidente d'énergie E est bien reproduite par l'expression de Breit et Wigner à un niveau dans le cas où il n'y a pas d'interférence avec d'autres niveaux.

$$\sigma(E) = \sigma_{BW}(E) = \pi \frac{\hbar}{2\mu E} g(J) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (1.31)$$

où E et μ sont respectivement l'énergie incidente dans le centre de masse et la masse

réduite du système $a + X$ et $g(J)$ est le facteur statistique exprimé comme suit :

$$g(J) = \frac{2J+1}{(2I_a+1)(2I_X+1)} \quad (1.32)$$

où I_a et I_X sont respectivement les spins intrinsèques des noyaux incident et cible, J est le moment cinétique de l'état excité atteint dans le noyau composé, Γ_a et Γ_b sont les largeurs partielles des voies d'entrée et de sortie respectivement et Γ est la largeur totale qui a l'expression suivante $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$.

quand on a une résonance étroite ($\Gamma \ll E_R$) et isolée ($\Gamma \ll \Delta E$, où ΔE est l'écart entre les niveaux) la fonction de distribution de Maxwell-Boltzman varie très peu dans la zone étroite autour de l'énergie de résonance E_R où sa valeur est prise à cette énergie et la contribution au taux de réaction provient essentiellement de cette zone voir la figure 1.5. les largeurs partielles et totale n'ont pas de variation significative avec l'énergie sur ce domaine étroit et par conséquent le taux de réaction se réduit à l'expression suivante :

$$N_A \langle \sigma \nu \rangle = N_A \left(\frac{2\pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \hbar^2 g(J) \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \exp \left(\frac{-E_R}{k_B T} \right) \quad (1.33)$$

dans le cas où il y a plusieurs résonances isolées et étroites associées aux énergies de résonance E_i on doit sommer la contribution au taux de réaction de chaque résonance :

$$N_A \langle \sigma \nu \rangle = N_A \left(\frac{2\pi}{\mu k_B T} \right)^{3/2} \hbar^2 \sum_i g(J_i) \left(\frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \right)_i \exp \left(\frac{-E_i}{k_B T} \right) \quad (1.34)$$

Résonance large : Une résonance qui a une largeur $\Gamma/E_R \geq 10\%$ est nommé une résonance large. L'évaluation du taux de réaction stellaires doit prendre en compte la dépendance en énergie des largeurs partielles et totale qui est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma_\ell(E) = \frac{2\hbar}{R_n} \left(\frac{2E}{\mu} \right)^{1/2} P_\ell(E, R_n) \theta_\ell^2 \quad (1.35)$$

avec

ℓ : le moment angulaire orbital

R_n : le rayon nucléaire

etroite

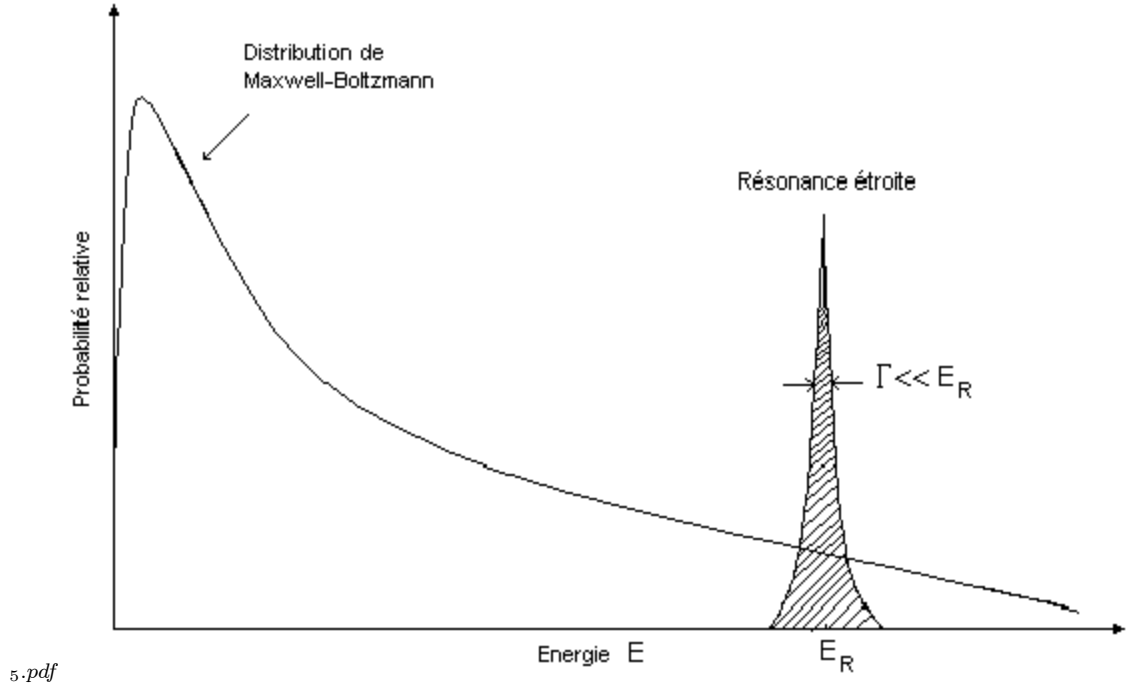


FIG. 1.5: Présentation schématique de la distribution de Maxwell-Boltzmann à une température stellaire T et de la section efficace d'une résonance étroite caractérisée par $\Gamma \ll E_R$.

$P_\ell(E, R_n)$: le facteur de pénétrabilité de la barrière de potentiel

θ_ℓ^2 : la largeur réduite .

1.2.4 Abondance des éléments chimiques et durée de vie

La détermination des abondances des éléments existant dans les sites astrophysiques (stellaires et interstellaires) a toujours été un outil nécessaire à l'étude de la nucléosynthèse de ces éléments. Sachant qu'un environnement stellaire est un plasma constitué d'ions, par abus de langage on parle donc pour caractériser l'élément i de son abondance en nombre d'atomes. On définit d'abord l'abondance en fraction de masse d'un élément i dans un site astrophysique :

$$X_i = \frac{N_i A_i}{\rho N_A} \quad (1.36)$$

où N_i et A_i sont respectivement le nombre de masse et le nombre d'atomes de

l'élément considéré i , ρ et N_A sont respectivement la masse volumique et le nombre d'Avogadro.

Comme il est connu, l'hydrogène et l'hélium sont les éléments les plus abondants dans l'univers. On représente donc l'abondance en fraction de masse de l'hydrogène X_{1H} par X et celle de l'Hélium X_{4He} par Y et celle du reste des éléments par $Z = 1 - X - Y$. Pour définir l'abondance en nombre d'atomes d'une espèce i constituant un milieu stellaire, on procède de deux manières :

- On la définit relativement par rapport au nombre total des autres espèces existant dans ce milieu

$$x_i = \frac{N_i}{N} = \frac{N_i}{\sum_J N_J} \quad (1.37)$$

- On la définit par rapport à une autre espèce J

$$x_{i,J} = \frac{N_i}{N_J} \quad (1.38)$$

En astrophysique nucléaire, l'abondance des éléments a été toujours un objet de recherche de plusieurs astrophysiciens pour essayer de reproduire la distribution des éléments. Une représentation a été faite par Suess et Urey illustrant des courbes plus pratiques [Cam82].

Ces courbes ont été extraites des mesures effectuées sur les échantillons terrestres météoriques, solaires et sources astronomiques. Sur la courbe (cf. figure 1.6) de l'abondance (universelle) on réalise que l'hydrogène est l'élément le plus abondant dans l'univers. L'hélium étant le produit de la combustion d'hydrogène par les deux cycles pp et CNO passe en deuxième position. On constate également la très basse valeur de l'abondance des éléments légers $LiBeB$ comparée aux autres éléments. Dans la chaîne ppII, les éléments sont de fragilité tel qu'ils sont rapidement détruits par les réactions thermonucléaires (p, α) ce qui explique leurs faibles quantités au sein des étoiles.

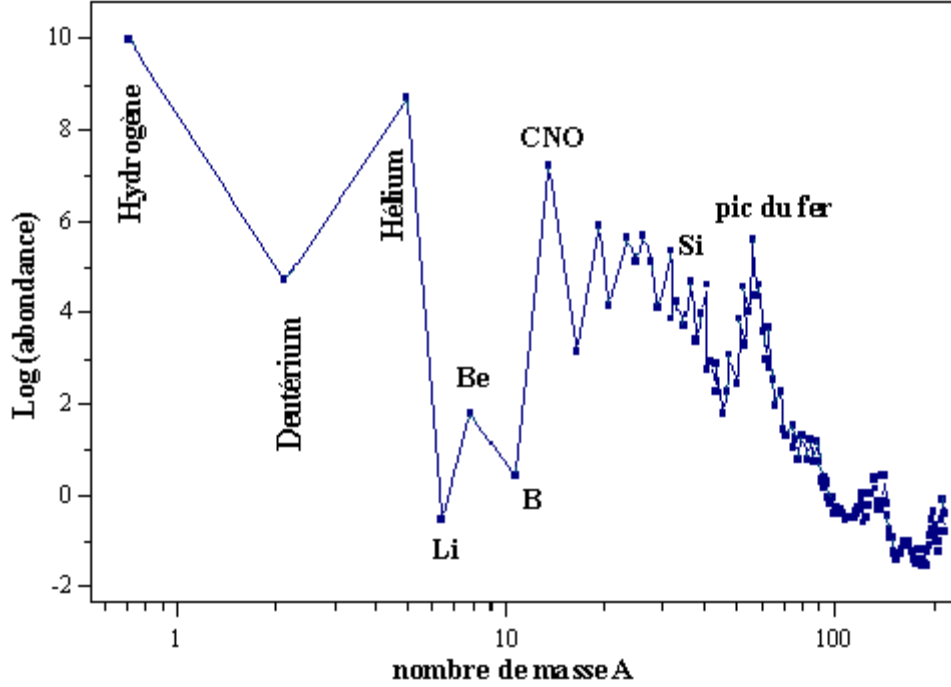


FIG. 1.6: Abondance des éléments chimiques dans le système solaire normalisées en attribuant au Silicium une abondance arbitraire égale à 10^6 .

Durée de vie moyenne

Il est très important de connaître la durée de vie d'un élément pour pouvoir déterminer son abondance. La durée de vie moyenne $\tau_a(X)$ du noyau a détruit par le noyau X est définie à partir de la relation :

$$\left(\frac{dN_a}{dt}\right)_X = -\lambda_{a,X}N_a \quad (1.39)$$

avec

N_a : le nombre de particule a par unité de volume.

$\lambda_{a,X}$: la constante de désintégration du noyau a par le noyau X , inversement proportionnelle à la durée de vie moyenne $\tau_{a,X}$ s'écrit comme suit :

$$\lambda_{a,X} = \frac{1}{\tau_{a,X}} \quad (1.40)$$

on obtient donc :

$$\left(\frac{dN_a}{dt}\right)_X = -\frac{1}{\tau_{a,X}}N_a \quad (1.41)$$

Or le nombre de noyaux a détruits par unité de temps et de volume à travers la réaction $X(a,b)Y$ est justement le taux de réaction $\langle r_{a,X} \rangle$ d'où :

$$\left(\frac{dN_a}{dt}\right)_X = \langle r_{a,X} \rangle = N_a N_X \langle \sigma \nu \rangle \quad (1.42)$$

on en déduit :

$$\tau_{a,X} = \frac{1}{N_X \langle \sigma \nu \rangle} \quad (1.43)$$

N_X étant la densité des noyaux dans le site.

Lorsque les noyaux a entrent en réaction avec plusieurs types de réactifs X_i , alors leur durée de vie moyenne $\tau_{a,X}$ est donnée par :

$$\frac{1}{\tau_{a,X}} = \sum_i \frac{1}{\tau_{a,X_i}} \quad (1.44)$$

Chapitre 2

Présentation des résultats expérimentaux et des moyens d’ajustements antérieurs des réactions de fusion

$$^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$$

En raison du rôle crucial que jouent les réactions de fusion $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$ dans la détermination des abondances du bore dans la nucléosynthèse primordiale et stellaires, elles font l’objet d’investigation de plusieurs groupes d’expérimentateurs qui rapportent de nombreuses mesures du facteur astrophysique (ou des sections efficaces totales) aux énergies d’intérêt astrophysique inférieures à $1MeV$ accompagnées par des analyses théoriques utilisant des méthodes d’extrapolation cohérentes. Cependant ces analyses utilisent des théories différentes pour reproduire les sections efficaces expérimentales correspondantes conduisant à une méconnaissance du mécanisme de réaction. De plus, les paramètres physiques déterminant la section efficace totale aux énergie stellaires ne sont pas déduites de ces études.

Dans ce chapitre nous rapporterons les motivations qui nous ont amené à entreprendre

une analyse minutieuse, après une présentation des travaux théoriques et expérimentaux antérieurs consacrés à l'étude de ces réactions.

2.1 Présentation des méthodes de mesure et d'analyse

2.1.1 Données et analyse de M.Youn et al.[You91]

Procédure expérimentale

Un faisceau de H^+ a été fourni par l'accélérateur Van de Graff 0.4 MV de l'université de Séoul. L'énergie de l'accélérateur a été calibrée par la mesure des résonances de la réaction $^{19}F(p, \alpha\gamma)$ [$E_R = 340.6 \text{ keV}$] [Ajz85]. La résolution de l'énergie du faisceau a été déterminée par la mesure FWHM et évaluée à 10 keV . La cible de bore utilisée était une cible auto-portée enrichie en ^{10}B (96%) d'épaisseur $35 \pm 2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ déduite de la mesure de la perte d'énergie du faisceau du proton [Sar82] en utilisant le pouvoir d'arrêt tabulé par Ziegler [Zie80]. D'autres cibles minces ont été préparées en évaporant une poudre enrichie en ^{10}B ; une cible de $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur déposée sur un support de carbone de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur et une autre de $5.0 \pm 0.1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur déposée sur un support d'aluminium de $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. La cible de carbone résistait (de 2 à 3%) au courant le plus élevé du faisceau et elle a été utilisée pour les mesures des distributions angulaires. Les particules émises étaient détectées par deux détecteurs Si à barrière de surface de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur, l'un positionné à $\theta_{lab} = 90^\circ$ et l'autre monté sur un bras mobile. Comme la cible était épaisse, l'intensité du courant a été maintenue au-dessous de 10 nA pour éviter l'accumulation des charges sur la surface de la cible et réduire le temps mort du détecteur. Des spectres typiques de particules α émises pris à $E_p = 156$ et 386 keV sont présentés sur la figure 2.1.

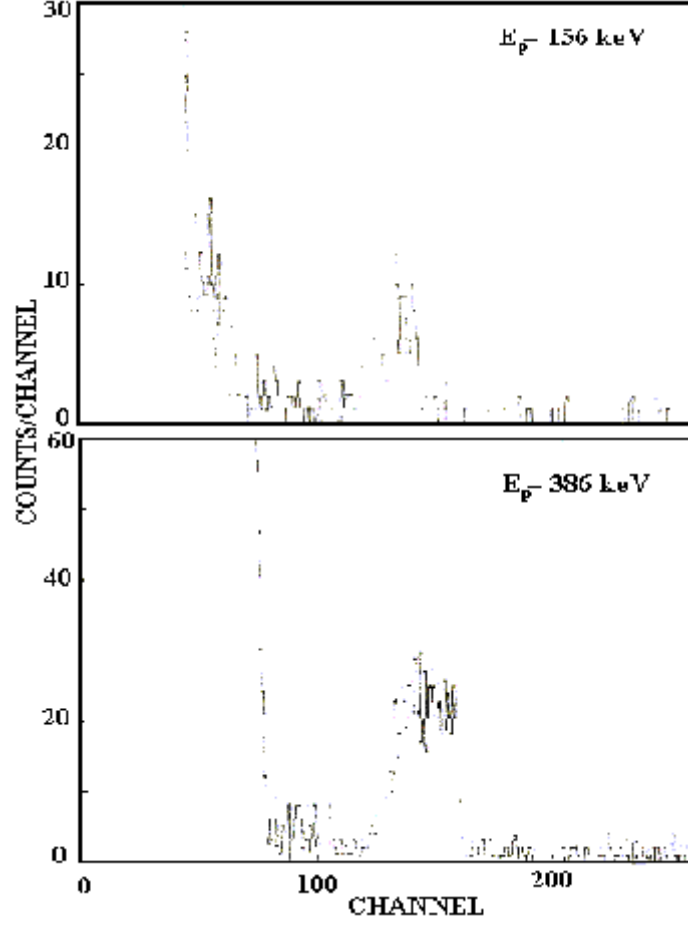


FIG. 2.1: Spectres typiques des particules chargées de la réaction des protons avec une cible de Bore de $35\mu\text{g}/\text{cm}^2$ à $E_p = 156$ et 386keV obtenus par [You91].

Résultats

On représente sur la figure 2.2.a les sections efficaces différentielles de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ mesurées à $\theta = 140^\circ$ en utilisant la cible auto-portée de $35\mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. La figure 2.2.b représente les résultats en ajoutant une autre cible d'épaisseurs $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ sur support d'Aluminium à la cible utilisée précédemment.

Les distributions angulaires représentées sur la figure 2.3 ont été mesurées à 12 énergies avec un pas de 25keV dans la gamme d'énergie $153\text{keV} < E_p < 420\text{keV}$ et

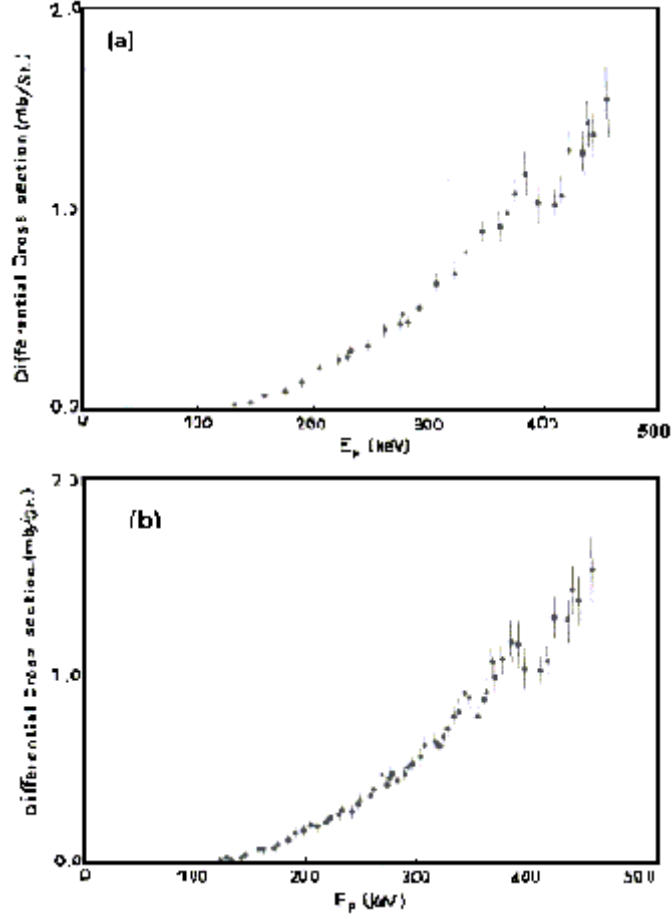


FIG. 2.2: Sections efficaces différentielles de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ aux énergies de proton $E_p \leq 500 \text{ keV}$ à $\theta = 140^\circ$ en utilisant (a) une cible auto-portée de $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur et, (b) deux cibles de $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ et $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sur un support d'aluminium [You91].

ajustées par des développements en séries de polynômes de Legendre sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A_0 + A_1 P_1(\cos \theta_{cm}) + A_2 P_2(\cos \theta_{cm}) \quad (2.1)$$

Les coefficients A_0, A_1 et A_2 en fonction de l'énergie dans le centre de masse sont représentés sur la figure 2.4. Les sections efficaces totales de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ ont été déduites des sections efficaces différentielles. Quoique les distributions angulaires aient été mesurées seulement à 12 énergies, les coefficients A_0 interpolés ont été utilisés afin d'évaluer les sections efficaces totales aux énergies intermédiaires. Les résultats sont

représentés en terme du facteur astrophysique $S(E)$ sur la figure 2.5

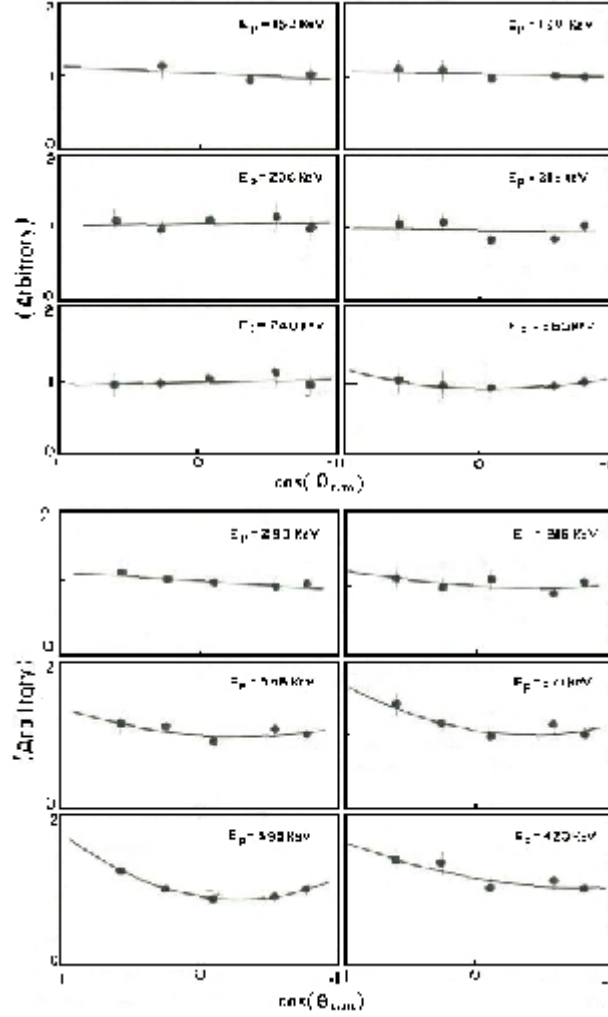


FIG. 2.3: Les distributions angulaires de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$, l'échelle verticale est normalisée au rendement à $\theta = 140^\circ$. La courbe solide est le résultat de l'ajustement du polynôme de Legendre.

En raison de l'influence prédominante de la queue de la résonance à $E_R = 0.01\text{MeV}$ ayant les caractéristiques $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ ($E_x = 8.701\text{MeV}$), sur le facteur astrophysique $S(E)$, ces auteurs ont effectués leur analyse de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ en adoptant l'approximation de Breit-wigner à un niveau compte tenu de la dépendance en énergie des largeurs partielles Γ_p et Γ_α , et la largeur totale Γ [Wie83]. L'expression du facteur astrophysique

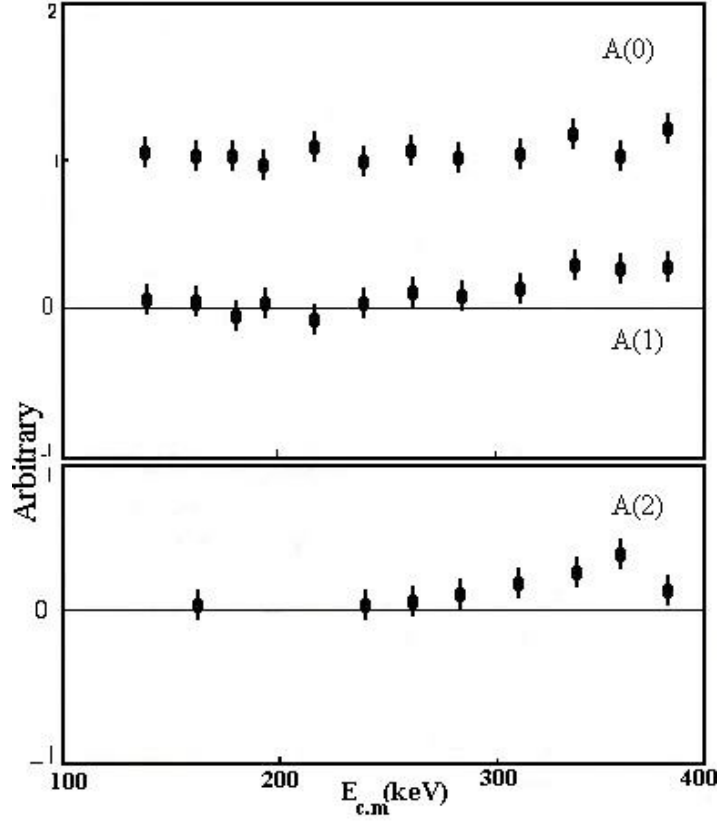


FIG. 2.4: Dépendance en énergie des coefficients obtenus par l'ajustement en polynôme de Legendre des distributions angulaires mesurées.

utilisée dans cet ajustement est défini comme suit :

$$S(E) = S_R \frac{\exp(2\pi\eta(E)) \Gamma_p(E) \Gamma_\alpha(E)}{\exp(2\pi\eta(E_R)) \Gamma_p(E_R) \Gamma_\alpha(E_R)} \frac{\left[\frac{1}{2}\Gamma(E_R)\right]}{[E - E_R]^2 + \left[\frac{1}{2}\Gamma(E)\right]^2} \quad (2.2)$$

la dépendance en énergie de la largeur partielle de la voie proton $\Gamma_p(E)$ est obtenue par la relation suivante :

$$\frac{\Gamma_p(E)}{\Gamma_p(E_R)} \cong \frac{\exp[-W_o(E)]}{\exp[-W_o(E_R)]} \quad (2.3)$$

où E est l'énergie incidente dans le centre de masse et W_0 est le facteur de pénétrabilité de l'onde s ($\ell = 0$) [Cla68] puisque la capture de proton menant à l'état $\frac{5}{2}^+$ dans le ^{11}C

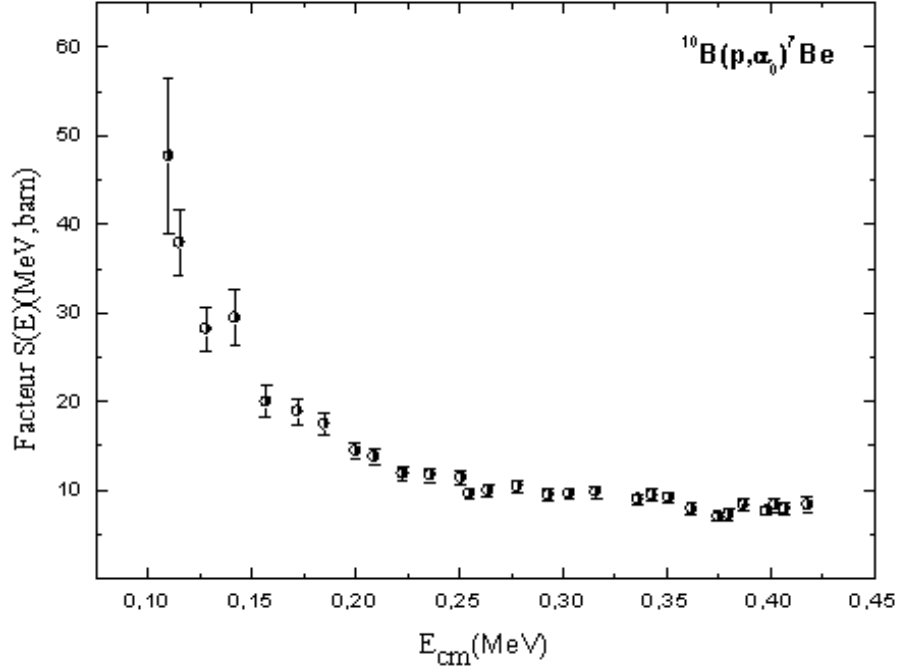


FIG. 2.5: Sections efficaces de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ représentées en terme du facteur astrophysique $S(E)$ obtenues par M.Youn et al. [You91].

est probablement dominée par l'onde s .

$$W_0 = \frac{4.76}{E^{\frac{1}{2}}} + 0.432E + cte \quad (2.4)$$

La dépendance en énergie de la largeur partielle de la voie α est obtenue par la relation :

$$\frac{\Gamma_\alpha(E)}{\Gamma_\alpha(E_R)} \cong \frac{\exp[-W_1(E_\alpha)]}{\exp[-W_1(E_{\alpha R})]} \quad (2.5)$$

où E_α est l'énergie des particules α dans le système de centre de masse et W_1 est le facteur de pénétrabilité de l'onde p ($\ell = 1$) [Cla68] puisque la décroissance α_0 à l'état

$\frac{5}{2}^+$ dans le ^{11}C est probablement dominée par l'onde p .

$$W_1 = \frac{12.685}{E_\alpha^{\frac{1}{2}}} + 0.68E_\alpha - 0.994E_\alpha^{\frac{1}{2}} + cte \quad (2.6)$$

Finalement, supposant que la dépendance en énergie du $\Gamma(E)$ égale à Γ_α et en prenant $\Gamma(E_R) = 0.016\text{MeV}$, le seul paramètre qui reste à varier dans cet ajustement est la normalisation $S_R(E_R)$ qui s'est avéré être égale à $(2.2 \pm 0.6) 10^{-3}\text{MeV.barn}$. Le résultat de cet ajustement est présenté sur la figure 2.6.

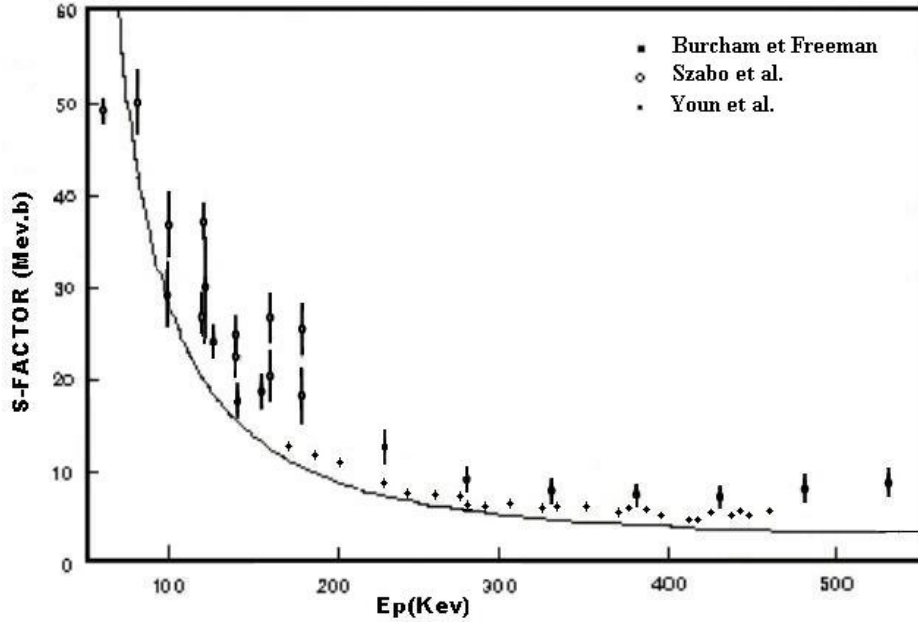


FIG. 2.6: Facteur astrophysique $S(E)$ de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$. La courbe solide est l'ajustement des points expérimentaux obtenu par [You91] en adoptant la théorie de la matrice R à un niveau.

2.1.2 Données et analyse de C. Angulo, S. Engstler et al.[Ang93]

Procédure expérimentale

Des accélérateurs de 100kV et 400kV ont été utilisés par le laboratoire Dynamitron Tandem de l'université Ruhr-Universität Bochum pour fournir des faisceaux d'ions H_1^+ , H_2^+ et H_3^+ dans la gamme d'énergie comprise entre 17 et 150keV . Aux basses énergies

l'intensité du faisceau était de $1.5mA$, alors qu'aux énergies plus élevées celle-ci a été limitée à quelques μA afin d'éviter les effets de temps mort dans les détecteurs. L'incertitude sur l'énergie du faisceau ΔE_{lab} et sa dispersion ξ_{lab} étaient respectivement ± 26 et 20 eV pour l'accélérateur de $100kV$ et de respectivement ± 1.0 et $1.0keV$ pour l'accélérateur de $400kV$. Les cibles de bore étaient enrichies en 93% de ^{10}B avec 7% restant de ^{11}B . Pour éviter l'effet indésirable du taux élevé de sputtering à basses énergies, des cibles d'épaisseurs comprises entre 60 et $107\mu g/cm^2$ ont été utilisées. Les particules α émises ont été observées par 4 détecteurs (Si) à barrière de surface positionnés à $\theta_{lab} = 130^\circ$ autour de l'axe du faisceau et à une distance moyenne de la cible estimée à $d = 40mm$ avec un angle ouvert $\Delta\theta_{lab} = \pm 19^\circ$. Dans cette disposition le nombre de coups total signalé dans les 4 détecteurs est indépendant de la position de la cible et du diamètre réel de la tache du faisceau sur celle-ci. Les détecteurs ont été couverts de feuilles de Nickel (Ni) de 0.25 et $0.5\mu m$ d'épaisseur à $Ep = 17$ à $30keV$ et de 17 à $150keV$, respectivement, pour arrêter le flux intense des particules élastiquement diffusées. Pour identifier et réduire les contributions des rayons cosmiques et ceux du bruit de fond, ils ont utilisé un scintillateur en plastique placé au-dessus de la chambre à cibles qui a été protégée par des plaques de plomb de $5cm$ d'épaisseur.

Résultats

Pour effectuer des mesures des fonctions d'excitation, un faisceau de H_1^+ a été utilisé aux énergies comprises entre 35 et $150keV$, un faisceau de H_2^+ a été utilisé pour balayer la région d'énergie $Ep = 30.0$ à $37.5keV$ et un autre faisceau de H_3^+ a été employé à $Ep = 20$ à $28keV$. Aux basses énergies les résultats sont obtenus avec un pas de $1keV$, alors qu'aux plus hautes énergies ces derniers sont obtenus avec un pas de $5keV$. Un total de 1000 événements au moins étaient enregistrés dans les 4 détecteurs pour chaque énergie effectuée, excepté la région des basses énergies où la statistique est limitée. Dans cette région d'énergie, le temps d'acquisition et la charge accumulée étaient de l'ordre de $60h$ et de $70C$, respectivement, et la détérioration de la cible a été contrôlée chaque $2h$ par la mesure du rendement des particules α rapporté à une énergie standard des particules

incidentes. A une énergie incidente donnée $E_0(cm)$ les nombres de coups observés dans les 4 détecteurs ont été déduites du pic d'alpha en utilisant une description

- du bruit par une fonction exponentielle,
- du bruit de fond des raies cosmiques ou le bruit de fond de la réaction

$^{11}B(p, \alpha)^8Be$ par une constante

- du pic d'alpha par une Gaussienne. Finalement, les nombres de coups ont été sommés et corrigés pour les effets de temps mort (2%) comme pour la décroissance du rendement observé en fonction de la charge accumulée sur la cible.

Pour une énergie incidente E_0 , une cible infiniment épaisse d'épaisseur Δ et un pouvoir d'arrêt $\varepsilon(E)$ dans le système de centre de masse, le nombre de coups $N(E, \theta_{lab})$ observé dans un détecteur placé à θ_{lab} est relié à la section efficace $\sigma(E)$ via l'équation : on obtient :

$$N(E, \theta_{lab}) = (4\pi)^{-1} (1 + \delta) N_p \Omega_{lab} \kappa \times \int_a^b K_{\Omega}(E, \theta) W(E, \theta) \sigma(E) \varepsilon(E) dE \quad (2.7)$$

avec :

$\delta = 0$ (ou $\neq 0$) dans le cas d'éjectiles non identiques (ou identique).

N_p est le nombre de projectiles.

Ω_{lab} et κ sont, respectivement, l'angle solide et l'efficacité du détecteur, (ici $\kappa = 1$ pour les détecteurs semi-conducteurs Si).

La transformation de l'angle solide du système du centre de masse à celui du laboratoire est décrit par $K_{\Omega}(E, \theta)$ et la fonction distribution angulaire par $W(E, \theta)$, où E et θ sont exprimés dans le système du centre de masse. Ici $W(E, \theta)$ est supposée égale à 1 (distribution angulaire isotrope dans la gamme d'énergie explorée). Les bornes d'intégration dans l'intégrale 2.7 sont $a = E_{min} = E_0 - \Delta$ et $b = E_{max} = E_0$. Si $K_{\Omega}(E, \theta) \approx cte$ sur l'épaisseur de la cible Δ , l'équation se réduit à :

$$N(E_0, \theta_{lab}) = (4\pi)^{-1} (1 + \delta) N_p \Omega_{lab} K_{\Omega}(E_0, \theta) Y(E_0) \quad (2.8)$$

où le rendement de la réaction par projectile incident $Y(E_0)$ est exprimé par la

relation suivante :

$$Y(E_0) = \int_a^b \sigma(E) \varepsilon(E)^{-1} dE \quad (2.9)$$

Pour extraire la section efficace directement à partir du rendement observé d'une cible épaisse, on doit supposer une forme appropriée de la courbe de la section efficace et calculer le rendement par l'intégrale 2.9 en prenant les limites de celui-ci à $a = 0$ et $b = E_0$ pour chaque mesure. Cette procédure doit être répétée successivement jusqu'à ce que la courbe de la section efficace considérée dans l'équation 2.9 coïncide avec la fonction d'excitation mesurée. Les sections efficaces absolues obtenues selon cette procédure sont représentées sur la figure 2.7 en terme du facteur astrophysique $S(E)$. La source d'erreurs est principalement attribuée aux incertitudes dans les nombres de coups, l'énergie effective et la détérioration de la cible. Toutes les valeurs ont une erreur commune de 6% due aux incertitudes dans N_P (3%), Ω_{lab} (1%), ε_{eff} (5%).

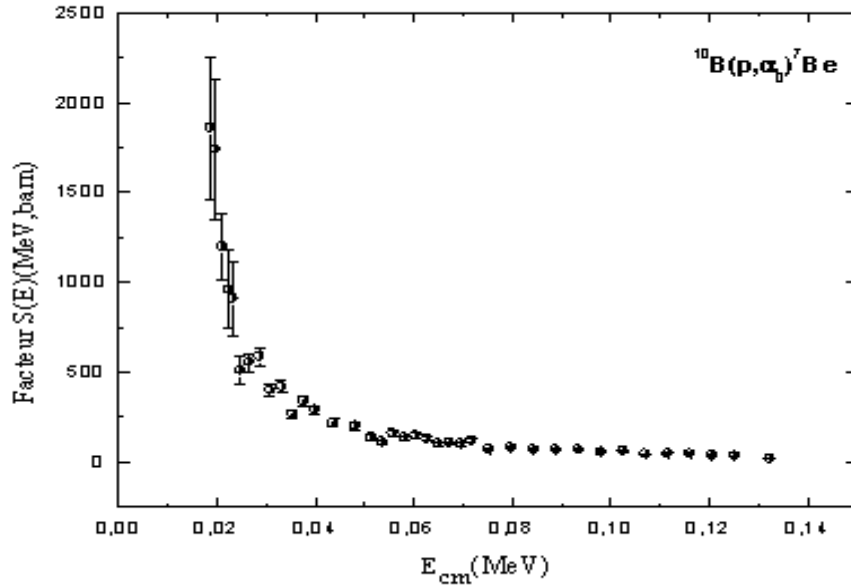


FIG. 2.7: La section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ en fonction de l'énergie sous forme du facteur astrophysique $S(E)$ obtenue par [Ang93].

Méthode d'ajustement

On remarque sur la figure 2.7 une montée importante vers les basses énergies d'un facteur de 200 par rapport aux données près de $400keV$. Ce comportement ne peut pas être expliqué par les effets d'écrantage électronique. Cependant C.Angulo et al. [Ang93] ont supposé l'existence d'un état excité dans le ^{11}C à une énergie d'excitation $E_x = 8701keV$ ayant les caractéristiques $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ proche de l'énergie seuil, représenté par une résonance d'onde s à une énergie de résonance $E_R = 10keV$ avec une largeur de résonance $\Gamma_R = 16 \pm 1keV$. Les paramètres de cette résonance ont été obtenus par la capture directe des transitions γ alimentant cet état dans la réaction $^{10}B(p, \gamma)^{11}C$ [Wie83]. Les points expérimentaux ont été décrits par un formalisme résonant en incluant le facteur d'écran électronique afin de corriger le facteur astrophysique $S(E)$ écranté comme suit :

$$S(E) = S_R(E)f(E) \quad (2.10)$$

avec

$$f(E) \approx \exp(\pi\eta U_e/E) \quad (2.11)$$

où $S_R(E)$ est le facteur astrophysique pour le noyau nu.

Les auteurs ont adopté le potentiel d'écran $U_e = 430eV$ de la réaction $^{11}B(p, \alpha)^8Be$. Du moment que E_R et Γ_R ont été bien déterminés antérieurement, le paramètre qui restait à ajuster a été le facteur $S(E)$ à $E_R = 10keV$ égale à $S_R = (2.87 \pm 0.5)10^3 Mev.b$.

2.1.3 Données de C. Angulo, W. H. Schutle et al. [Angu93]

La réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$ peut également procéder par la décroissance γ du premier état excité du noyau résiduel 7Be . Cette voie de réaction $^{10}B(p, \alpha_1 \gamma)^7Be$ ($Q = 0.717MeV$) qui pourrait augmenter davantage la section efficace totale de fusion a été le centre d'intérêt de ces auteurs qui l'ont étudiée via la spectroscopie γ de la transition $429keV$ des excitant le Be^* vers l'état fondamental.

Procédure expérimentale

Ces auteurs utilisèrent la même procédure expérimentale décrite précédemment [Ang93], sauf que cette voie de réaction nécessite des faisceaux de H_1^+ et H_2^+ aux énergies comprise entre 50 et 177keV d'une intensité de courant allant jusqu'à 200 μA , et un film épais de Bore naturel enrichi de 93% en ^{10}B évaporé sur un support de (Ta) utilisé comme cible.

La transition γ a été observée avec un détecteur de Ge 145cm² placé à un angle $\theta_{lab} = 0^\circ$ à une distance $d = 1cm$ de la cible. L'efficacité du photopic $\kappa(E_\gamma)$ a été déterminée à $E_\gamma = 0.2$ à 1.1MeV par des sources des raies γ calibrées. Les résultats de celle-ci sont bien décrits par l'expression suivante :

$$\kappa(E_\gamma) = 5.13 \times 10^{-2} e^{-0.936E_\gamma} \quad (2.12)$$

Les sections efficaces absolues sont illustrées sur la figure 2.8 en terme du facteur astrophysique $S(E)$.

2.1.4 Analyse de T. Rauscher et al.[Rau96]

Les résultats expérimentaux de la réaction étant rares aux énergies au-dessous de 1MeV, des mesures de sections efficaces ont été effectuées dans différentes gammes d'énergies sauf qu'elles ne s'étendent pas vers la région des basses énergies, région dominée par la résonance $E_R = 10keV$. T. Rauscher et al. [Rau96] se sont concentrés sur la description de cette résonance, sur la reproduction des données les plus récentes aux très basses énergies de F. Knape et al. [Kna92] et C. Angulo et al. [Ang93] pour la voie α_0 et de C. Angulo et W.H. Schulte et al [Angu93] pour la voie α_1 .

Méthode d'ajustement

Les réactions nucléaires aux énergies élevées procèdent principalement par l'intermédiaire du mécanisme direct, bien que le mécanisme du noyau composé soit le processus le plus dominant aux énergies sous coulombienne (de quelque dizaine de keV),

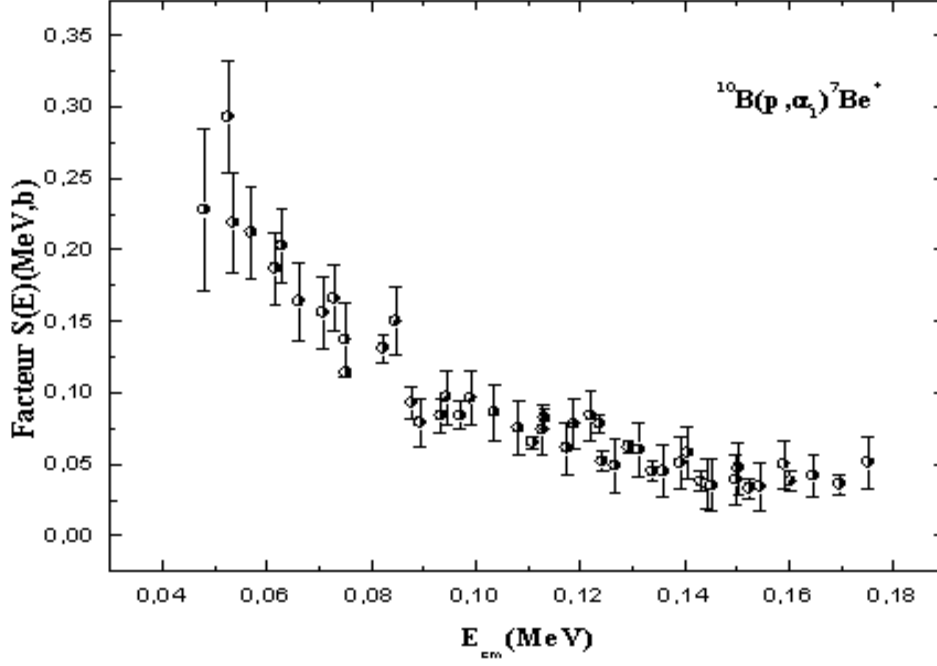


FIG. 2.8: Sections efficaces de la réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ rapportées de la référence [Angu93] en terme du facteur astrophysique $S(E)$.

les transitions directes peuvent être aussi non négligeables, ainsi une réaction de transfert sous coulombienne peut être décrite par un modèle direct de potentiel comme la DWBA en reposant sur le fait qu'il y est le même potentiel d'énergie dans le système projectile-cible.

La méthode DWBA a été précédemment utilisée dans la gamme d'énergies sous coulombiennes pour analyser les parties nonrésonantes des fonctions d'excitations. Alors que ces auteurs ont reproduit des structures de résonance suivant cette méthode en utilisant le code TETRA de la DWBA à portée nulle passant par l'expression de la section efficace différentielle d'une réaction de transfert $X(a, b)Y$ réalisée avec des

projectiles et cibles légers ($a \leq 4$) qui s'écrit comme suit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{\kappa_a}{\kappa_b} \frac{(2J_Y + 1)}{(2J_X + 1)(2S_a + 1)} \sum_{\ell s j} c^2 S_{\ell j} N \sigma_{\ell s j}(\vartheta) \quad (2.13)$$

où $N = \frac{1}{2aD_0} = 5.12 \times 10^5$ est la constante de normalisation usuelle de la portée nulle et $S_{\ell j}$ est le facteur spectroscopique approprié pris de la référence [Hoy85].

Dans leur analyse, ils fondent leur approche sur le fait que les paramètres initiaux du potentiel optique peuvent être pris des modèles réalistes (des formalismes semimicroscopiques et microscopiques) tel que le folding potentiel qui est utilisé afin d'obtenir les paramètres de celui-ci pour les deux voies et il est donné par la formule suivante :

$$U_F(r) = \lambda \int dr_X \int dr_a \rho_X(r_X) \rho_a(r_X) \times V(E, \rho_X, \rho_a, s = |r + r_a - r_X|) \quad (2.14)$$

avec

r est la séparation des centres de masse des deux noyaux dans la voie d'entrée.

ρ_X, ρ_a sont les densités des nucléons respectivement.

λ est le facteur de force ajustable.

Résultats

La réaction $^{10}\text{B}(\text{p}, \alpha_0)^7\text{Be}$: Ils ont utilisé la distribution de densité du ^7Li au lieu de celle inconnue du ^7Be pour calculer le folding potentiel dans la voie ($\alpha - ^7\text{Be}$) ainsi que pour l'état lié ($t - ^7\text{Be}$). Les facteurs spectroscopiques S_{lj} sont rapportés dans le tableau 2.1.

$J(^7\text{Be})$	$E_x(^7\text{Be})^a$	$P_{3/2}$	$F_{5/2}$	$F_{7/2}$
1/2	1.1 MeV	-	0.0136	0.0037
3/2	0.0 MeV	0.0812	0.0706	0.2571

Tab 2.1 : Les facteurs spectroscopiques pour $^{10}\text{B} = t + ^7\text{Be}$ où E_x est l'énergie d'excitation calculée du modèle de couche obtenus par T. Rauscher et al.

Dans ce calcul, le facteur de force λ pour le potentiel optique dans la voie proton a été ajusté de manière à obtenir le déphasage de l'onde optique s de l'énergie de résonance égal à $\frac{\pi}{2}$ produisant ainsi la structure de la résonance d'onde s précédemment suggérée. La valeur de λ dans la voie est demeurée un paramètre libre. La partie imaginaire du potentiel est très petite car il n'y a aucune autre voie ouverte à ces basses énergies à part (p, α) et (p, γ) . L'ensemble complet des paramètres optiques est donné dans le tableau 2.2.

p+¹⁰B	Real part : single-folding potential $\lambda_p = 1.326$ $r_c = 1.2fm$ Imaginary part : Woods-Saxon derivative potential $W_D = -15keV, r_D = 1.5fm, a_D = 0.5fm$
α+⁷Be	Real part : double-folding potential $\lambda_\alpha = 1.7$ $r_c = 1.69fm$ Imaginary part : Woods-Saxon volume potential $W_D = -4.6MeV, r_D = 1.4fm, a_D = 0.52fm$
Bound state t+⁷Be	Double-folding potential λ $r_c = 1.4fm$

Tab 2.2 : Les paramètres des potentiels optiques et de l'état lié pour la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$ obtenus par T. Rauscher et al.

Les facteurs astrophysiques $S(E)$ de la voie α_0 dans la gamme d'énergie inférieure à $40keV$ et aux énergies comprises entre $40keV$ et $140keV$, respectivement, sont montrés sur les figures 2.9 et 2.10. Les résultats expérimentaux [Ang93] sont bien reproduits avec une résonance d'une largeur d'environ $15keV$. Il faut noter que la dépendance en énergie du facteur S est calculée pour seulement des noyaux nus. Aux basses énergies les mesures

ne montrent pas la même allure de Breit-Wigner, la déviation des deux derniers points à plus basses énergies apparue dans la figure 2.9 est due à l'effet d'écran électronique. La section efficace différentielle montre un comportement isotropique des distributions angulaires.

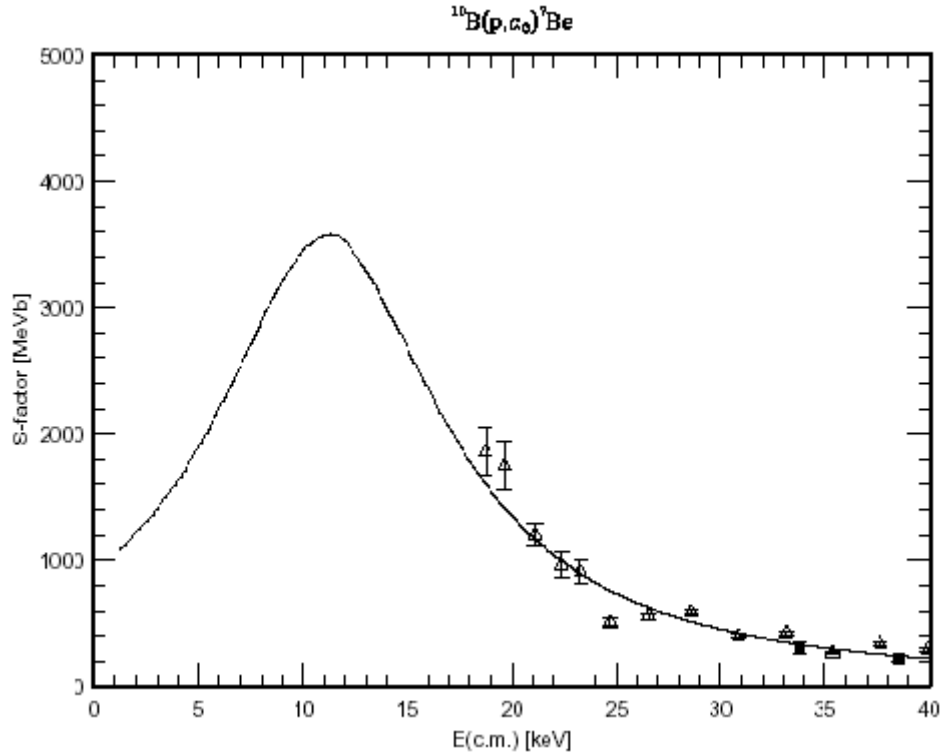


FIG. 2.9: Les données en terme facteur $S(E)$ de la réaction $^{10}\text{B}(\text{p}, \alpha_0)^7\text{Be}$ dans des énergies inférieures à 0.04MeV . La courbe solide est le résultat du calcul de *DWBA* obtenue par [Rau96]. Les données expérimentales [Ang93] et [Kna92] sont représentées par des triangles et des carrés respectivement.

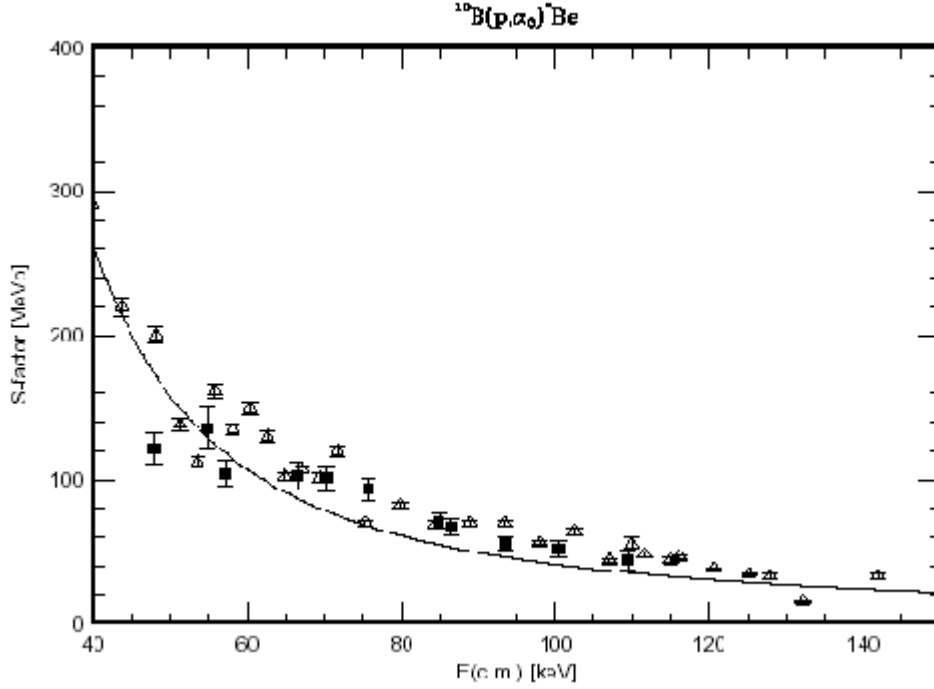


FIG. 2.10: Les données en terme du facteur $S(E)$ de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ dans des énergies comprises entre 0.04 et 0.15 MeV. La courbe solide est le résultat du calcul de *DWBA* obtenue par [Rau96]. Les données expérimentales [Ang93] et [Kna92] sont représentées par des triangles et des carrés respectivement.

La réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$: La section efficace de la transition vers le premier état excité est calculée à des énergies $E_{cm} \leq 150\text{keV}$. Les effets d'interférence avec d'autres résonances particulièrement avec la résonance large $\frac{5}{2}^+$ à $E_R = 550\text{keV}$ sont pris en compte à des énergies plus élevées. Afin de réussir la reproduction des données expérimentales [Angu93] en fixant tous les paramètres du calcul de la DWBA, ils ont inclu le niveau $\frac{5}{2}^+$ dans leur calcul et l'ont effectué par un ajustement de Breit-Wigner à un niveau et calculer finalement la section efficace totale en prenant en compte l'interférence des deux contributions BW et DWBA.

Les sections efficaces totales issues de cette approche sont données en terme du facteur astrophysique $S(E)$ pour la voie α_1 selon la formule suivante :

$$S_{tot, \alpha_1}(E) = S_{DWBA}(E) + S_{BW}(E) - 2[S_{DWBA}(E) S_{BW}(E)]^{1/2} \cos \delta \quad (2.15)$$

où δ est le déphasage

$$\delta = \arctan \left(\frac{2(E - E_R)}{\Gamma_{tot}(E)} \right) - \frac{\pi}{2} \quad (2.16)$$

Le résultat de ce calcul est représenté sur la figure 2.11 sous forme du facteur astrophysique $S(E)$.

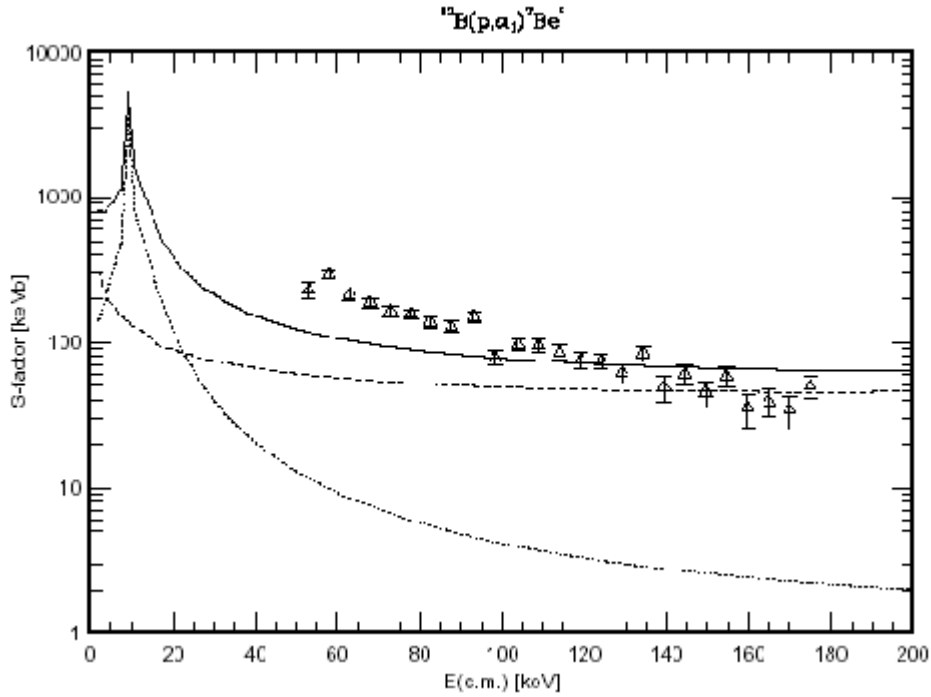


FIG. 2.11: Données des facteurs $S(E)$ de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ dans la gamme d'énergie $E_{c.m.} \leq 0.2\text{MeV}$. Les données expérimentales sont prises de la référence [Angu93]. la contribution de la *DWBA* est en pointillés, celle de Breit-Wigner est tirets, la courbe solide est la somme de ces deux contributions compte tenu de leur interférence.

2.1.5 Données de J. Szabo et al. [Sza72].

Ces auteurs effectuèrent deux séries de mesures de la section efficace de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ en utilisant deux méthodes. La première série fut mesurée par la détection directe des particules α émises dans la gamme d'énergie $60 < E_p < 180\text{keV}$ et la deuxième par la méthode d'activation du ^7Be pour des énergies comprises entre

100 et 180keV. Un générateur de 180kV fournit un faisceau de proton d'intensité $10\mu A$ sur une cible épaisse de ^{10}B enrichit de 93%. Les particules α étaient détectées avec des détecteurs semi conducteurs (*Si*) à barrière de surface. Les rayons γ de 477.6keV qui proviennent de la décroissance du 7Be sont détectés par un détecteur scintillateur *NaI(Tl)* de $7.6 \times 5.0cm$. La résolution de l'énergie et l'efficacité de ce détecteur étaient 115keV et $\approx 13\%$ respectivement. Dans cette expérience, les distributions angulaires des particules α ont été supposées isotropes et les sections efficaces ont été calculées par la formule suivante :

$$\sigma(E_0) = \frac{1}{N} \left(\frac{dY}{dE} \right)_{E_0} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{E_0} \quad (2.17)$$

avec

N : le nombre des noyaux du ^{10}B par cm^3 .

$\left(\frac{dY}{dE} \right)_{E_0}$: la pente de la courbe du rendement à E_0 particule incidente.

$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{E_0}$: la perte d'énergie des particules incidentes dans la cible.

Les sections efficaces en terme du facteur astrophysique déterminées par la méthode d'activation aussi bien que le comptage direct des particules α sont rapportées dans le tableau 2.3.

$E_p(keV)$	$\sigma(\mu b)$ (Méthode d'activation)	$\sigma(\mu b)$ (Méthode directe)
180	882 ± 125	1277 ± 164
160	560 ± 88	744 ± 96
140	332 ± 38	320 ± 38
120	148 ± 17	202 ± 17
100	51 ± 8.5	60.9 ± 6.9
80		16.2 ± 1.3
60		1.41 ± 0.04

Tab 2.3 Les mesures de la section efficace totale de la réaction $^{10}B(p, \alpha)^7Be$ effectuées par J. Szabo et al. en utilisant la méthode d'activation et la méthode directe

Le rapport d'embranchement R du $^7Be(\varepsilon)^7Li$ est déterminé à $E_p = 120keV$ comme suit :

- Déterminer le nombre des noyaux du ${}^7\text{Be}$ de la réaction ${}^{10}\text{B}(p, \alpha_0){}^7\text{Be}$ en comptant d'abord les particules α menant au premier état excité et à l'état fondamental.
- Déterminer le nombre des noyaux du ${}^7\text{Be}$ désexcités vers le premier état excité du ${}^7\text{Li}$ en mesurant l'intensité du raie γ 477.6keV .

Ce rapport s'est avéré $R = 0.104 \pm 0.003$.

2.1.6 Autres données

La section efficace de la réaction ${}^{10}\text{B}(p, \alpha_0){}^7\text{Be}$ a été mesurée dans la gamme d'énergie $220 < E_p < 480\text{keV}$ par W. E. Burcham et al. [Rou79] avec un pas de 50keV , dans la gamme d'énergie comprise entre 34 et 110keV par F. Knape et al. [Kna92], dans la gamme d'énergie $195 < E_p < 2480$ par N.A. Roughton et al. [Rou79] et dans la gamme d'énergie $70 < E_p < 205\text{keV}$ par G.J. Bach et al. [Bac55]. Les résultats de ces derniers auteurs sont inférieurs d'un facteur de 2 à toutes autres données dans la gamme d'énergie $E_p \leq 200\text{keV}$. Ce désaccord est probablement due à l'utilisation par ces auteurs d'une cible plus épaisse ($90\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Les distribution angulaires sont supposées isotropes dans toutes les mesures citées ci-dessus.

2.2 Discussion des résultats antérieurs

Nous rapportons sur la figure 3.1 les résultats de la section efficace totale de la réaction ${}^{10}\text{B}(p, \alpha_0){}^7\text{Be}$ obtenus par les différents groupes d'auteurs cités précédemment. Nous remarquons que les résultats de M. Youn et al. [You91] sont en excellent accord avec ceux de J. Szabo et al. [Sza72] obtenus par la méthode d'activation. Cependant ils sont inférieurs d'un facteur 1.3 à ceux de W.E. Burcham et al. [Bur50] donnés dans la région d'énergie $E_p > 200\text{keV}$. Cette incompatibilité pourrait expliquée par la non-isotropie de la distribution angulaire que W.E. Burcham et al. [Bur50] ont supposée isotrope, dérivant la section efficace totale à partir des données $W(E, \theta)$ à $\theta_{lab} = 83^\circ$. Pour les énergies $E_p \leq 160\text{keV}$, les valeurs mesurées par J. Szabo et al. [Sza72] utilisant la méthode directe sont plus élevées que celles qu'ils ont obtenu par la

méthode d'activation.

M. Youn et al. [You91] ont analysé dans le cadre de la matrice R les données expérimentales du facteur astrophysique de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{B}$ en considérant leurs propres points expérimentaux, ceux de J. Szabo et al. [Sza72] et ceux de W.E. Burcham et al. [Bur50]. Ils ont trouvé que la décroissance du facteur astrophysique en fonction de l'énergie E est dominée par la queue de la résonance à $E_R = 0.01\text{MeV}$ correspondant au niveau $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ à $E_x = 8.701\text{MeV}$ dans ^{11}C . Cette résonance a été aussi caractérisée dans la voie de réaction $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$ [Wie83].

Dans les analyses citées précédemment, sauf celle de M. Youn et al. [You91] qui ont prouvé une anisotropie des distributions angulaires aux énergies $E_P \geq 315\text{keV}$ (particulièrement à $E_P = 390\text{keV}$ correspondant à $E_x = 9.05\text{MeV}$), les distributions angulaires sont supposées isotropes. La correspondance entre les niveaux analogues dans les noyaux miroirs ^{11}B et ^{11}C est bien établie jusqu'à $E_x \sim 8\text{MeV}$. Cependant, quelques anomalies apparaissent à des énergies d'excitation plus élevées. Six états ont été trouvés dans le ^{11}B à des énergies d'excitation $E_x = 9.5 - 11.0\text{MeV}$, alors que seulement deux états sont observés dans le ^{11}C dans la gamme d'énergie analogue. Le niveau résonnant à $E_x = 9.05\text{MeV}$ dans le ^{11}C ($E_R = 390\text{keV}$) pourrait être l'état analogue du niveau à $E_x = 9.88\text{MeV}$ dans le ^{11}B ayant les caractéristiques de spin et parité $J^\pi = \frac{3}{2}^+$. M. Wiescher et al. [Wie83] ont rapporté à partir d'une expérience $^{10}\text{B}(p, \gamma_0)$ un niveau similaire à une énergie légèrement plus élevée $E_R = 560\text{keV}$. Du fait que M. Youn et al. [You91] n'ont pas pris en considération l'effet d'écran, leur ajustement est au dessous des points expérimentaux considérés (voir figure 2.6).

Les seules données expérimentales obtenues aux très basses énergies sont celles de C. Angulo et al. [Ang93] qui ont utilisé des procédures expérimentales récentes et des techniques performantes pour minimiser les effets :

- du temps mort.
- des protons diffusés élastiquement.
- de la détérioration de la cible aux basses énergies.
- de la perte de la résolution des détecteurs.

- de l'accroissement de leur bruit de fond.

Ces auteurs ont analysé leurs résultats expérimentaux en utilisant la théorie de la matrice R compte tenu de l'effet d'écran électronique. C. Angulo et al. [Ang93] ont observé sur la figure 2.7 une montée importante vers les basses énergies d'un facteur de 200 par rapport aux données près de 400keV . Ce comportement ne peut pas être expliqué seulement par l'écrantage électronique qui surgit à 40keV . Aussi, ils ont supposé l'existence d'un état excité dans le ^{11}C au voisinage du seuil $p+^{10}\text{B}$, à une énergie d'excitation $E_x = 8701\text{keV}$. Cet état de caractéristiques ($J^\pi = \frac{5}{2}^+, \Gamma_R = 16 \pm 1\text{keV}$) est représenté par une résonance d'onde s à $E_R = 10\text{keV}$. Les paramètres de cette résonance ont été obtenus à partir de la capture radiative $^{10}\text{B}(p, \gamma)^{11}\text{C}$ en considérant les transitions γ alimentant cet état [Wie83].

Les seules données disponibles de la voie de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ sont celles obtenues par C. Angulo et W.H. Schulte et al. [Angu93]. Elles ont été comparées dans [Angu93] à celles de C. Angulo et al. [Ang93] pour la voie de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$. Ces deux ensembles de données montrent, en effet, la même allure du facteur astrophysique en fonction de l'énergie. Cependant, quantitativement, les données expérimentales de la voie α_1 sont 600 fois inférieures à celles de la voie α_0 , la contribution de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ à la section efficace totale de fusion étant de 0.17%. Aucun ajustement théorique n'a été effectué pour cette voie de réaction par ce groupe d'auteurs.

Les données expérimentales ont été analysées par plusieurs groupes d'auteurs qui ont adopté des méthodes analytiques différentes. Ainsi, T. Rauscher et al. [Rau96] ont reproduit les données expérimentales de C. Angulo et al. [Ang93] et F. Knappe et al. [Kna92] pour la voie de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ dans la gamme d'énergie comprise entre 0.04 et 0.15MeV et celles de C. Angulo et al. [Angu93] pour la voie de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ dans la région d'énergie inférieure à 0.2MeV par une approche couplant l'interaction directe (DWBA) à des formes de Breit-Wigner. Il apparaît que :

- d'une part, les ajustements obtenus ne reproduisent pas l'ensemble des points expérimentaux, en particulier, dans la voie α_1 , où les données du facteur $S(E)$ pour des énergies comprises entre 40 et 90keV présentent un écart considérable avec la courbe

théorique.

- d'autre part, dans l'analyse de T. Rauscher et al. [Rau96], l'effet d'écran électronique n'a pas été pris en considération.

2.3 Conclusion

L'étude expérimentale ainsi que théorique des réactions $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$ ont fait l'objet de recherche de plusieurs groupes d'auteurs dans des différentes gammes d'énergies permettant la détermination des paramètres associées aux états résonants observés dans le noyau composé ^{11}C .

Ces études s'accordent tous sur un point commun qui réside dans l'existence d'une résonance situé à $E_R = 10keV$ de caractéristiques ($J^\pi = \frac{5}{2}^+, \Gamma_R = 16 \pm 1keV$). Cependant les ajustements théoriques présentent un désaccord considérable avec les données expérimentales. Ceci est dû aux différentes méthodes d'analyse adoptées. Pour la voie α_0 , vu que les données expérimentales considérées dans l'analyse de M. Youn et al. [You91] ne s'étendent pas aux énergies supérieures à $0.5MeV$, ils n'ont pas pris en considération la contribution de la résonance située à $E_R = 560keV$ ni son interference avec la résonance située $E_R = 10keV$ (étant de même $J^\pi = \frac{5}{2}^+$), par conséquent leur ajustement est au dessous des points expérimentaux. Par ailleurs, ces auteurs n'ont pas pris en compte l'effet d'écran électronique dans leurs calculs. Contrairement, C. Angulo et al. [Ang93] ont effectué leur ajustement en considérant le facteur d'écran électronique ($U_e = 340eV$). Toutefois leurs données expérimentales ne dépassant les $500keV$, ils n'ont pas également considéré la contribution de la résonance $E_R = 560keV$ ainsi que l'effet d'interference des deux résonances. Finalement T. Rauscher et al. [Rau96] ont ajustés les résultats expérimentaux en utilisant une approche basée sur le formalisme de l'interaction directe ce qui est incompatible avec des structures de résonances à basses énergies. Pour la voie α_1 , les seuls points expérimentaux sont obtenus par C. Angulo et al. [Angu93] mais aucune analyse théorique n'a été faite sauf celle de T. Rauscher et al. [Rau96]. Aussi, nous avons entrepris l'analyse de ces données expérimentales dans le cadre du

formalisme du noyau composé basé sur la théorie de la matrice R. Le chapitre suivant est consacré à la synthèse des résultats expérimentaux des réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$ obtenus par les différents auteurs, puis nous allons exposer les détails de notre analyse ainsi que ses résultats.

Chapitre 3

Analyse des données expérimentales en matrice R , résultats et discussion

3.1 Synthèse des données expérimentales

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les travaux effectués antérieurement par différents groupes d'auteurs. Afin de réaliser une analyse théorique plus précise, nous synthétisons ci-dessous l'ensemble des données expérimentales rapportées dans les références correspondantes pour procéder à leur normalisation par rapport aux données les plus récentes [Ang93], [Kna92]. Toutes les données expérimentales mesurées du facteur astrophysique sont présentées sur la figure 3.1.

On peut remarquer, d'abord, que les points expérimentaux de G. J. Bach et al. [Bac55] sont en fort désaccord avec l'ensemble des données disponibles dans la gamme d'énergie considérée tant quantitativement par leur dépendance en énergie : par conséquent, ces données seront ignorées dans notre analyse. Il est remarquable aussi que les données de M. Youn et al. [You91], bien qu'ayant une dépendance en énergie cohérente avec l'allure générale des données récentes, se situent légèrement en dessous de celles-ci. Ceci nous amène à la décision difficile (et qui prête à discussion) de normaliser globalement ces

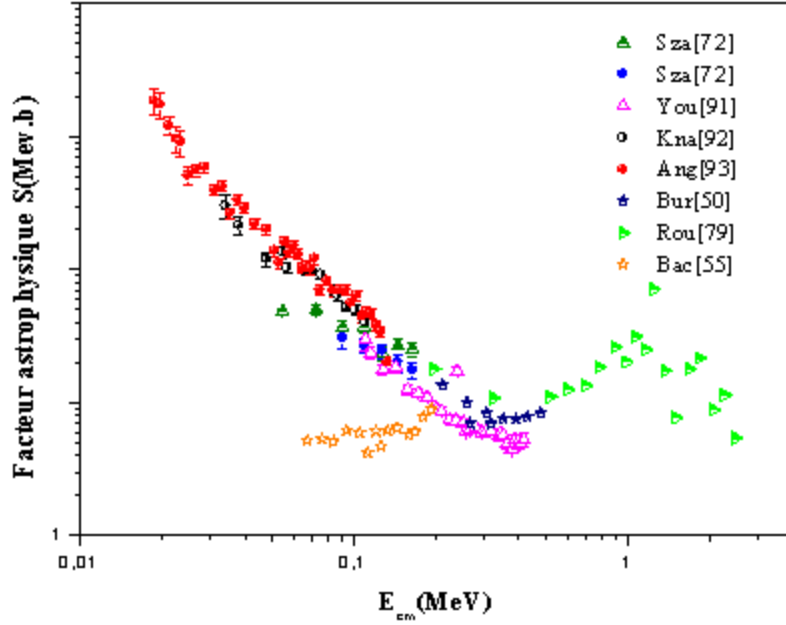


FIG. 3.1: Tous les résultats expérimentaux compilés des expériences antérieures [Ang93], [Angu93], [Bac55], [Bur50], [Kna92], [Rou79], [Sza72] et [You91].

données d'un facteur 1.6, ignorant le point à $E = 0.238 \text{ MeV}$ qui s'écarte trop du reste de cet ensemble de données. En outre, nous prenons la moyenne des points rapportés dans la référence [Sza72] entre 180 keV et 100 keV et nous ignorons les deux points correspondants à $E_p = 0.055 \text{ MeV}$, $E_p = 0.073 \text{ MeV}$ qui s'écartent trop du reste des données. Enfin, les données anciennes des références [Bur50], [Rou79] ne sont pas modifiées. Finalement les données retenues pour cette analyse sont représentées sur la figure 3.2.

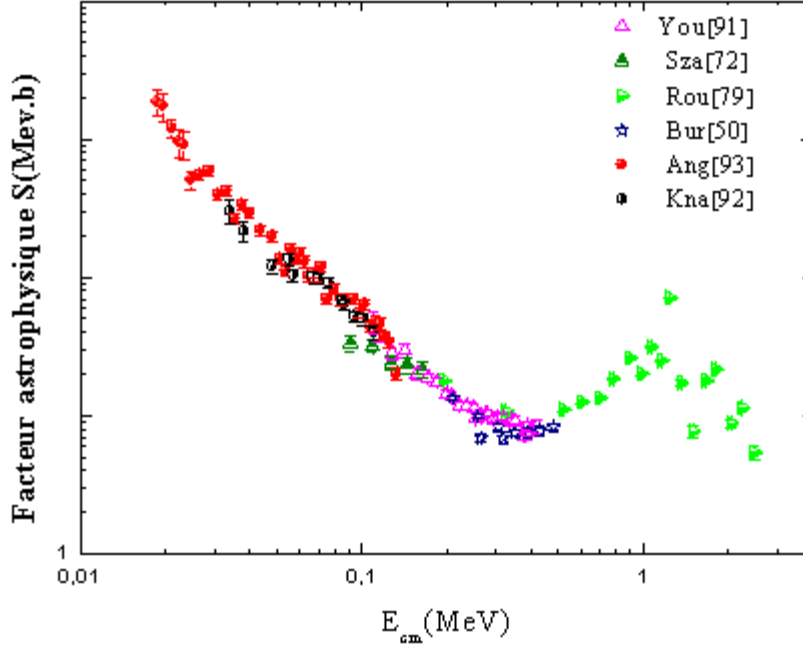


FIG. 3.2: Synthèse des résultats expérimentaux présentés précédemment en omettant ceux de G. J. Bach et al. [Bac55] et normalisant ceux de M. Youn et al. [You91] d'un facteur 1.6.

3.2 Evaluation du facteur de pénétrabilité de la barrière coulombienne et du facteur de déplacement

3.2.1 Calcul du facteur de pénétrabilité

L'extrapolation des sections efficaces (facteur astrophysique) dans la région des énergies stellaires nécessite une évaluation précise des pénétrabilités coulombiennes. Les ondes partielles ayant les moments angulaires les plus faibles ($\ell = 0, 1, \dots$) sont celles qui dominent le plus les sections efficaces des réactions sous coulombiennes ($E < B_c$).

En astrophysique nucléaire, l'expression de $P_\ell(E, R_N)$ couramment utilisée peut être calculée de façon exacte en passant par la solution de l'équation d'onde radiale. Nous avons effectué un calcul exact des pénétrabilités au moyen du code FCB incorporé comme sous-routine dans le code Matrice R at qui génère ces facteurs en terme des fonctions de Coulomb régulières, $F_\ell(E, R_N)$, et irrégulières, $G_\ell(E, R_N)$, soit :

$$P_\ell(E, R_N) = \frac{\rho_c}{F_\ell^2(E, R_N) + G_\ell^2(E, R_N)}. \quad (3.1)$$

On peut représenter le facteur de pénétrabilité de sorte à mettre en évidence sa forte dépendance en énergie [Abr72] :

$$P_\ell(E, R_N) = \exp(-2\pi\eta) Q_\ell(E, R_N) \quad (3.2)$$

$$\frac{P_\ell(E, R_N)}{\exp(-2\pi\eta)} = Q_\ell(E, R_N) \quad (3.3)$$

où :

$$\begin{cases} 2\pi\eta = \frac{b}{\sqrt{E}} \\ b = 0.989510 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu} \text{ (MeV}^{1/2}\text{)} \end{cases} \quad (3.4)$$

$b = 4.74$ pour les réactions $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$.

Nous avons ajusté les valeurs calculées de la fonction $Q_\ell(E, R_N)$ pour $\ell = 0, 1$ par un développement polynomial :

$$Q_\ell(E, R_N) = \sum_{k=0}^k a_k^\ell(R_N) E^k + o(E^k). \quad (3.5)$$

où $a_k^\ell(R_N)$ sont des coefficients dépendant du moment angulaire ℓ , du rayon nucléaire R_N , de l'ordre k du développement et de la gamme d'énergie considérée.

Les résultats de l'ajustement polynomial de la fonction $Q_\ell(E, R_N)$ de la voie d'entrée $p + ^{10}\text{B}$ dans les gammes d'énergie $\leq 0.2\text{MeV}$ et $\leq 1\text{MeV}$ pour l'onde s ($\ell = 0$) sont rapportés dans le tableau 3.1.

k	$a_k^\ell(R_N)$	<i>erreur</i>
1	$a_0 = 89,6$	1,2
	$a_1 = -39,6$	1,0
2	$a_0 = 111,8$	0,0
	$a_2 = -113,7$	0,4
	$a_3 = 42,3$	0,4
3	$a_0 = 110,9$	0,0
	$a_1 = -103,3$	0,6
	$a_2 = 16,2$	1,6
	$a_4 = 17,4$	1,0
4	$a_0 = 110,1$	0,0
	$a_1 = -86,7$	0,2
	$a_2 = -58,6$	0,9
	$a_3 = 133,8$	1,4
	$a_4 = -58,1$	0,7

Tab 3.1 : Les résultats de l'ajustement polynomial de la fonction $Q_\ell(E, R_n)$
pour l'onde s ($\ell = 0$) de la voie d'entrée $p + {}^{10}B$.

Les résultats du calcul exact de la fonction $Q_\ell(E, R_N)$ pour $\ell = 0, 1$ ainsi que ceux de l'ajustement polynomial de l'ordre $k = 1, 2, 3, 4$ sont montrés sur les figures 3.3, 3.4, 3.5 et 3.6. Nous rapportons également le calcul de la fonction Q_ℓ à des moments angulaires différents sur la figure 3.7.

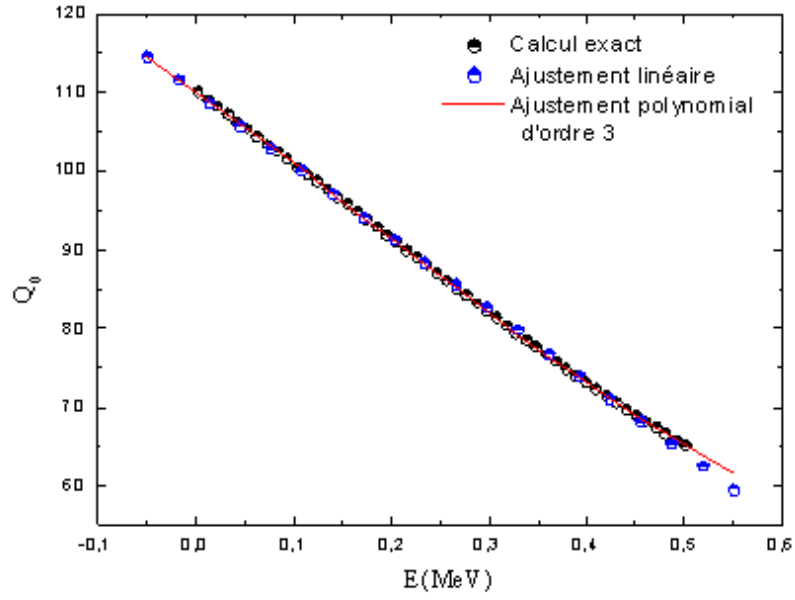


FIG. 3.3: Ajustements polynomiaux d'ordre 1 et 3 de la fonction $Q_0 = \frac{P_0(E)}{\exp(-2\pi\eta)}$ pour la voie d'entrée $p+^{10}\text{B}$ dans la gamme d'énergie inférieure à 0.5MeV .

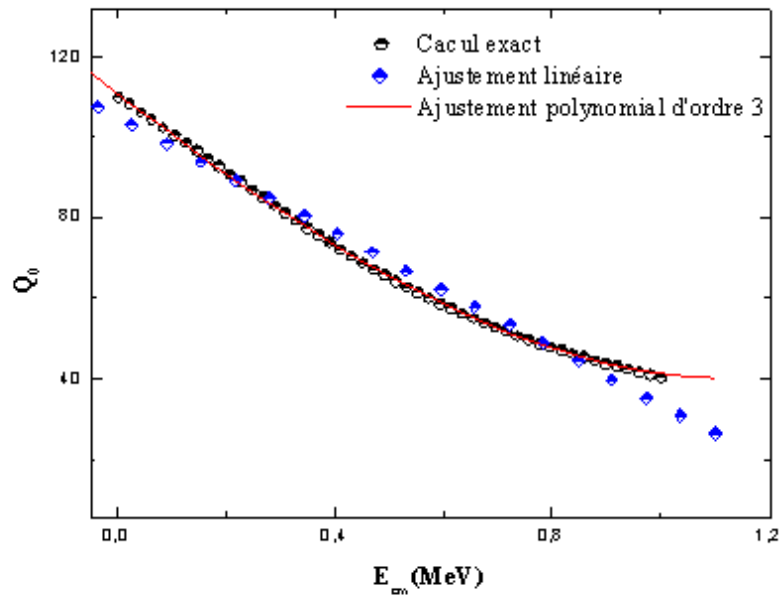


Fig 3.4 : Ajustements polynomiaux d'ordre 1 et 3 de la fonction $Q_0 = \frac{P_0(E)}{\exp(-2\pi\eta)}$ pour la voie d'entrée $p+^{10}\text{B}$ dans la gamme d'énergie $\leq 1\text{MeV}$.

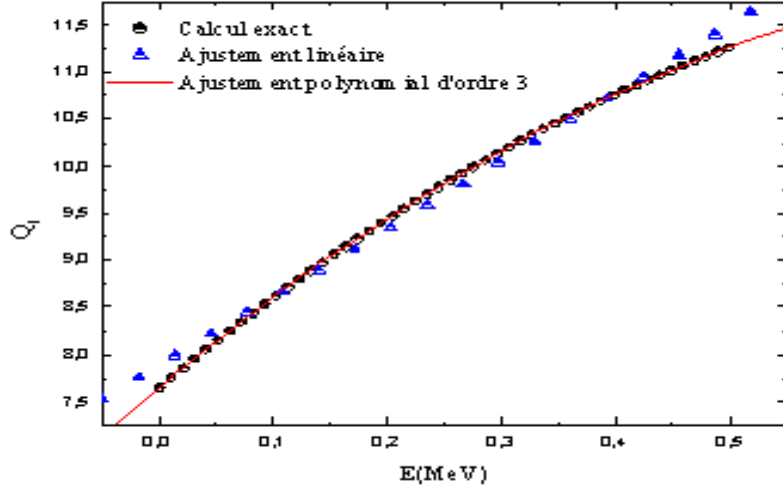


Fig 3.5 : Ajustements polynomiaux d'ordre 1 et 3 de la fonction $Q_1 = \frac{P_1(E)}{\exp(-2\pi\eta)}$ pour la voie d'entrée $p+^{10}\text{B}$ dans la gamme d'énergie inférieure à 0.5MeV .

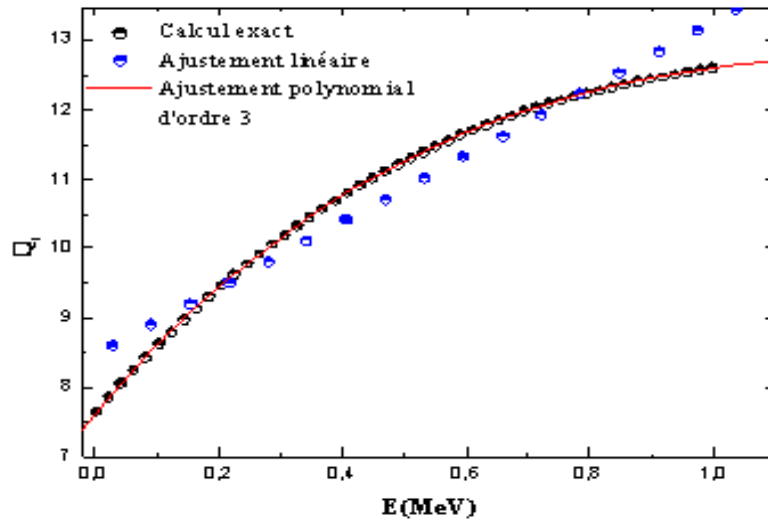


Fig 3.6 : Ajustements polynomiaux d'ordre 1 et 3 de la fonction $Q_1 = \frac{P_1(E)}{\exp(-2\pi\eta)}$ pour la voie d'entrée $p+^{10}\text{B}$ dans la gamme d'énergie inférieure à 1MeV .

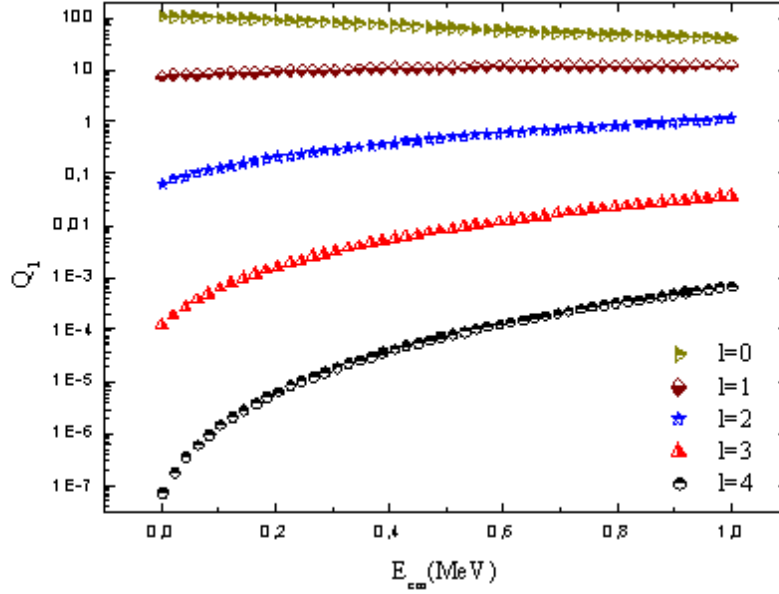


Fig 3.7 : La fonction Q_ℓ en fonction du moment angulaire orbital $\ell = 0, 1, 2, 3, 4$,

3.2.2 Calcul du facteur de déplacement

En raison de l'influence des effets coulombiens sur les résonances, celles-ci subissent un déplacement plus ou moins important par rapport à leur position réelle sur la fonction d'excitation. Il est donc indispensable de calculer le déplacement de niveaux, Δ_λ , relié aux énergies caractéristiques des niveaux, E_λ , et à l'énergie de résonance, E_R , par la relation suivante :

$$E_\lambda + \Delta_\lambda(E_R) - E_R = 0. \quad (3.6)$$

Le déplacement de niveaux peut s'exprimer par :

$$\Delta_\lambda(E_R) = -\sum_c D_c(E_R) \gamma_{\lambda c}^2 \quad (3.7)$$

où $\gamma_{\lambda c}^2$ est le carré de la largeur réduite du niveau λ pour la voie c , $D_c(E_R)$ est le facteur de déplacement exprimé en fonction du paramètre de raccordement b_c et des

fonctions de Coulomb $F_c(E_R)$ et $G_c(E_R)$ et leurs dérivées comme suit :

$$D_c(E_R) = \left[\rho_c \frac{F_c(E_R) F'_c(E_R) + G_c(E_R) G'_c(E_R)}{F_c^2(E_R) + G_c^2(E_R)} - b_c \right]_{R_N}. \quad (3.8)$$

Ce facteur dépend donc du paramètre de raccordement b_c , qui est arbitraire. Dans la littérature, plusieurs choix de b_c ont été adoptés : (i) $b_c = D_c(E_{R,\ell})$, $b_c = -\ell_c$ dans le cas d'une résonance pure et isolée, (ii) $b_c = D_c(E_{R,\lambda})$ dans le cas de plusieurs résonances ayant les mêmes caractéristiques de spin et parité J^π indicées par λ . Dans notre analyse, le déplacement de niveau a été calculé en adoptant $b_c = 0$ dans l'expression 3.8. les résultats de nos calculs pour $\ell = 0, 1, 2, 3$ sont rapportés sur la figure 3.8.

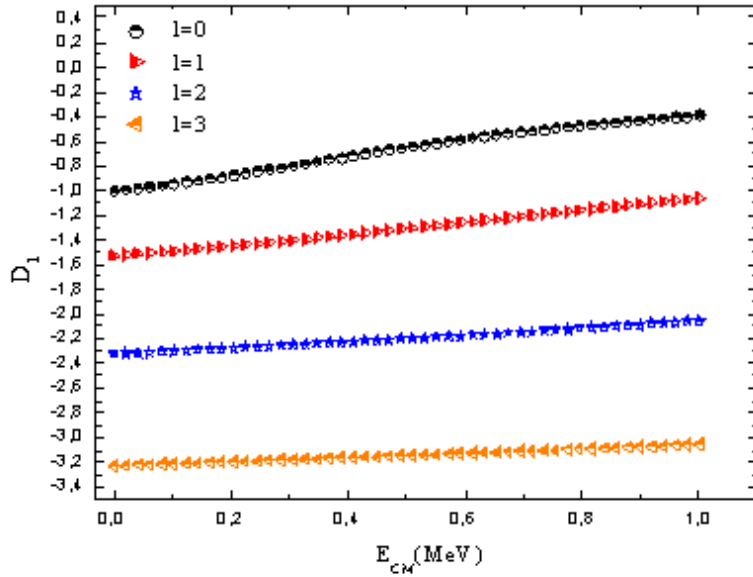


Fig 3.8 : Les résultats du calcul du facteur de déplacement D_ℓ en fonction du moment angulaire orbital $\ell = 0, 1, 2, 3$

3.3 Caractéristiques des états excités

3.3.1 Propriétés des niveaux excités

Le schéma sur la figure 3.9 représente un diagramme des niveaux d'énergie du noyau composé ^{11}C formé par la voie d'entrée $p + ^{10}\text{B}$. Un état excité de ce noyau à l'énergie d'excitation E_x , de spin et parité J^π , de largeur totale Γ_{tot} correspond à une résonance à l'énergie E_R sur la fonction d'excitation :

$$E_x = E_R + Q. \quad (3.9)$$

de mina

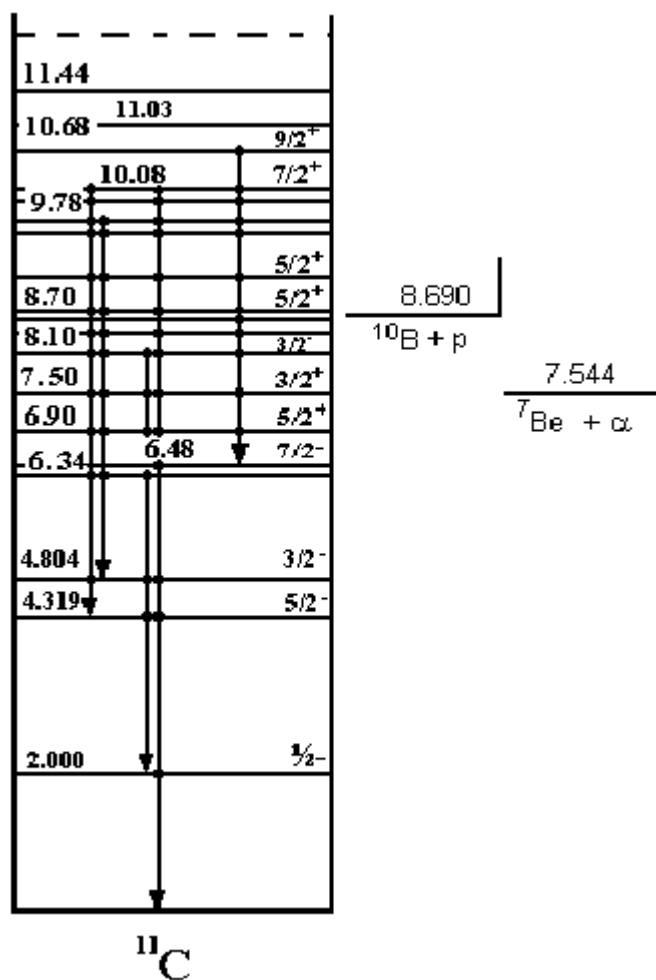


Fig 3.9 : Les niveaux d'énergie du noyau composé ^{11}C rapportés de la référence [Ajz85].

Nous rapportons dans le tableau 3.2 les caractéristiques des états excités du noyau composé ^{11}C prises de la compilation F. Ajzenberg-Selove [Ajz85] entre le seuil $p + ^{10}\text{B}$ et $E_p = 1.05\text{MeV}$, les paramètres entre parenthèses étant considérés comme incertains. Nous avons limité notre zone d'étude à la région E_p inférieure à 1MeV .

$E_R(\text{MeV} \pm \text{keV})$	$E_x(\text{MeV})$	J^π	$\Gamma_{lab}(\text{keV})$
0.010 ± 2	8.699 ± 10	$\frac{5}{2}^+$	16 ± 1
0.56 ± 60	9.20 ± 50	$\frac{5}{2}^+$	550 ± 100
1.05 ± 60	9.64 ± 50	$\left(\frac{3}{2}^-\right)$	230 ± 50

Tab 3.2 : Les paramètres des états excités du ^{11}C rapportés par la compilation d'Ajzenberg-Selove [Ajz85].

3.3.2 Conservation de spin et de parité J^π

Les caractéristiques d'un état composé sont obtenues en utilisant les lois de conservation du moment cinétique total J et de la parité π exprimées par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{s} + \vec{\ell} = \vec{J} = \vec{s}' + \vec{\ell}' \\ \pi_p \pi_{^{10}\text{B}} (-1)^\ell = \pi_J = \pi_\alpha \pi_{^7\text{Be}} (-1)^{\ell'} \end{cases} \quad (3.10)$$

où $\vec{s} = \vec{I}_p + \vec{I}_{^{10}\text{B}}$, $\vec{s}' = \vec{I}_\alpha + \vec{I}_{^7\text{Be}}$, $\vec{\ell}, \vec{\ell}'$ sont respectivement les spins et les moments angulaires orbitaux des voies d'entrée et de sortie. Les spins intrinsèques et les parités des particules en interaction $\vec{I}_p$, $\vec{I}_{^{10}\text{B}}$, $\vec{I}_\alpha$, $\vec{I}_{^7\text{Be}}$, π_p , $\pi_{^{10}\text{B}}$, π_α et $\pi_{^7\text{Be}}$ étant $1/2^+$, 3^+ , 0^+ , $3/2^-$, $1/2^-$, génèrent les spins $\mathbf{s}$ de la voie d'entrée et ceux des voies de sortie résumés dans le tableau Tab 3.3 ci-dessous :

Les voies de réactions	$\mathbf{s}$
$p + ^{10}\text{B}$	$5/2^+, 7/2^+$
$\alpha_0 + ^7\text{Be}$	$3/2^-$
$\alpha_1 + ^7\text{Be}^*$	$1/2^-$

Tab 3.3 : Spin et parité des voies de réaction impliquées dans le cadre de notre analyse.

Le tableau 3.4 donne les caractéristiques J^π des niveaux résonnants du noyau composé ^{11}C formés par les ondes incidentes $\ell \leq 4$, et les couples (ℓ, s) associés dans chaque voie de réaction.

Les voies de réactions	$p+^{10}\text{B}$	$\alpha_0+^7\text{Be}$	$\alpha_1+^7\text{Be}^*$
J^π	(ℓ, s)	(ℓ, s)	(ℓ, s)
$\frac{1}{2}^+$	$(2, 5/2^+)$ $(4, 7/2^+)$	$(1, 3/2^-)$	$(1, 1/2^-)$
$\frac{1}{2}^-$	$(3, 5/2^+)$ $(3, 7/2^+)$	$(2, 3/2^-)$	$(0, 1/2^-)$
$\frac{3}{2}^+$	$(2, 5/2^+)$ $(2, 7/2^+)$ $(4, 5/2^+)$ $(4, 7/2^+)$	$(1, 3/2^-)$ $(3, 3/2^-)$	$(1, 1/2^-)$
$\frac{3}{2}^-$	$(1, 5/2^+)$ $(3, 5/2^+)$ $(3, 7/2^+)$ $(5, 7/2^+)$	$(0, 3/2^-)$ $(2, 3/2^-)$	$(2, 1/2^-)$
$\frac{5}{2}^+$	$(0, 5/2^+)$ $(2, 5/2^+)$ $(2, 7/2^+)$ $(4, 5/2^+)$ $(4, 7/2^+)$	$(1, 3/2^-)$ $(3, 3/2^-)$	$(3, 1/2^-)$

Tab 3.4 : Les différentes combinaisons (ℓ, s) possible correspondant à un spin et parité d'un niveau du ^{11}C dans les voies de réaction $p + ^{10}\text{B}$, $\alpha_0 + ^7\text{Be}$, $\alpha_1 + ^7\text{Be}^*$.

3.4 Procédure d'ajustement

Les fonctions d'excitation théoriques pour les voies de réaction $(p, \alpha_{0,1})$ ont été calculées dans le domaine d'énergie $E_p \leq 1\text{MeV}$ par le formalisme de la matrice R

[Lan58], où les 3 premiers niveaux de ^{11}C rapportés dans le tableau ci-dessus (cf. Tab 3.4) ont été considérés. Elles ont ensuite été ajustées aux données expérimentales correspondantes dans le même domaine d'énergie en faisant varier les paramètres des résonances. A cet effet, le code de calcul élaboré précédemment dans notre laboratoire par M. Fouka a été utilisé.

3.4.1 Paramétrisation d'une résonance

Une résonance est caractérisée par un ensemble de grandeurs physiques qu'on peut considérer dans l'analyse comme paramètres ajustables si leurs valeurs sont inconnues :

- ★ L'énergie de résonance E_R ,
- ★ La largeur totale, $\Gamma_{\lambda tot}$, et Les largeurs partielles de niveau dans les voies d'entrée et de sortie, $\Gamma_{\alpha, \ell, s}$, $\Gamma_{\alpha', \ell', s'}$, respectivement.
- ★ Le moment angulaire orbital de l'onde partielle ℓ formant la résonance,
- ★ Les spins de voies $\mathbf{s}$,
- ★ Le spin et la parité J^π du noyau composé,
- ★ Les coefficients multiplicatifs de phase, $F_{\alpha\ell}$, qui sont indépendants de l'énergie et définis par :

$$\varphi'_{\alpha\ell}(E) = F_{\alpha\ell} \times \varphi_{\alpha\ell}(E) \quad (3.11)$$

où $\varphi_{\alpha\ell}$ est la phase potentielle prise égale à celle d'une sphère dure, et $\varphi'_{\alpha\ell}$ est la phase modifiée.

Les largeurs partielles des niveaux peuvent être exprimées en terme des amplitudes des largeurs réduites, $\gamma_{\lambda c}$, limitées par la largeur de Wigner-Teichmann $\gamma_{wc}^2 = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{\mu_c R_c^2}$ [Wig47], en terme de la quantité adimensionnelle, $\theta_{\lambda c}^2 = \frac{\gamma_{\lambda c}^2}{\gamma_{wc}^2}$, ou en terme des rapports d'embranchement, $\frac{\Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_{\lambda tot}}$.

3.4.2 Méthode d'ajustement et d'optimisation

Les paramètres de voies, fixés préalablement, notamment le paramètre de rayon à la valeur $r_0 = 1.45 \text{ fm}$ pour toutes les voies de réaction impliquées (p , α_0 , α_1), et les

paramètres initialement connus des niveaux du noyau composé ^{11}C pris des compilations de Ajzenberg-Selove [Ajz85] et NACRE [Angu99] ont été placés dans un fichier de données associé au programme principal. Dans une première étape, les paramètres de niveaux indépendants des voies (E_R , $\Gamma_{\lambda_{tot}}$, J^π) ont été maintenus fixes alors que les largeurs partielles ($\frac{\Gamma_{cs\ell}}{\Gamma_{tot}}$) ont été ajustés de sorte à obtenir un minimum d'écart entre les points expérimentaux et les courbes calculées.

Compte tenu de différentes combinaisons possibles des valeurs des paramètres, les conditions suivantes ont été adoptées :

- Les largeurs partielles ont été prises en terme des rapports d'embranchement pour limiter le domaine de choix de leurs valeurs ($\frac{\sum \Gamma_{cs\ell}}{\Gamma_{tot}} = 1$).
- Les signes de ces rapports (associés aux amplitudes de largeurs réduites) prennent une importance toute spéciale. En effet, des ambiguïtés de signes subsistent parfois et l'on doit vérifier la compatibilité des ces signes entre les différentes voies. Par conséquent, toutes les combinaisons possibles de ces rapports et de leurs signes seront examinées pour déterminer les largeurs partielles dans les différentes voies de réaction.
- Evaluer l'importance relative des différents rapports d'embranchement et retenir en première approximation les plus importants (ayant ℓ faible).
- Les termes d'interférence seront pris en compte pour les niveaux ayant les mêmes caractéristiques J^π .
- Pour effectuer une analyse assez minutieuse, il est nécessaire d'évaluer les phases potentielles qui paramétrisent le fond continu des courbes d'excitation. Aux basses énergies, celles-ci sont habituellement approchées par les phases de sphère dure qui revient à considérer le noyau comme une sphère de rayon R_c fixe.

3.4.3 Ajustement du facteur astrophysique

Après avoir estimé des valeurs premières pour les rapports d'embranchement avec les considérations précédentes, une analyse en moindres carrées a été entreprise. Elle a permis de trier les cas favorables qui ont ensuite été optimisés par une méthode automatique utilisant un test en $\chi^2(S)$ consistant à minimiser l'écart entre les points

expérimentaux, S^{Exp} , et les valeurs calculées, S^{th} , du facteur astrophysique. La fonction $\chi_i^2(S)$ pour chaque voie de réaction est définie comme suit :

$$\chi_i^2(S) = \sum_{k=1}^{k=N_p} w_{ik} \left(\frac{S_{i,k}^{th} - S_{i,k}^{Exp}}{\Delta S_{i,k}^{Exp}} \right)^2 \quad (3.12)$$

où $i \equiv p, \alpha_0, \alpha_1$ et k sont, respectivement, l'indice de voie et l'indice de l'énergie, w_{ik} étant le poids tenant compte de la distribution des points expérimentaux, qui est défini par :

$$\begin{cases} w_{ik} = |E_{i,k+1} - E_{i,k-1}| \times F_{i,k} \times N_i \\ w_{i,1} = w_{i,2} \text{ et } w_{i,n} = w_{i,n-1} \end{cases} \quad (3.13)$$

$F_{i,k}$ est un coefficient multiplicatif égal à 1 (ou 0) pour prendre en considération (ou non) la contribution du poids du $k^{ème}$ point expérimental, N_i est un facteur de normalisation.

Pour bien ajuster l'ensemble des paramètres considérés, il faut minimiser la fonction $\chi_{tot}^2(S)$ de toutes les voies de réaction considérées simultanément. Celle-ci est définie par la sommation sur les fonctions $\chi_i^2(S)$ relatives aux voies :

$$\chi_{tot}^2(S) = \sum_i \chi_i^2(S). \quad (3.14)$$

On peut ajuster ces paramètres de façon similaire en terme du facteur $R(E)$ qui dépend du rayon de la voie d'entrée, ce qui rend la fonction $\chi_{tot}^2(S)$ non significative. L'étape suivante réside dans le choix de la méthode numérique d'optimisation convenable à notre analyse. Il existe trois méthodes différentes, nous choisissons celle de partage en pas égaux. Malgré le fait que cette méthode ne soit pas très astucieuse, elle est facile, efficace et plus fiable. Elle consiste à partager un domaine approximatif d'un vecteur de paramètres P_i considéré $[P_i^{Min}, P_i^{Max}]$ en N_i intervalles à pas égaux.

$$h_i = \frac{1}{N_i} (P_i^{Max} - P_i^{Min}) \quad (3.15)$$

en effectuant un balayage du paramètre P_i , on obtient :

$$P_i(k_i) = P_i^{Min} + h_i \times k_i \quad (3.16)$$

où $k_i = 1, N_i$ pour $i = 1, n$ où n est le nombre des paramètres à ajuster.

Une itération complète d'un vecteur d'indices $(k_1, k_2, \dots, k_n)$ a un indice iT égale à :

$$iT = k_n + (k_{n-1} - 1) N_n + (k_{n-2} - 1) N_n N_{n-1} + \dots + (k_1 - 1) N_n N_{n-1} \times \dots \times N_2 \quad (3.17)$$

un calcul de la fonction χ^2 sera effectué pour chaque iT , on aura donc N_{tot} itérations qui égale à le produit des nombres d'itérations pour chaque paramètre :

$$N_{tot} = N_1 \times N_2 \times \dots \times N_n \quad (3.18)$$

l'itération correspondant à $\chi_{Min}^2(S)$ nous donne un paramètre P_i unique qui satisfait un écart réduit entre les points expérimentaux et le calcul théorique. De la sorte, on peut ajuster tous les paramètres libres cependant le nombre de ces paramètres est limité à 4 paramètres sinon la méthode perd sa rapidité et sa crédibilité, ce qui fait le seul inconvénient de cette méthode.

3.4.4 Ajustement des distributions angulaires

Les ajustements des données du facteur astrophysique $S(E)$ obtenus dans cette analyse étaient tout à fait satisfaisants. Toutefois la prise en compte des données des distributions angulaires dans l'analyse peut être d'un grand apport pour déterminer les valeurs des paramètres des niveaux nucléaires. A cet effet, nous avons aussi considéré les données expérimentales concernant les distributions angulaires $W(E, \theta)$: les seuls disponibles sont celles relatives à la voie (p, α_0) , mesurées par M. Youn et al. [You91]. La procédure suivante a été adoptée

- Conserver d'abord les paramètres de niveaux obtenus dans l'analyse précédente du facteur astrophysique.

• Rechercher les facteurs multiplicatifs de phase, $F_{\alpha\ell}$, et leurs signes (le facteur astrophysique étant indépendant des phases) en minimisant de façon similaire que précédemment la fonction $\chi_{tot}^2(W)$ associée aux distributions angulaires, soit :

$$\chi_{tot}^2(W) = \sum_i \sum_{j,k} \left(\frac{W_{th}(E_j, \theta_k) - W_{Exp}(E_j, \theta_k)}{\Delta W_{Exp}(E_j, \theta_k)} \right)^2 \quad (3.19)$$

où $i = \alpha_0$, j et k sont, respectivement, les indices de voie, d'énergie et d'angle expérimentaux.

• Réajuster les paramètres de niveaux en optimisant la fonction $\chi_{tot}^2(S, W)$ totale définie par la relation suivante :

$$\chi_{tot}^2(S, W) = \chi_{tot}^2(S) + \chi_{tot}^2(W) \quad (3.20)$$

3.5 Résultats et discussion

Finalement, nous avons obtenu des ajustements théoriques satisfaisants des données expérimentales pour le facteur astrophysique et les distributions angulaires. Ils sont rapportés, respectivement, sur les figures 3.10 et 3.11 pour $S(E)$ et sur les figures 3.14, 3.15 et 3.16 pour $W(E, \theta)$. Les paramètres de voie et de niveaux correspondant sont rapportés dans les tableaux 3.5, 3.6 ci-dessous.

Voie de réaction	r_{0c}	$\gamma_{Wc}(MeV^{1/2})$	F_{c0}	F_{c1}	F_{c2}
p + ^{10}B	1.45	1.8119	5	-5	1
α_0 + ^7Be	1.45	9.7787E-01	-5	5	1
α_1 + $^7\text{Be}^*$	1.45	9.7787E-01	1	1	1

Tab 3.5 : Paramètres de voies obtenus suite de notre analyse

J^π	λ	$E_\lambda (MeV)$	$E_R (MeV)$	$E_{ex} (MeV)$	$\Gamma_\lambda (keV)$	$\Gamma_\lambda^0 (keV)$
$\frac{5}{2}^+$	1	-3.413E-01	1.0000E-02	8.701	34.011	23.047
$\frac{5}{2}^+$	2	7.103E-01	7.1034E-01	9,670	751.690	319.42
$\frac{3}{2}^-$	1	9.500E-01	9.5000E-01	9,64	759.712	348.94

Tab 3.6 : Les paramètres de niveaux obtenus suite à notre analyse

Les niveaux excités de ^{11}C étudiés et identifiés suite à notre analyse sont rapportés dans le tableau 3.7 avec les paramètres de résonances correspondants.

E_R	J^π	voie	L	s	b_c	$\gamma_{\lambda c}$	$\theta_{\lambda c}$	$\Gamma_{\lambda c}/\Gamma_{tot}$
1.00E-02	$\frac{5}{2}^+$	p	0	2.5	-5.162E-01	5.016E-01	2.768E-01	5.305E-18
		α_0	1	1.5	-1.134	4.403E-01	4.502E-01	9.989E-01
		α_1	3	0.5	-3.285	5.204E-01	5.321E-01	1.041E-03
7.10E-01	$\frac{5}{2}^+$	p	0	2.5	-5.162E-01	-1.659E-01	-9.156E-02	-1.435E-02
		α_0	1	1.5	-1.134	8.274E-01	8.462E-01	9.556E-01
		α_1	3	0.5	-3.285	1.172	1.199	2.996E-02
9.50E-01	$\frac{3}{2}^-$	p	1	2.5	-1.083	1.543	8.516E-01	6.358E-01
		α_0	0	1.5	-5.974E-01	3.641E-01	3.724E-01	3.640E-01
		α_1	2	0.5	-2.133	2.223E-02	2.274E-02	1.605E-04

Tab 3.7 : Les niveaux excités de ^{11}C étudiés et identifiés dans notre analyse accompagnés par les paramètres de résonances correspondants

Une comparaison des principaux travaux entrepris dans le cadre de la réaction $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$ à des énergies $E_{cm} \leq 1MeV$ est présentée dans le tableau 3.8.

En premier lieu, les caractéristiques de spin et parité du troisième niveau située à $E_R = 0.560MeV$ ($E_x = 9.20MeV$) étant incertaines, nous avons pu les confirmer dans notre analyse. Du tableau 3.8, on peut dire, que les paramètres de niveaux E_R et Γ_{tot} pour le premier niveau ne sont pas très différents les uns des autres dans les références citées, excepté la valeur de Γ_{tot} obtenue dans notre analyse qui est un peu plus importante. Notons que pour le deuxième niveau, l'énergie de résonance obtenue est supérieure à

celles mentionnées dans les références [Ajz85], [Rih84] et [Rau96], alors que notre valeur de la largeur totale est moins importante que celles reportées dans les deux références [Ajz85] et [Rih84]. Pour le troisième niveau, les paramètres de niveaux E_R et Γ_{tot} sont en bon accord avec ceux de [Ajz85] et de [Rih84]. Les rapports d'embranchement sont peu reportés [Ang93] et [Rih84] pour la résonance à $E_R = 10keV$ et [Rih84] pour les deux autres résonances.

Références	J^π	$E_R (MeV)$	$\Gamma_{tot} (keV)$	Γ_p/Γ_{tot}	$\Gamma_{\alpha_0}/\Gamma_{tot}$	$\Gamma_{\alpha_1}/\Gamma_{tot}$
[Ajz85]	$\frac{5}{2}^+$	0.01	16	—	—	—
[Rih84]	$\frac{5}{2}^+$	0.01	16	3×10^{-17}	—	—
[You91]	$\frac{5}{2}^+$	0.01	16	—	—	—
[Rau96]	$\frac{5}{2}^+$	0.01	15	—	—	—
[Ang93]	$\frac{5}{2}^+$	0.01	15	0.6×10^{-18}	9.99E-01	-
[Tra04]	$\frac{5}{2}^+$	0.01	23.04	5.30E-18	9.98E-01	1.04E-03
[Ajz85]	$\frac{5}{2}^+$	0.560	550	—	—	—
[Rih84]	$\frac{5}{2}^+$	0.560	550	0.02	0.97	—
[You91]	$\frac{5}{2}^+$	—	—	—	—	—
[Rau96]	$\frac{5}{2}^+$	0.550	—	—	—	—
[Ang93]	$\frac{5}{2}^+$	—	—	—	—	—
[Tra04]	$\frac{5}{2}^+$	7.10E-01	319.42	-1.43E-02	9.556E-01	2.99E-02
[Ajz85]	$\left(\frac{3}{2}^-\right)$	1.05	230	—	—	—
[Rih84]	$\frac{3}{2}^-$	1.04	230	0.08	0.62	—
[Tra04]	$\frac{3}{2}^-$	9.50E-01	348.94	6.35E-01	3.640E-01	1.60E-04

Tab 3.8 : Résumé des principaux résultats antérieurs au présent travail

Les courbes d'excitation expérimentales utilisées ainsi que les meilleurs ajustements des facteurs multiplicatifs de phase F_{cl} , des rapports d'embranchement $\frac{\Gamma_{cs\ell}}{\Gamma_{tot}}$ et de leurs signes des deux voies de réaction α_0 et α_1 en terme du facteur astrophysique $S(E)$ et du facteur $R(E)$ (sans et compte tenus de l'effet d'écran électronique) sont montrés sur les figures 3.10, 3.11, 3.12 et 3.13.

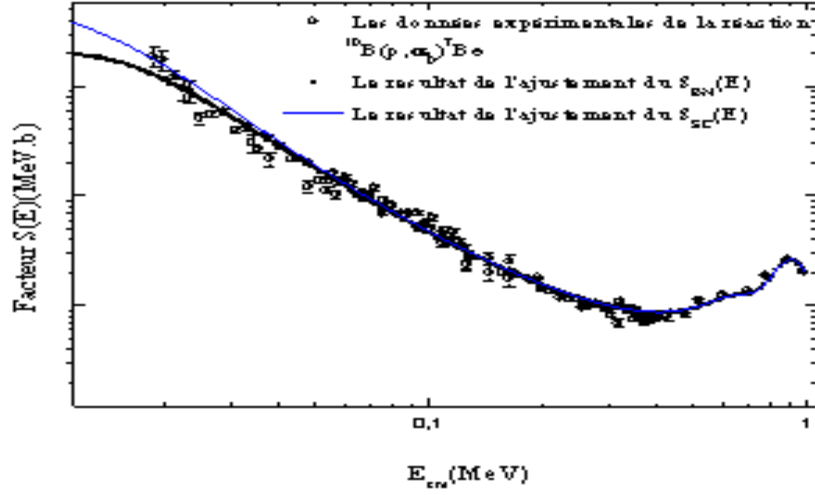


Fig 3.10 : Les résultats obtenus suite à nos ajustements des paramètres du facteur astrophysique $S(E)$ de la voie $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$.

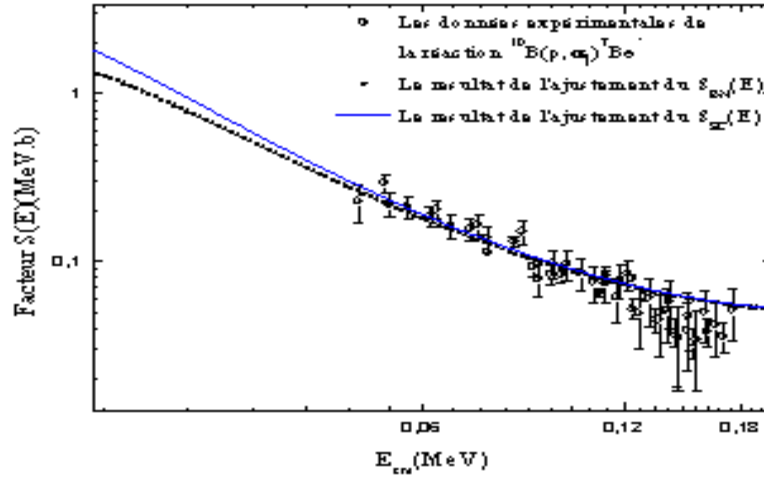


Fig 3.11 : Les résultats obtenus suite à nos ajustements des paramètres du facteur astrophysique $S(E)$ de la voie $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$.

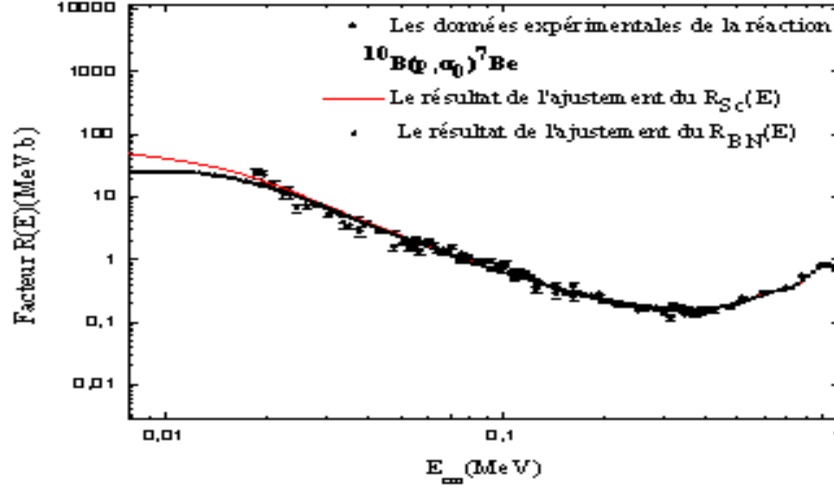


Fig 3.12 : Les résultats obtenus des ajustements des paramètres du facteur astrophysique $S(E)$ en terme du facteur $R(E)$ de la voie $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$.

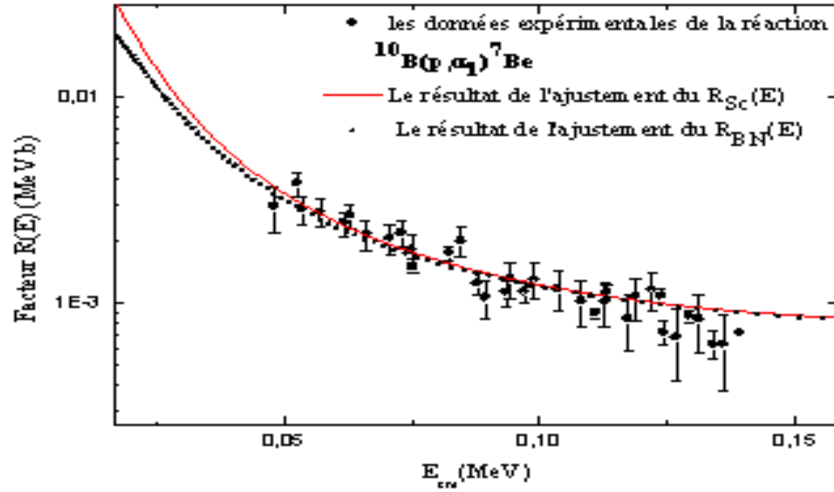


Fig 3.13 : Les résultats obtenus des ajustements des paramètres du facteur astrophysique $S(E)$ en terme du facteur $R(E)$ de la voie $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$.

Les distributions angulaires $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)$ de la voie de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ ont été mesurées par M, Youn et al. [You91] pour des angles arrières et angles avants pour 12 énergies comprises entre 153 et 420 keV, les données expérimentales sont illustrées sur les

figures 3.14, 3.15 et 3.16. Celles-ci ont été normalisées aux sections efficaces différentielles mesurées à $\theta_{choisit} = 140^\circ$, soit :

$$W(E, \theta) = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta_{choisit})} \quad (3.21)$$

Les courbes théoriques des distributions angulaires obtenues avec les mêmes paramètres qui ajustent le facteur astrophysique sont montrées sur les figures 3.14, 3.15 et 3.16.

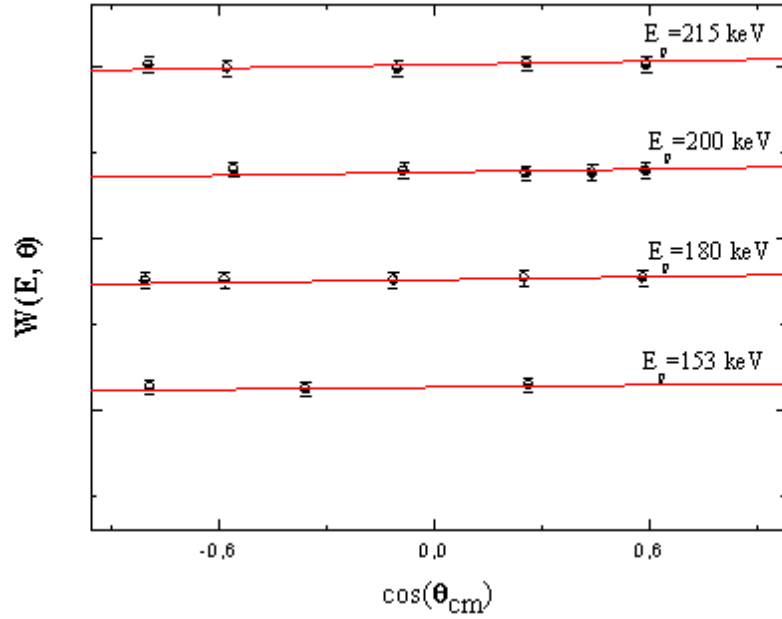


Fig 3.14 : Les distributions angulaires des particules α de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ pour les énergies 153, 180, 200 et 251 keV et ainsi que nos ajustements par la théorie de la matrice R.

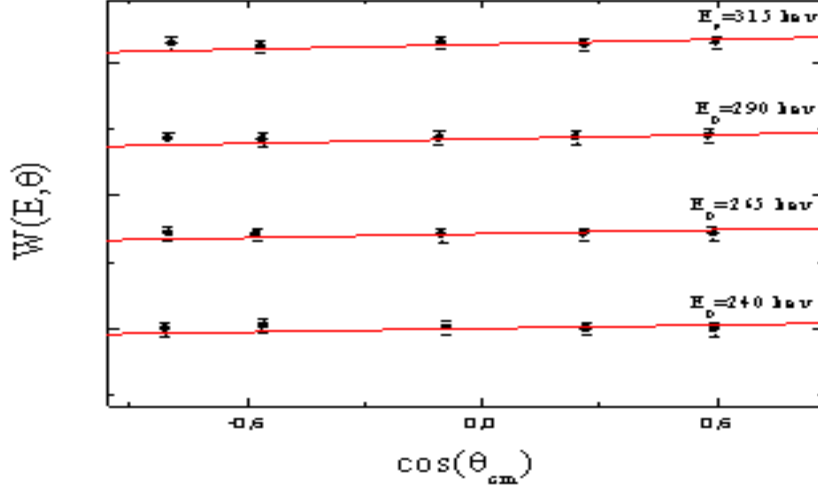


Fig 3.15 : Les distributions angulaires des particules α de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ pour les énergies 240, 265, 290 et 315 keV et nos ajustements par la théorie de la matrice R.

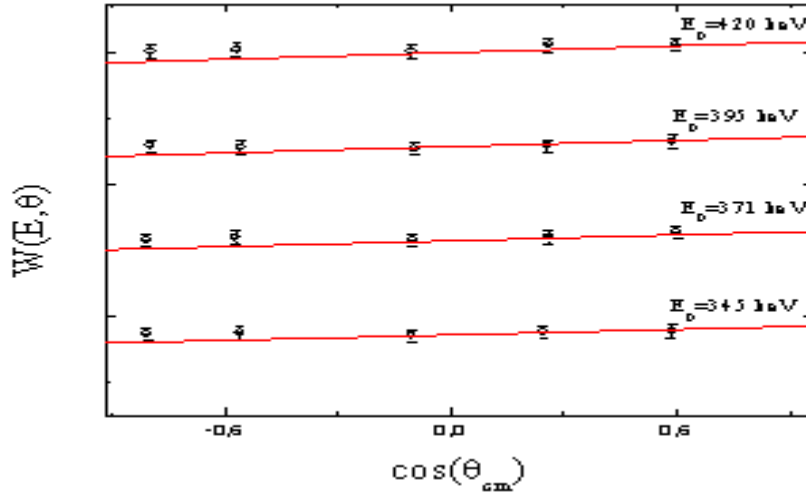


Fig 3.16 : Les distributions angulaires des particules α de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ pour les énergies 345, 371, 395 et 420 keV et nos ajustements par la théorie de la matrice R.

Nous remarquons que ces paramètres reproduisent aussi, en moyenne, de façon acceptable les données expérimentales des distributions angulaires. Toutefois, les courbes théoriques montrent un léger écart avec l'expérience aux énergies comprises entre 345

et 420keV et aux angles arrière, probablement dû aux erreurs systématiques. A partir de cette analyse, il nous apparait que les distributions angulaires de cette réaction sont plutôt isotropes sur le domaine d'énergie allant de 153keV jusqu'à 420keV contrairement aux suggestions avancées par M.Youn et al.[You91] qui suppose l'existence d'un niveau résonnant à 390keV . Nous avons, par contre, introduit un niveau à plus haute énergie ($E_R = 700\text{keV}$), rapporté avec les mêmes caractéristiques (voir tableau 3.2) dans la compilation F.Azenberg-Sélove [Ajz85].

Le but de notre analyse est d'extrapoler le facteur astrophysique $S(E)$ ainsi que le facteur $R(E)$ aux énergies expérimentalement inaccessibles pour les deux voies de réaction α_0 et α_1 . Les valeurs extrapolées à l'énergie zéro $S_{BN}(0)$ et $R_{BN}(0)$ sont rapportées dans le tableau 3.9 où elles sont comparées avec celles obtenues par C. Angulo et al. [Ang93] et T. Rauscher et al. [Rau96].

La voie de réaction	$S_{BN}(0)(\text{MeV.b})$	$R_{BN}(0)(\text{MeV.b})$
$^{10}\text{B}(\text{p},\alpha_0)^7\text{Be}$	1208.86 [present travail]	14.85 [pesent travail]
	946 [Rau96]	14.2 [Rau96]
	2100 [Ang93]	31.58 [Ang93]
$^{10}\text{B}(\text{p},\alpha_1)^7\text{Be}^*$	1.017 [present travail]	1.276E-02 [present travail]
	0.789 [Rau96]	1.187E-02 [Rau96]

Tab 3.9 : Les valeurs du facteur astrophusique et du facteur R du noyau nu extrapolées à l'énergie zéro obtenus de notre ajustement et rapportées par

T. Rauscher et al. et C. Angulo et al.

3.6 Etude de l'effet d'écran électronique

Au cours d'une collision nucléaire les électrons liés aux noyaux cibles cedent une partie de leur énergie au mouvement relatif nucléaire, alors l'écrantage électronique peut être défini par un échange d'énergie entre les degrés de libertés électroniques et le mouvement nucléaire. Cet effet se traduit par un accroissement de la section efficace

expérimentale par rapport à celle des noyaux nus, d'un facteur :

$$f_e(E) = \frac{\sigma(E)}{\sigma_{BN}(E)} = \frac{S(E)}{S_{BN}(E)} \quad (3.22)$$

Cette définition en terme du gain d'énergie conduit à l'évidence que la pénétrabilité d'une barrière coulombienne écrantée par un projectile d'énergie E est équivalente à celle d'un noyau nu traversée par le même projectile avec une énergie $E + U_e$, l'équation 3.22 se réécrit alors :

$$f_e(E) = \frac{\sigma_{BN}(E + U_e)}{\sigma_{BN}(E)} = \frac{S_{BN}(E + U_e)}{S_{BN}(E)} \frac{E}{E + U_e} \frac{\exp(-2\pi\eta(E + U_e))}{\exp(-2\pi\eta(E))}. \quad (3.23)$$

En adptant l'approximation $U_e \leq E$, l'expression du facteur d'écran $f_e(E)$ se réduit à :

$$f_e(E) = \exp\left(\pi\eta \frac{U_e}{E}\right) \quad (3.24)$$

Les points expérimentaux s'étendent jusqu'à $18keV$, ils sont donc affecter par l'écranage électronique qui va jusqu'à $40keV$. Pour extraire le facteur d'écran nous procédons à une étude basée sur les deux expressions 3.22 et 3.24 où l'énergie potentielle d'écran U_e est exprimée dans le programme principale élaboré au sein de notre laboratoire comme suit :

$$U'_e = F \times U_e \quad (3.25)$$

où F est un facteur multiplicatif est mis dans le fichier des données égal à 1(ou 0) prenant en compte (ou non) le facteur d'écran. Nous avons pris la valeur de U_e calculée théoriquement par le modèle de J. Lindhard [Lin68] comme valeur initiale. La valeur finale du potentiel d'écran électronique à laquelle nous aboutissons suite à notre ajustement égale à $U_e = 340eV$ s'accorde avec les valeurs prédites par les modèles atomiques. Les valeurs théoriques ainsi qu'expérimentales sont présentées dans le tableau 3.10.

Valeurs théoriques de U_e (eV)			Valeurs Expérimentales U_e (eV)		
[Lin68]	[Ben89]	[Ass87]	[Bec87]	[Ang93]	[present travail]
304	456	340	304	430 ± 80	340

Tab 3.10 : Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales du potentiel d'écran électronique U_e

Notons aussi que notre valeur de U_e est bon accord avec les valeurs expérimentales, particulièrement, celle de [Pet75] et [Ang91].

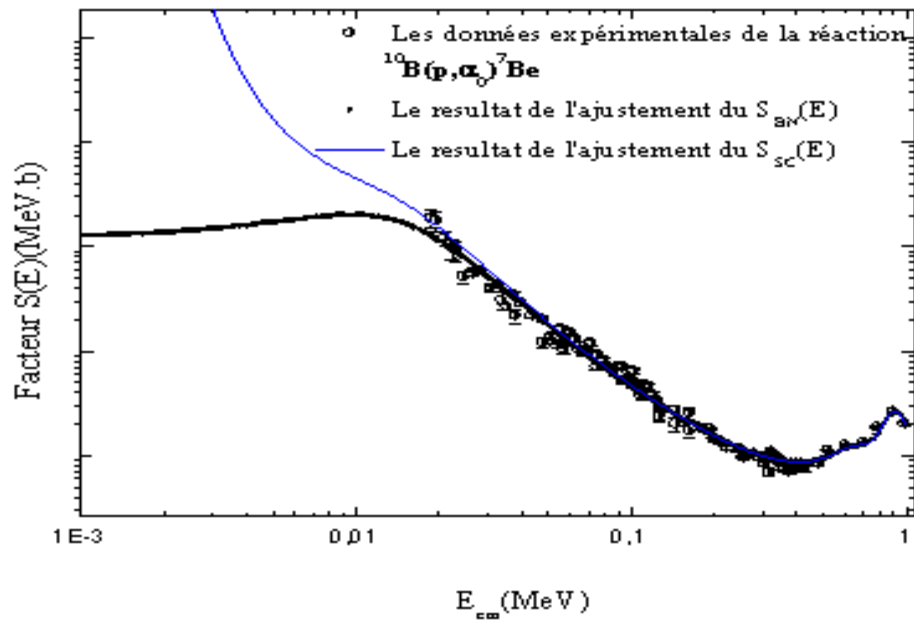


Fig 3.17 : L'extrapolation à très basses énergies du facteur astrophysique $S(E)$ de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$.

3.7. Détermination des taux des réactions nucléaires

$^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$

73

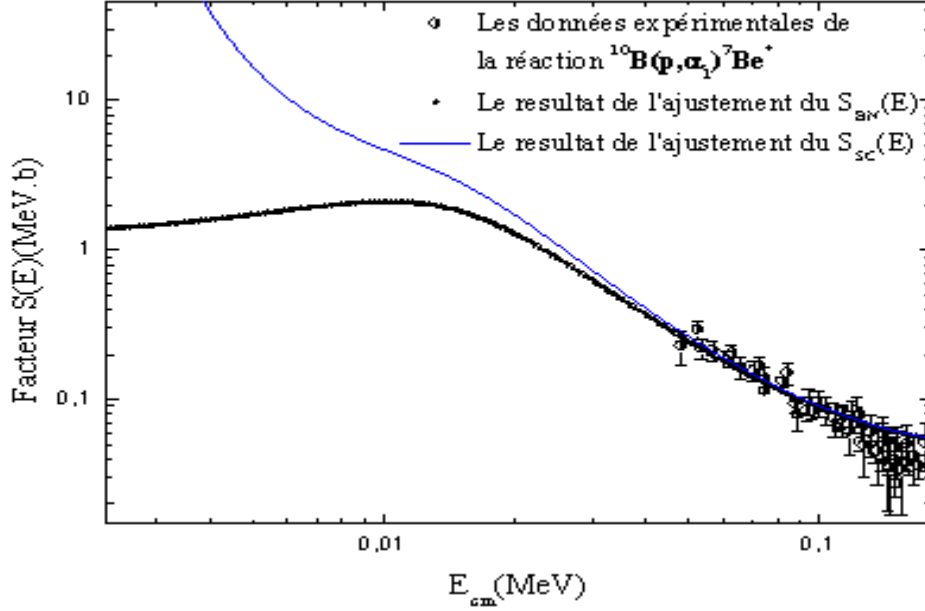


Fig 3.18 : L'extrapolation à très basses énergies du facteur astrophysique (E) de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$.

3.7 Détermination des taux des réactions nucléaires $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$

3.7.1 Calcul du taux de réaction

Vu l'importance que présente le taux de réaction dans l'évolution des abondances nucléaires dans les sites astrophysiques, nous avons calculé le taux, $N_A \langle \nu \sigma \rangle$, des deux voies de réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$ considérées dans notre travail à des températures stellaires T_9 comprises entre 0.003 et 10.

Ce calcul est effectué en injectant d'abord les valeurs des températures dans le fichier des données associé au programme principal qui effectuera un calcul numérique du taux

3.7. Détermination des taux des réactions nucléaires

$^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$

74

de réaction en utilisant l'expression décomposée comme suit [Fou04] :

$$N_A \langle \nu \sigma \rangle = \left[\frac{8}{\pi \mu} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{N_A}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} E_0 S(E_0) N(T) \int_0^{\infty} f(x, T) \Phi(x, T) dx, \quad (3.26)$$

avec

$$\Phi(x, T) = N(T) \exp \left(-\frac{\alpha_T}{\sqrt{x}} - \beta_T x \right), \quad (3.27)$$

où $N(T)$ est un facteur de normalisation exprimé par :

$$N(T) = \left[\int_0^{\infty} \exp \left(-\frac{\alpha_T}{\sqrt{x}} - \beta_T x \right) dx \right]^{-1}, \quad (3.28)$$

où : $\alpha_T = b/\sqrt{E_0} = \sqrt{E_G/E_0}$, $\beta_T = E_0/K_B T$ et $x = E/E_0$, E_0 est l'énergie effective correspondant au pic de Gamow, E_G est l'énergie de Gamow égale à b^2 .

et

$$f(x, T) = \frac{S(xE_0)}{S(E_0)} = 1 + \delta(x, T). \quad (3.29)$$

En exprimant l'expression 3.26 sous la forme d'un produit de deux fonctions :

$$N_A \langle \nu \sigma \rangle = \Lambda(T) \langle f \rangle_{\Phi} \quad (3.30)$$

$$= \Lambda(T) (1 + \langle \delta \rangle_{\Phi}) \quad (3.31)$$

où :

$$\Lambda(T) = \left[\frac{8}{\pi \mu} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{N_A}{(k_B T)^{\frac{3}{2}}} E_0 S(E_0) N(T), \quad (3.32)$$

donne l'ordre de grandeur du taux de réaction à une température donnée.

et

$$\langle f \rangle_{\Phi} = \int_0^{\infty} f(x, T) \Phi(x, T) dx = (1 + \langle \delta \rangle_{\Phi}), \quad (3.33)$$

est une fonction qui a une lente dépendance en température T_9 dans un domaine d'énergie $E_{Min} \leq E \leq E_{Max}$ qui doit être inclu entièrement dans le domaine d'énergie de notre

3.7. Détermination des taux des réactions nucléaires

$^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$

75

analyse $[0, 1]\text{MeV}$, ainsi la limite supérieure de l'intégrale 3.33 limite la validité des résultats du taux de réaction dans la gamme de température $T_9 = 0.01 - 10$ ne dépasse 1MeV .

La figure 3.19 représente la variation du taux de réaction de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ en fonction de la température T_9 , nous présentons également les résultats de calculs antérieurs du taux de réaction obtenus par d'autres groupes T. Rauscher et al. [Rau96], M. Youn et al.[You91] et G. R. Caughlan et al.[Cau85] et celui répertorié par la compilation de Nacré [Angu99]. Le taux de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ a été aussi calculé et présenté sur la figure 3.20.

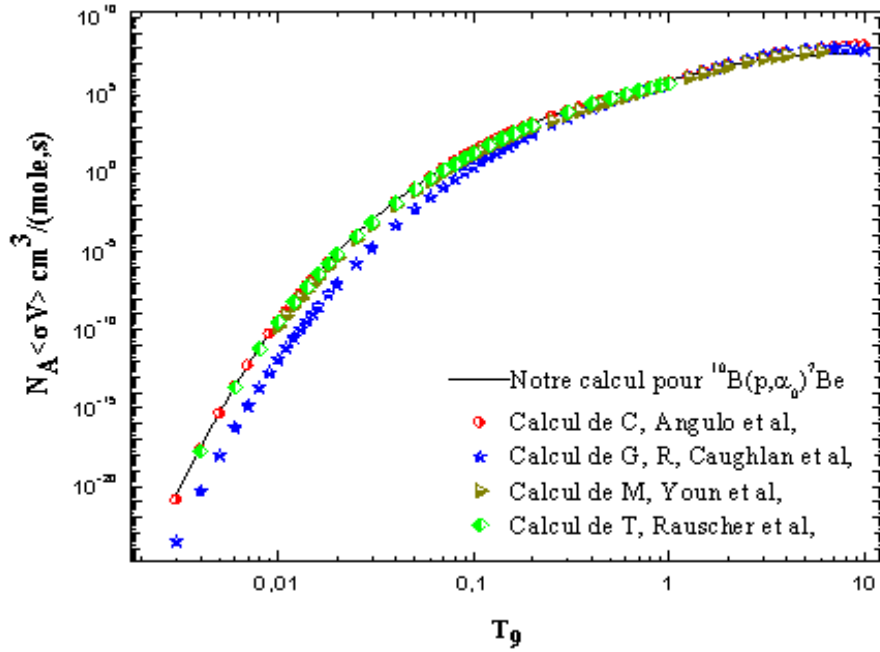


Fig 3.19 : La variation du taux de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ en fonction de la température T_9 comparée aux calculs des autres références [Ang93], [Rau96], [You91] et [Cau85].

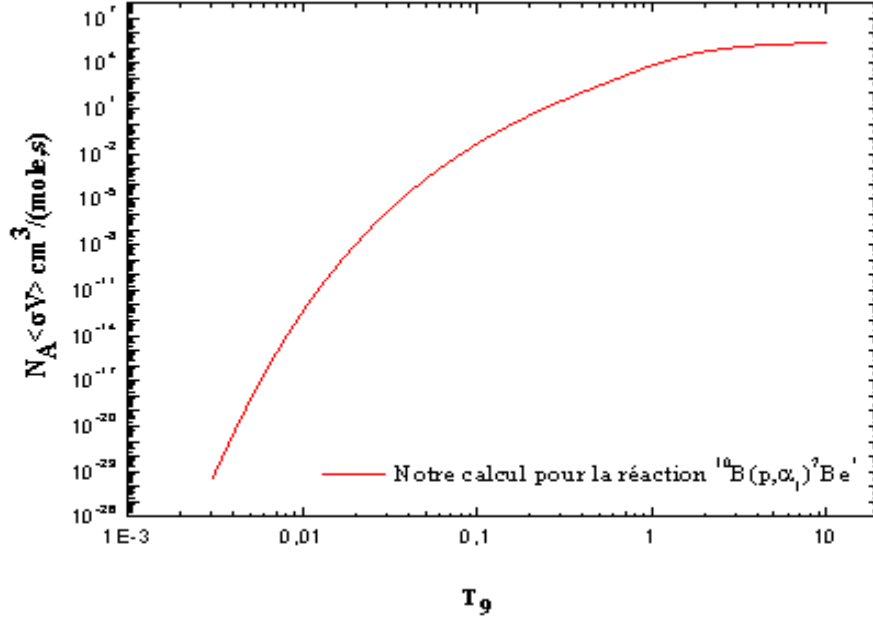


Fig 3.20 : La variation du taux de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_1)^7\text{Be}^*$ en fonction de la température T_9 .

3.7.2 Comparaison et discussion avec des résultats antérieurs

Nous rapportons sur la figure 3.21 les rapports de nos calculs du taux de la réaction $^{10}\text{B}(p, \alpha_0)^7\text{Be}$ à ceux déterminés dans références [Angu99], [Rau96], [You91] et [Cau85]. Ainsi, on peut distinguer deux régions d'énergie (deux gammes de températures) où le rapport du taux $N_A \langle \sigma v \rangle$ calculé dans ce travail à ceux calculés par C. Angulo et al. [Angu99] et T. Rauscher et al. [Rau96] présente des différences importantes

- La région d'énergies stellaires $E = 250\text{eV} - 1.6\text{keV}$ ($T_9 = 0.003 - 0.016$) correspondant à l'extrapolation par la théorie de la matrice R des données expérimentales où les taux de réaction de ces auteurs sont supérieurs au notre d'un facteur variant de 1 (à $E \sim 1.6\text{keV}$) à environ 1.7 ($E \sim 250\text{eV}$). Ceci devrait être directement lié, en principe, au

fait que le facteur $S(E)$ déterminé par ces auteurs est supérieur à celui déduit de notre analyse. Or T. Rauscher et al. [Rau96] rapportent un facteur $S(E)$ inférieur au notre dans cette région. Par conséquent, le taux calculé par ces derniers auteurs apparaît comme erroné. En effet, supposant que le rapport des facteurs astrophysiques $\frac{S_{BN}[\text{Tra04}]}{S_{BN}[\text{Ref}]}$ soit du même ordre de grandeur que celui des taux de réaction $\frac{N_A\langle\nu\sigma\rangle[\text{Tra04}]}{N_A\langle\nu\sigma\rangle[\text{Ref}]}$, on trouve $\frac{S_{BN}(3\text{keV})[\text{Tra04}]}{S_{BN}(3\text{keV})[\text{Rau96}]} = 1.33$ et $\frac{N_A\langle\nu\sigma\rangle(3\text{keV})[\text{Tra04}]}{N_A\langle\nu\sigma\rangle(3\text{keV})[\text{Rau96}]} = 0.73$, soit un désaccord non négligeable. Par contre, en comparant aux résultats C. Angulo et al. [Ang93], nous trouvons des valeurs concordantes des rapports précédents, respectivement, 0.6 et 0.58.

- Dans la gamme d'énergies stellaires $E = 1.6\text{keV} - 100\text{keV}$ ($T_9 = 0.016 - 1$) ces rapports présentent des fluctuations entre l'unité et 1.3 probablement liées à celles des points expérimentaux voir figure 3.10 .

Notons que le calcul du taux de réaction par M. Youn et al. [You91] n'a pas été effectué avec la même normalisation des données expérimentales que la notre. Ce calcul conduit à un écart d'un facteur 1.6 dans la gamme de température allant de $T_9 = 0.003$ jusqu'à $T_9 = 1$. Du fait que G. R. Caughlan et al. [Cau85] n'ont pas pris en compte la contribution de la résonance à $E_R = 0.01\text{MeV}$, un grand désaccord est observé entre nos valeurs du taux $N_A\langle\nu\sigma\rangle$ et celles calculées par ces auteurs dans toute la gamme de température allant de $T_9 = 1$ jusqu'à $T_9 = 0.003$, à cet dernière température l'écart atteint un facteur 250. Aux températures au voisinage de $k_B T = 100\text{keV}$, nous constatons que tous les rapports s'accordent globalement. En outre, dans la zone de température supérieure à $k_B T = 100\text{keV}$, la limite supérieure de l'intégrale 3.33 dépasse notre domaine d'analyse des données expérimentales ($E_{Max} > 1\text{MeV}$), ce qui conduit à un calcul non valide que nous l'avons pas présenter.

3.7. Détermination des taux des réactions nucléaires

$^{10}\text{B}(p, \alpha_{0,1})^7\text{Be}, ^7\text{Be}^*$

78

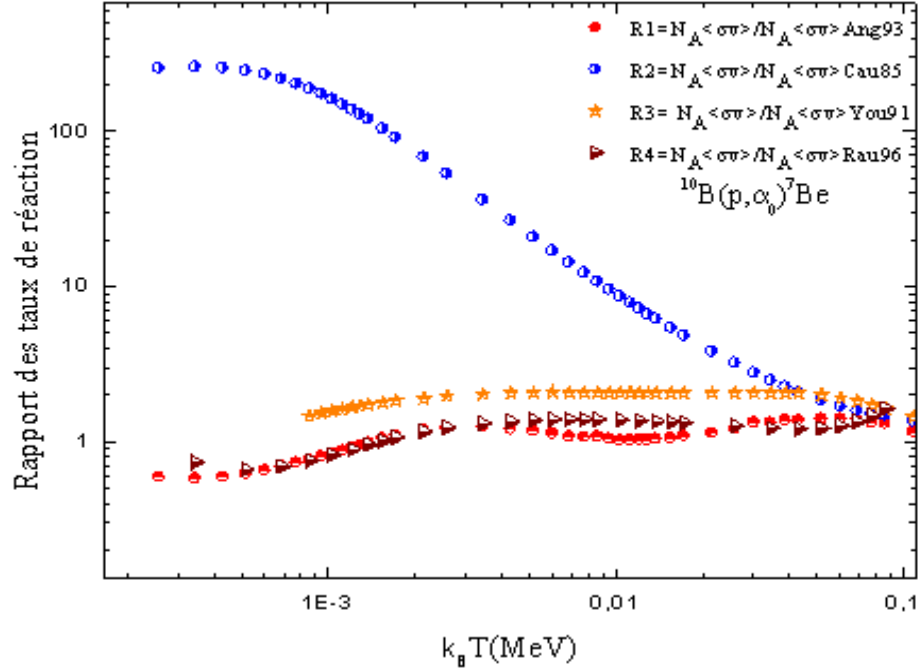


Fig 3.21 : L'évolution en fonction de l'énergie $k_B T$ des rapports du taux de réaction extrait de notre travail à ceux calculés par les références [Cau85], [Rau96], [You91] et [Angu99].

Conclusion

Dans ce travail, nous avons ré-analysé les réactions de fusion $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$ dans le cadre du mécanisme du noyau composé au moyen de la théorie de la matrice R. L'ensemble des données expérimentales mesurées antérieurement [Ang93], [Angu93], [Bur50], [Kna92], [Sza72], [Rou79], [You91] dans la zone des énergies thermonucléaires inférieures à $1MeV$ a été considéré. Notons que les données concernant la voie (p, α_1) sont disponibles seulement entre $E_p = 48keV$ et $175keV$ [Angu93]. Dans cette analyse, une attention particulière a été accordée à la région d'énergies stellaires $E \lesssim 100keV$ susceptible d'être fortement affectée par les effets combinés de l'écrantage électronique et de la résonance étroite mais intense située à $E_R \sim 10keV$ [Ang93]. Essentiellement, trois niveaux résonnants connus du noyaux composé ^{11}C pouvant influencer cette région d'énergie ont été pris en compte dans notre code, dont les paramètres, parfois signalés incertains [Ajz85], ont été variés pour ajuster les données expérimentales du

facteur astrophysique. Une étude détaillée de l'effet d'écran électronique $f_e(E)$ a aussi été effectuée, qui nous a permis de corriger le facteur astrophysique dont la partie nucléaire, $S_{BN}(E)$, a été utilisée pour extrapoler les données expérimentales à l'énergie zéro.

Des ajustements théoriques satisfaisants, qui décrivent simultanément, avec les mêmes paramètres, les données expérimentales du facteur $S(E)$ et des distributions angulaires $W(E, \theta)$ ont été obtenus. Cette analyse nous a conduit aux résultats suivants discutés précédemment :

- à confirmer l'existence d'une résonance d'onde s à $E_R = 10keV$ ayant les caractéristiques $J^\pi = \frac{5}{2}^+$, largeur totale $\Gamma_{tot} = 23.04keV$ et rapports d'embranchement

$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}} = 5.305E-18$, $\frac{\Gamma_{\alpha_0}}{\Gamma_{tot}} = 9.989E-01$, $\frac{\Gamma_{\alpha_1}}{\Gamma_{tot}} = 1.041E-03$. Cette résonance a pour effet de modifier très fortement le taux de réaction de CF88 [Cau88] aux énergies stellaires inférieures à $100keV$ (c.m.).

- à caractériser entièrement les deux autres niveaux considérés dans notre analyse mais rapportés dans la littérature avec des incertitudes notables sur les valeurs de leurs paramètres spectroscopiques : le niveau de caractéristiques $J^\pi = \frac{5^+}{2}$ situé à $E_R = 700keV$, de largeur totale $\Gamma_{tot} = 319.42keV$ (signalé précédemment [Ajz85] à $E_R = 560keV$ avec $\Gamma_{tot} = 550keV$), et le niveau de caractéristique $\frac{3^-}{2}$ à $E_R = 950keV$, de largeur totale $\Gamma_{tot} = 348.947keV$ (rapporté précédemment comme incertain en spin et parité [Ajz85] à $E_R = 1020keV$ avec $\Gamma_{tot} = 230keV$). Il est à noter que la considération d'une interférence constructive (non considérée dans les travaux antérieurs) entre les deux niveaux $\frac{5^+}{2}$ assure la reproduction correcte de l'allure expérimentale du facteur $S(E)$ sur toute la gamme d'énergie explorée.

- à extraire le potentiel d'écran électronique dans le domaine des basses énergies $U_e = 340eV$, résultat très concordant avec les valeurs expérimentales [Ang93] ainsi qu'avec celles prédites par les modèles atomiques [Ass87], [Ben89] et [Lin68].
- à une valeur extrapolée $S(0) = 1208.863$ keV.b du facteur $S(E)$ à l'énergie zéro sensiblement différente de celles rapportées dans la littérature par [Ang93] et [Rau96].

- à déterminer les taux des réactions $^{10}B(p, \alpha_0)^7Be$ et $^{10}B(p, \alpha_1)^7Be^*$ dans le domaine de températures $T_9 = 0.003 - 10$.

Ainsi, ce travail, nous a permis :

- de contribuer à lever les ambiguïtés concernant les valeurs des paramètres des niveaux nucléaires de ^{11}C produits dans les réactions $^{10}B(p, \alpha_{0,1})^7Be, ^7Be^*$,
- d'éclairer la situation concernant les mécanismes d'interaction aux énergies stellaires,
- d'améliorer notre connaissance des taux de ces réactions à travers des résultats pour $N_A < \sigma v >$ que nous estimons plus fiables.

La détermination du rapport d'abondance stellaire $^{10}B/^{7}Be$ peut être déduite par les

codes stellaires appropriés.

Il est hautement souhaitable que l'exploration expérimentale de la réaction $^{10}B(p, \alpha_1)^7Be^*$ soit complétée dans le domaine des énergies stellaires jusqu'à $E_p \sim 1MeV$.

Annexe A

Calcul exact du facteur de pénétration

Considérons un système constitué de deux particules de masses m_1 et m_2 interagissant via une force ne dépendant que de leur distance relative $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$, dérivant d'un potentiel $V(r)$.

En mécanique, l'étude d'un tel système est un problème à 6 dimensions. Afin de le simplifier, nous allons adopter le centre de masse de ces deux particules comme référentiel et scinder leur mouvement complexe en deux mouvements indépendants : le mouvement du centre de masse et le mouvement relatif, par analogie avec le traitement classique.

Rappelons que dans ce traitement, le mouvement relatif est celui d'une particule fictive dite particule relative.

Le centre de masse est caractérisé par sa masse M et son vecteur position $\vec{R}$ donnés respectivement par :

$$M = m_1 + m_2 \quad (\text{A.1})$$

$$\vec{R} = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{A.2})$$

La particule relative est caractérisée par une masse réduite μ et une position $\vec{r}$, définies respectivement par :

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (\text{A.3})$$

$$\vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \quad (\text{A.4})$$

Il est facile de montrer que l'équation de schödinger dans la nouvelle représentation $\{\vec{R}, \vec{r}\}$ s'écrit :

$$\left[\left(\frac{-\hbar^2}{2M} \Delta_R \right) + \left(\frac{-\hbar^2}{2\mu} \Delta_r + V(r) \right) \right] \varphi(\vec{R}, \vec{r}) = \xi \varphi(\vec{R}, \vec{r}) \quad (\text{A.5})$$

où Δ_R et Δ_r désignent respectivement les laplaciens associés aux coordonnées $\vec{R}$ et $\vec{r}$ et $\varphi(\vec{R}, \vec{r})$ sont les solutions propres de cette équation d'onde, qui sont de la forme :

$$\varphi(\vec{R}, \vec{r}) = \phi(\vec{R}) \Psi(\vec{r}) \quad (\text{A.6})$$

Les fonctions ϕ et Ψ satisfaisant respectivement aux équations séparées :

$$\frac{-\hbar^2}{2M} \Delta_R \phi(\vec{R}) = E_R \phi(\vec{R}) \quad (\text{A.7})$$

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \Delta_r + V(r) \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (\text{A.8})$$

L'énergie propre ξ du système total est la somme des énergies propres des systèmes partiels, soit : $\xi = E_R + E$.

L'équation A.7 montre que la particule associée au centre de masse du système est évidemment libre. Ses solutions $\phi(\vec{R})$ sont des ondes planes qui sont bien connus. par contre, l'équation A.8, qui concerne la particule relative, décrit le comportement du système des deux particules en interaction dans le référentiel du centre de masse. Elle est de ce fait la plus intéressante du point de vue physique. Ainsi le problème à deux corps se réduit à celui d'une seule particule soumise au potentiel $V(r)$, problème simple à trois dimensions qui se traite par la résolution de l'équation de schödinger A.8.

Le laplacien, s'exprime, en coordonnées polaires sphériques (r, θ, φ) par :

$$\Delta_r = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{L^2}{\hbar^2 r^2} \quad (\text{A.9})$$

Le terme L^2 , contenant entièrement la dépendance angulaire de Δ_r , est le carré de l'opérateur du moment cinétique, dont les fonctions propres sont les harmoniques

sphériques normalisées, $Y_l^m(\theta, \varphi)$ correspondants aux valeurs propres $\hbar^2 l(l+1)$.

utilisant la méthode de séparation des variables, on pose :

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{U(r)}{r} f(\theta, \varphi) \quad (\text{A.10})$$

où la partie angulaire $f(\theta, \varphi)$ peut être exprimée en terme des harmoniques sphériques $Y_l^m(\theta, \varphi)$ ou comme une combinaison linéaire des $(2l+1)$. La fonction d'onde totale $\Psi(\vec{r})$ peut alors être développée sous la forme :

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_{lm} A_{lm} \frac{U_l(r)}{r} Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (\text{A.11})$$

où les A_{lm} sont les coefficients du développement et $U_l(r)$, les solutions de l'équation d'onde radiale :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} (V(r) - E) \right] U_l(r) = 0 \quad (\text{A.12})$$

qu'on peut également l'exprimer comme suit :

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - \left(V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \right) \right] \right\} U_l(r) = 0 \quad (\text{A.13})$$

ramenant ainsi la résolution de A.8 à celle d'une équation de schödinger à une dimension commandées par le potentiel effectif $V_l(r)$ tel que :

$$V_l(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (\text{A.14})$$

Notons que le terme $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$ dénommé le potentiel centrifuge ou barrière centrifuge (son gradient a la même nature analytique qu'une force d'inertie centrifuge), est homogène à une énergie cinétique de rotation. La variation du potentiel $V(r)$ est représentée sur la figure A.1 .

La particule relative ressent en premier lieu l'influence du poteentiel coulombien dans les régions II et III ($r > R_n$) puis celle du potentiel nucléaire attractif dans la

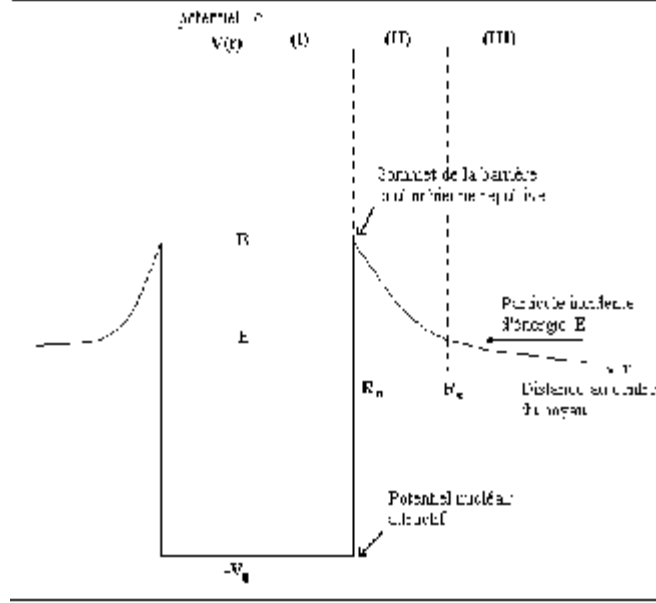


FIG. A.1: Variation avec r du potentiel total auquel est soumise la particule incidente de masse m et d'énergie E . Pour $r > R_n$, le potentiel est coulombien et correspond à une barrière de hauteur B ; pour $r < R_n$, le potentiel est nucléaire de profondeur $-V_0$.

région I ($r < R_n$). En approximant ce dernier par un puits carré de profondeur $(-V_0)$. L'équation A.12 se réécrit :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} - E \right) \right] U_l(r) = 0 \quad (\text{A.15})$$

En introduisant la quantité ρ définie par :

$$\rho = Kr \quad (\text{A.16})$$

avec

$$K^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2} \quad (\text{A.17})$$

L'équation A.15 devient :

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{l(l+1)}{\rho^2} - \frac{2\eta}{\rho} + 1 \right] U_l(r) = 0 \quad (\text{A.18})$$

où η et le paramètre de Sommerfeld exprimé par :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (\text{A.19})$$

où v est la vitesse relative du système.

Région II et III :

La solution générale U_l de l'équation A.18 dans la région $r > R_n$, est de type :

$$U_l(r) = C_l I_l + D_l O_l \quad (\text{A.20})$$

où $I_l(r)$ et $O_l(r)$ sont respectivement les ondes entrante et sortante de moment orbital l d'amplitudes C_l et D_l qui sont exprimées en terme des fonctions de Coulomb régulière, $F_l(\eta, \rho)$, et irrégulière, $G_l(\eta, \rho)$, comme :

$$I_l = (G_l - iF_l)e^{i\omega_l} \quad (\text{A.21})$$

et

$$O_l = (G_l + iF_l)e^{-i\omega_l} \quad (\text{A.22})$$

où ω_l est le déphasage coulombien, défini par :

$$\omega_l = \sum_{n=1}^l \arctg\left(\frac{\eta}{n}\right). \quad (\text{A.23})$$

Les fonctions de Coulomb satisfont la relation du Wronskien :

$$F'_l G_l - G'_l F_l = 1 \quad (\text{A.24})$$

entraînent une relation similaire entre I_l et O_l , soit :

$$I_l O'_l - I'_l O_l = 2i \quad (\text{A.25})$$

où l'indice "'" signifie la dérivée par rapport à ρ .

Région I

Dans cette région où $r < R_n$, l'équation A.12 prend la forme suivante :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + K^2 \right] U_l(r) = 0 \quad (\text{A.26})$$

en posant :

$$K^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2}(E + V_0) \quad (\text{A.27})$$

Du fait que V_0 est de l'ordre de plusieurs dizaines de MeV , K^2 est très grand par rapport à $\frac{l(l+1)}{r^2}$ pour des faibles valeurs de l ; On peut alors approximer l'équation A.26 par :

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + K^2 \right] U_l(r) = 0 \quad (\text{A.28})$$

Cette dernière admet la fonction d'onde $U(r)$ comme une solution, qui a la forme :

$$U(r) = Ne^{-ikr} + Me^{ikr}. \quad (\text{A.29})$$

Le coefficient N est pris comme étant l'amplitude de l'onde transmise et en supposant qu'aucune onde interne ne revient à la surface, nous prenons $M = 0$. On obtient alors :

$$U(r) = Ne^{-ikr} \quad (\text{A.30})$$

Ecrivant les conditions de continuité de la fonction d'onde radiale et de sa dérivée au point $r = R_n$, il vient :

$$U(R_n) = U_l(R_n) \quad (\text{A.31})$$

$$\left. \frac{\partial U}{\partial r} \right|_{r=R} = \left. \frac{\partial}{\partial r} U_l(r) \right|_{r=R} \quad (\text{A.32})$$

d'où l'on déduit :

$$C_l = \frac{N(kO'_l + iKO_l)}{k(I_lO'_l - I'_lO_l)} e^{-iKR_n} = \frac{N}{2ik} [kG'_l - KF_l + i(kF'_l + KG_l)] e^{-i(KR_n + \omega_l)} \quad (\text{A.33})$$

et

$$D_l = -\frac{N(kI'_l + iKI_l)}{k(I_lO'_l - I'_lO_l)}e^{-iKR_n} = -\frac{N}{2ik}[kG'_l + KF_l + i(kF'_l - KG_l)]e^{-i(KR_n - \omega_l)}. \quad (\text{A.34})$$

Les particules incidentes étant décrites par les ondes entrantes $C_l I_l$, le flux correspondant est le produit de la densité de probabilité $|C_l|^2$ par la vitesse $\frac{\hbar k}{\mu}$ de ces particules dans les régions II et III, il vaut :

$$\phi_{inc} = \frac{\hbar k}{\mu} |C_l|^2 \quad (\text{A.35})$$

De même, le flux correspondant à l'onde transmise est donnée par :

$$\phi_{trans} = \frac{\hbar K}{\mu} |N|^2 \quad (\text{A.36})$$

le coefficient de transmission T_l de la barrière de potentiel est donc donné par le rapport du flux transmis sur l'incident, nous obtiendrons :

$$T_l = \frac{K}{k} \left| \frac{N}{C_l} \right|^2. \quad (\text{A.37})$$

En utilisant les relations des amplitudes C_l et D_l on obtient l'expression finale de T_l :

$$T_l = \frac{4kK}{k^2(F_l'^2 + G_l'^2) + K^2(F_l^2 + G_l^2) + 2kK}. \quad (\text{A.38})$$

Dans le cas des réactions nucléaires à basse énergie, l'énergie E disponibles des particules est très petite devant V_0 , on a alors :

$$\frac{k^2}{K^2} = \frac{E}{E + V_0} \ll 1 \quad (\text{A.39})$$

Récrivons l'expression finale du coefficient de transmission T_l en injectant

l'approximation A.39 sous la forme :

$$T_l = \frac{4kR_n}{KR_n} \times \frac{1}{F_l^2 + G_l^2} \times \frac{1}{1 + \frac{(k/K)^2(F_l'^2 + G_l'^2) + 2k/K}{F_l^2 + G_l^2}} \quad (\text{A.40})$$

et en faisant tendre $\frac{k}{K} \rightarrow 0$ (puisque $\frac{k}{K} \ll 1$), cette dernière se réduit à :

$$T_l = \frac{4}{KR_n} \times \frac{\rho}{F_l^2 + G_l^2} \Big|_{r=R_n} = \frac{4}{KR_n} P_l(E) \quad (\text{A.41})$$

où

$$P_l(E) = \frac{\rho}{F_l^2 + G_l^2} \Big|_{r=R_n} \quad (\text{A.42})$$

est la pénétrabilité de la barrière de potentiel utilisée dans la théorie de la matrice R [Lan58].

Bibliographie

- [Abr72] M. Abramovitz, Handbook of mathematical tables (Doceer, New york) (1972)
- [Ajz85] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A433 (1985) 1 ; A392 (1983) 1.
- [Ang91] C. Angulo, : Diplomarbeit, Universidad de Sevilla (1991).
- [Ang92] C. Angulo, : Thesis, Universidad de Sevilla (1992)
- [Ang93] C. Angulo, S. Engstler, G. Raimann, C. Rolfs, W.H. Schulte et E. Somorjai, Z. Phys. A 345 (1993) 231.
- [Angu93] C. Angulo, W.H. Schulte, D. Zahnnow, G. Raimann, C. Rolfs, Z. Phys. A 345, 333 (1993).
- [Angu99] C. Angulo et al. Nuclear Physics. A656 (1999)
- [Ass87] H. J. Assenbaum, K. Langanke et C. Rolfs. Z. Phys. A237 (1987) 461.
- [Bac55] G. C. Bach and D. J. Livesey, Phil. Mag. 46 (1955) 824.
- [Bea99] H. Beaumevieille, A. Bouchemha, U. C. Tsam, C. R. Acad. Sci. Paris, Serie IIb 327(1999) 251-258.
- [Bec87] H. G. becker, C. Rolfs, H. P. Trautvetter : Z. Phys. A327, 341 (1987).
- [Ben89] G. Bencze. Nucl. Phys. A492,459 (1989).
- [Bel99] A. Belhout. These de magister (1999).
- [Bou99] A. Boughrara, H. Beaumevieille, S. Ouichaoui, Europhys. Lett. 48 (1999) 264-268.
- [Bur50] W. E. Burcham and J. M. Freeman, Philos. Mag. 40 (1950) 807; 41 (1950) 337.

- [Cam82] A. G. W. Cameron, in *Essays in Nuclear Astrophysics*, ed. C. A. Barnes, D. D. Clayton, and D. N. Schramm (Cambridge : Cambridge University Press, 1952), p.23.
- [Cau85] G. R. Caughlan, W. A. Fowler, M. J. Harris and B. A. Zimmerman, *At. Data Nucl. Data Tables*, 32 (1985) 197.
- [Cau88] G. R. Caughlan, W. A. Fowler, *At. Data Nucl. Data Tables*, 40 (1988) 283.
- [Cla68] D. D. Clayton, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis* (Mc Graw-Hill, New York, 1968).
- [Cro56] J. W. Cronin, *Phys. Rev.* 101 (1956) 298.
- [Fou04] M. Fouka. Thèse de magister. (2004).
- [Hoy85] F. Hoyler, H. Oberhummer, T. Rohwer, G. Staudt, and H. V. Klapdor, *Phys. Rev. C* 31, 17 (1985)
- [Kna92] F. Knape, Ph. D. thesis, Technical University Berlin, 1992; F. Knape, Private Communication.
- [Lan58] A. M. Lane et R. G. Thomas. *Rev. Mod.* 30 (1958) 257.
- [Lin68] J. Lindhard, V. Nielsen et M. Scharff. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 36 (1968) no. 10.
- [Ove62] J. C. Overley and W. Whaling, *Phys. Rev.* 128 (1962) 315.
- [Pet75] R. J. Peterson, C. S. Zaidins, M. J. Fritts, N. A. Roughton, C. J. Hansen : *Ann. Nucl. Energy* 2, 503 (1975).
- [Rau96] T. Rauscher et G. Raimann, *Phys. Rev. C* 53 (1996) 5.
- [Rih84] Y. Rihet, Thèse de doctorat, Strasbourg (1984).
- [Rou79] N.A. Roughton, M. J. Fritts, R. J. Peterson, C. S. Zaidins, C. J. Hansen : *At. Data Nucl. Data Tables* 23, 177 (1979).
- [Sar82] D. G. Sargood, *Phys. Reports* 93 (1982) 61.
- [Sza72] J. Szabo, J. Csikai and M. Varnagy, *Nucl. Phys. A* 195 (1972) 527
- [Tra04] Présent travail.

-
- [Wie83] M. Wiescher, R. N. Boyd, S. L. Blatt, L. J. Rybarcyk, J. A. Spizuoco, R. E. Azuma, E. T. H. Clifford, J. D. King, J. Gorres, C. Rolfs and A. Vlieks, Phys. Rev. C28 (1983) 1431
- [You91] M. Youn, H. T. Chung, J. C. Kim, H. C. Bhang, K. H. Chung, Nucl. Phys. A533, 321 (1991).
- [Zie80] J.F. Ziegler, in Handbook of stopping cross-sections for energetic ions in all elements , vol. 5 (Pergamon, New York, 1980)
- [Wig47] E. P. Wigner et L. Einsenbud. Phys. Rev. 72 (1947) 29.