

Université de Caen
Basse-Normandie

GANIL T 10 01



UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par

M. Antoine LEMASSON

soutenue le

20 Septembre 2010

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Fusion et réactions directes autour de la barrière Coulombienne avec le noyau riche en neutrons ^{8}He

MEMBRES du JURY :

M. Nicolas ALAMANOS	Directeur de recherche	CEA/IRFU	(***Rapporteur***)
M. Robert V. F. JANSSENS	Director, Physics Division	Argonne National Laboratory	(***Rapporteur***)
M. Christian BECK	Directeur de recherche	CNRS (IPHC)	
M. Bertram BLANK	Directeur de recherche	CNRS (CENBG)	
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur	Université de Caen	
M. Pieter VAN DUPPEN	Professeur	Katolieke Universiteit Leuven	
M. Navin ALAHARI	Directeur de recherche	CNRS (GANIL)	(***Directeur de thèse***)

UNIVERSITÉ DE CAEN BASSE NORMANDIE
U.F.R. de Sciences
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

T H È S E

Présentée par

M. Antoine LEMASSON

soutenue le

20 Septembre 2010

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Fusion et réactions directes autour de la barrière Coulombienne avec le noyau riche en neutrons ^{8}He

MEMBRES du JURY :

M. Nicolas ALAMANOS	Directeur de recherche	CEA/IRFU	(***Rapporteur***)
M. Robert V. F. JANSSENS	Director, Physics Division	Argonne National Laboratory	(***Rapporteur***)
M. Christian BECK	Directeur de recherche	CNRS (IPHC)	
M. Bertram BLANK	Directeur de recherche	CNRS (CENBG)	
Mme Francesca GULMINELLI	Professeur	Université de Caen	
M. Pieter VAN DUPPEN	Professeur	Katolieke Universiteit Leuven	
M. Navin ALAHARI	Directeur de recherche	CNRS (GANIL)	(***Directeur de thèse***)

Table des matières

1 Réactions autour de la barrière Coulombienne **1**

1.1 Collisions entre les noyaux . . . 1
1.2 Influence de la structure interne et interconnexion des voies de réaction . . . 3
1.3 Nouveaux horizons avec les noyaux exotiques . . . 6
1.3.1 Influence des propriétés exotiques sur les mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne . . . 7
1.3.2 Production de faisceaux d'ions radioactifs . . . 8
1.3.3 Défis expérimentaux pour l'étude des réactions . . . 10
1.3.4 Méthodes expérimentales pour l'étude des réactions . . . 11
1.3.5 Etat actuel des connaissances . . . 13
1.4 Fusion et réactions directes avec le noyau d'^{8}He . . . 15
1.4.1 Le noyau d'^{8}He . . . 15
1.4.2 La chaîne isotopique des Hélium . . . 16
1.4.3 Motivations de ce travail . . . 18

2 Méthodes et résultats expérimentaux **19**

2.1 Méthode des coïncidences X-γ pour la mesure de sections efficaces absolues . . . 20
2.1.1 Description de la méthode . . . 20
2.1.2 Validation de la méthode : étude de la fusion dans le système ^{6}Li+^{198}Pt . . . 21
2.1.3 Fonctions d'excitation de fusion dans les systèmes ^{6,7}Li+^{198}Pt . . . 29
2.1.4 Applications aux cas des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité . . . 31
2.1.5 Conclusion . . . 32
2.2 Expérience et résultats dans le système ^{8}He+^{197}Au . . . 33
2.2.1 Irradiation des cibles . . . 34
2.2.1.1 Dispositif expérimental . . . 34
2.2.1.2 Mesure de l'intensité du faisceau . . . 35
2.2.2 Comptage hors-ligne . . . 38
2.2.2.1 Dispositif expérimental . . . 38
2.2.2.2 Analyse des données . . . 40
2.2.3 Résultats . . . 44
2.2.3.1 Sections efficaces des produits d'évaporation et de fusion . . . 44
2.2.3.2 Sections efficaces de transfert de neutrons . . . 47
2.2.4 Sources d'incertitude . . . 48
2.2.5 Résumé . . . 49
2.3 Expérience et résultats dans le système ^{8}He +^{65}Cu . . . 51
2.3.1 Dispositif expérimental . . . 51
2.3.2 Analyse des données et résultats . . . 54
2.3.2.1 Intensité du faisceau . . . 54
2.3.2.2 Spectroscopie inclusive γ en ligne avec un faisceau radioactif . . . 55
2.3.2.3 Efficacité absolue γ . . . 58

2.3.2.4 Sections efficaces des produits lourds de réaction . . . 59
2.3.2.5 Sections efficaces de fusion et de transfert de neutrons . . . 61
2.3.2.6 Distributions angulaires pour la diffusion élastique . . . 62
2.3.2.7 Sections efficaces différentielles de transfert de neutrons $(1n+2n)$ . . . 64
2.3.2.8 Distributions angulaires dérivées de cassure de l'^{8}He . . . 70
2.3.2.9 Coïncidences triples neutron particules γ . . . 71
2.4 Conclusion . . . 73

3 Comparaison aux modèles de réaction 75
3.1 Modèles de réaction . . . 75
3.2 Fusion sous la barrière Coulombienne . . . 76
3.3 Comparaison des résultats avec les modèles dans les systèmes ^{8}He+ ^{197}Au et ^{8}He+ ^{65}Cu 80
3.3.1 Cadre général des calculs . . . 80
3.3.2 Système ^{8}He+^{197}Au . . . 81
3.3.3 Système ^{8}He+^{65}Cu . . . 84
3.3.4 Discussions . . . 89
3.4 Conclusion . . . 92

4 Analyse indépendante des modèles de réaction 93
4.1 Importance relative des transferts de un et deux neutrons avec le noyau Borroméen ^{8}He . 93
4.1.1 Limites inférieures pour le rapport σ_{2n}/σ_{1n} avec l'^{8}He . . . 94
4.1.2 Différence de survie entre les produits de transfert de deux neutrons ^{67}Cu et l'^{199}Au 96
4.1.3 Perspectives . . . 100
4.2 Effet tunnel avec les noyaux exotiques . . . 101
4.2.1 Comparaison au sein de la chaîne isotopique des Hélium . . . 101
4.2.2 Etude systématique de la fusion avec des noyaux légers faiblement liés . . . 103
4.3 Résumé . . . 105

5 Conclusions et perspectives 107

Annexes 109

A Diagrammes électroniques 111
A.1 Expérience ^{8}He + ^{197}Au . . . 111
A.2 Expérience ^{8}He + ^{65}Cu . . . 115

B Simulations Geant4 des détecteurs HPGe 117
B.1 Ingrédients des simulations . . . 117
B.2 Mesures des efficacités . . . 118
B.3 Détecteur planaire . . . 118
B.4 Détecteur Clover . . . 121

Bibliographie 127

Liste des publications issues de ce travail 141

Remerciements 143

CHAPITRE 1

Réactions autour de la barrière Coulombienne

En 1909, Geiger et Marsden [1] ont rapporté le comportement étrange des particules α (noyau d'^{4}He) diffusées par une feuille d'or. L'observation inattendue de particules α fortement déviées invalidait le modèle atomique de Thomson. Rutherford expliqua ces observations en proposant la présence d'un petit noyau de charge positive dans le centre de l'atome, tirant les premières conclusions sur la structure du noyau atomique [2]. Cette première étude de la diffusion élastique entre deux noyaux définit aussi le point de départ des études des mécanismes de réaction. Cent ans après l'expérience fondatrice de la physique nucléaire, la source radioactive de particule α et les écrans fluorescents utilisés par Geiger et Marsden ont été remplacés par des faisceaux d'ions stables et radioactifs produits auprès des accélérateurs et des systèmes de détections sophistiqués. Les réactions nucléaires permettent de sonder la matière et représentent l'outil indispensable à l'étude de la structure nucléaire.

1.1 Collisions entre les noyaux

Les collisions entre deux noyaux peuvent mener à différents processus. Sous l'influence du potentiel d'interaction, somme des potentiels nucléaire, Coulombien et centrifuge, les deux noyaux peuvent être diffusés (diffusion élastique), excités vers leur états intrinsèques (diffusion inélastique), échanger quelques nucléons (réaction de transfert) ou bien fusionner pour former un noyau composé (réaction de fusion). Dans une image semi-classique, il est fréquent d'utiliser le paramètre d'impact b pour distinguer les réactions directes et les réactions menant à la formation d'un noyau composé (fusion) (Voir Fig. 1.1(a)). Pour de grands paramètres d'impact correspondant à une distance importante entre les deux noyaux, l'effet de la force nucléaire est faible et les noyaux subissent principalement une diffusion Rutherford ou l'excitation Coulombienne. Pour des paramètres d'impact plus petits correspondant à des trajectoires d'effleurement, l'influence du potentiel nucléaire augmente et les réactions inélastiques et de transfert sont plus susceptibles de se produire. Pour les collisions les plus centrales, la probabilité que les noyaux se séparent est faible et les noyaux peuvent fusionner pour former un noyau composé.

L'importance relative des différents mécanismes de réaction dépend de nombreux facteurs parmi lesquels l'énergie du projectile et sa valeur relativement à la répulsion Coulombienne entre les deux noyaux. Le maximum du potentiel d'interaction pour $l = 0$ (voir Fig. 1.1(b)) entre les deux noyaux, appelé *barrière Coulombienne (V_B)*, établit la référence en énergie pour les études des mécanismes de réaction. Pour les énergies incidentes largement supérieures à cette barrière il est possible de décrire indépendamment les différentes voies de réactions. Lorsque l'énergie incidente est proche de la barrière Coulombienne, cette hypothèse d'indépendance des différents processus ne tient plus : le comportement d'un processus particulier (voie de réaction) ne peut plus être considéré séparément des autres. Dans le cadre de la théorie de la diffusion on parle alors de couplage entre les différentes voies de réaction [3]. L'effet des

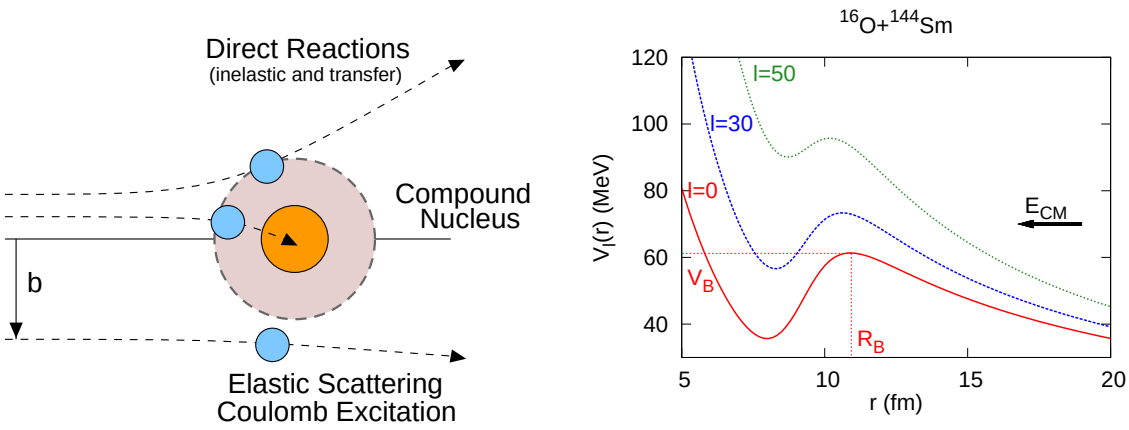


FIG. *1.1: (a) Représentation semi-classique de différents mécanismes de réaction en fonction du paramètre d'impact b. (b) Potentiel d'interaction pour le système ^{16}O+^{144}Sm pour différents moments angulaires relatifs l, V_B et R_B sont indiqués. La paramétrisation globale d'Akyüz-Winther pour le potentiel nucléaire est utilisée [7].*

couplages a déjà été mis en évidence à la fois pour la diffusion élastique et les réactions directes [3] mais aussi pour les sections efficaces de fusion [4, 5, 6].

Aux énergies autour de la barrière Coulombienne, le processus de fusion est le processus dominant. Afin de fusionner, l'énergie du projectile doit être suffisante pour dépasser la barrière Coulombienne pour que les noyaux soient capturés et forment un noyau composé. La présence d'une poche de fusion dans le potentiel d'interaction noyau-noyau permet de définir un critère simplifié pour la fusion : si le système atteint la poche de fusion, il est capturé et forme un noyau composé. Si l'énergie du projectile est inférieure à la hauteur de la barrière Coulombienne, la fusion est gouvernée par la possibilité de passer la barrière par effet tunnel. Lors de la diffusion du projectile par cette barrière de potentiel unidimensionnelle, le flux qui est transmis à travers la barrière par effet tunnel est assimilé à la fusion et le flux réfléchi constitue l'ensemble des réactions directes (diffusion élastique et inélastique, transfert). Le paramètre d'impact b est relié au moment angulaire relatif l par la formule $bp = (l+1/2)\hbar$, où p correspond au moment relatif. On obtient alors une description équivalente dans l'espace des l et la section efficace de fusion peut être exprimée sous la forme d'un développement en ondes partielles :

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\,T_l(E)$$

où μ est la masse réduite du système et $T_l(E)$ correspondent aux coefficients de transmission à travers la barrière. Dans une approche simple, les noyaux sont considérés comme ponctuels et le potentiel d'interaction ne dépend que de la distance relative r entre les deux noyaux. Ce modèle est alors qualifié de modèle de pénétration d'une barrière unidimensionnelle (One dimensionnal Barrier Penetration Model - 1D-BPM). Si l'on assimile la barrière à une parabole inversée, on peut alors montrer que les coefficients valent $T_l(E) = \left[1+exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}\left(V_B - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R_B^2}E\right)\right)\right]^{-1}$ [8]. On voit alors que ces coefficients dépendent exponentiellement de la barrière Coulombienne (V_B) et la section efficace de fusion est donc particulièrement sensible aux propriétés de la barrière Coulombienne.

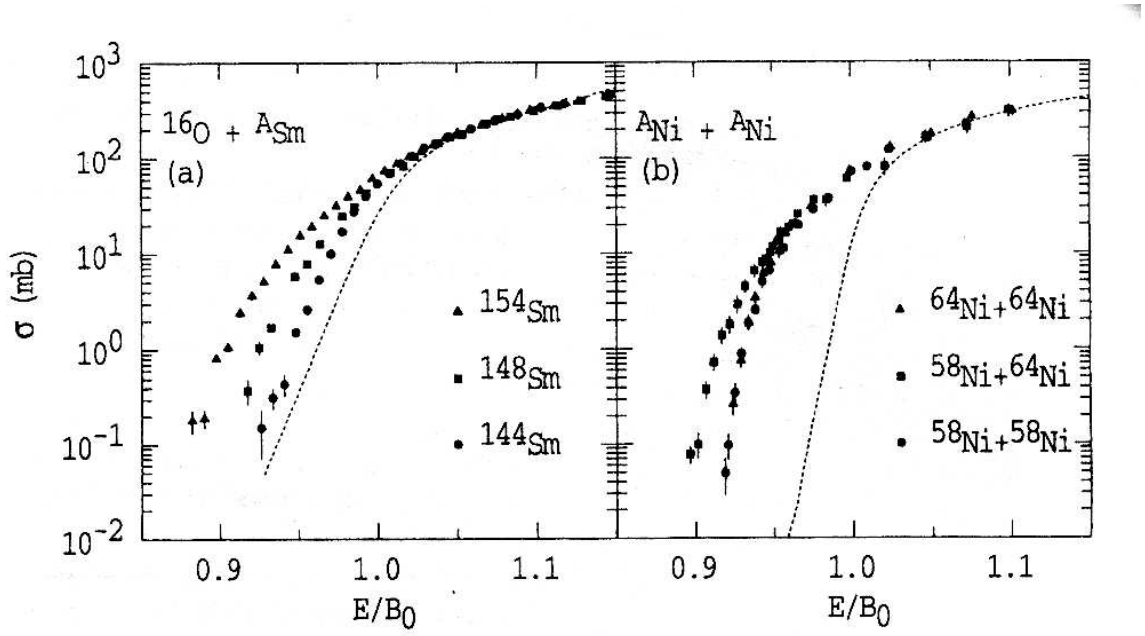


FIG. *1.2: Fonctions d'excitation de fusion réduites (voir texte) pour les systèmes* $^{16}O+^{144,148,154}Sm$ *(a) et* $^{58,64}Ni+^{58}Ni$ *(b). Figure extraite de la référence [6]. Les lignes pointillées correspondent aux prédictions du modèle 1D-BPM.*

1.2 Influence de la structure interne et interconnexion des voies de réaction

En général, les noyaux qui participent à une collision subissent des excitations internes et des transferts de particules qui peuvent affecter la section efficace de fusion. Dans ce cas, le processus de réaction implique la participation de différents degrés de liberté internes qui doivent être inclus dans la description de la réaction.

A la fin des années 1970, plusieurs mesures de sections efficaces de fusion sous la barrière Coulombienne, dépassant de plusieurs ordres de grandeur les prédictions du modèle unidimensionnel, ont illustré la nécessité d'une description du processus de fusion qui tient compte de la structure interne des noyaux qui entrent en collision. Le travail pionnier de Stockstad *et al.* [9] constitue un exemple caractéristique d'augmentation importante de la section efficace de fusion dans les systèmes $^{16}O+^{144,148,154}Sm$. La figure 1.2(a) représente les sections efficaces de fusion pour ces systèmes tracées en fonction de l'énergie relative à la barrière Coulombienne du système (E/V_B) afin prendre en compte les effets associés aux différentes dimensions des systèmes. Les sections efficaces sous la barrière Coulombienne mesurées dans les systèmes $^{16}O+^{144,148,154}Sm$ montrent une augmentation relative des sections efficaces avec l'augmentation du nombre de neutrons. Ces observations peuvent être expliquées de façon géométrique en considérant la forte déformation du ^{154}Sm comparé au ^{144}Sm sphérique. Le potentiel nucléaire est différent selon l'orientation relative entre les partenaires de la réaction et le potentiel d'interaction ne dépend plus d'une seule dimension (la distance relative entre noyau) et d'autres degrés de liberté internes doivent être pris en compte (comme par exemple l'orientation des noyaux dans ce cas).

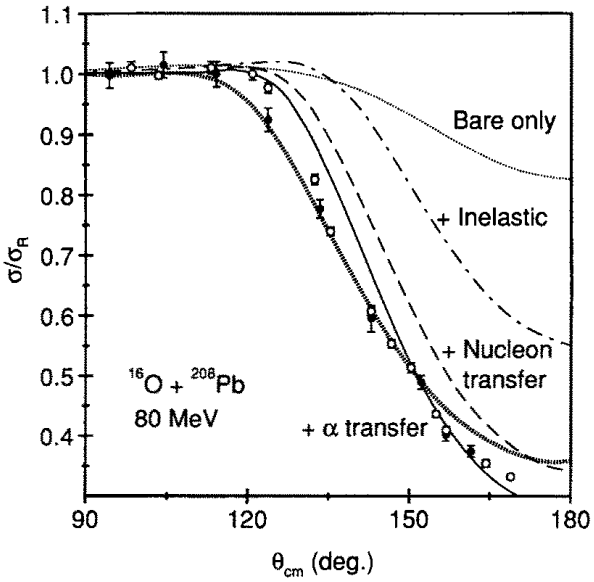


FIG. *1.3: Distribution angulaire pour la diffusion élastique pour le système* ^{16}O+^{208}Pb *à* $E_{lab} = 80$ *MeV. Les différentes courbes illustrent les effets des couplages aux différentes voies de réaction (inélastique, transfert de nucléons et de particules* α*) sur la diffusion élastique relativement au calcul sans couplage ("bare"). Figure extraite de la Réf. [11].*

Les travaux de Balentekin *et al.* [10] ont également illustré les limitations du modèle unidimensionnel en tentant d'extraire un potentiel d'interaction effectif en inversant les sections efficaces de fusion mesurées. Pour les systèmes les plus lourds, cette procédure mène à l'extraction de potentiels non physiques démontrant que le désaccord entre les données expérimentales et le modèle ne pouvait être simplement attribué à une mauvaise paramétrisation du potentiel nucléaire. L'hypothèse simpliste de noyaux inertes et sphériques interagissant à travers un potentiel unidimensionnel n'est donc pas suffisante pour décrire la fusion des noyaux et il apparaît nécessaire d'inclure les différents degrés de liberté internes dans la description des collisions. Cette approche est alors équivalente à la description de la fusion par la pénétration d'une barrière de potentiel "multi-dimensionnelle" par effet tunnel.

L'interconnexion forte entre la structure interne et le mécanisme de fusion illustré par de nombreux résultats expérimentaux [4, 5, 6] suggère l'utilisation d'une approche en voies couplées, pour décrire les collisions entre les noyaux autour de la barrière. Les différentes voies de réaction comme la diffusion élastique, la diffusion inélastique, le transfert et la fusion ne sont alors plus indépendantes. Un jeu d'équations doit être résolu pour obtenir les fonctions d'ondes de chaque voie de réaction. Cette approche apparaît comme une voie naturelle pour introduire la structure des noyaux dans la description des réactions (on peut montrer par exemple que l'influence de la déformation évoquée au dessus est équivalente au couplage de la voie d'entrée à la bande rotationnelle dans le noyau cible). Formellement, la fonction d'onde totale du système contient à la fois la voie d'entrée ainsi que l'ensemble des voies de sortie possibles. Les différentes voies sont connectées par les facteurs de forme qui reflètent par exemple la probabilité d'exciter les noyaux ou de transférer des nucléons. L'influence des couplages sur la diffusion élastique est illustrée par la figure 1.3 qui montre la section efficace différentielle pour la diffusion élastique dans le système ^{16}O+^{208}Pb [11]. Les calculs en voies couplées CRC (Coupled Reaction Channels) mettent en

lumière les effets importants du couplage entre la diffusion élastique et les voies de réaction inélastique et de transfert.

Une approche simplifiée en voies couplées a été utilisée par Dasso *et al.*, pour expliquer l'augmentation des sections efficaces de fusion sous la barrière Coulombienne [12, 13]. Dasso *et al.* ont montré que la solution du système revient à diagonaliser le Hamiltonien pour obtenir les valeurs propres du système. Ces valeurs propres peuvent être associées à la redistribution de la barrière initiale en un ensemble de barrières. Certaines de ces barrières sont plus basses que la barrière initiale de telle sorte que la section efficace de fusion présente une forte augmentation (comparée au calcul sans couplage) aux énergies sous la barrière initiale due à la dépendance exponentielle des coefficients transmission. Il a été montré que cette distribution de barrière peut être obtenue expérimentalement à partir de la mesure précise de la fonction d'excitation de fusion [14, 6].

Alors que le rôle du couplage à la diffusion inélastique sur les sections efficaces de fusion est bien compris, celui du couplage aux voies de transfert est plus délicat. L'influence du transfert sur les sections efficaces de fusion a été initialement suggérée à partir de l'étude de Beckerman *et al.* dans les systèmes ^{58,64}Ni+^{58}Ni [15] où la fonction d'excitation pour le système ^{64}Ni+^{58}Ni aux énergies inférieures à la barrière Coulombienne montre une augmentation supplémentaire comparée au système ^{58}Ni+^{58}Ni (Voir la figure 1.2(b)). Cette différence a été associée à la présence d'une voie de transfert avec une Q-Value positive dans le système ^{64}Ni+^{58}Ni (une forte section efficace de transfert a également été mesurée [16]). Une corrélation entre l'amplitude du transfert et l'augmentation des section efficaces de fusion a été soulignée par Henning *et. al* [17]. D'autre part, dans les systèmes ^{18}O+^{44}Ca et ^{12}C+^{48}Ti, De Castro Rizzo & Alamanos [18] ont également montré que les couplages aux voies inélastiques ne pouvaient suffire à décrire les fonctions d'excitation de fusion et ont suggéré l'influence des réactions de transfert. Les investigations récentes dans les systèmes ^{40}Ca+^{90,96}Zr [19, 20] pointent vers une influence probable des voies de transfert sur l'amplitude des sections efficaces de fusion. Différentes tentatives de corréler la présence de voies de transfert à l'augmentation de la section efficace de fusion ont été rapportées [17, 21, 22, 23, 24, 25]. Cependant, le rôle exact du transfert de particules fait encore l'objet de discussion. Cette situation peut être expliquée par différentes complications. D'un point de vue expérimental, il est nécessaire de comparer les fonctions d'excitation pour différentes combinaisons de noyaux, qui présentent des propriétés collectives différentes. Il est donc difficile d'isoler la part d'augmentation de section efficace qui peut être attribuée au couplage aux voies de transfert. D'un point de vue théorique, l'inclusion des voies de transfert reste laborieux, nécessitant une bonne connaissance des facteurs de forme, ce qui représente une difficulté pour les transferts de plusieurs nucléons.

De façon générale, dans le formalisme des calculs en voies couplées, les différentes voies de réactions comme les diffusions élastique et inélastique, ou le transfert ne sont pas indépendantes. Il est donc nécessaire, afin d'obtenir des informations sur une de ces voies, de connaître l'influence probable des autres voies. La connaissance des facteurs de forme et des informations spectroscopiques des états qui sont couplés à la voie d'entrée permet d'effectuer les calculs. Il apparaît donc nécessaire de disposer de jeux de données "complets" incluant les différentes voies de réactions notamment les distributions angulaires de diffusion élastique et de transfert ainsi que les fonctions d'excitation pour le transfert et la fusion. Les différentes observables permettent de contraindre les théories et d'approfondir la compréhension des mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne.

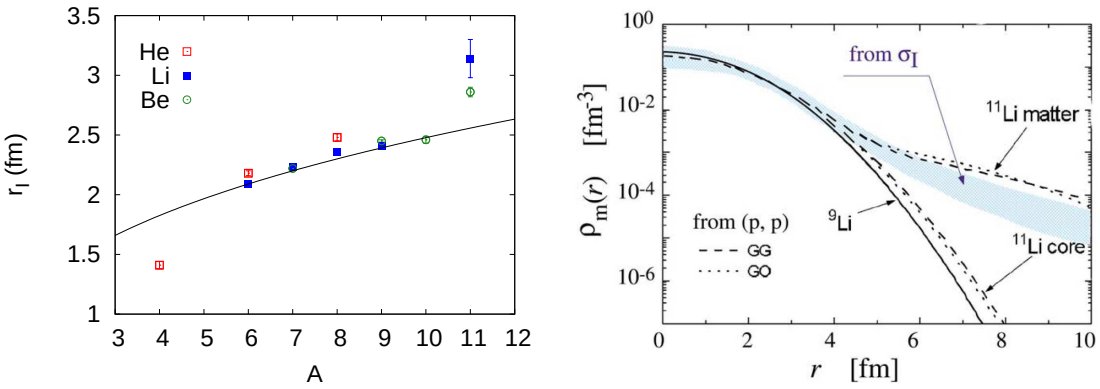


FIG. *1.4: (a) Rayons d'interaction dérivés à partir des sections efficaces de réactions par Tanihata* et al. *pour les isotopes d'Hélium, Lithium et Béryllium [29, 30, 31]. La courbe correspond à la loi $r \propto A^{1/3}$. (b) Distribution en densité pour les noyaux ^{9,11}Li. Les courbes pleines sont obtenues à partir de diffusion sur proton et la zone hachurée à partir des sections efficaces d'interaction σ_I. Figure extraite de la référence [32].*

1.3 Nouveaux horizons avec les noyaux exotiques

Les investigations menées avec noyaux stables ont permis de mettre en évidence l'influence des degrés de liberté internes sur les mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne. La possibilité de produire des noyaux qui ne sont pas naturellement présents sur Terre sous la forme de faisceaux d'ions radioactifs a élargi considérablement le paysage de la physique nucléaire en ouvrant la voie à l'étude de plusieurs milliers de nouveaux noyaux [26]. A l'approche des limites d'existence des noyaux ("Drip lines"), certaines propriétés établies à partir des études des noyaux stables sont remises en cause. L'énergie de liaison de ces noyaux, situés loin de la ligne de stabilité et qualifiés d' "exotiques", est significativement plus faible (~ 1 MeV) comparés à $S_n \sim 8$ MeV pour les noyaux stables. Le postulat de nombres magiques permanents du modèle en couches, pierre angulaire de la compréhension de la structure des noyaux stables, doit être révisé [27] pour inclure l'évolution des positions des couches avec le nombre croissant de neutrons, illustrant l'importance de l'interaction entre les protons et les neutrons. En particulier, les noyaux riches en neutrons sont caractérisés par une importante région de surface diffuse qui peut être accompagnée d'un couplage important au continuum [28]. Ces nouvelles propriétés sont à l'origine de nouveaux arrangements de la matière nucléaire et de phénomènes inédits.

Le phénomène des noyaux à halo de neutrons est un exemple des modifications importantes de la structure des noyaux riches en neutrons. Les premières mesures de sections efficaces d'interaction effectuées par Tanihata *et al.* ont montré des valeurs anormalement élevées pour certains noyaux légers très riches en neutrons (^{6,8}He [30], ^{11}Li[29]) par rapport aux isotopes voisins suggérant que le rayon de matière des noyaux déviait significativement de la loi empirique en $A^{1/3}$ (Voir la figure 1.4(a)). Ces données ont fourni une information importante sur les dimensions nucléaires et introduit l'hypothèse de l'existence de halos ou de peau de neutrons (avec un extension de la densité de neutron bien au delà du noyau) dans les noyaux faiblement liés à proximité des "drip lines" [33]. Le halo désigne un état du système où une ou plusieurs particules de valence se découplent du reste du système, appelée cœur, et ont une extension spatiale c'est à dire qu'elles ont une probabilité significative de se trouver hors

de portée du potentiel de liaison. La figure 1.4(b) montre les profils de densité dérivés des mesures de sections efficaces d'interaction du ^{11}Li et illustre l'extension spatiale du ^{11}Li comparée au cœur de ^{9}Li. On observe que ces états de halo correspondent à des densités de matière nucléaire "diluée" très inférieure à la densité nucléaire moyenne ($\rho_0 \sim 0.17$ fm^{-3}). L'existence de ces systèmes presque découplés résulte de la faible énergie de liaison des neutrons mais aussi du faible moment angulaire des orbitales occupées par ces neutrons ($l = 0, 1$). Plusieurs noyaux à halo ont été identifiés à ce jour : ^{11}Be et ^{15}C (halo de un neutron), ^{6}He,^{11}Li, ^{22}C [34] (halo de deux neutrons), ou encore l'^{8}He (peau de neutrons).

D'autre part, certains de ces noyaux légers comme les ^{6,8}He, le ^{11}Li ou le ^{22}C présentent une structure Borroméenne [35]. Ces noyaux sont des objets uniques qui peuvent être être visualisés comme un système à trois corps constitué d'un noyau cœur et de deux neutrons de valence dont chacun des sous systèmes est non lié. La nature des corrélations entre les neutrons de valence, qui ne forment pas un système lié dans le vide, reste une question ouverte. Des corrélations di-neutron, où les deux neutrons sont corrélés dans l'espace, ont été prédites pour certains de ces noyaux [33, 35, 36]. L'existence de telles structures illustre le rôle essentiel que jouent les corrélations entre les neutrons dans la stabilisation de ces noyaux.

1.3.1 Influence des propriétés exotiques sur les mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne

Les nouveaux aspects structurels des noyaux *exotiques* représentent de nouveaux degrés de liberté internes qui sont susceptibles d'influencer les mécanismes de réactions aux énergies autour de la barrière Coulombienne. Les noyaux exotiques faiblement liés donnent accès à l'étude de l'influence sur la dynamique nucléaire de propriétés uniques comme l'asymétrie anormale entre les protons et les neutrons, l'extension spatiale des états de matière nucléaire "diluée" et les corrélations d'appariement. Les nouvelles propriétés internes des noyaux exotiques telles que la faible liaison des nucléons de valence et les halos de neutrons suggèrent que certains mécanismes de réactions directes peuvent avoir un rôle significatif [37, 38, 39]. L'extension spatiale des fonctions d'onde des neutrons de valence, les fortes chaleur de réaction (Q-value) et les corrélations entre les neutrons peuvent mener à de fortes probabilités de transfert. Le faible seuil en énergie pour la dissociation du projectile peut mener à des probabilités significatives pour la voie de cassure (Breakup).

L'influence de la faible liaison sur les mécanismes de réactions a fait l'objet d'études extensives avec les faisceaux stables d'ions faiblement liés comme le ^{6,7}Li ou le ^{9}Be [37, 40, 41]. La compréhension des effets de la cassure sur les sections efficaces de fusion au-dessus de la barrière Coulombienne a représenté un aspect important de ces investigations. Celles-ci ont montré que la cassure mène à une suppression de la section efficace au dessus de la barrière [37].

La possible augmentation des sections efficaces de fusion avec les noyaux à halo a suscité un grand intérêt. L'extension spatiale significative de la densité de matière a pour conséquence une réduction de la répulsion Coulombienne et favorise la fusion. Toutefois, les neutrons en excès et leur faible énergie de séparation incite à considérer que les réactions directes comme la cassure et le transfert jouent aussi un rôle important sur la probabilité de fusionner. Le couplage aux voies de transfert de neutrons se traduit par une augmentation de la section efficace de fusion. Ce comportement est prédit par des calculs CRC [42] incluant les voies de transfert. Zagrebaev *et al.* ont également proposé un modèle de "fusion séquentielle" qui prédit une forte augmentation associée à la présence de voies de transfert avec des chaleurs de réaction positives [25]. Les prédictions sur l'influence de la cassure sur la fusion sous-

Coulombienne sont plus controversées. Le continuum d'états non liés doit être en principe pris en compte (par exemple dans le cadre des calculs CDCC Continuum Discretized Coupled Channels [43]). Certains modèles prédisent que la cassure des noyaux faiblement liés devrait réduire fortement la section efficace de fusion sous la barrière Coulombienne [44, 45, 46]. Cependant, l'extension des noyaux à halo peut aussi influencer la probabilité de fusion. Les références [47, 48, 49, 50, 51] rapportent une augmentation de la section efficace de fusion pour les noyaux faiblement liés à cause de l'excitation vers un mode dipolaire de basse énergie et des couplages forts avec les voies de cassure du projectile.

Les noyaux Borroméens représentent un exemple particulièrement intéressant de système lié principalement grâce aux corrélations d'appariement. Le rôle des corrélations d'appariement est un phénomène bien connu dans le cadre de la structure nucléaire. La mesure des réactions de transfert de un et deux neutrons avec les noyaux Borroméens représente donc un outil important pour sonder les effets de l'appariement des nucléons dans le contexte de l'étude de la dynamique nucléaire [52, 53]. Récemment, les études des réactions (p,t) dans le cas du ^{11}Li [54, 55, 56] ont mis en évidence la corrélation des neutrons du halo et font renaître l'espoir d'observer une augmentation des transferts de paires de neutrons ou des "vibrations géantes de paires" (Giant Pairing Vibrations) avec les noyaux riches en neutrons [52].

Les faisceaux d'ions radioactifs faiblement liés, avec une asymétrie inhabituelle entre les protons et les neutrons et des distributions de matière anormalement étendues représentent une opportunité unique pour explorer les nouveaux horizons des réactions nucléaires et tenter de répondre aux problèmes de l'effet tunnel multi-dimensionnel et du rôle des corrélations d'appariement dans la dynamique nucléaire.

1.3.2 Production de faisceaux d'ions radioactifs

Un isotope radioactif peut être produit par plusieurs types de réactions impliquant des ions stables. En général la réaction n'est pas sélective et les noyaux d'intérêt représentent une petite fraction de l'ensemble des ions produits et leur étude est rendue difficile par la présence d'un bruit de fond important. Il est donc nécessaire de mettre en place des techniques pour obtenir une séparation des différents isotopes produits. Ces techniques peuvent reposer sur les propriétés chimiques des produits de réaction, donnant ainsi accès à une séparation basée sur le numéro atomique, mais cette approche est souvent insuffisante. Si les produits sont obtenus ou ré-accélérés sous forme de faisceaux d'ions, la séparation peut être obtenue à l'aide de champs magnétiques et électriques en utilisant les différence en vitesse et en rigidité magnétique des différents isotopes. Deux techniques sont utilisées pour produire les faisceaux d'ions radioactifs : la séparation en vol des produits de réaction de haute énergie ou la post-accélération de faisceaux de basse énergie. Dans la suite une brève discussion des deux techniques est présentée, suivie par la description de la production du faisceau d'^{8}He au GANIL.

Séparation en vol Les produits de réactions de haute énergie sont obtenus par différents mécanismes de réaction comme la fragmentation ou la fission du projectile. Le faisceau primaire d'ions lourds a une énergie de quelques dizaines à centaines de MeV par nucléon. La séparation du faisceau primaire et du faisceau secondaire, ainsi que des différents isotopes le constituant, est obtenue à l'aide d'éléments électriques et magnétiques (aimants, filtre de Wien). En général, le faisceau final qui atteint le dispositif expérimental est un faisceau cocktail composé de différents noyaux. Une identification des différents noyaux est donc nécessaire par exemple à l'aide d'un spectromètre ou d'une identification ΔE-temps de vol. Cette technique permet l'étude de noyaux ayant une durée vite assez courte (~ 600 ns) et donc des espèces situées très loin de la ligne de stabilité. Cependant, la faible pureté des faisceaux secondaires,

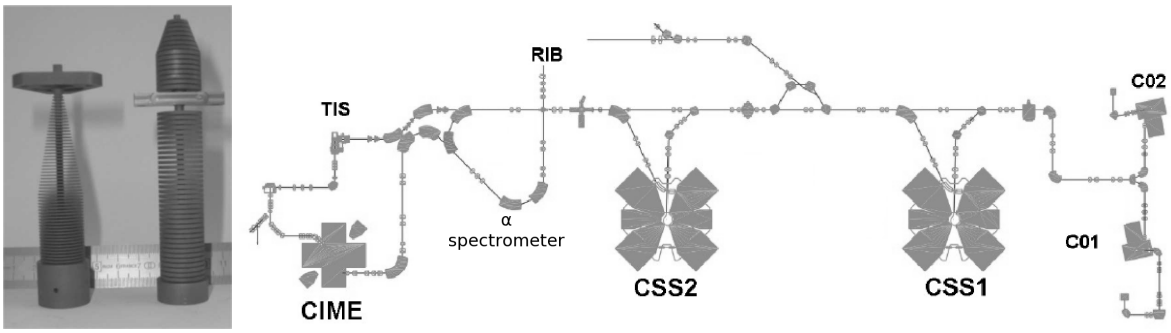


FIG. *1.5: (Gauche) Cibles de graphite utilisées dans l'ensemble cible-source de l'installation SPIRAL. (Droite) Plan de l'installation SPIRAL au GANIL : Le faisceau primaire d'ions produit par les sources d'ions est accéléré par les cyclotrons C01 ou C02 puis par les deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et 2). Le faisceau bombarde l'ensemble cible-source (TIS). Les ions radioactifs produits dans la cible diffusent vers la source d'ions où ils sont ionisés, extraits de la source d'ions, injectés dans le cyclotron CIME puis ré-accélérés pour former le faisceau radioactif qui est transmis à travers le spectromètre α vers les salles d'expériences.*

l'énergie élevée (et la nécessité de réduire leur énergie) font que ces faisceaux ne sont pas les plus adaptés pour l'étude des mécanismes de réactions aux énergies autour de la barrière Coulombienne. On notera cependant que ce type de faisceaux a été utilisé lors des premières études avec des faisceaux radioactifs impliquant les noyaux de ^{17}F (ANL [57]), ^{38}S (NSCL [58, 59]), ^{10,11}Be (GANIL [60, 61] , RIKEN [62, 63]).

La méthode de séparation en vol n'est pas limitée à la fragmentation à haute énergie. L'installation TwinSol [64, 65] à l'Université de Notre Dame utilise le transfert d'ions légers associé à des solénoïdes pour produire des faisceaux d'ions radioactifs. Cette méthode a également été mise en place plus récemment à l'installation RIBRAS à l'Université de Sao Paulo [66]. On notera le rôle de pionner joué par l'Université de Notre Dame dans le développement des premiers faisceaux d'ions radioactifs au début des années 1990 [67].

Isotope-Separation-On-Line – ISOL Par opposition à la méthode de séparation en vol qui utilise la cinématique de la réaction de production, les produits obtenus par la technique ISOL sont thermalisés, ionisés puis re-accélérés. Le faisceau primaire bombarde une cible épaisse où les produits de réactions se thermalisent puis diffusent vers la source d'ion. Les produits sont ensuite collectés dans la source d'ions et l'ionisation peut être obtenue par les collisions avec les parois de la source ou avec les électrons d'un plasma. Les ions sont extraits grâce à un potentiel de quelques dizaines de keV et peuvent être ensuite re-accélérés à l'aide d'un cyclotron ou d'un accélérateur linéaire jusqu'à des énergies de quelques MeV par nucléon. La méthode ISOL est implémentée notamment dans les installations ISOLDE(CERN), CRC (Louvain La Neuve), DRIBs (Dubna), HRIBF (ORNL), ISAC (TRIUMF) ainsi que l'installation SPIRAL au GANIL. La méthode ISOL permet d'obtenir des faisceaux ayant de bonnes propriétés optiques (taille du faisceau au point cible), de pureté et une définition précise de l'énergie incidente. Les intensités des faisceaux varient entre quelques particules par seconde (pps) et 10^7pps. Dans le paragraphe suivant, une installation ISOL est détaillée à travers la description de la production de faisceau d'^{8}He à l'installation SPIRAL au GANIL.

Production des faisceaux d'^{8}He au GANIL La méthode ISOL est utilisée dans l'installation SPIRAL au GANIL [68]. La figure 1.5 présente un plan de l'installation. Un faisceau de ^{13}C accéléré à 75MeV/u par les deux cyclotrons CSS1/2 avec une intensité de $\sim 15\mu$A percute une cible épaisse de graphite située dans l'ensemble cible-source (Target Ion Source - TIS). Les ions d'^{8}He sont produits par la fragmentation des projectiles. Les noyaux d'^{8}He diffusent vers la source d'ions *Electron Cyclotron Resonance Ions Source* (ECRIS) Nanogan III où ils sont ionisés en ^{8}He^{1+}. Les ions sont séparés au niveau du séparateur "basse énergie". Les ions sélectionnés sont ensuite injectés dans le Cyclotron d'Ions de Moyenne Energie (CIME) où ils sont re-accélérés à des énergies entre 1.7 et 25 MeV par nucléon adaptées pour les mesures autour de la barrière Coulombienne. Le faisceau est ensuite injecté dans le spectromètre α où la sélection en rigidité magnétique permet d'obtenir une résolution en énergie $\Delta E/E \sim 10^{-3}$. Le faisceau est enfin transmis vers les salles d'expériences où se situent les dispositifs expérimentaux. La taille des faisceaux au point cible est d'environ $3-5$mm (largeur à mi hauteur). L'installation SPIRAL au GANIL est la seule installation à produire des faisceaux d'^{8}He avec une intensité sur cible de $2-4\times10^{5}$ pps.

1.3.3 Défis expérimentaux pour l'étude des réactions

L'étude des mécanismes de réactions avec des faisceaux radioactifs de faible intensité représente un défi expérimental [69, voir p.426]. En général, on souhaite effectuer des mesures absolues de sections efficaces intégrales et différentielles nécessitant des mesures précises.

Les intensités disponibles pour les faisceaux radioactifs sont typiquement un million de fois plus faibles que celles des faisceaux stables. Ainsi, la faible statistique accumulée lors de ces mesures apparaît comme une première limitation. Un second problème est associé à la mesure de l'intensité du faisceau qui est à la fois trop faible pour être mesurée à l'aide de coupelle de Faraday, mais qui est peut être trop élevée pour une mesure des particules individuelles avec des détecteurs de faisceau. L'intensité du faisceau est un des facteurs qui détermine la normalisation des données (avec l'épaisseur de cible, l'efficacité des détecteurs et la précision de la méthode). Des erreurs systématiques peuvent donc être introduites et une attention particulière doit être portée pour s'assurer de la précision des mesures. La précision sur l'énergie des projectiles constitue aussi un point critique dans l'établissement de fonctions d'excitation et leur comparaison.

Les études des mécanismes de réaction avec des faisceaux de faible intensité autour de la barrière Coulombienne nécessitent donc l'utilisation de dispositifs expérimentaux très efficaces disposant d'une grande sensibilité expérimentale avec des faisceaux d'ions de bonne qualité. Le niveau du signal est en général comparable au bruit de fond. En outre, les particules du faisceau peuvent décroître en émettant des radiations (β, γ) qui engendrent un bruit de fond supplémentaire. La qualité et la pureté du faisceau est donc primordiale pour limiter l'implantation de particules de faisceau auprès des dispositifs expérimentaux.

Enfin, il est nécessaire de séparer les différents mécanismes de réaction qui peuvent avoir lieu pour effectuer une comparaison appropriée avec les modèles de réaction. L'identification d'un processus est obtenue à partir d'une signature expérimentale. Les mesures correspondantes peuvent être "exclusives" si la signature correspond à un seul processus, sinon on parlera de mesures "inclusives". Dans le cas des études impliquant les noyaux faiblement liés, on souhaite notamment séparer les processus de cassure du projectile, de transfert et de fusion. Pour cela des mesures exclusives sont nécessaires (par exemple coïncidence entre particules chargées et les rayons γ caractéristiques). La séparation entre fusion complète (tous les nucléons du projectiles fusionnent pour former un noyau composé) et fusion incomplète

(associée aux évènements de cassure suivie par la capture d'un fragment) représente un autre défi qui est discuté dans les références [37, 38, 70].

1.3.4 Méthodes expérimentales pour l'étude des réactions

Dans ce paragraphe, différentes approches expérimentales couramment utilisées pour la mesure de la diffusion élastique, de la fusion, du transfert et de la cassure du projectile avec des faisceaux d'ions radioactifs sont présentées. Les techniques expérimentales "en ligne" correspondent à la mesure directe des résidus ou des radiations et particules émises lors de la réaction. Les techniques expérimentales "hors ligne" correspondent à l'utilisation de dispositifs dédiés pour mesurer la décroissance radioactive des produits de réaction créés dans la cible.

Diffusion élastique

L'étude de la diffusion élastique nécessite la mesure d'une distribution angulaire. L'intégrale des particules élastiquement diffusées est généralement simple à évaluer. Cependant, l'établissement de distributions angulaires requiert une bonne résolution angulaire ainsi qu'une bonne identification des particules. La qualité optique du faisceau (taille) ainsi que la segmentation importante des dispositifs de détection représentent un avantage important.

Fusion

La fusion de deux noyaux est caractérisée par la formation d'un noyau composé fortement excité avec un grand moment angulaire. L'énergie d'excitation ($E^* = E_{CM} + Q$, où Q est la chaleur de réaction) est beaucoup plus élevée que le seuil d'émission de particules et le noyau composé décroît soit par évaporation de particules et émission de rayons γ, soit par fission. Le processus d'évaporation est généralement bien décrit par les codes statistiques de type Hauser–Feshbach [71] (par exemple PACE [72] ou CASCADE [73]). Les particules évaporées peuvent être des neutrons ou des particules chargées comme des protons, des particules α. Les résidus excités peuvent être identifiés à l'aide de l'émission directe de rayons γ caractéristiques et/ou, quand il est instable, par la détection de radiations caractéristiques (α, β, rayons γ ou X) émises lors de la décroissance. Les techniques utilisées pour mesurer la fusion peuvent être classées en deux catégories : les mesures directes et indirectes. Dans les deux cas, on mesure la somme des voies de fission et d'évaporation.

Dans les expériences utilisant les techniques directes, on mesure les produits d'évaporation ou les fragments de fission produits dans la désexcitation du noyau composé. La mesure directe des produits d'évaporation a été utilisée pour les études dans les systèmes ^{132}Sn+^{64}Ni [74] et ^{132}Sn+^{96}Zr [75]. Cependant l'utilisation de cette technique de mesure directe est fortement limitée dans le cas de systèmes asymétriques par la faible énergie de recul des produits d'évaporation qui peuvent être arrêtés dans la cible. Cette technique est alors difficilement applicable aux études impliquant des faisceaux légers d'ions radioactifs sur des cibles de masse intermédiaire ou lourde. Pour des noyaux composés lourds (typiquement pour $Z > 90$), la voie principale de désexcitation du noyau composé est la fission. Les deux fragments de fission peuvent être mesurés à l'aide de détecteurs Silicium segmentés. Cette méthode a été utilisée pour la mesure de la fusion dans les systèmes impliquant les noyaux exotiques ^{6}He+^{209}Bi [76], ^{6}He+^{238}U [77], ^{10,11}Be+^{209}Bi [78, 63], ^{17}F+^{208}Pb [57], ^{38}S+^{181}Ta [58, 59] et ^{29,31}Al+^{197}Au [79].

Dans les expériences utilisant les techniques indirectes, on détecte les particules et les radiations émises dans la décroissance du noyau résiduel. Les techniques indirectes comprennent la mesure des

rayons γ "prompts" émis en ligne lors de la désexcitation des produits d'évaporation. Cette méthode a été utilisée dans l'étude du système ^{6}He+^{65}Cu [80]. Si les produits d'évaporation sont instables, la détection de radiations caractéristiques (α, β, rayons γ ou X) émises lors de la décroissance peut être utilisée pour obtenir les sections efficaces. Les dispositifs expérimentaux varient en fonction des temps de vie des isotopes : pour les durées de vie inférieures à la seconde, on utilise des cycles courts d'irradiation et de décroissance. Cette méthode a été utilisée pour l'étude dans les systèmes ^{6}He+^{209}Bi [81], ^{8}Li+^{208}Pb [82], ^{9}Li+^{208}Pb [83], ^{10,11}Be+^{209}Bi [78, 63]. Pour des durées de vie plus longues (quelques heures à quelques mois), un dispositif de comptage "hors ligne" dédié peut être utilisé, assurant un bruit de fond réduit. Les techniques qui utilisent l'activation et donc la décroissance des résidus ont l'avantage d'avoir une identification catégorique grâce à la détection de radiations (α, γ, X) dont les énergies et la distribution temporelle sont caractéristiques des noyaux. Les études des systèmes ^{6}He+^{64}Zn [84], ^{6}He+^{206}Pb [85, 86, 87], ^{6}He+^{197}Au [86] ont utilisé ces méthodes. On notera également l'utilisation de méthode de séparation radio-chimique lors de l'étude du système ^{9}Li+^{70}Zn [88].

Transfert de neutrons

Le transfert correspond aux réactions dans lesquelles un ou plusieurs nucléons sont transférés entre le projectile et la cible. On qualifiera de *stripping* le transfert de nucléons du projectile vers la cible et de *pick-up* le transfert de la cible vers le projectile. Contrairement aux études impliquant des ions légers (p, d, t, α), les études impliquant des ions lourds (on qualifiera d'ions lourds les noyaux plus lourds que l'^{4}He) sont fortement contraintes par la résolution en énergie de telle sorte qu'une distribution de l'ensemble des états peuplés, plutôt que des états discrets individuels, sont mesurés. Ainsi, dans ce travail, on qualifiera les processus "transfert d'un neutron", tout transfert de un neutron du projectile vers l'ensemble des états de la cible. Les sections efficaces de transfert de neutrons correspondent donc à la somme des sections efficaces de transfert vers les états individuels et sont obtenues par la mesure des résidus. La même remarque s'applique au "transfert de deux neutrons".

Les résidus de transfert peuvent être mesurés directement à l'aide d'un spectromètre si l'énergie de recul est suffisante. Les limitations identiques au cas des résidus d'évaporation de fusion restent valables. Pour les systèmes asymétriques impliquant des projectiles légers, la mesure du transfert peut être obtenue à partir de la mesure "en ligne" directe de l'éjectile léger de transfert (à l'aide d'un télescope ΔE-E). Cependant, dans le cas de projectiles légers faiblement liés, les particules chargées peuvent aussi provenir d'évènement de cassure et ne représentent donc pas une signature "exclusive" du transfert. La mesure "en ligne" des rayons γ caractéristiques, émis par le résidu lourd de transfert peuplé dans un état excité, peut alors être utilisée pour obtenir les sections efficaces de transfert. Si les résidus de transfert sont instables, les mesures "hors ligne" peuvent aussi être utilisées [84, 86]. Dans le cas des études avec des cibles de masse intermédiaire, les résidus de transfert et de fusion peuvent être similaires et la séparation entre la fusion et le transfert ne peut être obtenue à partir de mesures "inclusives". Ces limitations des mesures inclusives soulignent la nécessité d'utiliser des mesures exclusives comme les coïncidences entre les particules chargées et les rayons γ [80, 89] pour obtenir une signature expérimentale pour les différents processus.

Dans le cas particulier des noyaux Borroméens, la séparation entre les voies de transfert de un et deux neutrons reste problématique. En effet, les deux processus ne peuvent être séparés en utilisant les résidus légers de transfert (dont un est non lié). D'autre part, les fortes Q-values positives pour le transfert de neutrons dans le cas des projectiles riches en neutrons à pour résultat un transfert vers les

états fortement excités suivi par l'évaporation possible de neutrons ce qui exclut la séparation entre les voies de transfert de un et deux neutrons à l'aide de rayons γ émis par les résidus lourds de transfert [80]. Pour accéder à la mesure individuelle des voies de transfert de un et deux neutrons, une méthode qui utilise la corrélation cinématique entre les particules chargées et les neutrons, en coïncidence avec les rayons γ du résidu lourd a été utilisée récemment pour l'étude de l'^{6}He [89].

Cassure du projectile

La mesure de la cassure du projectile nécessite en générale la mesure exclusive des différents fragments issus de la réaction. Dans le cas des noyaux faiblement liés stables, ces études sont facilitées par le fait que les fragments sont tous les deux chargés et peuvent être mesurés dans des télescopes ΔE-E [90, 91]. La situation est plus complexe dans le cas de noyaux exotiques riches en neutrons faiblement liés où certains fragments sont des neutrons. Les études nécessitent la détection de un ou plusieurs neutrons ce qui représente une complication expérimentale importante. On notera l'utilisation de coïncidences $\alpha - n$ pour l'étude de la cassure de l'^{6}He [92].

1.3.5 Etat actuel des connaissances

L'étude des mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne avec les faisceaux d'ions radioactifs a fait l'objet de nombreuses études. Les articles de revue récents permettent d'avoir une vue générale du domaine d'étude [37, 38, 39]. Nous mentionnerons ici quelques résultats qui permettent de situer ce travail dans son contexte.

Différentes études rapportent d'importantes sections efficaces de réaction aux énergies sous la barrière Coulombienne obtenues à partir de l'analyse de la diffusion élastique [94, 84, 93]. La figure 1.6(a) montre les résultats récents obtenus pour les distributions angulaires de diffusion élastique pour les systèmes ^{9,10,11}Be+^{64}Zn. La différence dans le comportement des distributions angulaires de diffusion élastique entre le ^{11}Be et ^{9,10}Be illustre l'influence importante des propriétés du ^{11}Be sur la diffusion élastique. L'analyse dans le cadre du modèle optique indique une forte section efficace de réaction ce qui constitue un indice de la présence d'importantes sections efficaces pour les réactions directes de cassure et/ou transfert [93]. Cette hypothèse est confirmée par différentes mesures où de fortes sections efficaces de transfert de neutrons ont été rapportées dans les systèmes impliquant le projectile d'^{6}He +^{65}Cu [80], ^{64}Zn [84], ^{197}Au [86], ^{209}Bi [95, 96] et ^{238}U [77]. Les références [80, 96] soulignent également que les sections efficaces de transfert de neutrons sont plus importantes que celles de la cassure. Plus récemment, dans le système ^{6}He+^{65}Cu, Chatterjee *et al.* [89] ont rapporté que l'amplitude des distributions angulaires du transfert de deux neutrons était plus grande d'environ un ordre de grandeur que celles pour le transfert de un neutron (voir Fig. 1.6(b)). La figure 1.6(c) montre l'influence du transfert de neutrons sur la diffusion élastique et suggère que les réactions directes jouent un rôle particulier dans les réactions impliquant des noyaux légers exotiques faiblement liés.

La situation pour la fusion n'est pas claire et il n'y pas de preuves directes d'un effet significatif des propriétés exotiques sur la section efficace de fusion sous la barrière Coulombienne. Cela est notamment du aux difficultés expérimentales associées à ces études. La fusion sous la barrière Coulombienne avec l'^{6}He a été mesurée à plusieurs reprises. Pour les systèmes ^{6}He+^{209}Bi [81] et ^{6}He+^{206}Pb [87], une forte augmentation par rapport au partenaire stable (^{4}He) est rapportée (Voir Figure 1.7(b)). En revanche, dans le système ^{6}He+^{238}U [77] (Figure 1.7(a)), les limites établies indiquent que la section efficace de

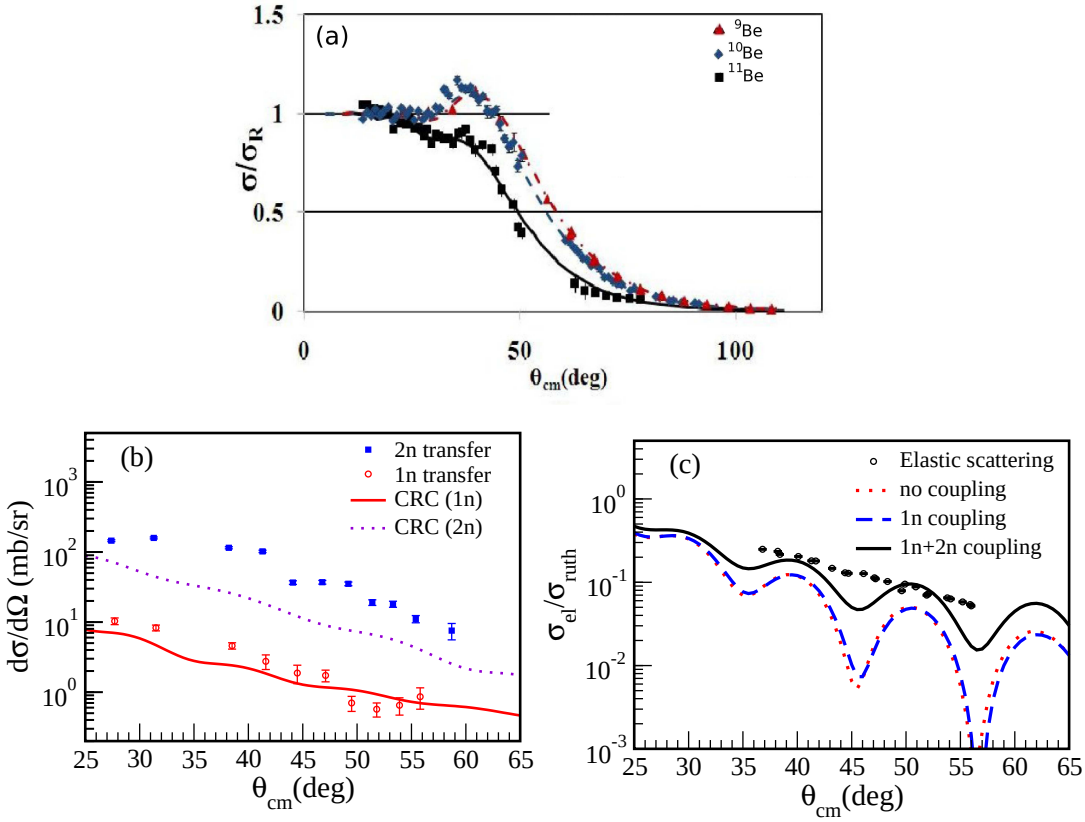


FIG. *1.6: (a) Distributions angulaires de diffusion élastique pour les systèmes* ^{9,10,11}*Be+*^{64}*Zn à* $E_{CM} = 24.5$ *MeV (figure extraite de la référence [93]). Distributions angulaires de transfert de un et deux neutrons (b) et de diffusion élastique (c) dans le système* ^{6}*He+*^{65}*Cu à* $E_{lab} = 22.6$ *MeV. Les courbes correpondent aux calculs en voies couplées CRC [89].*

fusion ne présente pas d'augmentation significative. Dans le système, ^{6}He+^{197}Au [86], la fonction d'excitation présente une faible augmentation, mais l'erreur sur l'énergie du faisceau est une forte limitation. La fusion avec les noyaux de ^{10,11}Be a aussi été étudiée [63] (Figure 1.7(c)) et les fonctions d'excitation de fusion ne présentent pas d'augmentation notable sous la barrière Coulombienne comparée au ^{9}Be. Pour les projectiles plus lourds, les études dans le système ^{132}Sn+^{64}Ni [97] (Voir Figure 1.7(d)) montrent que la fonction d'excitation de fusion présente une augmentation significative comparée au calcul unidimensionnel (1D-BPM).

La situation expérimentale vis-à-vis de l'augmentation de la section efficace de fusion sous la barrière Coulombienne associée aux propriétés exotiques est incertaine. Tour d'abord, La précision des mesures constitue une importante limitation. La faible intensité des faisceaux et la définition en énergie constituent les principales limitations de ces études. D'autre part, la mise en évidence d'une éventuelle augmentation de section efficace nécessite la définition d'une référence de comparaison. Pour cela, il est nécessaire de prendre en compte les différences de taille des systèmes en effectuant une réduction des données. Une discussion détaillée de ce point est menée dans la référence [98]. Les données réduites doivent être ensuite comparées soit à un système référence (par exemple le partenaire stable avec la même cible) soit aux calculs unidimensionnels (ce qui sous-entend le choix d'un potentiel nucléaire).

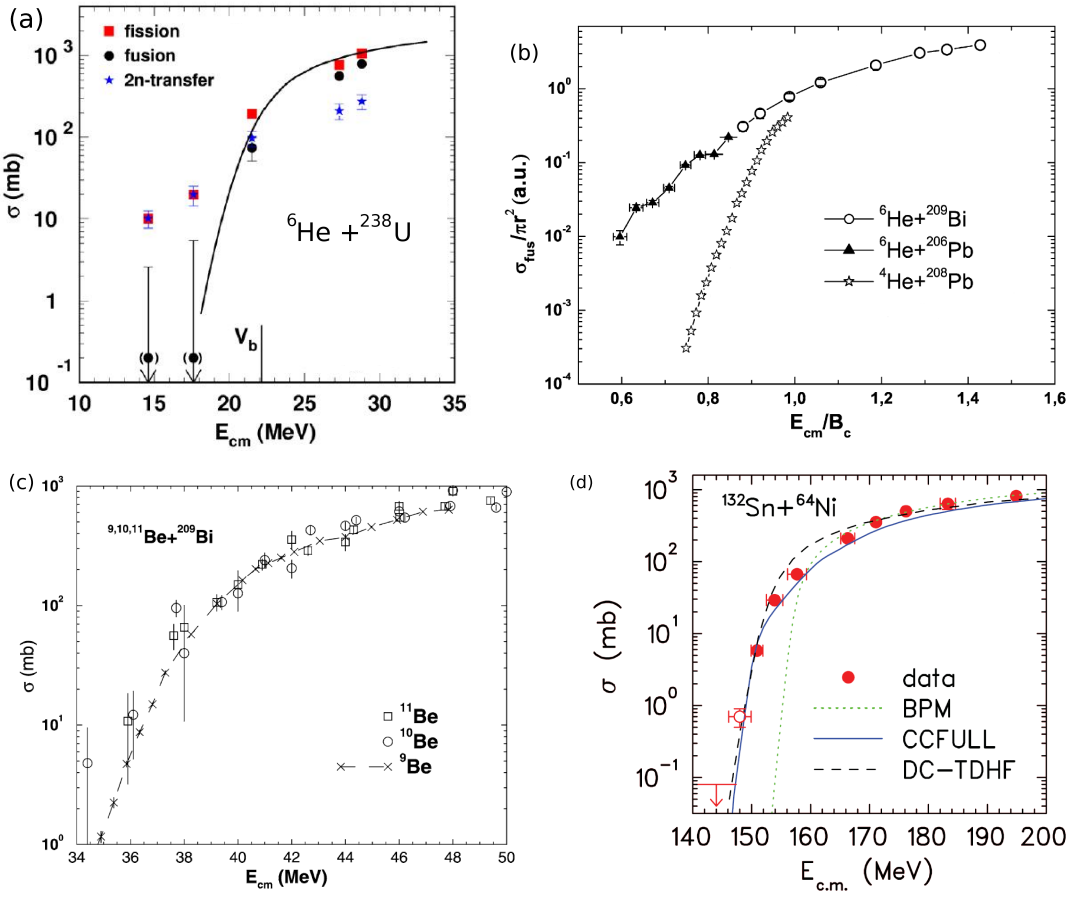


FIG. *1.7: Fonctions d'excitation pour différents systèmes impliquant des projectiles : (a)* ^{6}*He+*^{238}*U (Figure issue de la de la Ref. [77]). (b)* ^{4}*He+*^{208}*Pb,* ^{6}*He+*^{206}*Pb et* ^{6}*He+*^{209}*Bi (Figure issue de la Ref. [87]). (c)* ^{9,10,11}*Be+*^{209}*Bi (Figure issue de la Ref. [63]). (d)* ^{132}*Sn+*^{64}*Ni (Figure issue de la Ref. [97]).*

1.4 Fusion et réactions directes avec le noyau d'^{8}He

Dans les paragraphes précédents, les différents aspects des mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne ont été abordés. Dans ce travail, nous allons nous concentrer sur l'étude des mécanismes de réaction avec le noyau riche en neutrons d'^{8}He.

1.4.1 Le noyau d'^{8}He

Le noyau d'^{8}He est le noyau lié qui possède le plus grand rapport d'asymétrie $N/Z = 3$ connu à ce jour. Sa durée de vie est de 119.1 (0.1) ms [99]. L'existence de l'^{8}He a été prédite dans les années 1960 en étudiant l'importance de l'ajout de paires de neutrons sur l'énergie de liaison de noyaux [100, 101]. La première observation a été rapportée en 1965 [102] et la mesure de sa masse en 1966 [103]. L'^{8}He est faiblement lié et l'énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} vaut 2.1 MeV. Elle est inférieure à l'énergie de séparation d'un neutron ($S_n = 2.56$ MeV). L'^{8}He est également considéré comme un noyau

Borroméen.

L'^{8}He est généralement considéré comme constitué d'un cœur d'α entouré par quatre neutrons de valence qui remplissent la sous-couche $0p_{3/2}$ (Voir figure 1.8(a)), formant ainsi une peau de neutrons [104]. Cependant, de récentes évidences expérimentales [105, 106] et des prédictions théoriques [107, 108] suggèrent que la fonction d'onde de l'état fondamental dévie significativement de la structure pure $(p_{3/2})^4$. Des calculs du modèle AMD (Antisymmetrized Molecular Dynamics) [108] montrent que, bien que la configuration $(p_{3/2})^4$ domine, les corrélations di-neutron jouent un rôle important. La présence de corrélations di-neutron a aussi été proposée [109, 107]. Ce résultat est cohérent avec les indications expérimentales qui suggèrent un mélange des configurations $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$ et $(p_{3/2})^4$ [106]. Des calculs effectués dans l'approximation Hartree–Fock– Bogoliubov [107] soulignent que la probabilité de la configuration $(p_{3/2})^4$ dans la fonction d'onde de l'état fondamental ne représente que 35% et que les contributions restantes sont issues des configurations $(p_{3/2})^2(s_{1/2})^2$, $(p_{3/2})^2(d_{5/2})^2$ and $(p_{3/2})^2(p_{1/2})^2$. La masse [110] et le rayon de charge [111] de l'^{8}He ont été mesurés récemment avec une grande précision. Le rayon de charge inférieur à celui de l'^{6}He a été interprété comme une signature de la modification des corrélations entre les neutrons lors de l'ajout de deux neutrons supplémentaires.

1.4.2 La chaîne isotopique des Hélium

La richesse structurelle de l'^{8}He est à l'image de celle présentée par la chaîne isotopique des Hélium. Les isotopes d'Hélium riches en neutrons permettent d'étudier comment les neutrons se comportent dans le champ extérieur d'un cœur chargé fortement lié et comment la structure des noyaux évolue avec l'augmentation du nombre de neutrons. Les isotopes ^{5,7}He sont non liés, de telle sorte que les noyaux ^{6,8}He présentent tous les deux une structure Borroméenne. Les niveaux en énergie des états non liés connus pour les isotopes d'Hélium sont présentés dans la figure 1.8(b) ([112, 113, 114, 115])

Au sein de la chaîne isotopique, le seuil le plus bas pour l'émission de particule présente les variations les plus extrêmes : de la particule α fortement liée ($S_n = 20.5$ MeV) au noyau faiblement lié d'^{6}He ($S_{2n} = 0.97$ MeV) (voir figure 1.8(c)). En particulier, l'augmentation significative de l'énergie de séparation de deux neutrons dans l'^{8}He comparé à l'^{6}He constitue un comportement à l'opposé de ce qui est observé dans les autres chaînes isotopiques. Cette chaîne isotopique apparaît donc comme un laboratoire idéal pour étudier l'influence de la faible liaison des nucléons sur les différents mécanismes de réactions.

En outre, les isotopes d'Hélium, avec leur structure en cluster $\alpha + xn$ peuvent être vus comme des objets composites constitués de deux composantes vis à vis de la barrière Coulombienne : une composante active (α) et une composante inerte (neutrons de valence). L'étude de la fusion dans la chaîne isotopique permet d'étudier l'influence du caractère composite du projectile sur l'effet tunnel. Des résultats expérimentaux indiquent que la probabilité de pénétration pour des noyaux faiblement liés, comme le deutéron, peut significativement dépasser les prédictions [116]. Le problème de la transmission et de la réflexion d'une particule composite a été discutée récemment dans la référence [117]. Il a été montré que le rapport des masses ρ entre les composantes actives et inertes du noyau composite influence le comportement à basse énergie, menant à l'apparition de résonances [118] et une augmentation de la probabilité de transmission par effet tunnel [119].

La comparaison entre les différents isotopes d'Hélium peut nous renseigner sur l'influence de la faible liaison, des corrélations entre les neutrons de valence et de l'agencement en cluster sur les mécanismes de réactions.

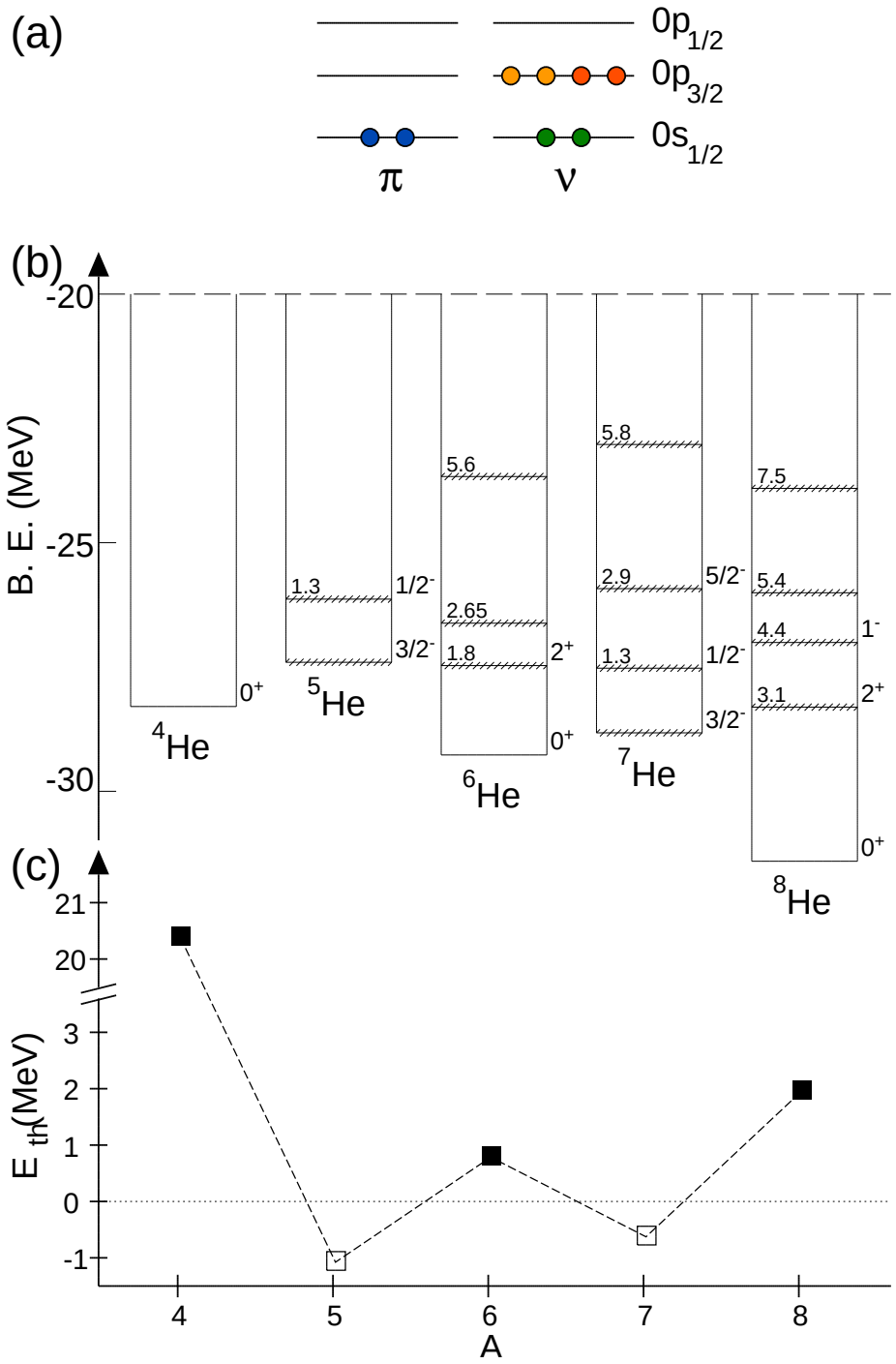


FIG. *1.8: (a) Orbitales principales considérées dans la structure de l'*^{8}*He. (b) Niveaux d'énergie connus pour les isotopes riches en neutrons d'Hélium [112, 113, 114, 115]. Les états non liés sont symbolisés par des lignes hachurées. (c) Seuils d'émission de particules le plus bas pour les isotopes d'Hélium. Les symboles pleins et vides correspondent respectivement aux isotopes liés et non liés.*

1.4.3 Motivations de ce travail

Dans ce travail, nous tenterons de comprendre les différents aspects des mécanismes de réactions autour de la barrière Coulombienne avec les noyaux exotiques. Les premières investigations autour de la barrière Coulombienne impliquant le projectile d'^{8}He seront utilisées pour mettre en lumière l'influence des différentes propriétés de l'^{8}He sur les mécanismes de réactions.

Une étude des différentes voies de réaction incluant la diffusion élastique, le transfert de neutrons et la fusion sera menée. La complémentarité des mesures de sections efficaces intégrales (fonctions d'excitation de transfert et de fusion) et différentielles (distributions angulaires de diffusion élastique et de transfert) sera utilisée pour étudier les différents aspects de l'interconnexion des mécanismes de réaction avec le noyau d'^{8}He. Les différentes observables seront confrontées aux modèles de réactions en voies couplées CRC.

D'un point de vue expérimental, comme nous l'avons vu précédemment, la faible intensité des faisceaux d'ions radioactifs d'^{8}He disponibles représente un véritable défi. Le développement de nouvelles techniques expérimentales sensibles, sélectives et précises est nécessaire pour obtenir des mesures de qualité qui peuvent contraindre les théories et approfondir notre compréhension des réactions avec les noyaux exotiques. Tout d'abord, une nouvelle technique "hors ligne" a été développée pour obtenir une mesure précise des sections efficaces de fusion. Cette technique sera appliquée à l'étude de la fusion sous la barrière Coulombienne avec le noyaux d'^{8}He. Ensuite, on montrera la sélectivité apportée par les mesures exclusives "en ligne" et la possibilité d'obtenir des sections efficaces absolues à partir de la mesure inclusive des rayons γ caractéristiques avec un faisceau ISOL de faible intensité.

Deux expériences ont été réalisées avec le faisceau d'^{8}He, produit à l'installation SPIRAL au GANIL. Les différentes voies de réactions comme la diffusion élastique, la fusion, et le transfert de neutrons ont été mesurées. Dans le système ^{8}He+^{197}Au, les fonctions d'excitation de fusion et de transfert ont été obtenues pour des énergies autour de la barrière Coulombienne à partir de mesures "hors ligne". Dans le système ^{8}He+^{65}Cu, la mesure simultanée de la diffusion élastique, des distributions angulaires de transfert de neutrons et des sections efficaces de fusion et de transfert est obtenue à partir des mesures "en ligne" inclusives et exclusives des rayons γ caractéristiques, des particules chargés et des neutrons.

Les méthodes et résultats expérimentaux sont détaillés dans le second chapitre. Les résultats obtenus dans ces deux systèmes sont ensuite confrontés aux calculs en voies couplées CRC et discutés dans le troisième chapitre. Dans un quatrième chapitre, les données obtenues dans ce travail sont utilisées pour discuter, indépendamment des modèles de réaction, deux aspects des réactions avec noyaux exotiques. Tout d'abord, l'importance relative des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons avec l'^{8}He est abordée. Ensuite, la question de l'augmentation des sections efficaces de fusion sous la barrière Coulombienne impliquant les noyaux exotiques est discutée à travers une étude systématique des fonctions d'excitation de fusion avec les noyaux légers faiblement liés. Enfin, les conclusions et perspectives de ce travail seront présentées au cinquième chapitre.

CHAPITRE 2

Méthodes et résultats expérimentaux

Dans un premier temps, une nouvelle technique expérimentale “hors ligne”, qui s’appuie sur la mesure en coïncidence des rayons X et γ émis lors de la décroissance des produits d’évaporation issus du noyau composé formé lors de la fusion, sera présentée. Cette technique a été développée dans le but de mesurer de faibles sections efficaces absolues avec des faisceaux stables et obtenir une mesure précise avec des faisceaux d’ions radioactifs de faible intensité. Ensuite, les investigations et résultats expérimentaux obtenus avec le noyau d’^{8}He produits auprès de l’installation SPIRAL au GANIL seront présentés. Tout d’abord, dans le système ^{8}He+^{197}Au, les fonctions d’excitation pour la fusion et le transfert de neutrons autour de la barrière Coulombienne sont rapportées. La nouvelle technique d’activation est utilisée pour obtenir la fonction d’excitation de fusion à partir de la mesure des résidus d’évaporation $^{199-202}$Tl. Les sections efficaces de transfert de neutrons sont obtenues à partir des mesures “inclusives” des rayons γ émis lors de la décroissance des résidus de transfert ^{198,199}Au. Ensuite, les mesures “en ligne” effectuées dans le système ^{8}He+^{65}Cu seront présentées. Le but de cette expérience est d’effectuer une mesure simultanée des différentes voies de réaction. Les rayons γ caractéristiques mesurés sont utilisés pour obtenir les sections efficaces intégrales des résidus lourds de la réaction (produits lors de la fusion et du transfert de neutrons). La mesure des particules chargées permet de déterminer les sections efficaces différentielles de diffusion élastique et la mesure en coïncidence des particules chargées avec les rayons γ caractéristiques des produits lourds de transfert est utilisée pour obtenir les sections efficaces différentielles de transfert de neutrons.

2.1 Méthode des coïncidences X-γ pour la mesure de sections efficaces absolues

En général, il est nécessaire d'atteindre des limites de détection pour contraindre l'existence de nouveaux phénomènes. La mesure de faibles sections efficaces pour certains processus permet de tester les hypothèses des modèles. La mesure récente de très faibles sections efficaces de fusion profondément sous la barrière et la mesure des sections efficaces de fusion avec des faisceaux radioactifs de faible intensité sont des exemples. Les différentes méthodes couramment utilisées pour la mesure des sections efficaces de fusion ont été brièvement présentées dans le chapitre 1.3.4 et la nécessité de développer de nouvelles techniques qui améliorent la sensibilité expérimentale a été soulignée. Dans ce premier chapitre, une nouvelle méthode expérimentale pour la mesure de sections efficaces absolues de fusion est présentée. Cette méthode d'activation repose sur l'utilisation de coïncidences entre les rayons X et γ émis lors de la décroissance par capture électronique des produits d'évaporation afin d'obtenir une amélioration significative de la sensibilité expérimentale. Dans un premier temps, une description de la méthode est donnée. Ensuite, la fiabilité de cette méthode est vérifiée par la mesure des sections efficaces de fusion profondément sous la barrière Coulombienne dans le système ^{6}Li+^{198}Pt. Enfin, les apports de cette méthode pour l'étude avec des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité d'^{8}He sont discutés. Les principaux résultats de ce chapitre ont été publiés dans la revue *Nuclear Instrumentation and Methods A* [120].

2.1.1 Description de la méthode

Une cible flanquée d'une feuille collectrice d'un matériau convenablement choisi (collecteur) est irradiée par un faisceau. Les résidus d'évaporation, issus de la dé-excitation du noyau composé produit dans la fusion d'un projectile énergique bombardant une cible, sont arrêtés dans l'empilement formé par la cible et le collecteur. L'intensité du faisceau est mesurée au cours de l'irradiation.

A la fin de l'irradiation, l'ensemble cible et collecteur est retiré de l'installation d'irradiation et placé dans une installation de comptage hors-faisceau où l'activité de la cible est mesurée par deux détecteurs de rayons γ sur une période de plusieurs demi-vies. Si les produits d'évaporation sont instables vis-à-vis de la capture électronique, l'observation de rayons X en coïncidence avec les rayons γ caractéristiques de produits d'évaporation émis lors de la décroissance peut être utilisée pour réduire le bruit de fond et améliorer significativement la sensibilité expérimentale. Comme l'émission des rayons X et γ sont des processus indépendants, il n'y a pas d'effet de corrélation angulaire, contrairement aux cas de coïncidences $\gamma-\gamma$.

A partir de la loi de décroissance radioactive, la section efficace du produit d'évaporation peut être obtenue pour une décroissance simple par la formule générale :

$$\sigma_{\mathrm{ER}} = \frac{N_c \lambda}{\varepsilon_\gamma \mathrm{f}_\gamma \, \varepsilon_X \mathrm{f}_X N_t \frac{I}{\tau_{irr}} \left[1-\exp(-\lambda\,\tau_{irr})\right] \left[\exp(-\lambda\,(t_1-\tau_{irr})) - \exp(-\lambda\,(t_2-\tau_{irr}))\right]} \tag{2.1}$$

Dans l'équation ci-dessus (facilement généralisable au cas d'une chaîne de décroissances) : N_c représente le nombre de coïncidences X-γ mesurées entre les temps t_1 et t_2 (voir Fig. 2.1), ε_γ (ε_X) correspond à l'efficacité photo-pic absolue pour un rayon γ (X) donné, f_γ (f_X) correspond aux intensités absolues du rayon γ (X), λ est la constante de temps de la décroissance radioactive du produit d'évaporation, N_t est le nombre d'atomes cibles et I est le nombre de particules incidentes pendant le temps d'irradiation τ_{irr}.

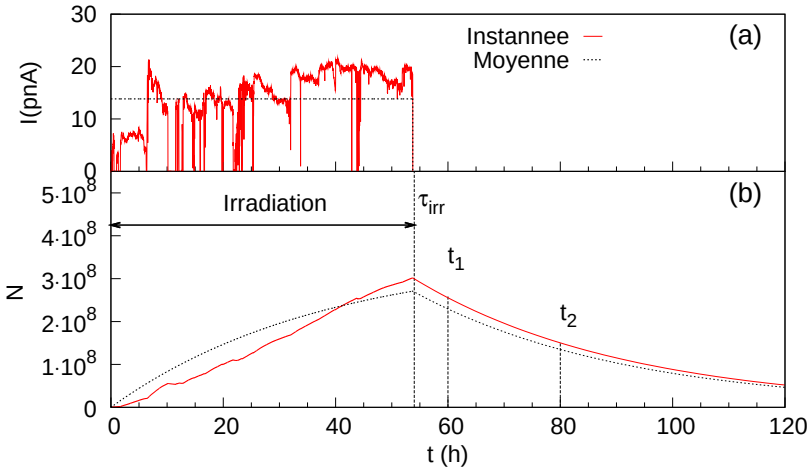


FIG. *2.1: (a) Intensité du faisceau de ^{6}Li mesurée (ligne continue). La ligne en pointillés correspond à l'intensité moyenne équivalente. (b) Nombre de noyaux de ^{200}Tl (produit d'évaporation issu de la fusion du ^{6}Li et du ^{198}Pt) produits dans la cible en fonction du temps correspondant aux distributions temporelles présentées en (a) (calcul pour une section efficace de 1mb et une épaisseur de cible 1mg/cm^2).*

En général, l'intensité du faisceau n'est pas constante au cours du temps et il est alors nécessaire de tenir compte de l'historique de l'irradiation. La figure 2.1 illustre l'influence de la stabilité du faisceau sur l'évolution du nombre de noyaux présents dans la cible au cours du temps lors d'une expérience d'irradiation d'une durée τ_{irr}. La différence entre les deux courbes souligne la nécessité de connaître précisément l'historique de l'irradiation pour obtenir une mesure précise de la section efficace. Ainsi, l'historique de l'intensité du faisceau au cours de l'irradiation est enregistré à intervalles fixes pour tenir compte des éventuelles instabilités de l'intensité du faisceau et la formule 2.1 devient :

$$\sigma_{\mathrm{ER}} = \frac{N_C}{\varepsilon_\gamma \mathrm{f}_\gamma \, \varepsilon_X \mathrm{f}_X N_t \sum_{k=0}^{N} I_k \left[\exp\left(-\lambda\,(t_1 - k\delta t)\right) - \exp\left(-\lambda\,(t_2 - k\delta t)\right)\right]} \tag{2.2}$$

où le temps d'irradiation est divisé en N intervalles de temps δt et I_k correspond au nombre de particules incidentes dans l'intervalle $\delta t = t_{k+1} - t_k$.

Les taux de coïncidences (N_c) sont extraits à partir des rayons γ en coïncidence avec un rayon X et vice versa. La section efficace absolue de fusion est ensuite obtenue comme la somme des sections efficaces de différents produits d'évaporation. Dans le paragraphe suivant, les sections efficaces obtenues dans le système ^{6}Li + ^{198}Pt sont présentées afin de mettre en évidence les différents aspects de la méthode et sa fiabilité.

2.1.2 Validation de la méthode : étude de la fusion dans le système ^{6}Li+^{198}Pt

Dispositif expérimental et analyse

Les mesures ont été effectuées à l'aide de faisceaux de ^{6}Li délivrés par de l'accélérateur Tandem 14UD BARC-TIFR Pelletron situé au Tata Institute of Fundamental Research (Mumbai, Inde). Les faisceaux, avec des énergies entre 20 et 45 MeV, ont été utilisés pour irradier des cibles de ^{198}Pt enrichies à 95.7%

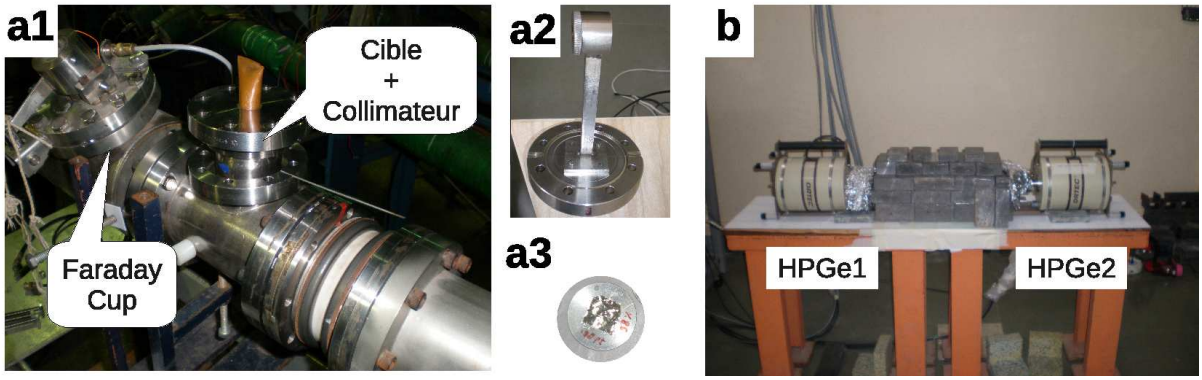


FIG. *2.2: (a1)Photographie de la ligne d'irradiation avec l'ensemble porte-cible+collimateur et la Coupelle de Faraday. (a2) Photographie de l'ensemble porte-cible + collimateur. (a3) Photographie d'une des cibles montée sur le cadre en aluminium. (b) Photographie du dispositif de comptage hors-ligne constitué de deux détecteurs HPGe situé face à face, dans un coffrage de plomb.*

d'épaisseur typique ~ 1.3mg/cm^2. Une feuille de ^{198}Pt de dimension 2 cm $\times$ 2 cm a été pesée à l'aide d'une balance afin d'en déterminer l'épaisseur avant la préparation de quatre cibles. A ces énergies, les produits de réaction ont une faible vitesse de recul et sont principalement arrêtés dans la cible. Une feuille d'aluminium ($\sim 1\,\mathrm{mg/cm^2}$) située après la cible est utilisée pour récolter les éventuels résidus qui pourraient sortir de la cible. L'échantillon (Cible de Pt et feuille d'aluminium) est monté sur un cadre en aluminium (Fig. 2.2(a3)). La figure 2.2(a1) montre une photographie de la ligne d'irradiation. La taille du faisceau est contrainte à moins de 3mm à l'aide d'un collimateur situé sur le porte cible, en amont de la cible (Voir Fig. 2.2(a1)). L'intensité du faisceau est mesurée à l'aide d'une coupelle de Faraday placée après la cible. La calibration de l'intégrateur de courant ORTEC a été effectuée à l'aide d'une source de courant de haute précision et l'erreur sur la mesure de l'intensité du faisceau est inférieure à 3%. L'intensité du faisceau, typiquement entre 5 et 25 pnA, est enregistrée périodiquement (toutes les minutes) pendant l'irradiation. Les périodes d'irradiation des cibles varient entre 3 et 54 heures. A la fin de l'irradiation, l'échantillon est placé dans le dispositif de comptage hors de la ligne de faisceau. Le temps minimal entre la fin de l'irradiation et le début du comptage est $\sim$10 min. La figure 2.2(b) montre le dispositif constitué de deux détecteurs HPGe coaxiaux placés face à face. Les détecteurs ont un diamètre de $\sim$ 55 mm et une longueur de $\sim$ 75 mm et sont munis d'une fenêtre d'entrée en Be pour limiter les effets d'absorption. Les détecteurs sont situés dans une enceinte de plomb d'environ 10 cm d'épaisseur. En outre, les détecteurs sont enroulés dans de fines (~ 1 mm) feuilles de Cu-Cd pour atténuer les rayons X du Pb. Les mesures sont effectuées pour deux positionnements des détecteurs : (A) la face avant de chaque détecteur placée à 10 cm de l'échantillon ; (B) la face avant de chaque détecteur placée à 1.5 mm de l'échantillon.

Les signaux en énergie des deux détecteurs HPGe et le signal d'un temps entre les deux détecteurs (mesuré avec un TAC dans la gamme 1μs) sont enregistrés événement par événement. Le déclenchement du système d'acquisition [121] est obtenu par un OU conditionnel des discriminateurs à fraction constante des détecteurs. Le temps mort du système d'acquisition, mesuré indépendamment pour les deux détecteurs à l'aide d'un pulser de fréquence 10Hz, est inférieur à 1%.

La résolution en énergie des détecteurs HPGe est $\sim$ 1 keV à 80 keV, permettant la séparation des

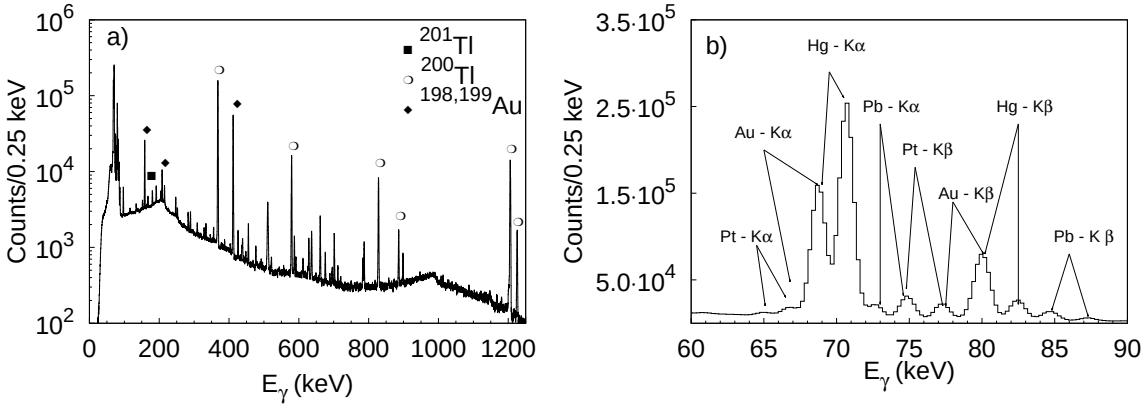


FIG. *2.3: (a) Spectre inclusif en énergie des rayons γ à $E_{Lab} = 34.9$ MeV dans le système ^{6}Li+^{198}Pt. Les transitions γ dominantes provenant des réactions de fusion et de transfert sont identifiées. (b) Agrandissement de la partie à basse énergie du spectre présenté en (a). Les différentes raies X sont indiquées.*

raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$ dans la région d'intérêt. Les efficacités absolues des détecteurs dans la géométrie (A) ont été déterminées à l'aide de différentes sources radioactives calibrées (^{57}Co, ^{133}Ba, ^{152}Eu et ^{241}Am) montées dans les même conditions d'absorption et de géométrie que les échantillons à mesurer. L'erreur globale sur l'efficacité absolue est estimée être inférieure à 5%.

Afin d'augmenter l'efficacité de détection pour effectuer des mesures à plus basse énergie où les sections efficaces sont plus faibles, l'échantillon a été aussi placé en géométrie proche (B). Dans cette géométrie, les effets de sommation en cascade, associés à la détection simultanée de deux rayons γ ou X dans un seul détecteur, doivent être pris en compte pour obtenir les sections efficaces dans cette géométrie [122]. Il a été vérifié que ces effets sont négligeables dans la géométrie (A). Les corrections dépendent du schéma de décroissance des noyaux considérés et de la distance entre la source et le détecteur. Dans le cas présent, les facteurs de correction (dépendants du noyau) ont été déterminés à partir des mesures effectuées dans les deux géométries à trois énergies différentes.

Le noyau composé, ^{204}Tl, formé lors de la fusion du ^{6}Li et du ^{198}Pt décroît principalement vers les isotopes $^{199-202}$Tl par évaporation de neutrons aux énergies considérées ici. Ces produits d'évaporation sont instables et décroissent par capture électronique vers $^{199-202}$Hg respectivement. Certains isotopes du Thallium sont utilisés pour des applications médicales et leurs demi-vies et rapports d'embranchement pour l'émission de rayon γ par le noyau fils ont été mesurées récemment avec une grande précision [123, 124]. Les demi-vies et intensités absolues d'émission γ et X utilisées sont présentées dans les tableaux 2.1 et 2.2. D'autre part, de par la faible liaison du projectile (1.45 MeV), de larges sections efficaces de formation des résidus provenant des processus de cassure suivie de fusion incomplète et/ou transfert ont été observées.

La figure 2.3 présente les spectres γ et X mesurés à $E_{Lab} = 34.9$ MeV. Les rayons γ caractéristiques d'intérêt associés aux décroissances des isotopes de Tl, Au et Pt produits dans les réactions de fusion, fusion incomplète et/ou transfert sont aussi identifiés de façon unique par la mesure de leur temps de vie. Les activités mesurées à $E_{Lab} = 34.9$ MeV en fonction du temps pour les produits d'évaporation ^{200}Tl (26.1 (1) h) et ^{201}Tl (72.91 (4) h) sont présentés en figure 2.4, illustrant le bon accord des mesures avec les durées de vie connues.

TAB. *2.1: Propriétés de décroissance des produits d'évaporation ($^{199-202}$Tl) de réactions directes (^{198,198m,199}Au) utilisées dans ce travail (Données issues de [124, 123, 125]).*

Résidu	Type	$T_{1/2}$ (heures)	E_γ (keV)	Photons pour 100 désint.
^{202}Tl	EC	295.44 (1.92)	439.56	91.4 (1.0)
^{201}Tl	EC	73.01 (0.04)	167.46	10.0 (0.1)
			135.31	2.60 (0.02)
^{200}Tl	EC	26.1 (0.1)	367.94	87.3 (0.6)
			579.28	13.8 (1.2)
			828.32	10.8 (1.0)
			1205.85	30.0 (2.7)
^{199}Tl	EC	7.42 (0.08)	208.20	12.3 (1.3)
			247.26	9.3 (0.5)
			455.46	12.4 (1.3)
^{199}Au	β^-	75.34 (0.17)	158.38	72.0 (1.3)
			208.20	21.5 (4)
^{198}Au	β^-	64.67 (0.02)	411.8	95.54 (0.7)
^{198m}Au	IT	54.5 (0.5)	97.2	69.3 (2.3)
			180.3	50 (3)
			214.89	77 (1)

TAB. *2.2: Intensités absolues d'émission X lors de la décroissance par capture électronique des isotopes ($^{199-202}$Tl). Les conventions utilisées sont K'$_{\beta 1}$ = K$_{\beta 1}$ + K$_{\beta 3}$+K"$_{\beta 5}$, K'$_{\beta 2}$ = K'$_{\beta 2}$ + K'$_{\beta 4}$ [123, 125].*

Noyau	K$_{\alpha 1}$	K$_{\alpha 2}$	K'$_{\beta 1}$	K'$_{\beta 2}$
^{202}Tl [125]	37.7 (0.9)	22.4 (0.6)	13.3 (2.5)	3.2 (0.8)
^{201}Tl [123]	46.4 (0.7)	27.3 (0.5)	15.7 (0.4)	4.6 (1.3)
^{200}Tl [125]	40.4 (1.7)	24.0 (1.0)	14.9 (2.1)	3.4 (1.4)
^{199}Tl [125]	45.5 (2.5)	27.0 (1.5)	16.0 (0.7)	3.8 (2.1)

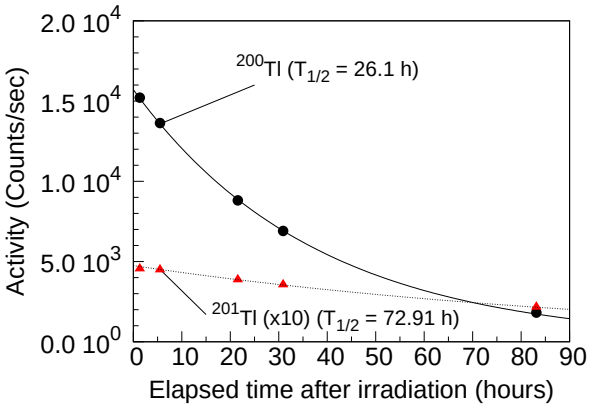


FIG. *2.4: Activités mesurées à $E_{Lab} = 34.9$ MeV dans le système $^{6}Li+^{198}Pt$ en fonction du temps pour les produits d'évaporation ^{200}Tl ($T_{1/2}$ = 26.1 (0.1) h) et ^{201}Tl ($T_{1/2}$ = 72.91 (0.04) h). Les courbes représentent l'ajustement des points expérimentaux par la loi de décroissance exponentielle avec le temps de vie fixé aux valeurs connues.*

La figure 2.5(a) présente une matrice de coïncidence $\gamma - \gamma$ caractéristique obtenue à $E_{Lab} = 24.8$ MeV (énergie au-dessous de la barrière Coulombienne). Le positionnement face à face des détecteurs maximise la collection d'événements de rétro-diffusion où un rayon γ dépose une partie de son énergie dans un des détecteurs puis est diffusé dans l'autre détecteur. Ces événements sont caractérisés par les lignes diagonales, satisfaisant l'équation $E_\gamma = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$. Les rayons γ en coïncidence avec les rayons Xpeuvent être clairement distingués. Différentes projections d'une telle matrice de coïncidences sont alors utilisées pour obtenir les spectres d'intérêt et extraire les sections efficaces.

Les figures 2.5(b) et 2.5(c) montrent les spectres de rayons γ (raies X) émis en coïncidence avec les raies X (rayons γ) à $E_{Lab} = 34.9$ MeV où les taux de coïncidences sont importants. La figure 2.5(b) présente les spectres de rayon X en coïncidence avec le rayon γ de 367.9 keV émis dans le ^{200}Hg lors de la décroissance du ^{200}Tl. La fenêtre de coïncidence utilisée est représentée par le crochet dans l'encart. Les raies X du Mercure $K_{\alpha 1,2}$ and $K_{\beta' 1,2}$ provenant de la capture électroniques sont clairement distinguées. On notera que la contamination de la raie $K_{\alpha 2}$ du Hg par la raie $K_{\alpha 1}$ de l'Au, illustrée dans la figure 2.3, est supprimée par la condition de coïncidence avec le rayon γ.

La comparaison entre les spectres en coïncidence (Fig. 2.5) et inclusifs (Fig. 2.3) montre que la coïncidence supprime les transitions non-corrélées et, en conséquence, mène à une réduction significative du niveau du bruit de fond. Cela se traduit par exemple, par une augmentation d'environ deux ordres de grandeur du rapport pic sur bruit pour le rayon γ de 367.9 keV dans la mesure en coïncidence comparée aux spectres inclusifs. Les taux de coïncidences X-γ peuvent être extraits à partir des quatre raies X ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta' 1}$ et $K_{\beta' 2}$) présentées en figure 2.5(b). Les rapports d'intensités X sont connus précisément et constituent une vérification supplémentaire. Les taux de coïncidences X-γ peuvent aussi être obtenus en imposant la condition de coïncidence sur les raies X du Hg (Fig. 2.5(c)). Les rayons γ associés à la décroissance des produits d'évaporation (^{199,200,201}Tl) sont visibles sur la figure. Dans le prochain paragraphe, les résultats obtenus par cette méthode sont comparés aux mesures obtenues par la méthode usuelle utilisant la mesure inclusive des rayons γ émis lors de la décroissance [126].

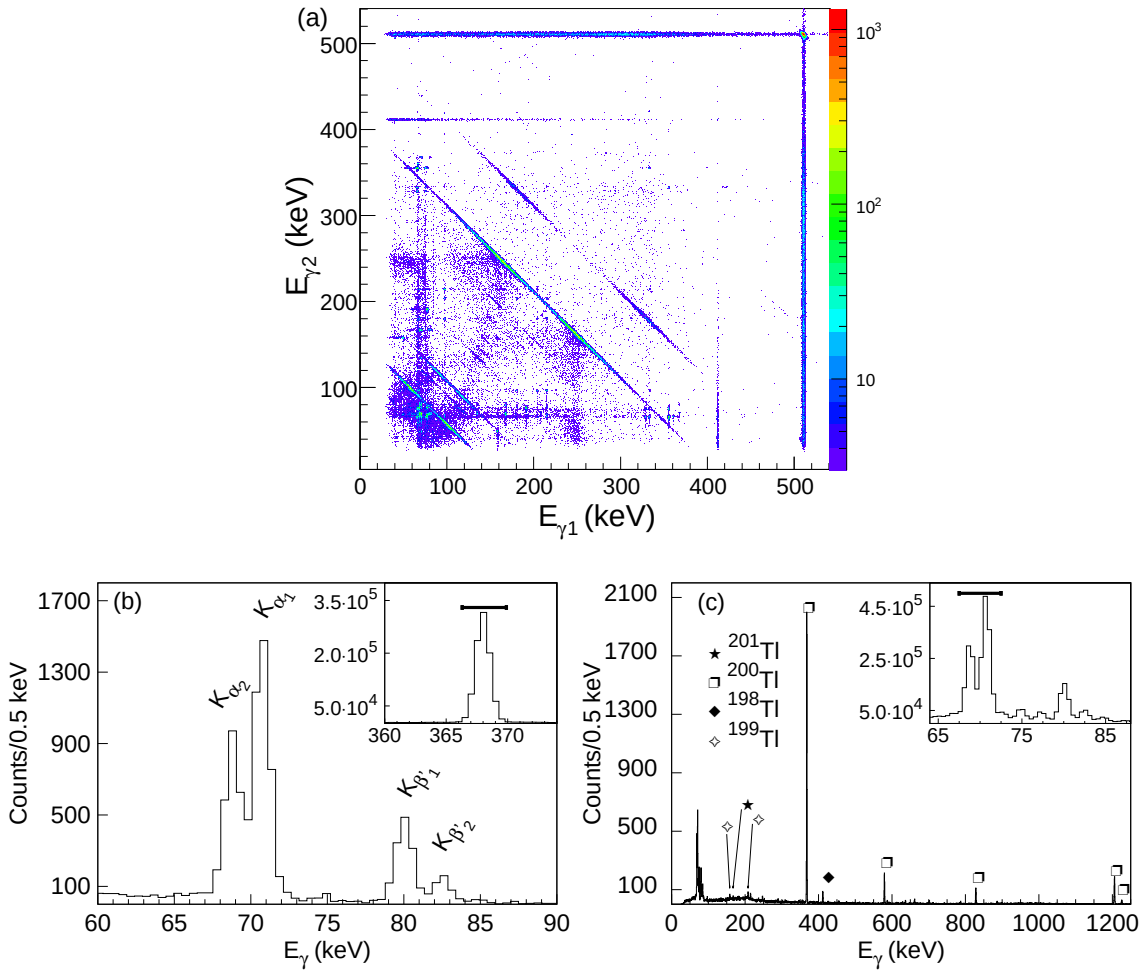


FIG. *2.5: (a) Matrice de corrélation $\gamma-\gamma$ obtenue à $E_{Lab}=24.8$ MeV dans la configuration (B) des détecteurs (Voir texte). (b) Spectres de rayons X en coïncidence avec la transition γ de 367.5 keV (^{200}Tl). (c) Spectre γ en coïncidence avec les raies X $K_{\alpha 1,2}$ du Hg. Les conditions de coïncidence sont illustrées dans les encarts.*

TAB. *2.3: Sections efficaces pour les résidus d'évaporation ^{200,201}Tl obtenus à E_{Lab} =34.9 MeV à partir de la méthode inclusive et à partir de la méthode des coïncidences $X-\gamma$ pour différentes distances entre les détecteurs et l'échantillon.*

Résidu	Inclusive (10 cm) (mb)	Coïncidence (10 cm) (mb)	Coïncidence (1.5 mm) (mb)
^{201}Tl	25.7 (0.9)	-	24.8 (1.1)
^{200}Tl	308 (2)	314 (8)	309 (2)

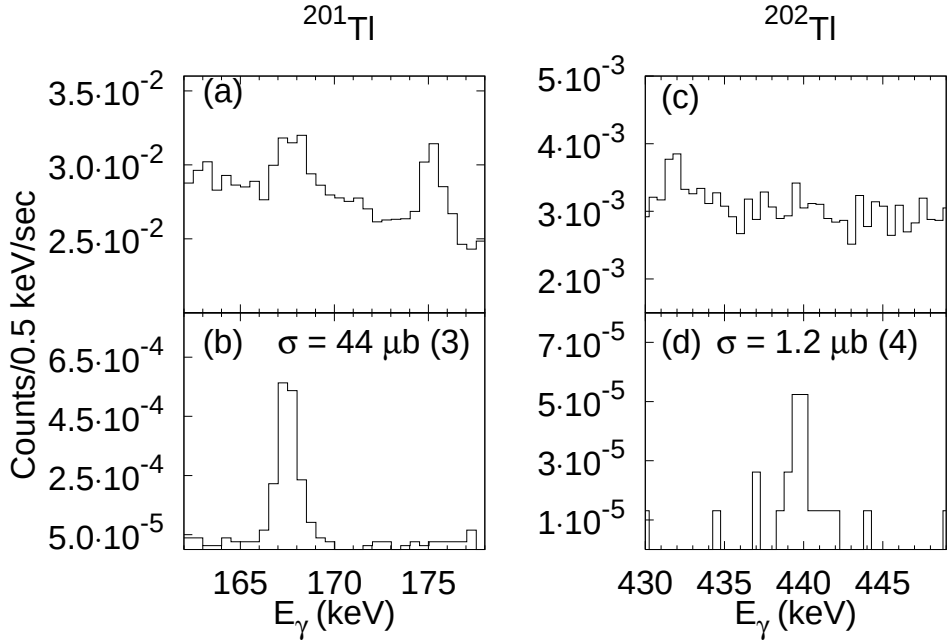


FIG. *2.6: Spectres γ obtenus à $E_{Lab} = 23.4$ MeV dans le système ^{6}Li+^{198}Pt. Régions d'intérêt autour des transitions γ caractéristiques du ^{201}Tl (167.5 keV) et du ^{202}Tl (439.6 keV). (a) et (c) Spectres γ bruts. (c) et (d) spectres γ en coïncidence avec la raie K_α du Hg. Les sections efficaces mesurées sont présentées sur les figures.*

Validation de la méthode

Les sections efficaces des produits d'évaporation obtenues par la méthode usuelle de spectroscopie γ sont comparées à celles obtenues par la nouvelle méthode faisant appel aux coïncidences $X-\gamma$. Les résultats pour le système ^{6}Li+^{198}Pt à $E_{Lab} = 34.9$ MeV sont présentés dans le tableau 2.3. Les sections efficaces sont extraites à partir de l'équation 2.2 et les intensités absolues d'émission de rayon Xet γ sont présentées dans les tableaux 2.1 et 2.2. Les erreurs ont été estimées à partir de la matrice de variance-covariance, en considérant l'amplitude du photo-pic ainsi que les paramètres du bruit de fond comme variables [121]. On peut voir à partir du tableau que les résultats obtenus avec les différentes méthodes sont en très bon accord. Cet accord montre que cette nouvelle méthode est un outil fiable pour la détermination de sections efficaces absolues. La non observation du produit d'évaporation ^{201}Tl est en accord avec la faible efficacité de coïncidence dans la géométrie (A) (échantillon à 10 cm des détecteurs). Les sections efficaces des produits d'évaporation σ_{ER} obtenues pour l'ensemble des énergies sont présentées dans le tableau 2.4 dans le paragraphe 2.1.3.

Discussion

La sensibilité expérimentale de la méthode permet de mesurer des faibles sections efficaces à des énergies profondément sous la barrière Coulombienne. La figure 2.6 montre les régions d'intérêt des spectres γ inclusifs et en coïncidence avec la raie K_α du Hg pour les résidus ^{201,202}Tl. La figure 2.6(a) montre que le rayon γ d'intérêt (167.5 keV) surmonte un bruit de fond issu de l'interaction Compton de

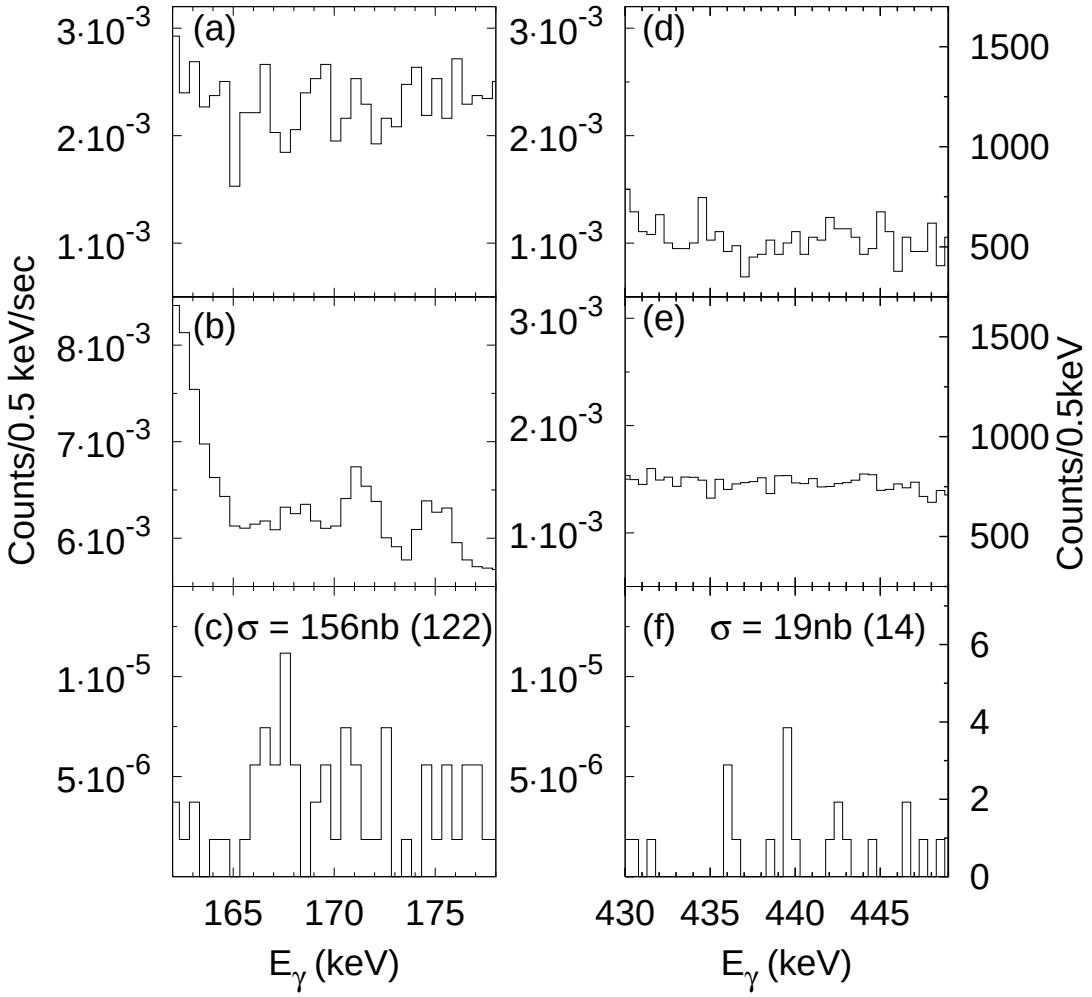


FIG. *2.7: Spectres γ à $E_{Lab} = 20.4$ MeV dans le système ^{6}Li+^{198}Pt. Régions d'intérêt autour des transitions γ caractéristiques du ^{201}Tl (167.5 keV)(gauche) et du ^{202}Tl (439.6 keV)(droite). (a) et (d) : spectres γ collectés sans échantillon (bruit de fond). (b) et (e) : spectres γ inclusifs. (c) et (f) spectres γ en coïncidence avec la raie K_α du Hg. Les sections efficaces mesurées sont présentées sur les figures.*

rayon γ à haute énergie. La figure 2.6(b) illustre le gain en sélectivité apporté par cette méthode. Le rapport pic sur bruit est ~ 70 fois plus élevé dans la mesure en coïncidence. Une telle amélioration de la sélectivité mène à une détermination plus précise et fiable de l'aire du photo-pic, ce qui est indispensable pour la détermination de petites sections efficaces où le niveau du signal peut être comparable au bruit de fond. Les figures 2.6(c) et (d) renforce ce constat pour la transition γ de 439.6 keV (^{202}Hg) où la section efficace mesurée est beaucoup plus faible ($\sigma = 1.2 \pm 0.4 \mu$b). En effet, dans le spectre γ inclusif (Fig. 2.6(c)) la transition n'est pas visible, noyée dans le bruit de fond. La transition apparaît clairement dans le spectre en coïncidence (Fig. 2.6d).

La figure 2.7 montre les spectres γ mesurés à $E_{Lab} = 20.4$ MeV. Cette énergie correspondant à la

mesure effectuée le plus profondément sous la barrière ($E/V_B \sim 0.68$) lors de cette expérience. Les données présentées correspondent à 54 heures de mesures hors-ligne après 56 heures d'irradiation. La comparaison entre les spectres inclusifs (Figs. 2.7(b) et 2.7(e)) et en coïncidence (Figs. 2.7(c) et 2.7(f)) illustre à nouveau la sensibilité expérimentale obtenue par cette méthode de coïncidences. Dans ce cas, l'extraction de l'aire du photopic et de l'erreur associée a été obtenue par la méthode du Maximum Likelyhood avec la distribution de Poisson [127] en utilisant le "package" inclut dans le logiciel ROOT. La méthode présentée dans cette section a permis de mesurer une section efficace de $\sigma = 19 \pm 14$ nb.

Ci-dessous, les limites associées au niveau de bruit de fond sont discutées. La comparaison entre le spectre γ de bruit de fond collecté sans échantillon (Fig. 2.7(a) et 2.7(d)) et le spectre brut avec échantillon (Fig. 2.7(b) et 2.7(e)) montre que la limite expérimentale n'est pas fixée par le bruit de fond de la pièce car celui-ci est inférieur au bruit de fond avec la cible irradiée. Les sections efficaces mesurées pour les résidus ^{198,199}Au, produits dans la réaction de capture de deutons, sont quatre ordres de grandeur plus élevées. Les rayons γ émis lors de leur décroissance par leur noyau fils (^{198,199}Hg) contribuent au bruit de fond Compton dans la région de raies Xdu Hg.

En plus de cette limite, dans le cas spécifique des événements de coïncidence X-γ impliquant la transition de 439.6 keV (^{202}Hg) et la raie X K_α du Hg (70.8 keV), les rayons γ de 511 keV diffusés par effet Compton dans l'autre détecteur apportent une contribution supplémentaire de bruit de fond. Ce phénomène est aisément visible dans la matrice de coïncidence (Fig. 2.5(a)) où l'intersection de la ligne diagonale (d'équation $E_\gamma = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 511$ keV) et la condition de coïncidence autour de 70.8 keV se superposent avec la région d'intérêt. Ainsi, la sensibilité de la mesure présentée ici peut être encore améliorée en minimisant les sources de rayons γ de 511 keV. Les sources possibles de rayons γ de 511 keV ont été recherchées et proviennent en partie des réactions du faisceau avec la feuille d'aluminium de collection.

2.1.3 Fonctions d'excitation de fusion dans les systèmes ^{6,7}Li+^{198}Pt

Les sections efficaces pour les résidus d'évaporation dans le système ^{6}Li+^{198}Pt, obtenues par la méthode des coïncidences sont reportées dans le tableau 2.4. La section efficace de fusion est obtenue comme la somme des sections efficaces de résidus d'évaporation. La fonction d'excitation de fusion est présentée en figure 2.8(a). On notera que ces mesures couvrent 8 ordres de grandeur pour des énergies de projectile dans la gamme $0.68 < E/V_B < 1.3$ [128].

Une étude identique a été menée dans le système ^{7}Li+^{198}Pt pour obtenir les sections efficaces des résidus d'évaporation qui sont reportées dans le tableau 2.5. La motivation principale de cette étude est associée aux investigations expérimentales dans le système ^{8}He+^{197}Au qui seront rapportées dans la section 2.2. Les deux systèmes (^{7}Li+^{198}Pt et ^{8}He+^{197}Au) forment le même noyau composé ^{205}Tl et les fonctions d'excitation des produits d'évaporation pourront être comparées. Dans ce système, il n'est pas possible de mesurer la fusion très profondément sous la barrière car le résidu d'intérêt dans cette gamme en énergie est le ^{203}Tl qui est stable. La fonction d'excitation de fusion est présentée en figure 2.8(b).

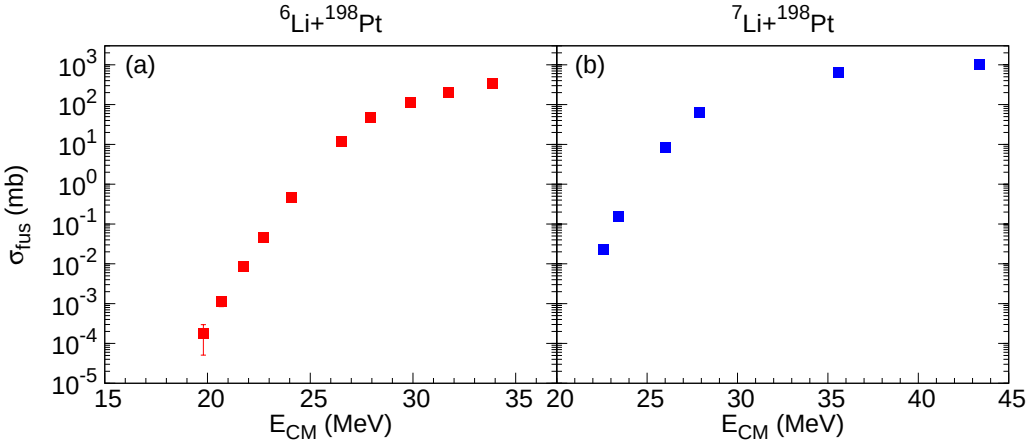


FIG. *2.8: Fonctions d'excitation de fusion obtenues dans les systèmes ^{6}Li+^{198}Pt (a) et ^{7}Li+^{198}Pt (b).*

TAB. *2.4: Sections efficaces des résidus d'évaporation du noyau composé ^{204}Tl, formé lors de la fusion, et section efficace totale de fusion dans le système ^{6}Li+^{198}Pt.*

E_{Lab} (MeV)	E_{CM} (MeV)	$\sigma_{5n}(^{199}\mathrm{Tl})$ (mb)	$\sigma_{4n}(^{200}\mathrm{Tl})$ (mb)	$\sigma_{3n}(^{201}\mathrm{Tl})$ (mb)	$\sigma_{2n}(^{202}\mathrm{Tl})$ (mb)	σ_{Fus} (mb)
20.4	19.8	–	–	$(156\pm122)\times10^{-6}$	$(19\pm14)\times10^{-6}$	$(174\pm123)\times10^{-6}$
21.3	20.7	–	–	$(974\pm258)\times10^{-6}$	$(122\pm100)\times10^{-6}$	$(110\pm26)\times10^{-6}$
22.4	21.7	–	–	$(8.34\pm1.08)\times10^{-3}$	$(2.7\pm2.0)\times10^{-4}$	$(8.64\pm1.10)\times10^{-3}$
23.4	22.7	–	–	$(4.39\pm0.30)\times10^{-2}$	$(1.24\pm0.50)\times10^{-3}$	$(4.50\pm0.3)\times10^{-2}$
24.8	24.1	–	$(1.67\pm0.09)\times10^{-2}$	0.444 ± 0.016	–	0.466 ± 0.016
27.3	26.5	–	3.50 ± 0.05	8.30 ± 0.20	–	11.80 ± 0.20
28.8	27.9	–	24.90 ± 0.20	22.60 ± 0.60	–	47.50 ± 0.70
30.8	29.9	–	84.00 ± 0.50	29.30 ± 0.70	–	113.00 ± 1.00
32.7	31.7	–	167.00 ± 1.00	32.50 ± 2.00	–	200.00 ± 2.00
34.9	33.9	14.6 ± 1.0	308.00 ± 2.00	25.70 ± 2.00	–	348.00 ± 3.00

TAB. *2.5: Sections efficaces des résidus d'évaporation du noyau composé ^{205}Tl, formé lors de la fusion, et section efficace totale de fusion dans le système ^{7}Li+^{198}Pt.*

E_{Lab} (MeV)	E_{CM} (MeV)	$\sigma_{3n}(^{202}\mathrm{Tl})$ (mb)	$\sigma_{4n}(^{201}\mathrm{Tl})$ (mb)	$\sigma_{5n}(^{200}\mathrm{Tl})$ (mb)	$\sigma_{6n}(^{199}\mathrm{Tl})$ (mb)	σ_{Fus} (mb)
23.4	22.6	0.023 ± 0.002	–	–	–	0.023 ± 0.002
24.3	23.4	0.154 ± 0.003	–	–	–	0.154 ± 0.003
26.9	26.0	5.6 ± 0.2	2.60 ± 0.06	0.2 ± 0.2	–	8.4 ± 0.3
28.8	27.9	25.1 ± 0.6	36.4 ± 0.6	0.75 ± 0.21	–	62.3 ± 1.0
36.9	35.6	21.0 ± 2.0	503 ± 7	111 ± 1	12 ± 1	647 ± 7
44.9	43.4	–	180 ± 8	789 ± 9	35 ± 2	1004 ± 14

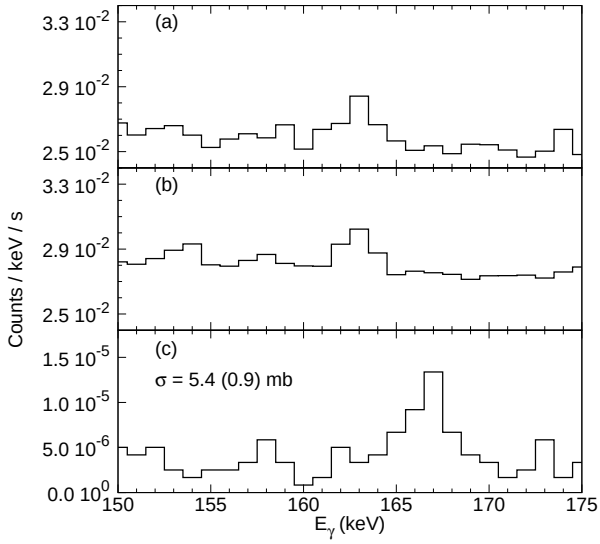


FIG. *2.9: Spectres γ obtenus dans le système ^{8}He+^{197}Au autour de la transition γ caractéristique de la décroissance du ^{201}Tl (167.5 keV). (a) Spectre γ inclusif de bruit de fond collecté sans échantillon. (b) Spectre γ inclusif pour l'échantillon irradié à $E_{CM} = 16$ MeV. (c) Spectre γ correspondant en coïncidence avec la raie K_α du Hg. La transition à 162 KeV visible dans les spectres inclusifs (a) et (b) correspond au bruit de fond issu de la réaction ^{115}In(n,γ).*

2.1.4 Applications aux cas des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré qu'il est possible de mesurer des sections efficaces de l'ordre du nb avec des faisceaux stables d'intensité $\sim 10^{11}$ pps. Ces investigations ouvrent de nouvelles opportunités pour les études du processus de fusion sous la barrière Coulombienne. En particulier, une expérience visant à mesurer la fusion avec le faisceau radioactif de faible intensité d'^{8}He a été menée. Cette expérience est détaillée dans le chapitre 2.2. Les principaux résultats et améliorations expérimentales de la technique des coïncidence X-γ sont présentés dans ce paragraphe.

Le système choisi pour l'étude de la fusion est ^{8}He+^{197}Au. Le choix de la cible est motivé par l'absence de contamination isotopique et la simplicité de manipulation. Certaines modifications ont été apportées au dispositif de comptage hors-ligne afin d'améliorer la sensibilité expérimentale en minimisant le bruit de fond et en maximisant l'efficacité photo-pic de détection. Les améliorations sont les suivantes : (a) le banc de mesure est constitué d'un détecteur Clover EXOGAM [129] et d'un détecteur planaire. Le choix du détecteur Clover est motivé par sa grande efficacité et la réduction du fond Compton par des méthodes d'*Add-Back* des énergies déposées dans les cristaux du détecteur. Le choix du détecteur planaire avec un plus petit volume actif apporte une très bonne résolution en énergie et un bruit de fond réduit. (b) le blindage est constitué d'une enceinte de plomb (~ 10 cm) et d'enceintes anti-Compton BGO (Bismuth, Germanium, Oxygen) passives positionnées autour des détecteurs [129].

Les spectres γ obtenus avec le nouveau banc de mesure pour le système ^{8}He+^{197}Au sont présentés en figure 2.9. La figure 2.9(a) correspond au spectre de bruit de fond (sans échantillon). Les spectres γ inclusifs et en coïncidence obtenus pour des cibles d'^{197}Au irradiés par l'^{8}He à $E_{CM} = 16$ MeV (l'énergie la plus basse) sont présentés en figure 2.9(b) et (c). Alors qu'il n'est pas possible de discerner la transition γ de 167.5 keV émise lors de la décroissance du ^{201}Tl dans le spectre inclusif [Fig. 2.9(b)], la transition est très nettement visible dans le spectre en coïncidence avec la raie K_α du Hg [Fig. 2.9(c)]. Cette mesure illustre à nouveau la sensibilité expérimentale de la méthode. La comparaison entre les figures 2.7(b-c)(^{6}Li) et 2.9(b-c)(^{8}He) montre que le niveau de bruit de fond du nouveau dispositif est supérieur au cas du ^{6}Li ce qui est cohérent avec le plus grand volume actif du détecteur Clover comparé aux détecteurs coaxiaux. Néanmoins, le niveau du bruit de fond dans le spectre en coïncidence (Fig. 2.9(c)) est inférieur avec le nouveau dispositif. Les améliorations apportées ont permis de repousser les limites de sensibilité

expérimentale. Le gain en sensibilité de la méthode des coïncidences $X-\gamma$ pour ce nouveau dispositif par rapport à une mesure "inclusive" des rayons γ a été estimé. Pour cela, on compare les taux de comptage dans les spectres inclusifs et en coïncidence dans les régions d'intérêt obtenus pour le bruit de fond. Dans le cas présent, le facteur a été obtenu à partir de ~ 220 heures de données de bruit de fond collectées dans le dispositif. Le gain en sensibilité expérimentale est d'environ 30000, ce qui représente une amélioration significative. Ce facteur permet d'évaluer la performance de cette méthode. La section efficace obtenue associée au spectre présenté en Fig. 2.9(c) correspond à une section efficace de 5.4 ± 0.9mb. Si l'on considère le rapport entre les intensités des faisceaux utilisés pour la production d'éléments "super-lourds" (7×10^{12} pps [130]) et la faible intensités du faisceau d'^{8}He ($4 \sim 10^{5}$ pps), cette section efficace mesurée avec cette nouvelle méthode est équivalente à $\sim 300pb$.

2.1.5 Conclusion

Le bon accord entre les résultats obtenus par la mesure inclusive et la méthode des coïncidences X$-\gamma$ dans le système ^{6}Li+^{198}Pt montre que cette méthode peut être utilisée pour obtenir les sections efficaces absolues de fusion. L'amélioration importante de la sensibilité expérimentale a permis de mesurer des sections efficaces de fusion jusqu'au niveau de la dizaine de nanobarn dans le système ^{6}Li+^{198}Pt et la mesure de la première fonction d'excitation de fusion avec le faisceau d'ions radioactifs de faible intensité d'^{8}He dans le système ^{8}He+^{197}Au. Le gain en sensibilité apporté par cette méthode par rapport à une mesure inclusive a été estimé à 30000 pour le dispositif utilisé permettant la mesure de section efficace de l'ordre de ~ 0.25 mb dans le système ^{8}He+^{197}Au. Pour repousser davantage les limites de détection avec cette méthode, il est envisageable d'utiliser des enceintes anti-Compton actives (par exemple BGO) autour des détecteurs pour permettre une réduction supplémentaire du bruit de fond. Une extension possible de cette méthode aux coïncidences $\beta-\gamma$ constitue une possibilité pour s'affranchir de la restriction aux résidus qui sont instables par capture électronique. Cette méthode ouvre de nouvelles perspectives à la fois pour la mesure de faibles sections efficaces et pour la mesure de fonctions d'excitation de fusion avec des faisceaux radioactifs de faible intensité.

2.2 Expérience et résultats dans le système ^{8}He+^{197}Au

Dans cette section, les détails expérimentaux et les résultats pour la mesure des sections efficaces de fusion et de transfert de neutrons dans le système ^{8}He+^{197}Au autour de la barrière Coulombienne ($0.68 < E_{CM}/V_B < 1.49$, $V_B \sim 18.7$ MeV) sont présentés [131]. Le déroulement de l'expérience (représenté schématiquement en figure 2.10) est le suivant : des cibles d'^{197}Au sont irradiées avec un faisceau d'^{8}He délivré par l'installation SPIRAL au GANIL. L'intensité du faisceau est mesurée par le dispositif d'irradiation. A la fin de l'irradiation la radioactivité induite dans les cibles par les réactions de fusion et de transfert est mesurée dans le dispositif de comptage hors-ligne. Dans les paragraphes suivants, les dispositifs expérimentaux d'irradiation et de comptage hors-ligne seront décrits en détails et les différentes étapes d'analyse permettant d'obtenir les sections efficaces seront présentées. La technique présentée dans la section précédente est appliquée au système ^{8}He+^{197}Au pour obtenir les sections efficaces de fusion. Les sections efficaces de transfert de neutrons sont obtenues à partir des mesures inclusives des rayons γ émis lors de la décroissance de produits de réaction transfert.

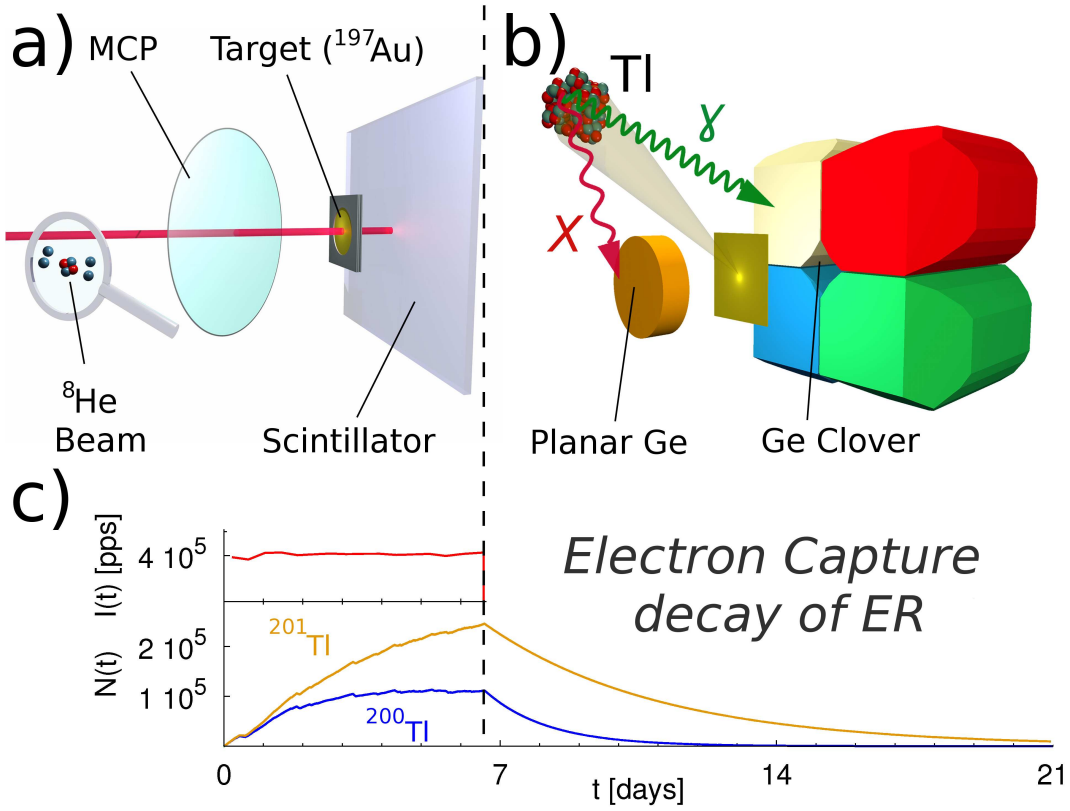


FIG. *2.10: Vue schématique des dispositifs d'irradiation (a) et de comptage hors ligne (b). (c) Les cibles d'^{197}Au sont irradiées avec un faisceau d'^{8}He. L'intensité du faisceau est mesurée par le dispositif d'irradiation (Scintillateur plastique et détecteur MCP). A la fin de l'irradiation la radioactivité induite dans les cibles par les réactions de fusion et transfert est mesurée dans le dispositif de comptage hors-ligne.*

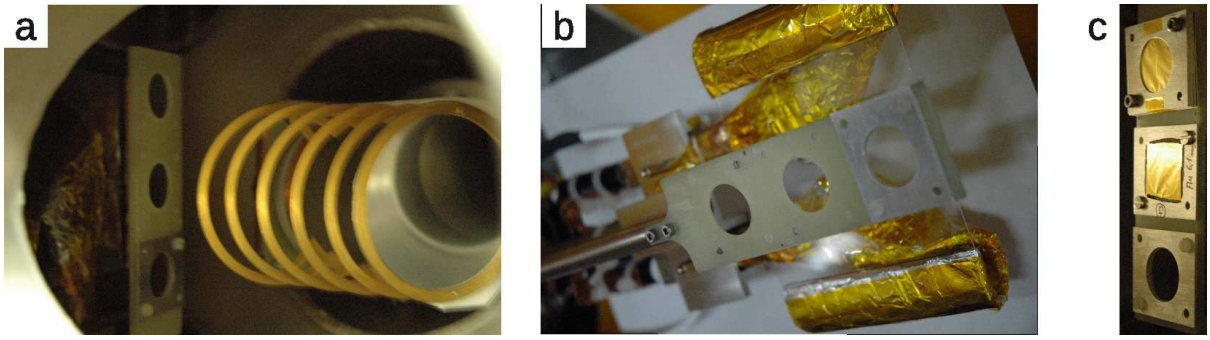


FIG. *2.11: Photographies des éléments du dispositif d'irradiation : (a) Vue du dispositif au sein de la chambre à réaction avec le détecteur MCP, le porte cible et la scintilateur plastique. (b) Scintillateur plastique. (c) Photographie du porte cible avec un empilement de cibles, une cible simple et une cible trou.*

2.2.1 Irradiation des cibles

2.2.1.1 Dispositif expérimental

Le dispositif d'irradiation permet la mesure précise de l'historique de l'intensité du faisceau. Le faisceau d'^{8}He délivré par l'installation SPIRAL à GANIL avait une intensité $\sim 4 \times 10^{5}$ particules par secondes, équivalente à un courant de $\sim 10^{-5}$ pnA, qui ne peut être mesurée avec une coupelle de Faraday. Un scintillateur plastique a donc été utilisé pour mesurer et suivre l'intensité du faisceau d'^{8}He au cours du temps. La résolution en énergie de faisceaux d'^{8}He délivrés par SPIRAL à travers CIME et le spectromètre α est ΔE/E $\sim 10^{-3}$. A la fin de l'expérience, un profileur a été installé à l'emplacement de la cible pour mesurer *in-situ* le profil du faisceau d'^{8}He au point cible et vérifier la taille fournie par l'optique de la ligne de faisceau (~ 3mm FWHM).

Trois irradiations ont été effectuées à différentes énergies et les paramètres des irradiations sont présentés dans le tableau 2.6. Afin d'obtenir pour chaque irradiation les sections efficaces à plusieurs énergies incidentes, des empilements de cibles sont irradiées. Les piles de cibles sont constituées de feuilles d'Au ($\sim$ 6mg/cm^2) flanquées chacune d'une feuille d'aluminium et séparées par des dégradeurs d'Aluminium. Les feuilles d'aluminium d'environ 1mg/cm^2 placées derrière les feuilles d'Au sont utilisées pour collecter les produits d'évaporation qui peuvent éventuellement s'échapper. Les dégradeurs d'aluminium (de 2 à 10 mg/cm^2) sont utilisés pour réduire l'énergie du faisceau.

Les épaisseurs des feuilles sont déterminées par pesée. La surface des feuilles est déterminée avec précision à partir d'une photographie des feuilles et à l'aide du logiciel IMAGEJ [133]. L'erreur sur l'épaisseur des cibles est estimée à 3%. Les différentes configurations des piles de cibles utilisées sont présentées dans le tableau 2.6. Les pertes d'énergie et l'élargissement angulaire du faisceau dans les différentes couches de la pile ont été calculées avec le logiciel SRIM [132]. Les énergies du faisceau au milieu des cibles d'Au sont reportés dans le tableau 2.6. L'erreur indiquée correspond à la dispersion en énergie calculée (largeur à mi-hauteur).

La figure 2.10(a) présente une vue schématique du dispositif d'irradiation qui comprend un détecteur MCP (Galette à micro-canaux), un scintillateur plastique et un porte cible. La figure 2.11 présente les photographies des différents éléments. Le scintillateur plastique de dimension 10 cm $\times$ 10 cm$\times$ 500 μm est placé ~ 5cm en aval du porte cible. La lumière est collectée de chaque coté du scintillateur par deux

TAB. *2.6: Composition des piles de cibles et énergies du faisceau pour les différentes irradiations. E_{lab} : énergie du faisceau incident, $\langle I \rangle$: intensité moyennée, E_{CM} : énergie du faisceau dans le référentiel du centre de masse au milieu de la cible, ΔE : dispersion en énergie (FWHM) calculée avec SRIM [132].*

Run	E_{lab} [MeV]	$\langle I \rangle$ [pps]	Temps [h]	Cible	Epaisseur [mg/cm^2]	E_{CM} (mi-cible) [MeV]	ΔE [MeV]
1	20.1	3.2×10^5	34.0	Au1	6.7	18.76	0.02
				Au2	6.2	12.70	0.20
2	29.4	2.9×10^5	34.0	Au1	5.1	27.86	0.07
				Au2	5.2	24.70	0.18
				Au3	6.4	21.87	0.36
3	18.9	4.5×10^5	158.6	Au1	6.0	17.53	0.05
				Au2	6.4	15.98	0.11

guides de lumière connectés aux tubes photo-multiplicateurs (PMT) situés à l'arrière du scintillateur. Les signaux de l'anode des PMT sont amplifiés et la charge associée est intégrée dans un QDC (Intégrateur de charge) avec une porte d'intégration de 110 ns. Les noyaux d'^{8}He sont arrétés dans le scintillateur et les particules β émises lors de la décroissance de l'^{8}He vers le ^{8}Li ($T_{1/2} = 119ms$) déposent une faible quantité d'énergie dans le plastique mince. La géométrie compacte du dispositif assure que les pertes du faisceau associés à la diffusion dans la pile de cibles sont négligeables. Ce point a été vérifié en remplaçant la pile de cible par un trou à plusieurs reprises au cours de l'irradiation. Le schéma électronique associé au scintillateur plastique est présenté en Annexe A. Le détecteur MCP avec une feuille émissive de 70 mm de diamètre, est placé ~ 10 cm en amont de la position du porte-cible. Le schéma électronique associée au détecteur MCP est présenté en Annexe A.

Le déclenchement du système d'acquisition est obtenu par un OU des PMT du scintillateur plastique divisé par 1000. Le module GMT (Ganil Master trigger) est utilisé pour la gestion des déclenchements. Un temps mort fixe de 100 μs est imposé. Le schéma bloc de l'électronique d'acquisition est présenté en Annexe A. Les temps entre les PMT du scintillateur plastique, le détecteur MCP, et la radiofréquence du cyclotron CIME sont enregistrés. Lors des irradiations n°2 et n°3, chaque évènement déclenché est marqué en temps avec une précision de 10 ns à l'aide du module CENTRUM (Clock Event Number Transmitter Receiver Universal Module) [134]. Le temps mort du système, mesuré à partir du rapport des échelles des déclenchements libres et en coïncidence avec le signal temps mort du GMT, est de ~ 4 pour mille pour une fréquence de déclenchement d'environ 800 Hz observé dans cette expérience.

2.2.1.2 Mesure de l'intensité du faisceau

Ce paragraphe décrit le traitement des données de l'expérience d'irradiation. La séparation entre les noyaux d'^{8}He et les particules β émises lors de leur décroissance est discutée. L'intensité du faisceau est obtenue à partir de la corrélation entre l'énergie déposée dans le scintillateur plastique et le temps relatif à la radiofréquence du cyclotron.

Position et énergie

Dans le cas présent, la lumière est collectée de chaque coté du scintillateur plastique par deux PMT.

L'intensité de la lumière mesurée sur chaque coté dépend exponentiellement de la distance au point d'émission. L'amplitude du signal pour les deux PMT peut être écrite sous la forme suivante :

$$E_1 \propto E \exp\left(-\alpha(L/2+x)\right)$$

$$E_2 \propto E \exp\left(-\alpha(L/2-x)\right)$$

où E est l'énergie déposée par la particle chargée, α est le coefficient d'atténuation de la lumière dans le scintillateur, L la largeur du scintillateur et x le point d'émission. A partir de ces deux équations, on obtient l'énergie déposée indépendamment de la position :

$$E \propto \sqrt{E_1 E_2} \exp\left(\alpha L/2\right) \tag{2.3}$$

ainsi que la position :

$$x \propto \frac{1}{2\alpha} \ln\left(\frac{E_1}{E_2}\right) \tag{2.4}$$

Afin d'identifier et de séparer les contributions des différentes particules dans ces spectres en énergie et position, des corrélations avec le détecteur MCP ainsi que le temps entre le scintillateur plastique (OU des PMT) et la radiofréquence du cyclotron sont utilisées. La figure 2.12 illustre les matrices de corrélation entre le OU des temps des scintillateurs plastiques et l'énergie déposée dans le plastique. La figure 2.12(a) met en évidence la présence de deux composantes dans le spectre : une composante correspondant à la décroissance β, uniformément répartie en temps et de basse énergie et une composante correspondant aux particules d'^{8}He, corrélée en temps avec la radiofréquence. Dans le cas des études avec des faisceaux radioactifs, cette corrélation est indispensable car elle permet la séparation entre la décroissance (aléatoire) et le faisceau (corrélé). La figure 2.13 illustre les projections d'une telle matrice pour différentes conditions sur le temps entre le plastique et la radiofréquence. Il est donc possible de soustraire le fond aléatoire provenant de la décroissance de l'^{8}He implanté dans le plastique sous le pic "prompt". Les distributions en énergie et en position associées aux événements corrélés et aléatoires sont présentées dans la figure 2.13(b) illustrant la différence de distribution en position entre l'^{8}He et les particules issues de sa décroissance. Les particules d'^{8}He ont une distribution assez étroite associée à une position d'implantation restreinte. En revanche, les particules β émises peuvent parcourir le scintillateur résultant en une distribution beaucoup plus large.

Coïncidences fortuites

La figure 2.12 illustre la présence d'une seconde composante dans la partie haute énergie du spectre de l'^{8}He. Ces événements correspondent à $\sim$ 4% du nombre total de coup dans le pic principal et sont associés aux coïncidences fortuites où une particule d'^{8}He est détectée simultanément avec une particule β et sont donc comptabilisés lors de l'extraction de l'intensité du faisceau.

Intensité du faisceau

Lors de la première irradiation, le module CENTRUM n'était pas présent dans le système d'acquisition. La distribution temporelle des événements est alors obtenue à partir des échelles des deux scintillateurs enregistrées à deux minutes d'intervalle. Ces taux de comptage incluent les particules d'^{8}He et β. La proportion de particules ^{8}He, déterminée à l'aide de la corrélation en temps présentée dans le paragraphe

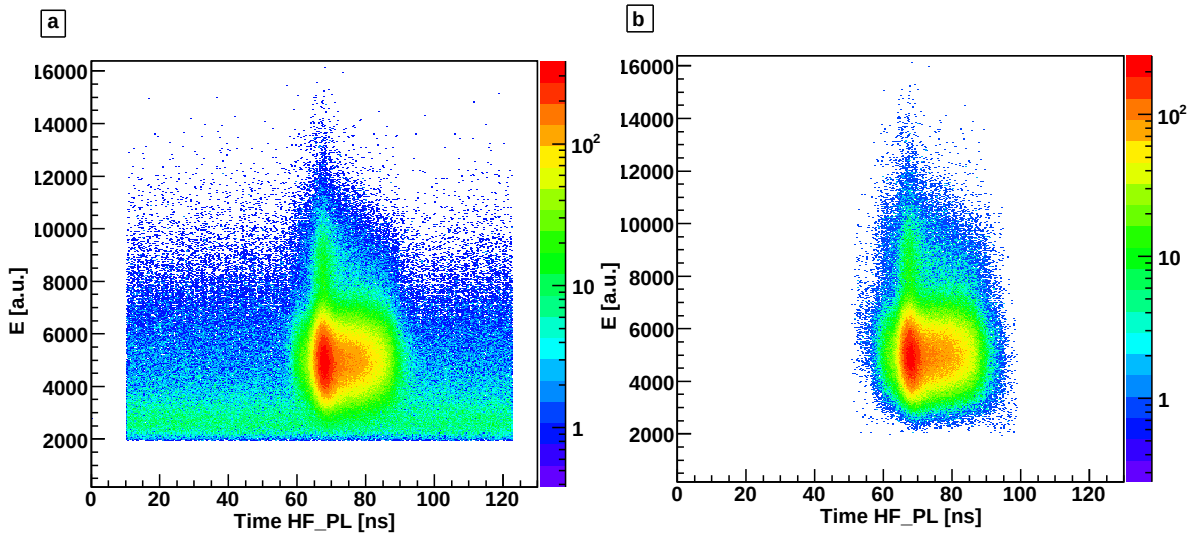


FIG. *2.12: (a) Matrice bi-dimensionnelle de la correlation entre l'énergie déposée dans le scintillateur plastique et le temps entre le scintillateur plastique et la radiofréquence du cyclotron CIME (b) Identique à (a), conditionné par une particule détectée dans le detecteur MCP.*

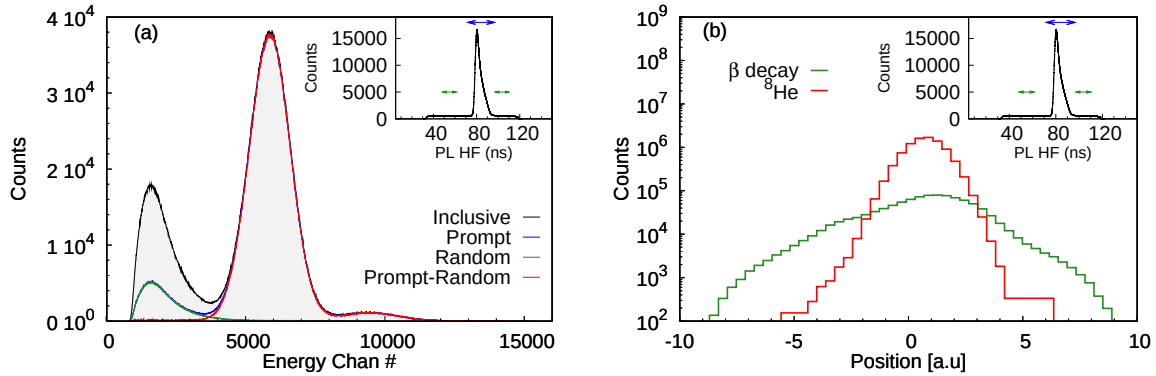


FIG. *2.13: Spectres en énergie et position dans le scintillateur plastique obtenue lors du run 2 : (a) Spectres en énergie déposée dans le plastique (E) : spectre inclusif et conditionné par les évènements prompts et aléatoires par rapport à la radiofréquence. (b) Position (x) dans le détecteur plastique mesurée pour les évènements prompts (^{8}He) et aléatoires (décroissance β) par rapport à la radiofréquence. Les conditions de coïncidence sur le temps entre le plastique et la radiofréquence sont représentées par les flèches dans l'encart.*

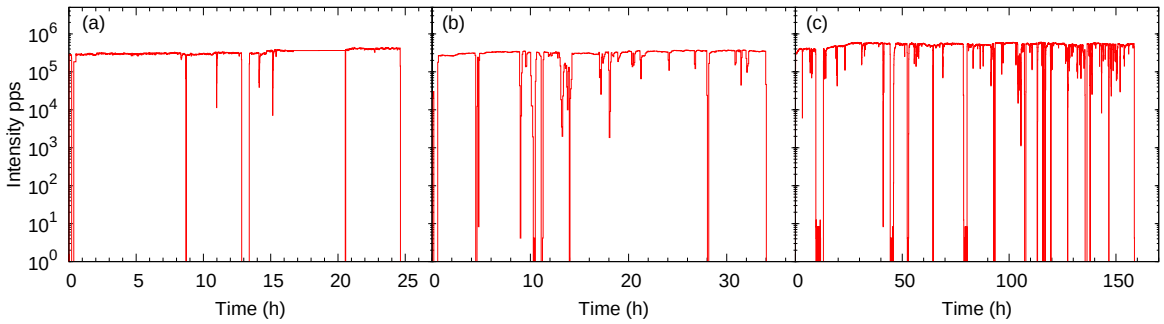


FIG. *2.14: Intensité du faisceau d'*^{8}*He obtenue en fonction du temps. (a) Run 1. (b) Run 2. (c) Run 3. Les intensités moyennées sont données dans le tableau 2.6.*

précédent, sont utilisée pour normaliser les échelles. Il a été vérifié que cette proportion est constante au cours de l'irradiation. L'intensité obtenue du faisceau d'^{8}He est présentée en figure 2.14(a).

Lors des irradiations 2 et 3, le module CENTRUM est utilisé pour marquer en temps chaque événement enregistré. L'intensité du faisceau d'^{8}He est donc déterminée en utilisant la condition de coïncidence temporelle entre le plastique et la radiofréquence, où les événements aléatoires provenant de la décroissance ont été soustraits. Les distributions temporelles de l'intensité du faisceau lors des irradiations 2 et 3 sont présentées en figure 2.14(b) et (c). Il a été vérifié avec les données de la seconde irradiation que les deux méthodes utilisées pour extraire l'intensité (échelles et CENTRUM) sont en bon accord (déviation standard de 0.3% du nombre total de particules d'^{8}He). L'erreur sur l'intensité du faisceau est estimée à 3%.

2.2.2 Comptage hors-ligne

A la fin de l'irradiation, les piles de cibles sont découplées et chaque échantillon (Cibles d'Au et feuille d'Al collectrice) est placé dans un dispositif de comptage hors-ligne.

2.2.2.1 Dispositif expérimental

Deux bancs de mesures ont été mis en place en dehors de la salle expérimentale où a lieu l'irradiation. La figure 2.15 présente une photographie de ces deux bancs de mesure. Chaque banc de mesure est constitué de deux détecteurs HPGe situés face à face. L'échantillon est placé au centre à l'aide d'un porte cible dont le positionnement est reproductible. Les détecteurs sont positionnés sur des plates-formes mobiles indépendantes dont le déplacement, contraint selon un axe unique, est contrôlé par un pas de vis. La distance entre le porte cible et la face avant des détecteurs peut varier entre 1.5mm et 90mm. Une mesure de référence de cette distance a été obtenue à l'aide d'un vernier micrométrique. A chaque déplacement de la plate-forme, la distance relative à cette distance de référence est mesurée avec une précision supérieure à 0.5 mm. Deux porte-cibles ont été manufacturés pour accueillir les cadres des cibles irradiées et les sources de calibration dans la même géométrie. Les mesures des échantillons irradiés sont effectuées dans la géométrie la plus rapprochée où chaque détecteur est placé à 1.5 mm du porte-cible.



FIG. *2.15: (Gauche) Photographie des deux bancs de mesure du dispositif de comptage hors ligne. (Droite) Photographie de l'intérieur du banc de mesure B2 prise à partir de la position du détecteur planaire qui montre le porte cible et les enceintes anti-Compton BGO passives sur les parois de l'enceinte de Pb.*

Banc de Mesure n°1

Le premier banc de mesure B1 est constitué de deux détecteurs Clover EXOGAM. Un détecteur clover EXOGAM est constitué de quatre cristaux de HPGe au sein d'un même cryostat. Chaque cristal mesure 60 mm de largeur et 90 mm de profondeur pour un volume actif d'environ 250 cm^3. Les détecteurs sont entourés d'un blindage de plomb d'environ 10 cm. La résolution en énergie est ~ 1.8 keV à 80 keV.

Banc de Mesure n°2

Le second banc de mesure B2 est constitué d'un détecteur Clover EXOGAM faisant face à un détecteur planaire HPGe. Le cristal cylindrique du détecteur planaire mesure 26.7 mm de diamètre et 10.2 mm de profondeur. La fenêtre d'entrée en Carbone a une épaisseur de 0.8 mm. La résolution en énergie est ~ 0.9 keV à 80 keV. La figure 2.15 présente une vue de l'intérieur du banc de mesure B2. Les détecteurs sont entourés d'un blindage de plomb d'environ 10 cm. Des boucliers Anti-Compton EXOGAM BGO sont placés contre les parois du coffrage de plomb afin d'améliorer le blindage et absorber les rayons X émis par le plomb.

Les deux bancs de mesure ont un système d'acquisition électronique commun. Cependant, chaque banc de mesure est identifié par un déclenchement propre constitué d'un OU des cristaux individuels. Un module GMT (Ganil Master Trigger) est utilisé comme carte de déclenchement maîtresse. Afin d'obtenir un déclenchement à basse énergie (~ 20 keV) pour éviter toute coupure dans la région des raies X du Mercure (65-85 keV), des discriminateurs à seuil ont été utilisés pour chacun des cristaux des Clovers. L'encodage de chaque voie énergie est subordonnée à la présence d'une porte de validation individuelle produite par les discriminateurs. La largeur de coïncidence est fixée à 1μs, définie comme la superposition de la porte de validation générée par le GMT et la largeur des portes individuelles. En outre, chaque événement déclenché est marqué en temps à l'aide du module CENTRUM [134]. Le schéma bloc de la logique d'acquisition est présenté dans l'Annexe A. Le temps mort du système, commun aux deux bancs de mesure, a été mesuré à l'aide du rapport des échelles des déclenchements libres et des déclenchements en coïncidence avec le signal "Temps Mort" de l'acquisition et indépendamment avec un pulser de 10Hz. Le temps mort par ces deux méthodes est $\sim 1\%$ dans le cas de la mesure des échantillons

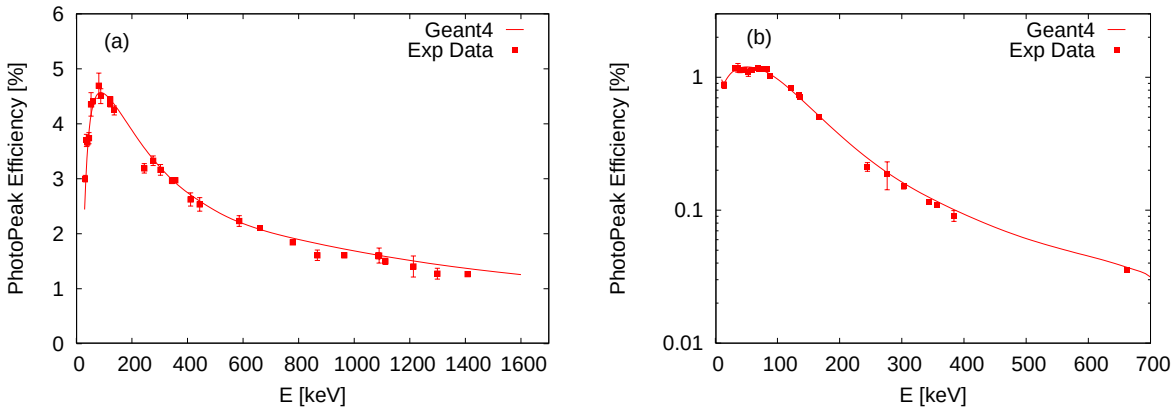


FIG. *2.16: Courbes d'efficacité caractéristiques : (a) Détecteur CLOVER à une distance de 8.7 cm de la position de l'échantillon. (b) Détecteur planaire à une distance de 5.0 cm de la position de l'échantillon, les courbes représentent les résultats de la simulation Geant4 (Voir Annexe B).*

irradiés où le taux de comptage est d'environ 100 coups par secondes (comparable à celui de la radioactivité naturelle). Dans le cas des sources de calibration, le temps mort mesuré varie entre 4 et 30 %, dépendant de l'intensité des sources et de la distance au détecteur.

Efficacités

L'efficacité des détecteurs représente un point important pour la détermination des sections efficaces absolues. Dans le cas présent, où les détecteurs sont placés très proches des échantillons, la principale difficulté est associée aux effets de sommation. Ces effets dépendent du schéma de décroissance des noyaux considérés et les corrections associées peuvent être difficiles à calculer car elles nécessitent de connaître l'efficacité totale du détecteur [122]. Une simulation Geant4 a donc été réalisée pour simuler ces effets et obtenir les efficacités des différents détecteurs. Les détails de la simulation sont présentés en Annexe B. Des mesures systématiques de l'efficacité des détecteurs en fonction de la distance entre les sources et les détecteurs (variant entre 1.5 et 90 mm) ont été effectuées pour contraindre la simulation Geant4 et obtenir une simulation réaliste de chacun des bancs de mesure. Les efficacités des différents détecteurs ont été mesurées avec les sources calibrées de faible activité de ^{133}Ba,^{137}Cs,^{152}Eu,^{57}Co, ^{60}Co, ^{109}Cd, et ^{241}Am. En plus de ces sources de calibration usuelles, une source de ^{201}Tl, un des produits d'évaporation de l'étude, a été utilisée. Les courbes d'efficacités obtenues par la simulation Geant4 sont présentées dans la figure 2.16 pour un des Clovers (a) et le détecteur plannaire (b). A partir des simulations, l'efficacité effective tenant compte des effets de sommation est obtenue et utilisée pour extraire les sections efficaces. L'erreur sur l'efficacité obtenue est de $\sim 4\%$.

2.2.2.2 Analyse des données

Les données expérimentales sont analysées événement par événement. Les données obtenues à partir des détecteurs Clover sont traitées par la méthode de l'*Add-Back* où les énergies des quatre cristaux d'un même Clover sont sommées. Les spectres en énergie γ inclusifs et en coïncidence avec les raies X $K_{\alpha_{1,2}}$ du Hg sont construits.

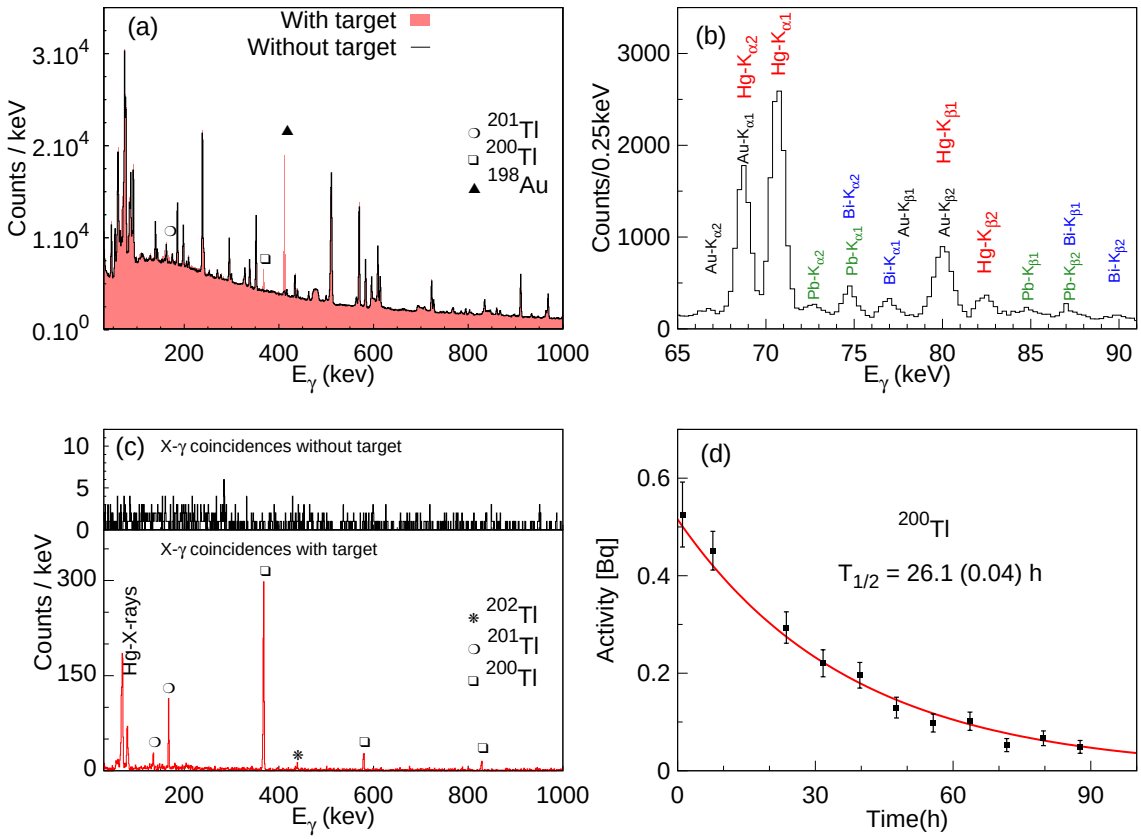


FIG. *2.17: (a) Spectres γ inclusifs de bruit de fond (ligne continue) et avec la cible irradiée à* $E_{CM} = 21.9$ *MeV (histogramme plein) obtenus dans le détecteur Clover. (b) Spectres dans la région des raies X obtenu avec le détecteur planaire avec la cible irradiée à* $E_{CM} = 21.9$ *MeV. Les différentes raies sont identifiées. (c) Spectres en coïncidence avec les raies* $\mathrm{K}_{\alpha_{1,2}}$ *du Hg sélectionnées dans le détecteur planaire. Panneau supérieur : pour le bruit de fond, Panneau inférieur : pour la cible irradiée à* $E_{CM} = 21.9$ *MeV. (d) Distributions temporelles des coïncidences entre de la transition de 367.9 keV (*^{200}*Hg) et les rayons* $\mathrm{K}_{\alpha_{1,2}}$ *du Hg. La courbe représente l'ajustement des points expérimentaux avec la demi-vie connue.*

Résidus d'évaporation

La figure 2.17 présente les spectres γ obtenus sur le banc de mesure n°2 pour des échantillons irradiés à $E_{CM} = 21.9$ MeV. Les spectres inclusifs collectés dans le détecteur Clover avec et sans cible dans le dispositif pour une durée identique sont présentés en figure 2.17(a), soulignant que le signal mesuré ne constitue qu'une faible déviation par rapport à la mesure de la radioactivité naturelle. La figure 2.17(b) montre le spectre de raies X mesuré par le détecteur planaire. Les raies du Bismuth proviennent de l'absorption de rayons γ par les enceintes anti Compton BGO. La figure 2.17(c) présente les spectres collectés dans le détecteur Clover en coïncidence avec les rayons X $K_{\alpha_{1,2}}$ du Hg détectés dans le détecteur planaire avec et sans cible dans le dispositif. La comparaison entre les panneaux supérieur et inférieur de la figure 2.17(c) témoigne du faible niveau de bruit de fond en coïncidence et de la forte sélectivité de la méthode. Enfin, la courbe de décroissance pour le résidu ^{200}Tl, obtenue à partir des coïncidences entre la transition de 367.9 keV et les raies $K_{\alpha_{1,2}}$ du Hg, est présentée en figure 2.17(d), illustrant le bon accord avec la durée de vie connue.

Le nombre de coïncidences est extrait par un ajustement gaussien du photo-pic γ en coïncidence avec les rayons X $K_{\alpha_{1,2}}$. Les erreurs ont été estimées à partir de la matrice de variance-covariance, en considérant l'amplitude du photo-pic ainsi que les paramètres du bruit de fond comme variables [121].

Résidus de transfert de neutrons

Les isotopes ^{198,198m,199}Au, produits par le transfert de neutrons sont identifiés à l'aide des transitions γ et temps de vie caractéristiques de leur décroissance β^-. Les régions d'intérêt des spectres γ associés aux décroissances de ces isotopes sont présentées en figure 2.18 pour l'échantillon irradié à $E_{CM} = 21.9$ MeV. Les figures 2.18(a) et 2.18(b) montrent la transition de 411.8 keV émise lors de la décroissance de l'^{198}Au ainsi que sa distribution temporelle. La figure 2.18(c) montre la transition de 158.2 keV émise lors de la décroissance de l'^{199}Au. La distribution temporelle correspondante (figure 2.18(d)) est en bon accord avec la durée de vie connue de l'^{199}Au. Enfin, la figure 2.18(e) montre le spectre γ en coïncidence avec la transition de 97 keV émise lors de la décroissance de l'état isomérique de 812 keV (12^-) dans l'^{198}Au. Les différentes transitions de la cascade de désexcitation sont observées.

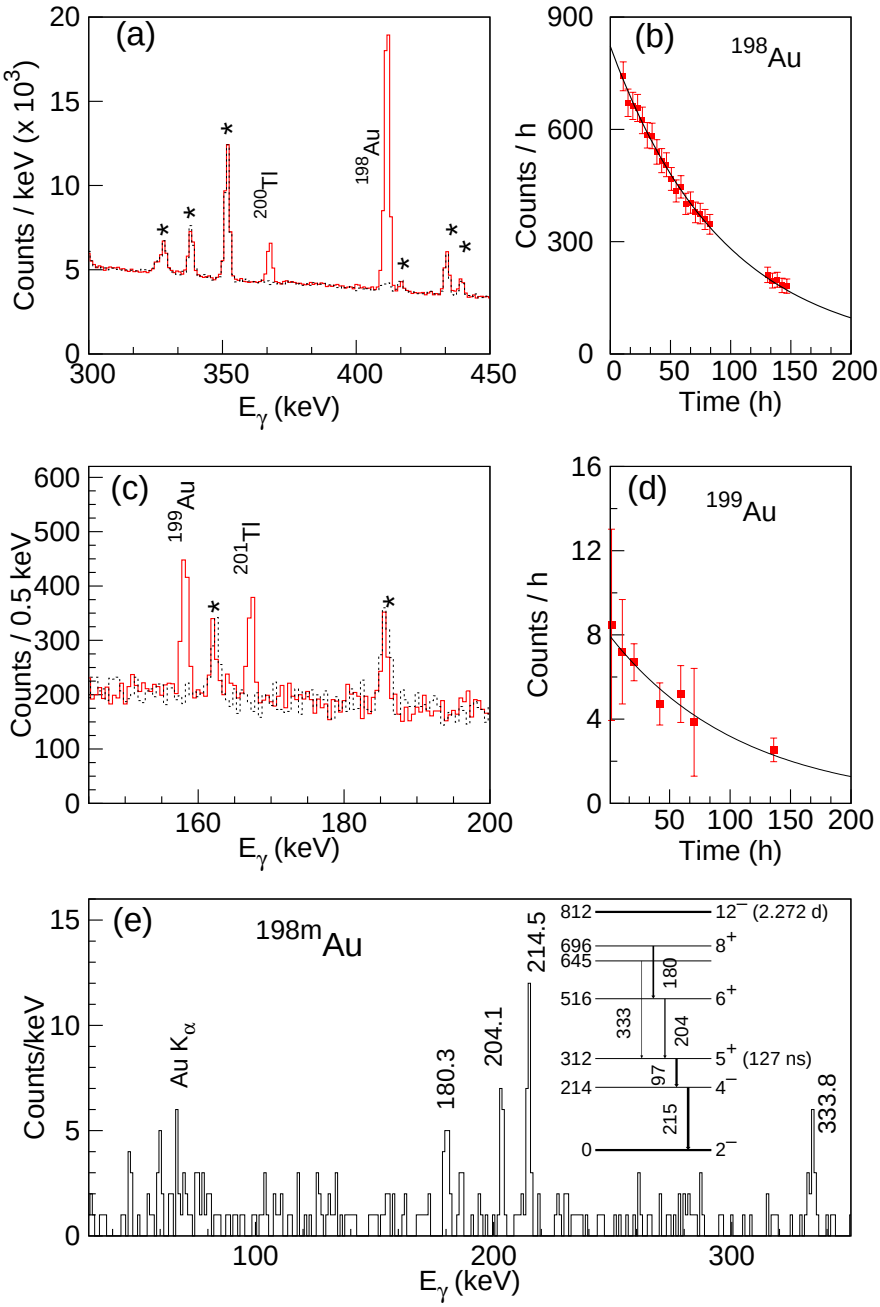


FIG. *2.18: Spectres γ mesurés avec la cible irradiée à $E_{CM} = 21.9$ MeV (ligne continue) et de bruit de fond (ligne en tiret). Les transitions γ provenant du bruit de fond sont marquées par un astérisque (*). (a) Région d'intérêt du spectre γ inclusif autour de la transition de 411.8 keV (^{198}Au). (b) Distribution temporelle correspondant à la transition de 411.8 keV. La courbe correspond à l'ajustement des données avec la demie-vie connue ($T_{1/2} = 64.67\ (0.02)$ h). (c) et (d) Identique à (a) et (b) pour la transition de 158.2 keV (^{199}Au) ($T_{1/2} = 75.34\ (0.17)$ h) . (e) Spectre γ en coïncidence avec la transition de 97 keV émis lors de la désexcitation de l'état isomérique ^{198m}Au. Le schéma de décroissance est présenté dans l'encart.*

2.2.3 Résultats

2.2.3.1 Sections efficaces des produits d'évaporation et de fusion

Les sections efficaces des produits d'évaporation sont obtenues à partir de l'équation 2.2 présentée au chapitre 2.1. Le nombre de coïncidences est extrait à partir des spectres γ en coïncidence avec les raies X $K_{\alpha 1,2}$ du Mercure. Les propriétés des décroissances de produits d'évaporation sont présentés dans le tableau 2.1. Les sections efficaces obtenues sont répertoriées dans le tableau 2.7 et la figure 2.19 présente les fonctions d'excitation associées en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé. Les barres d'erreur sont de nature statistique. Les autres sources d'erreurs sont : l'intensité du faisceau (3%), les épaisseurs de cible (3%), l'efficacité des détecteurs (4%), les propriétés de décroissance (1%).

Les sections efficaces des produits d'évaporation $^{199-202}$Tl sont comparées au modèle statistique de désexcitation du noyau composé ^{205}Tl. Les calculs ont été effectués avec le code CASCADE [73]. La formalisme pour la densité de niveau est celui d'Ignatyuk *et al.* [135] avec le paramètre $a = A/9$. Les coefficients de transmission proviennent des références [136, 137, 138] pour les neutrons, protons, et les particules α respectivement. La distribution en moment angulaire est obtenue à partir du code CCFUS [139] avec la paramétrisation globale d'Akyüz-Winther pour le potentiel nucléaire [7]. Les prédictions du modèle statistique, normalisées à la section efficace totale de fusion mesurée, reproduisent simultanément les fonctions d'excitation pour les différents produits d'évaporation.

Comparaison avec le système ^{7}Li+^{198}Pt

Dans ce paragraphe, les fonctions d'excitation des résidus d'évaporation obtenues dans les systèmes ^{8}He+^{197}Au et ^{7}Li+^{198}Pt sont comparées. Le but de cette comparaison est de montrer que les sections efficaces obtenues dans le système ^{8}He+^{197}Au correspondent à la fusion complète du projectile. Les sections efficaces individuelles de fusion pour le système ^{7}Li+^{198}Pt ont été présentées au chapitre précédent. La fusion complète dans ces deux systèmes mène à la formation d'un même noyau composé ^{205}Tl. Dans l'approche de décroissance statistique du noyau composé, la distribution des différents résidus, indépendante de la voie d'entrée, est gouvernée par l'énergie d'excitation E^* et le moment angulaire J du noyau composé. E^* est facilement contrainte en choisissant l'énergie du faisceau. Les deux systèmes sont similaires en asymétrie et leurs distributions en J sont par conséquent très proches. On s'attend alors à ce que les distributions des différents résidus d'évaporation pour les deux systèmes soient similaires pour une même énergie d'excitation du noyau composé. Les deux projectiles ^{8}He et

TAB. *2.7: Sections efficaces individuelles des produits d'évaporations et section efficace totale de fusion dans le système ^{8}He+^{197}Au. Les erreurs sont de nature statistique.*

E_{CM} (MeV)	^{199}Tl (mb)	^{200}Tl (mb)	^{201}Tl (mb)	^{202}Tl (mb)	σ_F (mb)
27.86 ± 0.07	78 ± 14	1020 ± 25	210 ± 25	-	1308.0 ± 38.0
24.70 ± 0.18	-	540 ± 20	240 ± 25	3.3 ± 2.3	783.3 ± 32.1
21.87 ± 0.36	-	176 ± 6	237 ± 14	6.1 ± 2.2	419.1 ± 15.4
18.76	-	12 ± 2	80 ± 15	2.5 ± 1.5	94.5± 18.5
17.53 ± 0.05	-	2.0 ± 0.5	31 ± 3	2.3 ± 1.0	35.3 ± 3.2
15.98 ± 0.11	-	0.25 ± 0.08	5.38 ± 0.92	0.2 ± 0.2	5.83 ± 0.94

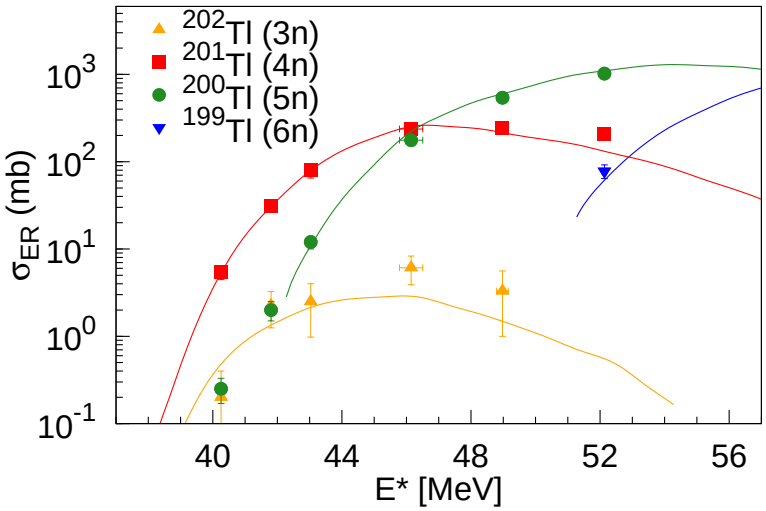


FIG. *2.19: Sections efficaces individuelles des résidus d'évaporation en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé ^{205}Tl formé dans la fusion de l'^{8}He avec l'^{197}Au. Les lignes correspondent aux résultats du modèle statistique d'évaporation obtenu avec le code CASCADE.*

^{7}Li sont faiblement liés et ont des seuils de séparation similaires ($S_{2n} = 2.1$ MeV et $S_{\alpha-t} = 2.4$ MeV respectivement) mais une structure en cluster différente ($\alpha + 4n$ et $\alpha + t$ respectivement). Dans le système ^{7}Li+^{198}Pt, la fusion incomplète/transfert du triton ou de l'α peut être facilement distinguée car la charge absorbée est différente du cas de la fusion complète. Les résidus de $^{199-202}$Tl sont donc issus de la fusion complète du projectile de ^{7}Li. Dans le cas du système ^{8}He+^{197}Au, la situation est plus ambiguë en ce qui concerne la fusion incomplète (associée à la capture d'un α ou d'un ^{6}He pour former les noyaux ^{201,203}Tl*) . Les fonctions d'excitation des résidus d'évaporation pour les deux systèmes en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé sont comparées dans la figure 2.20(a). Les sections efficaces individuelles sont normalisées par la somme des sections efficaces de résidus. Un bon accord entre les fonctions d'excitation entre les deux systèmes pour l'ensemble des produits d'évaporation ainsi qu'avec les prédictions du modèle statistique est observée. Ce résultat indique que la contribution de la fusion incomplète pour le système ^{8}He+^{197}Au est faible.

Section efficace totale de fusion

La section efficace totale de fusion complète σ_{Fus}, obtenue comme la somme des sections efficaces des produit d'évaporation ($^{199-202}$Tl), est présentée dans le tableau 2.7. La fonction d'excitation obtenue pour le système ^{8}He+^{197}Au est présentée sur la figure 2.21. Les courbes correspondent au modèle 1D-BPM pour deux potentiels nucléaires différents : la paramétrisation globale d'Akyüz-Winther du potentiel nucléaire et un potentiel obtenu par *double folding* (Voir paragraphe 3.3.1). Ces résultats expérimentaux sont discutés au chapitre 3.

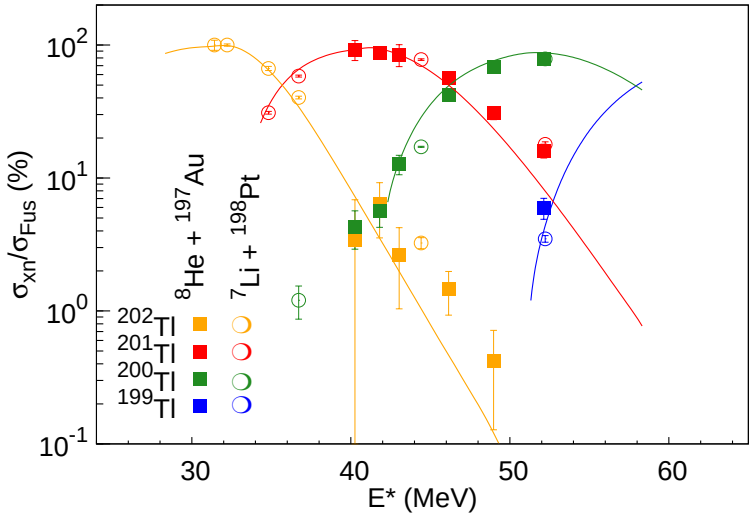


FIG. *2.20: Sections efficaces individuelles des résidus ($^{199-202}$Tl) issus de la désexcitation du noyau composé ^{205}Tl formé par la fusion complète ^{8}He+^{197}Au et ^{7}Li+^{198}Pt (normalisées par la somme des sections efficaces de résidus σ_{Fus}). Les lignes correspondent aux résultats du modèle statistique d'évaporation obtenu avec le code CASCADE.*

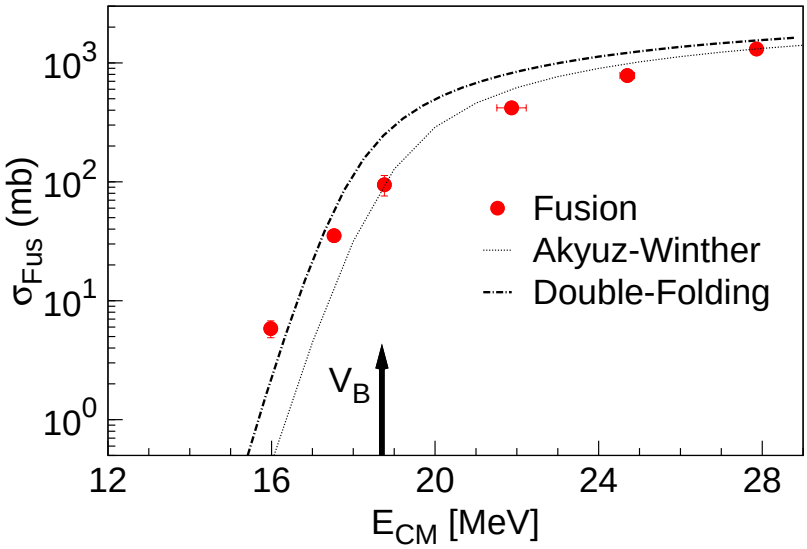


FIG. *2.21: Section efficace totale de fusion en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les courbes correspondent aux prédictions du modèle 1D-BPM avec une paramétrisation globale du potentiel nucléaire [7] (ligne pointillée) et avec un potentiel obtenus par* Double folding *(ligne en tiret point) (Voir paragraphe 3.3.1). La barrière Coulombienne (V_B) (calculée à partir de la paramétrisation globale [7]) est symbolisée par une flèche.*

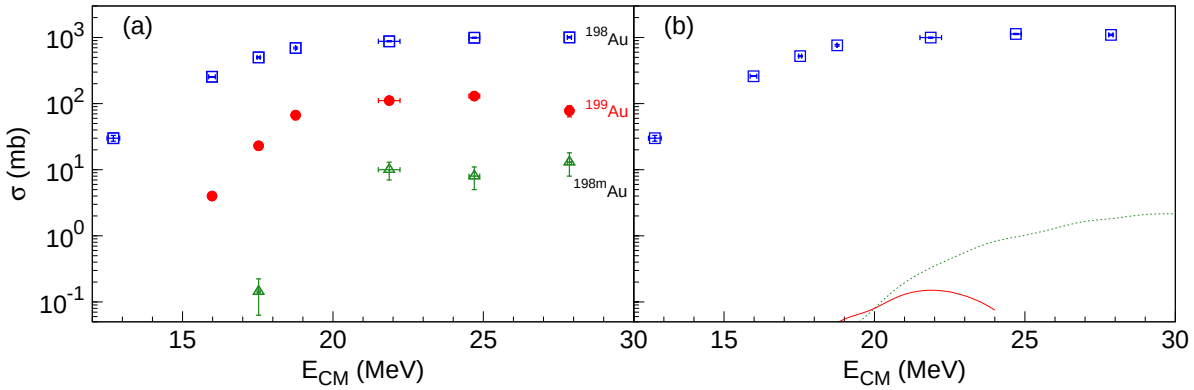


FIG. *2.22: (a) Sections efficaces des résidus de transfert ^{198,198m,199}Au en fonction de l'énergie dans le centre de masse. (b) Section efficace totale de transfert obtenue comme la somme des section efficaces des résidus ^{198,198m,199}Au. Les lignes correspondent aux prédictions du modèle statistique de désexcitation du noyau composé (^{205}Tl) pour les voies $\alpha 2n$ (^{199}Au) (ligne continue) et $\alpha 3n$ (^{198}Au) (ligne pointillée), soulignant la faible contribution comparée au transfert.*

TAB. *2.8: Sections efficaces individuelles des produits de transfert de neutrons et section efficace totale de transfert de neutrons dans le système ^{8}He+^{197}Au. Les erreurs sont de nature statistique.*

E_{CM} (MeV)	^{198}Au (mb)	^{198m}Au (mb)	^{199}Au (mb)	σ_{Tr} (mb)
27.86 ± 0.07	1005 ± 20	78 ± 15	13 ± 5	1096 ± 26
24.7 ± 0.18	993 ± 20	130 ± 12	8 ± 3	1131 ± 24
21.87 ± 0.36	876 ± 16	111 ± 5	10 ± 3	997 ± 17
18.76	694 ± 20	67 ± 10	-	761 ± 22
17.53 ± 0.05	500 ± 10	23 ± 3	0.14 ± 0.08	523 ± 10
15.98 ± 0.11	255 ± 1	4 ± 0.5	-	259 ± 1
12.7 ± 0.21	30 ± 3	-	-	30 ± 3

2.2.3.2 Sections efficaces de transfert de neutrons

Les sections efficaces pour les résidus ^{198}Au et ^{199}Au sont obtenues à partir des mesures inclusives des transitions γ de 411.8 et 158.2 keV respectivement. La section efficace pour ^{198m}Au est obtenue à partir de la coïncidence entre les rayons γ de 97 keV et 214.5 keV. La géométrie proche des détecteurs réduit les effets des corrélations angulaires qui ont par conséquent été négligés. Les sections efficaces pour les différents résidus de transfert sont présentées dans le tableau 2.8 et les fonctions d'excitations correspondantes sont tracées en figure 2.22(a). La section efficace totale pour le transfert est obtenue à partir de la somme des sections efficaces pour de ^{198}Au, ^{198m}Au et ^{199}Au. La fonction d'excitation est présentée sur la figure 2.22(b). Les contributions à ces sections efficaces associées aux canaux $\alpha 3n$ et $\alpha 2n$ de désexcitation du noyau composé (^{205}Tl), estimées avec le code CASCADE [73], sont également représentées sur la figure. On voit alors que ces contributions sont négligeables et ne seront pas prises

en compte par la suite.

Il est important de remarquer que les sections efficaces de ^{198}Au et ^{199}Au *ne sont pas représentatives* des sections efficaces individuelles de transfert de un et deux neutrons respectivement. En effet, le transfert de deux neutrons vers l'^{199}Au est caractérisé par une forte chaleur de réaction ($Q_{gg} = +11.96$ MeV). La condition semi-classique de matching en Q [140, 3] suggère que les états d'énergie d'excitation tels que $E^* \approx Q_{gg}$ sont plus favorablement peuplés. L'énergie d'excitation dans l'^{199}Au est bien supérieure au seuil de séparation neutron (S_n = 7.9 MeV) et le transfert de deux neutrons peut être suivi par l'évaporation d'un neutron. Ce phénomène a déjà été observé dans le système ^{6}He+^{65}Cu [80, 89] et sera discuté en détails dans le paragraphe 2.3.2.7. L'observation de l'état isomérique 12^- dans l'^{198}Au donne une indication directe d'un transfert de deux neutrons suivi par l'évaporation d'un neutron. En effet, pour peupler cet état de haut moment angulaire à partir d'un neutron situé dans l'orbitale $p_{3/2}$ dans l'^{8}He, un transfert de un neutron avec un $l = 11\hbar$ minimum impliquant une orbitale $\nu_{23/2}$ est nécessaire, ce qui est fortement improbable. L'observation de l'^{199}Au, qui apparaît alors comme surprenante, sera utilisée pour obtenir une limite sur le rapport des sections efficaces de un et deux neutrons (σ_{2n}/σ_{1n}) et fera l'objet d'une discussion au chapitre 4.

2.2.4 Sources d'incertitude

Les sections efficaces des résidus d'évaporation (de transfert) présentées dans le tableau 2.7 (tableau 2.8) et la figure 2.19 (figure 2.22) correspondent à la moyenne pondérée des mesures obtenues (entre 3 et 10) à partir de la mesure des coïncidences X-γ (des rayons γ inclusifs) à différents temps de la décroissance. L'erreur citée correspond à l'erreur statistique pondérée.

Dans ce paragraphe, les autres sources d'incertitude qui entrent en compte dans la détermination des sections efficaces (incertitude sur la mesure des épaisseurs des cibles et de l'intensité du faisceau, sur l'extraction des aires de photo-pic et sur l'efficacité) sont discutées.

Epaisseur des cibles

L'épaisseur des cibles est déterminée par pesée. La masse des feuilles (entre 30 et 70 mg) est mesurée avec une balance de précision (0.01 mg). La surface (variant entre 4 et 10 cm^2) est obtenue à partir de photographies étalonnées en distance avec une résolution en position de 0.5 mm. L'erreur associée à la détermination de l'épaisseur des feuilles est alors estimée à 3% ce qui correspond principalement à l'erreur dans la détermination de la surface.

La non-uniformité des cibles représente une autre source d'incertitude sur l'épaisseur de la cible. Les cibles sont produites en laminant le matériel. Etant donné le fait que l'or est un matériau très malléable et les épaisseurs relativement importantes des cibles ($\sim$6 mg/cm^2), les non-uniformités sont considérées comme négligeables.

Intensité du faisceau

La mesure de l'intensité du faisceau est obtenue à partir des particules d'^{8}He détectées dans le scintillateur plastique. Des mesures successives de l'intensité du faisceau avec et sans pile de cibles (avec une normalisation à l'aide du détecteur MCP) ont permis de s'assurer que les pertes associées à la diffusion dans la pile de cibles sont négligeables. Les faibles corrections de temps mort mesurées (0.4%) ont été prise en compte. L'erreur provenant de la soustraction des rayons β a été estimée à 3% en variant les conditions de sélection prompte et non-corrélée sur le temps entre le plastique et la radiofréquence

du cyclotron. Le marquage en temps des évènements à l'aide de l'horloge du module CENTRUM permet de tenir compte des fluctuations de l'intensité du faisceau au cours de l'irradiation (voir la discussion au chapitre précédent).

Extraction des aires des photo-pics

L'aire des photo-pics est obtenue par ajustement gaussien du photo-pic avec un fond linéaire. Environ 220 h de bruit de fond ont été collectées avec les dispositifs dans les mêmes conditions de blindage afin de déterminer avec précision la forme du bruit de fond lors de l'ajustement des photo-pics. Les erreurs ont été estimées à partir de la matrice de variance-covariance, en considérant l'amplitude du photo-pic (la position et la largeur étant connues et fixées) ainsi que les paramètres du bruit de fond comme variables. Les erreurs systématiques associées sont inférieures à 1%. La méthode du Maximum Likelyhood avec la distribution de Poisson, utilisée dans le cas du système ^{6}Li+^{198}Pt (voir chapitre précédent), n'a pas été appliquée dans ce cas étant donnée la statistique suffisante dans les photo-pics.

Efficacité de détection γ

Une simulation Geant4 a été effectuée et la géométrie des détecteurs a été ajustée afin de reproduire les données de calibration (voir Annexe B). Les sources radioactives commerciales de calibration utilisées ont une activité citée avec une précision de 3%. Les corrections pour le temps mort mesuré du système d'acquisition sont prises en compte (de 1 à 30%). La taille du faisceau (3 mm FWHM) sur la cible a été mesurée à l'aide d'un profileur placé *in-situ* afin de déterminer l'extension spatiale des sources à simuler. La reproductibilité du positionnement des détecteurs a été vérifiée par des mesures d'efficacité à plusieurs reprises au cours de l'expérience. L'erreur sur le positionnement a été estimée à moins de 0.5 mm. Les sections efficaces sont obtenues à partir des efficacités simulées.

Afin d'estimer les erreurs systématiques associées à l'efficacité, les sections efficaces des résidus d'évaporation et de transfert pour la cible irradiée à $E_{CM} = 21.9$ MeV ont été extraites de façon indépendante :

- à partir des rayons γ inclusifs mesurés indépendamment avec les quatre détecteurs du dispositif de comptage.
- à partir des coïncidences entre les rayons γ et les rayons X émis lors de la capture électronique. Des mesures indépendantes sur les deux bancs de mesure ont également été effectuées.
- différentes transitions γ ont été utilisées pour extraire les sections efficaces dans les deux cas précédents.

Les faibles variations observées entre ces différentes mesures des sections efficaces de transfert et de fusion permettent d'estimer l'erreur systématique associée à l'efficacité à environ 4%.

Ces différentes sources d'erreurs systématiques sont inférieures à l'erreur statistique et leur inclusion ne changent en rien les résultats présentés ci-dessus.

2.2.5 Résumé

Dans cette section, les méthodes et résultats expérimentaux obtenus dans le système ^{8}He+^{197}Au ont été rapportés. Les sections efficaces des produits d'évaporation $^{199-202}$Tl et des résidus de transfert ^{198,198m,199}Au ont été mesurées. La comparaison des sections efficaces des produits d'évaporation dans les systèmes ^{7}Li+^{198}Pt et ^{8}He+^{197}Au suggère que la contribution de la fusion incomplète est faible pour le système ^{8}He+^{197}Au. La fonction d'excitation de fusion complète a été obtenue sur la gamme en énergie

$0.86 < E_{CM}/V_B < 1.49$. Pour le transfert de neutrons, les sections efficaces mesurées pour l'^{198}Au et l'^{199}Au ne sont pas représentatives des sections efficaces individuelles de transfert de un et deux neutrons mais ont été utilisées pour obtenir la fonction d'excitation pour le transfert de un et deux neutrons dans la gamme en énergie $0.68 < E_{CM}/V_B < 1.49$.

2.3 Expérience et résultats dans le système ^{8}He +^{65}Cu

Dans ce chapitre les détails et résultats expérimentaux dans le système ^{8}He+^{65}Cu sont rapportés [141]. Le but de cette expérience est d'effectuer une mesure simultanée des différentes voies de réaction à E_{lab} = 19.9 et 30.6 MeV ($V_B \sim 8$ MeV) à l'aide de mesures "en ligne". La mesure inclusive des rayons γ caractéristiques émis par les résidus lourds (produits lors de la fusion et du transfert de neutrons) est utilisée pour obtenir les sections efficaces intégrales de fusion et de transfert de neutrons. La mesure inclusive des particules chargées permet d'obtenir les sections efficaces différentielles de diffusion élastique. Les mesures exclusives de rayons γ caractéristiques des produits lourds de transfert (^{65,66}Cu) en coïncidence avec les particules chargées légères (isotopes d'Hélium), sont utilisées pour séparer les événements de cassure du projectile, de transfert et de fusion et permettent d'obtenir les distributions angulaires de transfert de neutrons ($1n+2n$). Les distributions angulaires de cassure seront déduites par différence entre les sections efficaces différentielles inclusives et exclusives des isotopes d'Hélium (^{4,6}He).

D'abord, le dispositif expérimental est présenté. Ensuite la procédure de traitement des données est exposée. Les différents aspects de la mesure de sections efficaces absolues à partir de la mesure inclusive des rayons γ en-ligne avec un faisceau d'ions radioactifs de faible intensité ($\sim 10^5$pps) seront discutés. Ensuite les résultats obtenus pour la fusion, le transfert et la diffusion élastique seront présentés.

2.3.1 Dispositif expérimental

La figure 2.23 présente une vue schématique du dispositif expérimental utilisé. Le faisceau radioactif d'^{8}He délivré par l'installation SPIRAL est re-acccéléré dans le cyclotron CIME aux énergies E_{lab} = 19.9 et 30.6 MeV. Le faisceau est envoyé sur une cible de ^{65}Cu de 2.68 mg/cm^2 d'épaisseur (enrichie à 99.7%). Les résidus lourds de réaction ont une vitesse de recul faible.

Les rayons γ émis lors des collisions du projectile avec la cible sont détectés dans le multi-détecteur γ EXOGAM constitué de 11 détecteurs Clover HPGe [129] (Fig. 2.23(b)). Les détecteurs Clover HPGe sont constitués de quatre cristaux façonnés, disposés en trèfle et enserrés au sein d'un même cryostat. Chaque cristal mesure 60 mm de largeur et 90 mm de profondeur. Chaque Clover est entouré par une enceinte anti-Compton, constituée de plusieurs éléments modulaires. Les enceintes latérales sont des détecteurs BGO alors que les enceintes arrières des détecteurs CsI. Les enceintes assurent un blindage passif contre le bruit de fond γ de la radioactivité naturelle ainsi qu'un blindage actif qui permet de rejeter, lors de l'analyse des données, les événements où les rayons γ ont subit une diffusion Compton dans les cristaux et s'échappent du Clover. Les détecteurs Clover sont placés à 14.1cm du point cible. Les données obtenues à partir des détecteurs Clover sont traités en mode *Add-back* où les énergies des cristaux adjacents d'un même Clover sont sommées événement par événement en faisant l'hypothèse que les signaux sont issus d'une diffusion Compton.

Les particules chargées légères (p,d,t, ^{4,6,8}He) sont détectées dans un télescope ΔE-E annulaire placé 2.5 cm après la cible, couvrant des angles entre 25 et 60° dans le laboratoire. Le détecteur ΔE est constitué de 4 quadrants (d'épaisseur variant entre 45 à 50 μm). Le détecteur E à une épaisseur de 500 μm et chaque quadrant du détecteur E est segmenté en 16 anneaux concentriques pour mesurer l'angle de diffusion et 24 secteurs pour mesurer l'angle azimuthal. La résolution angulaire des anneaux est typiquement de 1.7°. Le rayon interne, commun aux deux détecteurs, est de 0.9 cm ce qui constitue

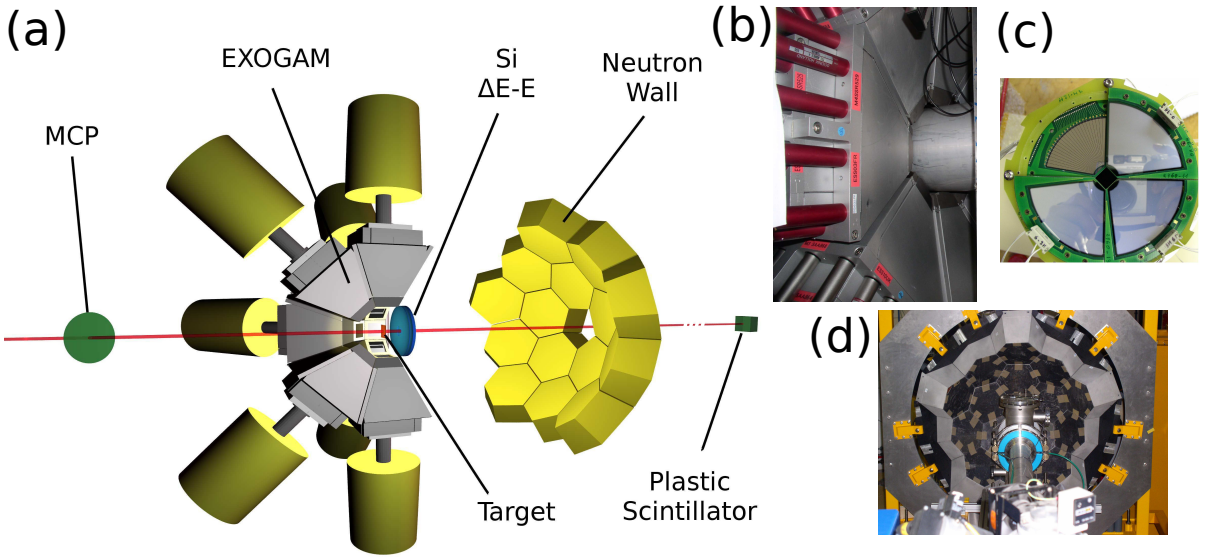


FIG. *2.23: (a) Vue schématique du dispositif expérimental. Photographies du multi-détecteur EXOGAM (b), du télescope ΔE-E silicium (c) et du mur à neutrons (d).*

une contrainte importante pour la qualité du faisceau. La figure 2.23(c) présente une photographie du détecteur. Une résolution de ∼300 keV est obtenue sur le pic de diffusion élastique compte-tenu de l'ouverture angulaire des anneaux. Une simulation Monte Carlo a été utilisée pour obtenir les angles et angles solides associés pour chaque anneau et secteurs. Cette simulation prend en compte la géométrie du télescope (ΔE+E), la taille et la position du faisceau. La perte d'énergie et la diffusion dans la cible sont aussi prises en compte. La simulation fournit le nombre d'événements et la distribution en énergie, à partir d'un ensemble d'événements générés selon la distribution angulaire de Rutherford. Les angles solides associés à chaque cellule du détecteur (intersection unique d'un anneau et d'un secteur) sont déterminés en comparant la simulation aux mesures expérimentales de la diffusion élastique sur une cible d'Au (150μg/cm^2) où la section efficace différentielle suit la diffusion Rutherford pour la gamme des angles mesurés. La position et taille du faisceau sont déterminées en ajustant la simulation aux données expérimentales (en restant cohérent avec les valeurs fournies par l'optique de la ligne de faisceau).

Les neutrons issus de la réaction ont également été détectés dans le mur à neutrons Neutron Wall [142] constitué de 45 détecteurs hexagonaux contenant le scintillateur liquide BC501A, placés 55 cm en aval de la cible (Fig. 2.23(d)).

Le faisceau est refocalisé après le mur à neutrons à l'aide de deux quadrupoles. L'intensité du faisceau est mesurée grâce à un scintillateur plastique, de ~ 5 cm de diamètre et 2 mm d'épaisseur placé à la fin de la ligne de faisceau, environ 7 m après la cible. Un détecteur MCP, placé ∼2 m en amont de la cible a aussi été utilisé comme détecteur de faisceau pour une partie de l'expérience à E_{lab} = 30.6 MeV.

Une attention particulière a été apportée à la qualité optique du faisceau. La taille du faisceau d'^{8}He, ~ 5 mm au point cible (largeur à mi hauteur), est minimisée afin de réduire l'implantation d'^{8}He radioactif auprès du dispositif expérimental. Lors de la décroissance β^- de l'^{8}He vers le ^{8}Li, les rayons γ de 980 et 477 keV sont émis et augmentent significativement le niveau du bruit de fond γ. Le bruit de fond induit par le faisceau d'^{8}He constitue donc une difficulté majeure.

Dans la suite, l'électronique utilisée pour l'acquisition des données est discutée. La logique du déclenchement doit répondre à l'objectif de cette expérience qui est de mesurer simultanément l'ensemble des réactions (diffusion élastique, fusion, transfert de neutrons, cassure) qui ont lieu. La mesure de la section efficace de fusion est obtenue à partir des rayons γ émis par les produits d'évaporation et nécessite donc une mesure inclusive. La mesure de la diffusion élastique nécessite la mesure inclusive des particules chargées. La mesure des distributions angulaires de transfert de neutron est obtenue à l'aide de coïncidences entre les rayons γ émis et les particules chargées ^{4,6}He. L'utilisation de coïncidences triples entre rayons γ et particules chargées et neutrons a été tentée pour la séparation des transferts $1n$ et $2n$. Enfin, l'intensité du faisceau est mesurée à l'aide d'un scintillateur plastique. Afin de répondre à ces différentes exigences, 6 signaux logiques de déclenchements (Triggers) correspondant aux différents événements valides ont été utilisés :

(1) Le premier trigger correspond à la détection de rayons γ seuls dans EXOGAM. Ce signal est obtenu à partir du signal SUMBUS (OU des CFD des cristaux) délivré par la logique interne d'EXOGAM.

(2) Le second trigger correspond à la détection d'une particule chargée seule. Ce signal est obtenu à partir du OU logique des voies du détecteur E Silicium.

(3) Le troisième trigger correspond à la détection simultanée d'une particule chargée et d'un rayon γ dans EXOGAM. Ce signal est obtenu par la coïncidence entre le signal SUMBUS d'EXOGAM et le OU logique des pistes du détecteur E Silicium. La largeur de coïncidence est de 800 ns.

(4) Le quatrième trigger correspond à la détection d'un (ou plusieurs) neutron(s) ou rayon γ dans Neutron Wall en coïncidence avec au moins un rayon γ détecté dans EXOGAM. Ce signal est obtenu par la coïncidence entre le signal SUMBUS d'EXOGAM et le OU des détecteurs du mur à neutrons. La largeur de coïncidence est de 500 ns.

(5) Le cinquième trigger correspond à la détection d'un (ou plusieurs) neutron(s) ou rayons γ dans Neutron Wall en coïncidence avec une particule chargée dans le télescope Silicium. Ce signal est obtenu par la coïncidence entre le signal OU logique des pistes du détecteur E Silicium et le OU des détecteurs du mur à neutrons. La largeur de coïncidence est de 500 ns.

(6) Le sixième trigger correspond à la détection d'une particule dans le scintillateur plastique. Ce signal est obtenu à partir du discriminateur du scintillateur plastique divisé par 1000.

Le temps de référence de la réaction est obtenue en sélectionnant la pulsation de la radiofréquence du cyclotron par une coïncidence entre le OU entre le SUMBUS et le OU Silicium. Le schéma de l'électronique logique utilisée est présenté dans l'Annexe A. Les six triggers sont envoyés à la carte Trigger MK2 de l'électronique d'EXOGAM [129] qui permet de déclencher le système d'acquisition.

L'électronique logique d'EXOGAM est caractérisée par un niveau de validation rapide. Un signal FT (Fast Trigger) est généré lorsqu'un signal logique de déclenchement est envoyée à la Carte MK2. Le signal FT est distribué à l'ensemble des cartes. Une coïncidence entre ce signal de déclenchement et les signaux de déclenchement locaux permet de déterminer si cette voie a déclenché en temps et doit être lue. En l'absence de coïncidence, un signal de LT reset est envoyé et la voie ne sera pas lue. Cette procédure de validation rapide permet de réduire significativement le temps mort dans un système avec un grand nombre de paramètres. La largeur de la porte FT définit donc la fenêtre de validation des événements qui est de 300 ns pour les détecteurs d'EXOGAM, 700 ns pour le télescope, 200 ns pour le mur à neutrons. Les énergies et temps des différents détecteurs qui déclenchent dans ces fenêtres de coïncidence sont enregistrés. En outre les différents temps entre le signal SUMBUS EXOGAM, le OU

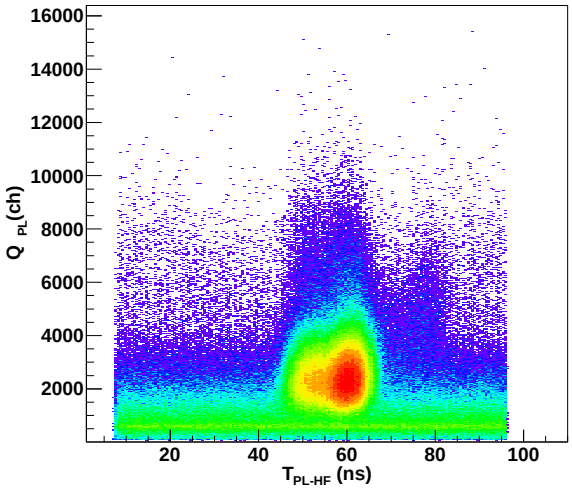


FIG. *2.24: Matrice bi-dimensionnelle de corrélation entre l'énergie déposée dans le scintillateur plastique (Q_{PL}) et le temps entre le scintillateur plastique et la radiofréquence du cyclotron ($T_{\mathrm{PL_HF}}$) obtenue à $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV.*

E Silicium, le OU du mur à neutrons, le scintillateur plastique, le détecteur MCP et la radiofréquence du cyclotron sont enregistrés.

2.3.2 Analyse des données et résultats

Dans ce paragraphe, l'analyse des données expérimentales est détaillée. Les résultats pour le système ^{8}He+^{65}Cu obtenus à $E_{\mathrm{lab}} = 19.9$ and $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV sont présentés pour la diffusion élastique, le transfert de neutrons, la fusion et la cassure du projectile.

2.3.2.1 Intensité du faisceau

La présence de détecteurs γ empêche le positionnement d'un scintillateur plastique auprès de la cible comme dans l'étude du système ^{8}He+^{197}Au, les ions implantés représentant une source de bruit de fond trop importante. Dans ce cas, le nombre de particules incidentes est alors mesuré dans le scintillateur plastique placé $\sim$ 7m après le point cible. Après le mur à neutrons, le faisceau est refocalisé sur le scintillateur plastique à l'aide de deux quadrupoles. Les noyaux d'^{8}He implantés vont décroitre ($T_{1/2} = 119$ ms) dans le scintillateur plastique. La séparation entre les noyaux d'^{8}He et les particules β émises lors de la décroissance est obtenue en utilisant la corrélation entre l'énergie déposée dans le scintillateur et le temps relatif à la radiofréquence du cyclotron. Une matrice bi-dimensionnelle caractéristique de l'énergie déposée dans le plastique contre le temps entre le plastique et la radiofréquence du cyclotron est présentée en figure 2.24. Les événements dé-corrélés de décroissance ont une distribution uniforme qui peut être soustraite afin d'obtenir le nombre total de noyaux d'^{8}He incidents. A cause de la diffusion angulaire dans la cible de Cu, une partie des noyaux d'^{8}He n'atteint pas le scintillateur plastique. Les facteurs de corrections ont été estimés en mesurant la transmission du faisceau avec la cible de ^{65}Cu et avec une cible "trou" à plusieurs reprises au cours de l'expérience sous l'hypothèse que l'intensité reste inchangé le temps du changement de cible. A $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV, lors de l'utilisation du détecteur MCP, la feuille émissive introduit des pertes supplémentaires qui ont été estimées de façon similaire. Le facteur de correction est obtenu à partir du nombre de particules transmises avec la cible trou sans le détecteur MCP et avec la cible de Cu et MCP insérés. L'erreur sur les facteurs de correction correspond à la dé-

viation standard des différentes mesures au cours de l'expérience. Les facteurs de corrections pour les mesures sans MCP à 30.6 et 19.9 MeV sont estimés à 1.47 ± 0.17 et 2.70 ± 0.31 respectivement. Le facteur correctif pour les mesures avec le MCP à 30.6 MeV est 1.93 ± 0.35. Les intensités moyennées à $E_{lab} = 30.6$ et 19.9 MeV sont $\sim 1 \times 10^5$ et $\sim 1.2 \times 10^5$ particles/s respectivement. Afin de valider cette méthode, l'intensité du faisceau a aussi été mesurée indépendamment à la fin de l'expérience à l'aide d'une coupelle de Faraday. Les faibles courants mesurés ($\sim 32\ 10^{-5}$nA) font que la stabilité d'une telle mesure ne peut être assurée sur une longue durée et limite l'utilisation de cette méthode à la vérification indépendante de l'intensité faisceau. Les deux mesures sont en bon accord et valident ainsi la technique de mesure de l'intensité à l'aide du scintillateur plastique.

2.3.2.2 Spectroscopie inclusive γ en ligne avec un faisceau radioactif

Les investigations expérimentales avec des faisceaux radioactifs de basse énergie et de faible intensité représentent un défi expérimental. La mesure directe des produits de réaction est rendue difficile à cause de leurs faibles vitesses de recul. Les mesures inclusives par spectroscopie γ en ligne permettent d'obtenir les sections efficaces absolues des produits de réaction dans le cas de faisceaux stables [126, 143]. Cependant, ces mesures inclusives sont confrontées à deux limitations dans le cas des faisceaux d'ions radioactifs de basse intensité. D'une part, la basse intensité du faisceau incident mène à un faible rapport du signal même comparé au bruit de fond γ de la radioactivité naturelle. D'autre part, si le faisceau a une qualité optique moyenne ou est diffusé, la décroissance des noyaux implantés auprès du dispositif expérimental induit un bruit de fond supplémentaire et rend le dispositif aveugle.

La première étude utilisant la mesure inclusive de rayons γ en ligne avec des faisceaux ré-accélérées de ^{19}Ne de $\sim 10^9$ particules par seconde a été accomplie par Catford *et. al* [144], mais aucune section efficace absolue n'a été obtenue. Par la suite, dans le système ^{6}He+^{65}Cu, les sections efficaces absolues de fusion et de transfert de neutrons ont été mesurées par cette méthode avec un faisceau de $\sim 10^7$ particules par seconde [80, 89]. Dans le cas de l'^{6}He, la situation est favorable car aucun rayon γ n'est émis lors de sa décroissance. La situation de l'^{8}He est plus représentative des complications associées à la mesure inclusive de rayons γ avec des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité. Lors de la décroissance de l'^{8}He vers le ^{8}Li (β) et le ^{7}Li (βn), les rayons γ de 981 keV (93%) et 478 keV (7%) sont émis respectivement. Deux tentatives de spectroscopie γ avec le faisceau d'^{8}He ont été rapportées dans les systèmes ^{8}He+^{208}Pb [145] et ^{8}He+^{65}Cu [80] mais le bruit de fond important issu de la décroissance du faisceau a empêché la mesure inclusive de rayons γ, limitant les mesures à des mesures en coïncidence ($\gamma - \gamma$ [145] ou particules-γ [80]). Pour mener à bien la présente expérience, une attention particulière à été portée à la qualité du faisceau afin de minimiser l'implantation. Le diamètre au point cible était $\sim$5mm (largeur à mi-hauteur). D'autre part, afin de réduire le bruit de fond issu de la radioactivité naturelle, les enceintes anti-Compton EXOGAM complètes ont été utilisées [129].

Les spectres γ obtenus à $E_{lab} = 30.6$ MeV et 19.9 MeV sont présentés en figure 2.25. Cette figure montre que les spectres inclusifs (Figs. 2.25(a) et (c)) sont dominés par la transition à 1461 keV (radioactivité naturelle) et 981 keV (désintégration de l'^{8}He). La prépondérance des transitions issues du bruit de fond est illustrée par la distribution uniforme du temps entre les rayons γ et la radio-fréquence du cyclotron en figure 2.26(a). Même si le spectre est dominé par le bruit de fond, certaines transitions caractéristiques de la désexcitation des produits de réaction peuvent être observées (Voir les encarts des figures 2.25(a) et (c)). Pour réduire le niveau du bruit de fond, une condition "prompte" sur le temps entre les rayons γ et la radio-fréquence du cyclotron peut être utilisée mais le faible niveau du signal

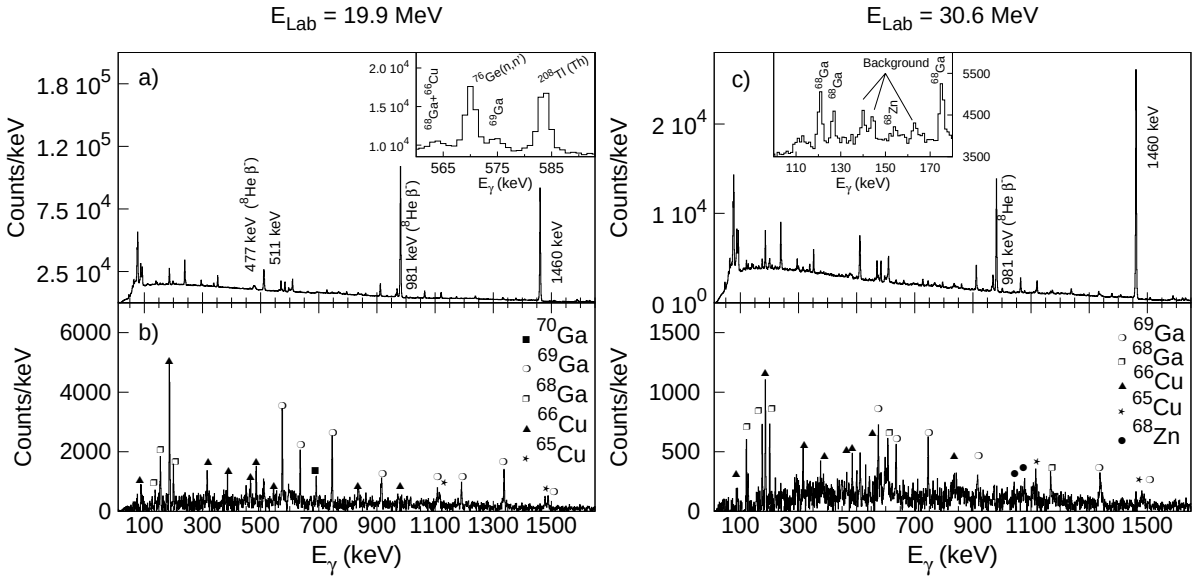


FIG. *2.25: Spectres γ caractéristiques dans le système* ^{8}*He+*^{65}*Cu : (a) Spectre γ inclusif et (b) spectre γ dont le bruit de fond est soustrait à l'aide de la condition "prompte" sur le temps γ-HF à* $E_{\rm lab} = 19.9$ *MeV. (c) et (d) identique à (a) et (b) à* $E_{\rm lab} = 30.6$ *MeV. Les encarts présentent des agrandissements dans les régions d'intérêt.*

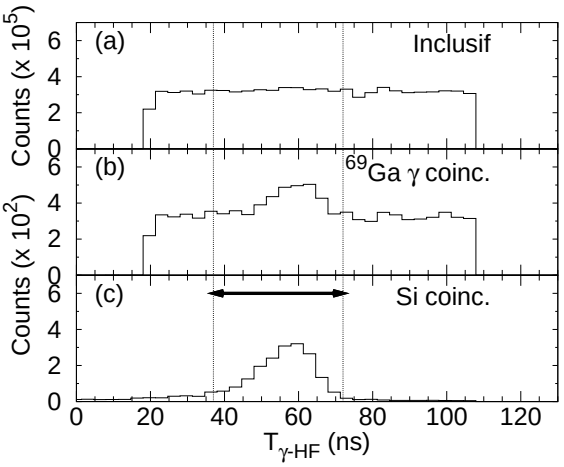


FIG. *2.26: Distributions temporelles des rayons γ vis à vis de la radio-fréquence du cyclotron à* $E_{\rm lab} = 30.6$ *MeV : (a) inclusif (b) en coïncidence avec la transition γ de 574.1 keV dans le* ^{69}*Ga. (c) en coïncidence avec une particule chargée.*

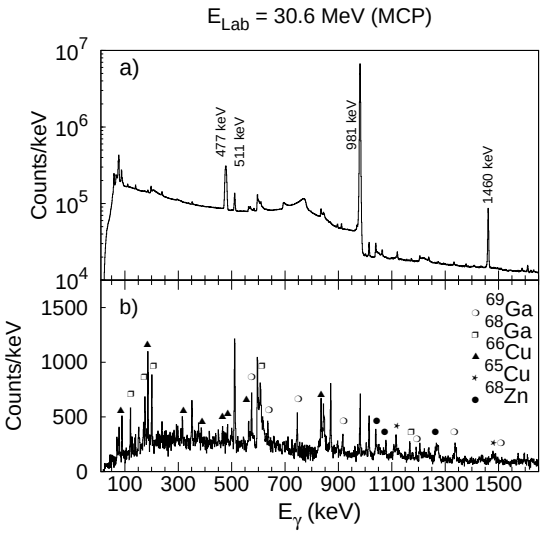


FIG. *2.27: Spectres γ caractéristiques obtenus à $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV avec le détecteur MCP dans le dispositif (a) inclusif et (b) en coïncidence avec une particule détectée dans le détecteur MCP.*

ne permet pas de définir cette condition directement à partir du spectre temporel inclusif (Fig.2.26(a)). La définition de la région “prompte” de la distribution en temps est alors obtenue à l’aide d’une coïncidence avec un autre détecteur γ (Fig.2.26(b)), ou avec le télescope ΔE-E (Fig.2.26(c)), ou avec le mur à neutrons. Les distributions temporelles correspondantes sont présentées en figure 2.26 et la région “prompte” est symbolisée par la flèche. Les figures 2.25(b) et (d) montrent les spectres γ, dont le bruit de fond a été soustrait à l’aide de la condition “prompte” sur le temps. Les transitions γ émises par les résidus lourds produits lors de la réaction sont clairement observées. Cette mesure inclusive de rayons γ émis lors des réactions induites par un faisceau de faible intensité ($\sim 10^5$ pps) représente une avancée significative rendue possible par l’utilisation de faisceaux ISOL de haute qualité et de dispositifs de détections performants.

Une approche alternative consiste à utiliser un détecteur de faisceau comme le MCP placé en amont du détecteur. Dans le cas présent, les contraintes mécaniques de la ligne de faisceau imposent un positionnement ~ 2 m avant la cible. Le spectre γ obtenu à $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV avec le détecteur MCP dans le dispositif est présenté dans la figure 2.27. La figure 2.27(a) illustre l’augmentation très importante du bruit de fond γ dans le spectre inclusif. Le spectre est totalement dominé par la transition de 981 keV émis lors de la décroissance des noyaux d’^{8}He implantés auprès du dispositif (on notera l’échelle logarithmique). En effet la déviation angulaire dans la feuille émissive mène à une implantation des noyaux d’^{8}He autour du point cible et dans le télescope Silicium. La coïncidence avec une particule de faisceau détectée dans le détecteur MCP permet de s’affranchir du bruit de fond. Un spectre caractéristique obtenu sous cette condition de coïncidence est présenté en figure 2.27(b). Les différentes transitions γ des produits de réactions sont clairement observées. Une telle approche peut donc être utilisée pour la spectroscopie γ, mais exclut l’utilisation du télescope juste après la cible. Pour remédier à cette limitation, le détecteur MCP doit être rapproché du point cible pour minimiser les effets de déviation angulaire (à l’image du dispositif d’irradiation utilisé pour l’étude du système ^{8}He+^{197}Au).

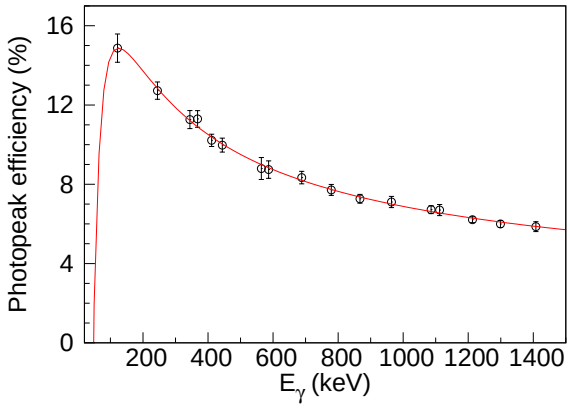


FIG. *2.28: Courbe d'efficacité photo-pic absolue totale du multi-détecteur γ EXOGAM composé de 11 détecteurs Clover. Les points expérimentaux correspondent à la mesure d'une source d'*^{152}*Eu. La courbe utilisée pour l'interpolation est de la forme* $\varepsilon(E_\gamma) = \left(a + b\ln E_\gamma + c(\ln E_\gamma)^3 + d(\ln E_\gamma)^5\right)/E_\gamma$.

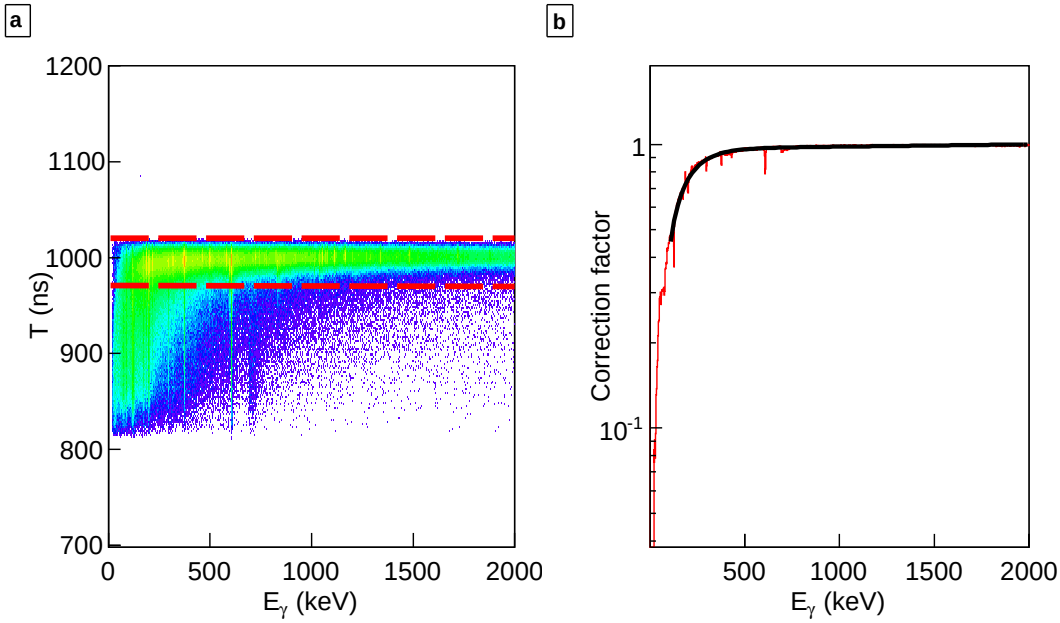


FIG. *2.29: (a) Matrice énergie γ - Temps γ-HF. La condition prompte est matérialisée par les lignes en pointillé. (b) Facteur correctif correspondant à la fraction des événements situés dans la condition temporelle par rapport à l'ensemble des événements en fonction de l'énergie.*

2.3.2.3 Efficacité absolue γ

L'efficacité totale du multi-détecteur EXOGAM (11 Clovers) a été mesurée à l'aide d'une source de calibration d'^{152}Eu positionnée dans les mêmes conditions de géométrie et d'absorption que la cible de Cuivre. La courbe d'efficacité photo-pic totale est présentée sur la figure 2.28.

Dans le paragraphe précédent, on a montré que l'extraction des rayons γ caractéristiques des résidus lourds nécessite l'utilisation d'une condition prompte sur le temps entre les rayons γ et la radiofréquence du cyclotron. Le grand volume et la géométrie des détecteurs Clover fait que la résolution temporelle dépend de l'énergie déposée dans le détecteur. La figure 2.29(a) illustre la réponse des détecteurs Clover

EXOGAM à travers la matrice de corrélation entre l'énergie γ et le temps par rapport à la radiofréquence. L'extraction des aires des photo-pics pour les résidus lourds de réaction est obtenue à partir du spectre γ avec la condition "prompte" sur les temps γ-HF individuels de chaque détecteur. Cette condition est illustrée sur la figure 2.29(a) par les lignes pointillées. L'utilisation de cette condition prompte temporelle nécessite de corriger les pertes dues à la réponse temporelle du détecteur pour les transitions de moins de 500 keV. Ce facteur correctif, caractéristique des détecteurs, a été évalué à partir des données de l'expérience. En outre, il a été vérifié avec des données obtenues avec une source d'^{152}Eu que la largeur de coïncidence (300 ns) de la logique d'acquisition d'EXOGAM n'induit pas de pertes supplémentaires. La figure 2.29(b) montre la dépendance en énergie du facteur correctif. Les déviations correspondent aux différents isomères peuplés. L'efficacité est corrigée par ce facteur pour obtenir les sections efficaces.

2.3.2.4 Sections efficaces des produits lourds de réaction

Les sections efficaces individuelles des résidus lourds (produits lors de la fusion et du transfert de neutrons) ont été obtenues à partir des transitions γ connues qui peuplent directement l'état fondamental. Les sections efficaces individuelles sont dérivées à partir de l'équation :

$$\sigma_{ER} = \frac{1}{N_T N_P} \sum_i \frac{Y_{\gamma,i}}{\varepsilon_{\gamma,i}}$$

où N_T et N_P correspondent au nombre de noyaux cibles et de particules incidentes respectivement, $Y_{\gamma,i}$ correspond au nombre de rayons γ de la i-ième transition peuplant l'état fondamental et $\varepsilon_{\gamma,i}$ l'efficacité photo-pic correspondante (Voir le paragraphe précédent).

La limitation principale de cette méthode provient de l'impossibilité de mesurer/identifier les noyaux peuplés directement dans leur état fondamental. La population directe de l'état fondamental des résidus d'évaporation dans la région de masse considérée est supposée être faible à cause des petits spins et la présence d'états à faible énergie d'excitation [146]. Dans le cas du transfert de neutrons, les études de ^{65}Cu(d,p) montre que l'état fondamental n'est pas significativement peuplé [147].

L'extraction des aires des photo-pics pour les résidus lourds de réaction est obtenue à partir du spectre γ avec la condition prompte sur le temps γ-HF discuté précédemment et illustrée en figure 2.29(b). Les transitions utilisées sont répertoriées dans le tableau 2.9. La section efficace du ^{69}Ga est obtenue à partir des transitions de 574.2, 1107.0, 1336.7 et 1488.1 keV. La population relative des états est similaire à celle observée dans la Ref. [148]. A $E_{lab} = 30.6$MeV, la section efficace du ^{68}Ga est obtenue à partir des transitions de 175.0, 375.6, 583.8 keV et la population relative des états est en accord à celle observée dans la Ref. [149]. La perte associée à la population de l'état isomérique de 1229.9 keV ($T_{1/2} = 62$ ns) n'a pas été corrigée. Cette perte est estimée à $\sim$ 7% de la section efficace pour le résidu à partir de la largeur de la condition de coïncidence "prompte" utilisée et de l'intensité relative de la transition isomérique (126.3 keV). Dans le cas du ^{70}Ga, la transition de 690.9 keV est utilisée à 19.9 MeV. A 30.6 MeV, la section efficace est extrapolée à partir de la coïncidence entre les rayons γ de 690.9 et 155.2 keV en supposant que la population des états est similaire à celle observée à 19.9 MeV. Les intensités relatives des transitions 690.9 et 155.2 keV sont en bon accord avec les mesures dans la réaction ^{68}Zn(α, $pn\gamma$) ^{70}Ga [150]. La section efficace du ^{68}Zn est obtenue à partir des transitions 1077.4 et 1883.2 keV. La section efficace du ^{66}Cu est obtenue à l'aide des transitions 185.9, 385.7, et 465.2 keV. La transition à 185.9 keV est contaminée par une transition issue de la radioactivité naturelle (^{235}U) dont la contribution peut être corrigée à partir d'une mesure préalable du spectre de bruit

TAB. *2.9: Sections efficaces pour les résidus lourds mesurées dans le système ^{8}He+^{65}Cu. Les erreurs sont de nature statistique.*

Résidu	Canal de réaction	Transitions γ (keV)	19.9 MeV σ(mb)	30.6 MeV σ(mb)
^{68}Ga	5n	175.0[a], 375.6, 583.8[b]	54 ± 17	547 ± 75
^{69}Ga	4n	574.2, 1107.0, 1336.7, 1488.1	971 ± 66	764 ± 65
^{70}Ga	3n	690.9[a]	197 ± 48	35 ± 15[d]
^{68}Zn	p4n	1077.4, 1883.2	–	165 ± 48
^{66}Cu	α3n, transfert 1n et 2n	185.9[b],237.8[e], 385.7, 465.2, 822.7[e], 1052.1[e], 1212.5[e], 1439.4[e]	742 ± 72	681 ± 103
^{65}Cu,^{67}Cu	α4n, α2n, transfert 1n et 2n	1115.5[c], 1481.8	182 ± 28	362 ± 40

[a]Transition γ présentant une contamination par le bruit de fond issue des réactions ^{72}Ge(n,n'γ) et ^{71}Ge(n,γ)
[b]Transition γ présentant une contamination par le bruit de fond de la radioactivité naturelle
[c]Transition γ identique dans les noyaux ^{65}Cu et ^{67}Cu
[d]Extrapolé à l'aide de coïncidences $\gamma-\gamma$
[e]Extrapolé à l'aide de coïncidences ^{4,6}He$-\gamma$

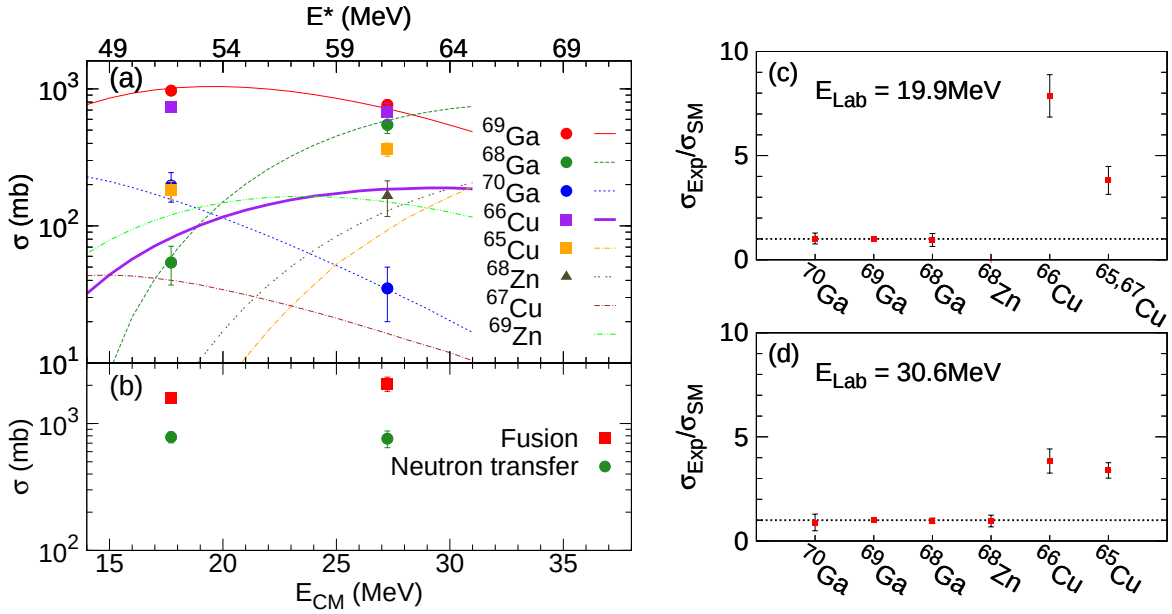


FIG. *2.30: (a) Sections efficaces des produits de réaction en fonction de l'énergie dans le centre de masse dans le système ^{8}He+^{65}Cu. Les lignes correspondent aux prédictions du modèle statistique de désexcitation du noyau composé ^{73}Ga. (b) Sections efficaces totales de fusion et de transfert de neutrons. (c) et (d) : Rapport des sections efficaces mesurées (σ_{Exp}) et des prédictions du modèle statistique (σ_{SM}) pour les différents produits de réactions lourds.*

de fond du dispositif expérimental. La contribution des autres transitions qui peuplent directement l'état fondamental (237.8, 822.7, 1052.1, 1212.5 et 1439.4 keV) est extrapolée à partir des mesures en coïncidence avec les particules chargées et correspond à 12 (2)% et 5 (1)% de la section efficace totale à 19.9 et 30.6 MeV respectivement. La population de l'état isomérique à 1154.2 keV ($T_{1/2} = 600$ ns) a été étudiée à l'aide de coïncidences avec les particules chargées et sa faible contribution n'a pas été inclue dans la détermination des sections efficaces du ^{66}Cu. Une transition de 1115.5 keV est présente dans les résidus ^{65}Cu (1115.6 keV) et ^{67}Cu (1115.4 keV), empêchant leur séparation à partir du photo-pic observé à 1115.5 keV, et une mesure indépendante de leurs sections efficaces. La séparation à l'aide de coïncidences avec les particules chargées sera discutée dans la suite. La section efficace totale est donc obtenue à partir de la transition de 1115.5 keV (^{67,65}Cu) et de la transition de 1481.8 keV (^{65}Cu). L'état isomérique de 439 keV ($T_{1/2} = 13.76$h) dans le ^{69}Zn exclut la mesure de section efficace de cette voie avec ce dispositif.

Les sections efficaces sont présentées dans le tableau 2.9. La figure 2.30(a) montre les fonctions d'excitations obtenues en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les lignes correspondent aux prédictions du modèle statistique pour la désexcitation du noyau composé ^{73}Ga obtenu à l'aide du code CASCADE [73]. Les paramètres utilisés pour la densité de niveau et les coefficients de transmission sont identiques à ceux présentés dans le paragraphe 2.2.3.1 dans le cas du système ^{8}He+^{197}Au. Les figures 2.30(b-c) illustrent le bon accord des prédictions avec les sections efficaces des résidus ^{70,69,68}Ga et ^{68}Zn. Cependant on note un grand désaccord pour les canaux d'évaporation $\alpha 3n$ et $\alpha 4n$ (^{66}Cu et ^{65}Cu respectivement). Ce désaccord a déjà été observé précédemment dans le cas des systèmes ^{6}He+^{65}Cu [80] et ^{6}He+^{64}Zn [84] et est associé à la contribution du transfert de neutrons. Les études exclusives en coïncidence avec les particules chargées confirment ce point et seront discutées en détails dans la suite.

Les erreurs sur les sections efficaces présentées dans le tableau 2.9 et dans la figure 2.30 sont de nature statistique. Les autres sources d'incertitude sur la détermination des sections efficaces intégrales des résidus lourds de réaction sont présentées dans le paragraphe suivant. L'erreur sur le nombre de particules incidentes est associée à la détermination de la transmission du faisceau jusqu'au scintillateur qui a été estimée entre 10-15% (déviation standard entre les différentes mesures effectuées au cours de l'expérience). L'erreur dans la procédure de soustraction des rayons β est estimée à 3% en variant les conditions de sélection prompte et non-corrélée sur le temps entre le plastique et la radiofréquence du cyclotron. L'épaisseur de la cible a été déterminée par pesée et l'erreur sur l'épaisseur de la cible (2.68 mg/cm^2) a été estimée à 5%. L'erreur sur l'efficacité de détection des rayons γ a été estimée à 3% (activité de la source). L'erreur sur la correction pour les transitions de basse énergie associée à la condition sur le temps entre la radiofréquence et les rayons γ a été estimée à partir des mesures effectuées dans les mêmes conditions dans le système ^{6}He+^{65}Cu (avec le même dispositif expérimental). Le meilleur rapport signal sur bruit dans ce système (associé à une intensité du faisceau ~ 200 fois plus importante et l'absence de bruit de fond γ induit par la décroissance) permet d'extraire les aires des photo-pics avec et sans condition sur le temps. L'erreur sur le facteur de correction associé à la condition sur le temps a été estimée à 5%. Ces différentes erreurs systématiques ne changent en rien les résultats présentés.

2.3.2.5 Sections efficaces de fusion et de transfert de neutrons

Les sections efficaces totales de fusion sont obtenues à $E_{lab} = 30.6$ MeV (19.9 MeV) à partir de la somme des sections efficaces des résidus ^{68,69}Ga (^{69,70}Ga) corrigées pour la contribution de résidus

TAB. *2.10: Sections efficaces totales de fusion et de transfert de neutron. Les erreurs sont de nature statistique.*

Energie (MeV)	σ_{Fus} (mb)	σ_{Tr} (mb)
19.9	1579 ± 134	782 ± 78
30.6	2057 ± 264	759 ± 114

^{65,66,67}Cu, ^{69,68}Zn et ^{70}Ga (^{68}Ga) à l'aide du calcul du modèle statistique. Ces corrections s'élèvent à 36% et 26% de la section efficace totale à $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ et 19.9 MeV respectivement. Les sections efficaces totales de fusion obtenues sont présentées en figure 2.30(b). La section efficace totale de transfert de neutrons est obtenue à partir des sections efficaces mesurées pour les résidus ^{65,66}Cu. La contribution issue de la fusion, estimée à l'aide du modèle statistique, est soustraite. Les sections efficaces totales de transfert obtenues sont présentées en figure 2.30(b). Les sections efficaces de fusion et de transfert de neutrons obtenues aux différentes énergies sont présentées dans le tableau 2.10. Les erreurs présentées dans le tableau 2.10 sont de nature statistique. L'incertitude supplémentaire sur les rapports d'embranchement des voies de désexcitation du noyau composé (obtenues à partir du modèle statistique) utilisés pour obtenir les sections efficaces de fusion et de transfert a été estimée à 5% en faisant varier le paramètre de densité de niveau ($a = A/8, A/9$ et $A/10$).

2.3.2.6 Distributions angulaires pour la diffusion élastique

Les distributions angulaires de diffusion élastique sont obtenues à partir des noyaux d'^{8}He identifiés dans le télescope qui couvre une gamme angulaire entre 25° et 60°. La figure 2.31 présente une matrice ΔE-E caractéristique obtenue à $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV et illustre la bonne séparation des isotopes d'Helium. Les taux de comptage sont extraits anneau par anneau et les angles solides sont obtenus à l'aide d'une simulation Monte-Carlo (Voir paragraphe 2.3.1). Les distributions angulaires relatives à la distribution angulaire de Rutherford obtenues à $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ et 19.9 MeV sont présentées respectivement en figure 2.32(a) et (b). Les erreurs sur les sections efficaces contiennent uniquement l'erreur statistique. L'erreur sur l'angle correspond à l'ouverture angulaire des anneaux obtenue par la simulation, les points sont placés au centre.

La diffusion inélastique vers les états à 1115.5 et 1481.8 keV dans le ^{65}Cu a aussi été observée à l'aide de coïncidences entre les noyaux d'^{8}He et les rayons γ. La section efficace différentielle a été estimée à $\sim$2mb/sr pour les petits angles aux deux énergies. L'amplitude de la section efficace différentielle est comparable aux mesures effectuées dans le système ^{4}He+^{65}Cu [151] et souligne que la diffusion inélastique est faible, conformément aux attentes, et sera négligé par la suite.

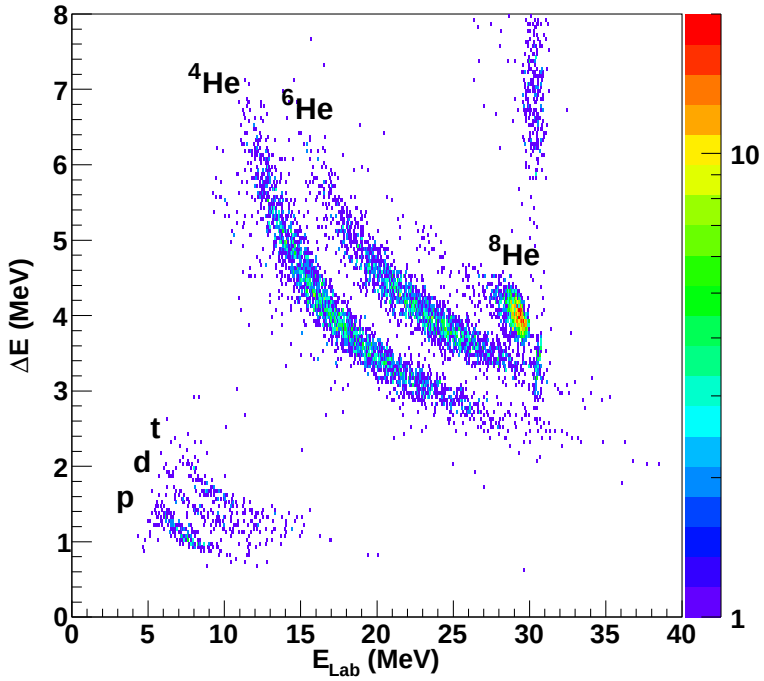


FIG. *2.31: Matrice d'identification ΔE-E obtenue pour la réaction ^{8}He+^{65}Cu à $E_{lab} = 30.6$ MeV pour un quadrant du télescope.*

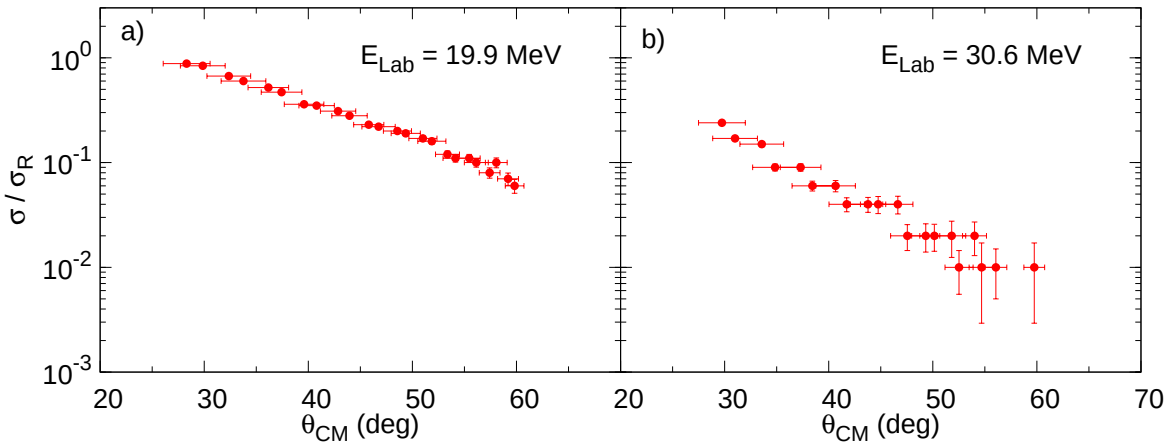


FIG. *2.32: (a) Section efficace différentielle pour la diffusion élastique obtenue à $E_{lab} = 19.9$ MeV (a) et $E_{lab} = 30.6$ MeV (b).*

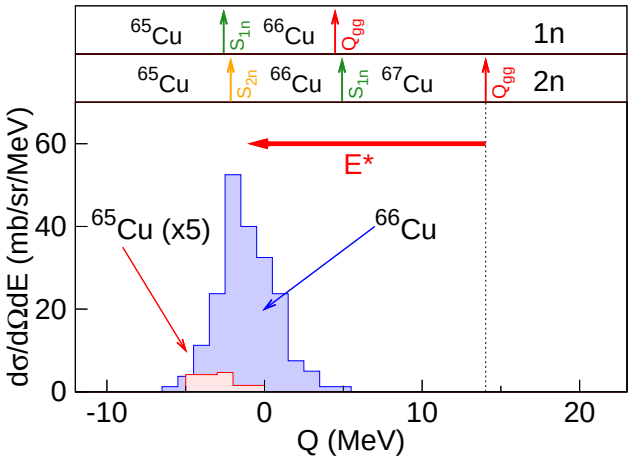


FIG. *2.33: Spectre en chaleur de réaction Q pour les noyaux d'^{6}He détectés en coïncidence avec les transitions γ caractéristiques des résidus lourds de transfert ^{65,66}Cu à $30^{\circ} \leq \theta_{lab} \leq 40^{\circ}$ et $E_{\mathrm{lab}} = 19.9$ MeV. Les panneaux supérieurs indiquent les chaleurs de réaction vers les états fondamentaux Q_{gg} et les énergies de séparation neutron dans les résidus de transfert de un et deux neutrons. La flèche illustre l'énergie d'excitation (E^*) dans le résidu de transfert de deux neutrons ^{67}Cu.*

2.3.2.7 Sections efficaces différentielles de transfert de neutrons ($1n + 2n$)

Préambule

La mesure du transfert de neutrons avec le noyau ^{8}He, faiblement lié et Borroméen, représente un défi expérimental qui nécessite en général l'utilisation de mesures exclusives des particules chargés et des rayons γ émis. Tout d'abord, les événements de transfert et de cassure du projectile doivent être séparés. La séparation entre les événements de cassure et de transfert est obtenue à l'aide de coïncidences entre les rayons γ émis par les résidus lourds de transfert et les particules chargées.

L'énergie d'excitation dans les résidus de transfert est donnée par $E^* = Q_{gg} - Q_{opt}$. Q_{gg} correspond à la chaleur de réaction lorsque les résidus se trouvent dans leur état fondamental et Q_{opt} est la Q-value optimum. Les calculs semi-classiques [3, 140] suggèrent que pour le transfert de neutrons $Q_{opt} \approx 0$ (condition de "Q-matching") de telle sorte que $E^* \approx Q_{gg}$. La figure 2.33 montre que la distribution en Q des noyaux d'^{6}He, mesurées dans le système ^{8}He+^{65}Cu, est bien localisée autour de $Q = 0$. Dans le cas présent, les fortes chaleurs de réactions (Q_{gg}) des transferts de un et deux neutrons ($Q_{gg} = 4.4$ et 14.0 MeV respectivement) font que les résidus lourds de transfert (^{66,67}Cu) sont principalement peuplés dans des états excités. La figure montre l'énergie d'excitation équivalente ($E*$) dans le ^{67}Cu peuplé dans le transfert de deux neutrons.

La séparation des différentes voies de transfert de neutrons constitue une complication supplémentaire dans la mesure où les produits de la réaction sont identiques. La figure 2.34 illustre schématiquement les différents scénarii pour le transfert de un et deux neutrons dont les produits observés sont similaires (^{6}He-n-γ(^{66}Cu) et ^{4}He-n-γ(^{66}Cu)). La nature Borroméenne du l'^{8}He exclut la séparation à partir de la mesure des résidus légers (l'^{7}He n'étant pas lié). La séparation à partir des rayons γ émis par les résidus lourds de transfert est aussi exclue car la forte chaleur de réaction pour la voie de transfert de deux neutrons (+14.04 MeV) mène à la population du ^{67}Cu à une énergie d'excitation d'environ $E^* \sim 14$ MeV. Cette énergie est supérieure à l'énergie de séparation de un neutron ($S_n = 9.1$MeV) et le transfert est immédiatement suivi par l'émission de un ou deux neutrons vers les résidus ^{65,66}Cu (Voir Fig. 2.33). Enfin, pour compléter ce tableau déjà complexe, les états excités de l'^{6}He et de l'^{7}He sont non liés (Voir Fig. 1.8(b)) et vont décroître vers la particule α. Les transferts vers les états excités des noyaux ^{6,7}He nécessitent donc l'étude des coïncidences entre les noyaux d'^{4}He et les transitions γ des noyaux

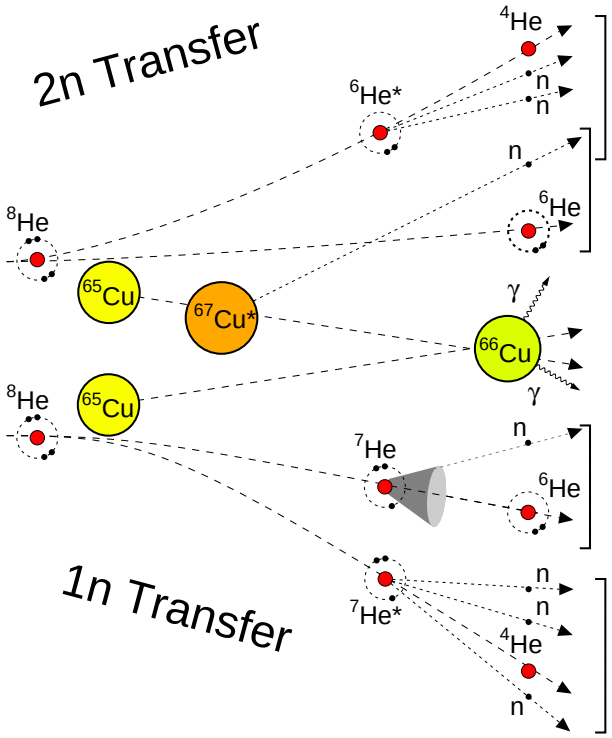


FIG. *2.34: Vue schématique des différents scénarii possibles pour les processus de transfert de un et deux neutrons.*

de ^{65,66}Cu. De plus, les voies de désexcitation du noyau composé $\alpha 3n$ (^{66}Cu) et $\alpha 4n$ (^{65}Cu) présentent une signature expérimentale similaire et doivent donc être prise en compte.

Les coïncidences entre les particules chargées (^{4,6}He) et les rayons γ des résidus lourds de transfert (^{65,66}Cu) sont utilisées pour obtenir les distributions angulaires de transfert total (somme du transfert de un et deux neutrons). Dans le cas des coïncidences avec le ^{65}Cu, il a été supposé que les événements de cassure où la cible se retrouve dans un état final excité résultent d'un processus de second ordre et ont une faible probabilité.

Coïncidences particules- γ

La figure 2.35 présente les spectres γ caractéristiques obtenus en coïncidence avec les noyaux d'^{4}He et ^{6}He, illustrant les différentes transitions observées. Comme il a été mentionné précédemment, la transition de 1115.5 keV correspond à la fois au ^{65}Cu et au ^{67}Cu. Cette ambiguïté peut être levée à l'aide des distributions en énergie des particules chargés (Voir figure 2.33) et sera discutée dans le paragraphe suivant. Les distributions angulaires et en énergie présentées dans la suite sont obtenues à partir de la mesure de noyaux d'^{4}He et d'^{6}He en coïncidence avec les rayons γ caractéristiques émis par les noyaux ^{65,66}Cu. Les taux de comptage sont corrigés de l'efficacité de détection γ pour obtenir les sections efficaces différentielles. Dans le cas du ^{65}Cu, les transitions γ de 1115.5 et 1482 keV ont été utilisées. Dans le cas du ^{66}Cu, la transition de 186 keV qui connecte le premier état excité à l'état fondamental dans le ^{66}Cu, qui représente $\sim 65\%$ de la population totale, sera utilisée. Les facteurs de correction tenant compte des autres transitions vers l'état fondamental (385, 465, 822, 1052, 1212

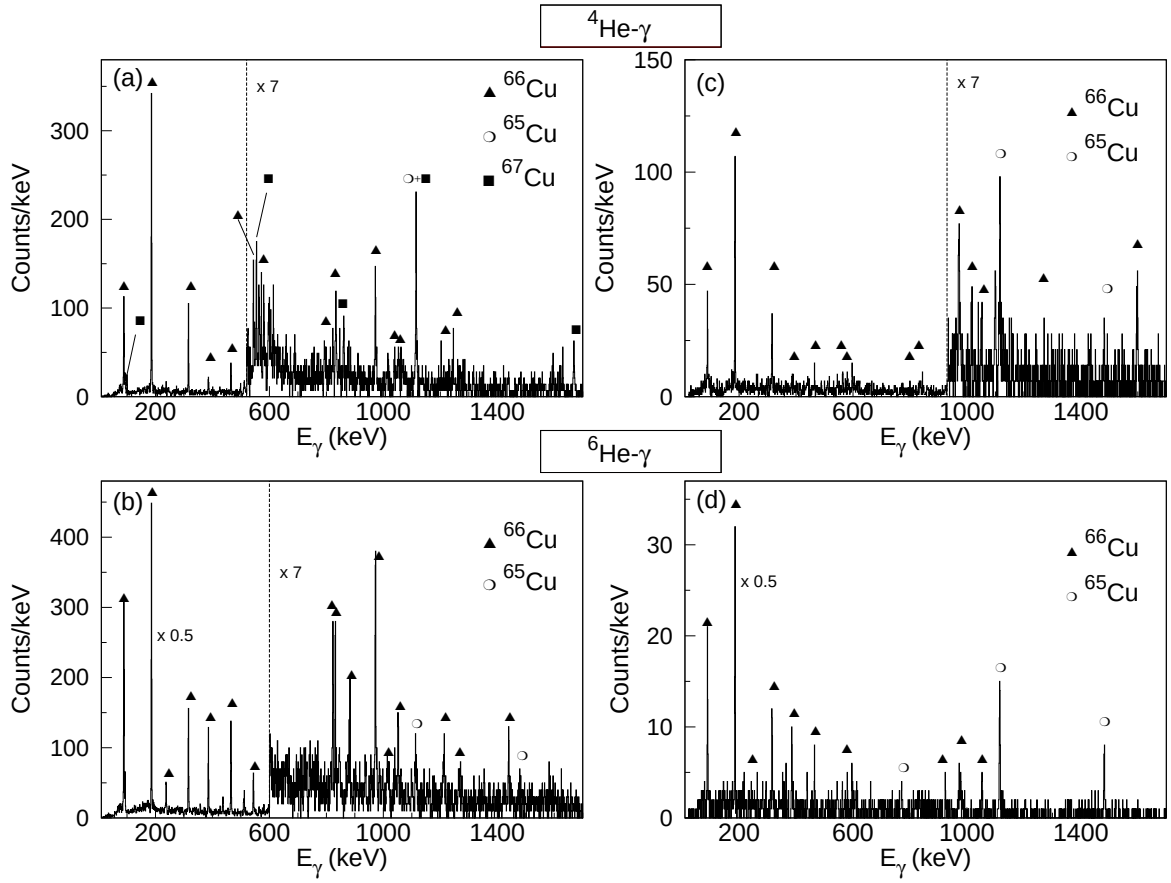


FIG. *2.35: (a) Spectre γ en coïncidence avec les noyaux ^{4}He à $E_{\rm lab} = 19.9$ MeV. (b) Spectre γ en coïncidence avec les noyaux ^{6}He à $E_{\rm lab} = 19.9$ MeV. (c) et (d) identiques (a) et (b) à $E_{\rm lab} = 30.6$ MeV. Les transitions γ caractéristiques des noyaux de Cu sont identifiés.*

et 1440 keV) sont obtenus à partir des intensités relatives, corrigée de l'efficacité, mesurées dans le spectre γ en coïncidence avec les noyaux d'^{4}He et d'^{6}He (Fig. 2.35). Les facteurs pour les coïncidences avec l'^{4}He valent 0.63±0.04 et 0.60±0.05 respectivement à $E_{\rm lab} = 19.9$ MeV et 30.6 MeV. Les facteurs pour les coïncidences avec l'^{6}He valent 0.68±0.05 et 0.65±0.08 respectivement à $E_{\rm lab} = 19.9$ MeV et 30.6 MeV. Dans la suite l'analyse des différentes coïncidences (^{4,6}He-γ) est détaillée pour obtenir les distributions angulaires de transfert de $1n + 2n$.

Coïncidences ^{6}He-γ

Pour les coïncidences entre les noyaux d'^{6}He les transitions γ dans les noyaux de ^{65,66}Cu sont uniquement associées aux événements de transfert de un et deux neutrons vers l'état fondamental de l'^{7}He et de l'^{6}He respectivement. En principe, les états résonnants situés à haute énergie dans l'^{7}He peuvent aussi contribuer. Cependant comme ces états sont situés au dessus des seuils ^{6}He(2^+)+n et ^{4}He+$3n$, leur contribution est négligeable. La figure 2.33 présente les distributions en Q des noyaux d'^{6}He détectés en coïncidence soit la transition de 185.9 keV (^{66}Cu) soit avec la transition de 1115.5 keV dans le ^{65}Cu. La position relatives des distributions pour le ^{66}Cu et le ^{65}Cu est en accord avec un processus de

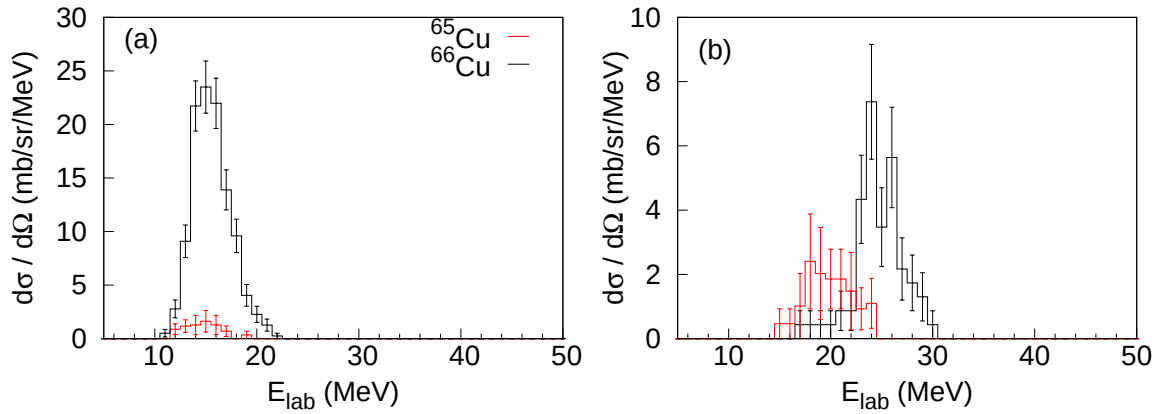


FIG. *2.36: Distributions en énergie des noyaux d'*^{6}*He détectés en coïncidence avec la transition de 186 keV caractéristique du* ^{66}*Cu et avec la transition de 1115 keV caractéristique du* ^{65}*Cu sur l'ensemble de la gamma angulaire (entre 25-60°). (a) à* $E_{lab} = 19.9$ *MeV. (b) à* $E_{lab} = 30.6$ *MeV.*

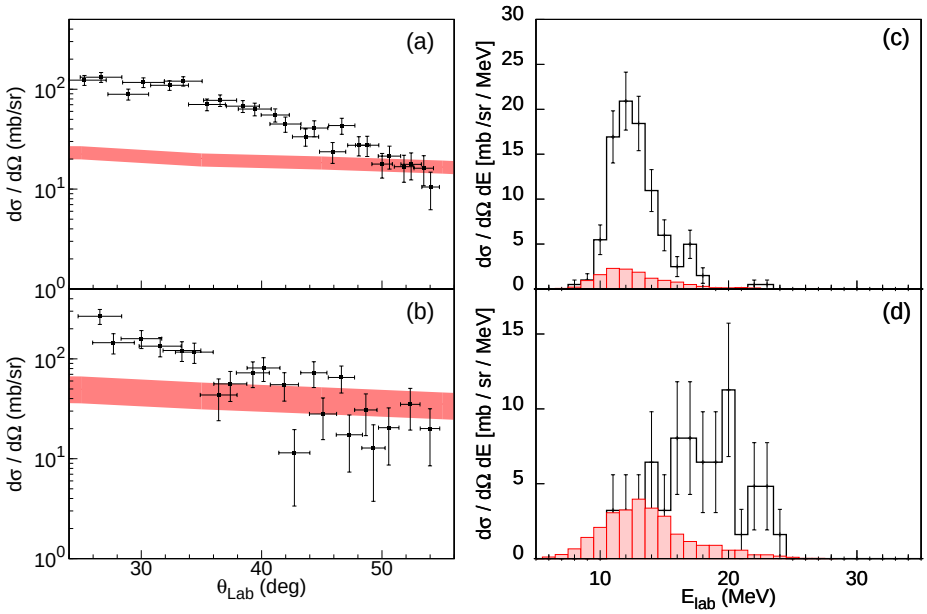


FIG. *2.37: (a) Distribution angulaire des noyaux d'*^{4}*He détectés en coïncidence avec la transition de 186 keV caractéristique du* ^{66}*Cu à* $E_{lab} = 19.9$ *MeV. La bande correspond à la prédiction du modèle statistique de désexcitation du noyau composé* ^{73}*Ga pour la voie d'évaporation* $\alpha 3n$ (^{66}*Cu). (b) identique à (a) à* $E_{lab} = 30.6$ *MeV. (c) Distribution en énergie des noyaux* ^{4}*He détectés en coïncidence de 186 keV entre 30° et 40° à* $E_{lab} = 19.9$ *MeV. L'histogramme plein correspond à la prédiction du modèle statistique. (d) identique à (c) à à* $E_{lab} = 30.6$ *MeV.*

transfert suivi par l'évaporation d'un ou deux neutrons vers les résidus ^{65,66}Cu. On note notamment l'absence de particules d'^{6}He en coïncidence avec la transition de 1115.5 keV détectée dans la partie haute du spectre où le ^{67}Cu est peuplé à basse énergie d'excitation et peut survivre. Cette observation est en accord avec l'absence de transitions caractéristiques du ^{67}Cu de 99.9, 554, 1669 keV (autres que la transition de 1115.5 keV) dans les spectres γ en coïncidence avec l'^{6}He (Figs. 2.35(b) et 2.35(d)) suggère que le ^{67}Cu est peuplé à haute énergie d'excitation et décroît par émission de neutron(s). Cette "non-observation" associée au transfert vers des états de haute énergie suivi par l'évaporation d'un neutron est en accord avec les résultats obtenus dans le cas du système ^{6}He+^{65}Cu [80, 89]. Les événements de transfert de deux neutrons associés au peuplement du ^{67}Cu à basse énergie d'excitation correspondent aux noyaux d'^{6}He de haute énergie. Une limite inférieure d'observation d'un événement de transfert de deux neutrons avec la survie du ^{67}Cu a été estimée en évaluant la section efficace équivalente à un coup de coïncidence ^{6}He-γ (1115 keV) dans l'ensemble du détecteur dans la partie haute énergie du spectre. Les limites sont évaluées à 0.5 et 1.9 mb à $E_{lab} = 19.9$ et 30.6 MeV respectivement.

La figure 2.36 présente les distributions en énergie dans le laboratoire des noyaux d'^{6}He détectés en coïncidence soit avec la transition de 186 keV (^{66}Cu) soit avec la transition de 1115 keV dans le ^{65}Cu intégrées sur l'ensemble des angles couverts par le détecteur. La position relative des distributions en énergie souligne à nouveau la présence d'un processus de transfert suivit par l'évaporation d'un ou deux neutrons vers les résidus ^{65,66}Cu. Les noyaux d'^{6}He détectés en coïncidences avec la transition de 1115 keV dans ^{65}Cu correspondent à la population d'états résonnants situés au delà de S_{2n}. On notera l'augmentation de la proportion relative de ^{65}Cu à $E_{lab} = 30.6$ MeV. Cette contribution est expérimentalement évaluée respectivement à $\sim 15\%$ et $\sim 35\%$ à 19.9 and 30.6 MeV. Les distributions angulaires des noyaux d'^{6}He obtenues à partir des coïncidences avec les transitions dans les noyaux de ^{65,66}Cu sont présentées en figure 2.38.

Coïncidences ^{4}He-γ

Dans le cas des coïncidences ^{4}He-γ, la situation est moins directe car plusieurs processus peuvent contribuer :

- les voies d'évaporation $\alpha 3n$ et $\alpha 4n$ de désexcitation du noyau composé ^{73}Ga,
- le transfert de deux neutrons vers les états excités non liés de l'^{6}He,
- le transfert d'un neutron vers les états excités non liés de l'^{7}He.

La contribution des voies d'évaporation est estimée avec un calcul de modèle statistique de désexcitation du noyau composé normalisé à la section efficace de fusion mesurée dans ce travail. Ces calculs sont comparés aux distributions angulaires et en énergie des noyaux d'^{4}He détectés en coïncidence avec la transition de 186 keV du ^{66}Cu dans la figure 2.37. La figure montre qu'à la fois l'amplitude et la forme des distributions angulaires dévient significativement des prédictions du modèle statistique. En particulier, la figure 2.37(d) montre que la distribution en énergie des noyaux d'^{4}He détectés entre 30° et 40° obtenue à $E_{lab} = 30.6$ MeV est significativement déplacée vers des énergies plus élevées par rapport au modèle statistique. Ces deux observations suggèrent qu'une partie des noyaux d'^{4}He sont produits lors d'une réaction directe de transfert. Les coïncidences ^{4}He-γ peuvent être considérées comme issues du transfert de un et deux neutrons vers les états excités des noyaux ^{6,7}He qui se situent au dessus du seuil d'émission d'un α. On notera que la résonance de l'état fondamental de l'^{7}He ne peut décroître que par la voie ^{6}He(0^{+})+ n (voir les états actuellement connus en fig. 1.8). Les distributions angulaires correspondantes, obtenues après la soustraction de la contribution provenant de la désexcitation du

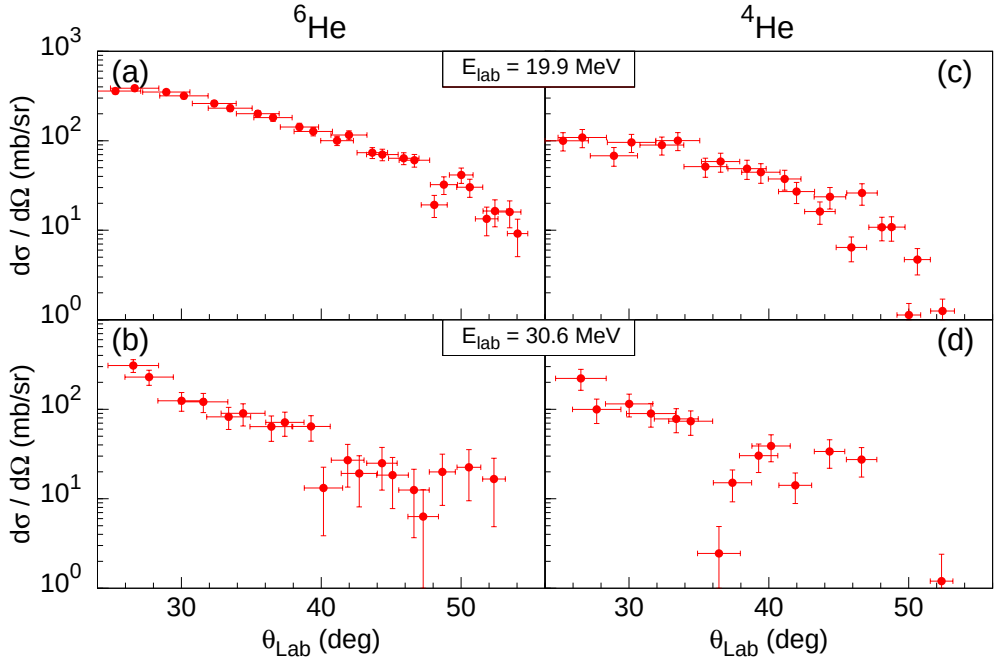


FIG. *2.38: Distributions angulaires de transfert de neutrons obtenues à l'aide de coïncidences* ^{4,6}*He-γ : (a) distribution angulaire des noyaux d'*^{6}*He mesurée à* E_{lab} *= 19.9 MeV en coïncidence avec le* ^{66}*Cu (transition γ de 186 keV) ou avec le* ^{65}*Cu (transition γ de 1115.5 keV). (b) identique à (a) à* E_{lab}*=30.6 MeV. (c) Distribution angulaire de noyaux d'*^{4}*He mesurée à* $E_{lab} = 19.9$ *MeV en coïncidence avec les noyaux* ^{65,66}*Cu corrigée de la contribution provenant de la désexcitation du noyau composé. (d) identique à (c) à* E_{lab}*=30.6 MeV.*

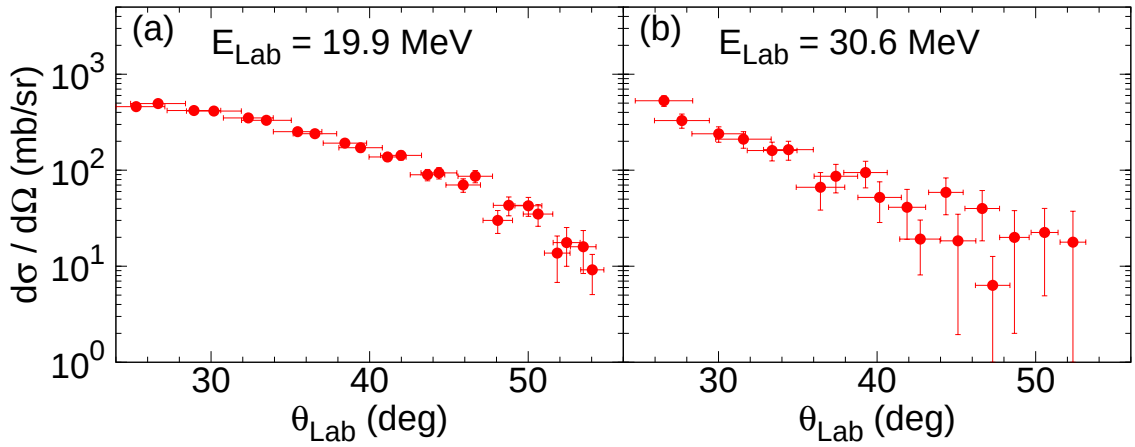


FIG. *2.39: Distributions angulaires totales pour le transfert de neutron (1n+2n) obtenues à* $E_{lab} = 19.9$ *MeV (a) et* $E_{lab} = 30.6$ *MeV (b).*

noyau composé, sont présentées dans les figures 2.38(c) et (d).

Les distributions angulaires totales de transfert de neutrons, obtenues en sommant les distributions angulaires des noyaux d'^{4,6}He en coïncidences avec les transitions γ, sont présentées dans la figure 2.39.

2.3.2.8 Distributions angulaires dérivées de cassure de l'^{8}He

La mesure directe de la cassure l'^{8}He à travers la mesure exclusive de particules chargées et de plusieurs neutrons est au-delà de la portée de ce travail. Cependant, les distributions angulaires de cassure peuvent être déduites à partir de la différence entre les mesures inclusives des noyaux de ^{4,6}He et les mesures en coïncidence rapportées au paragraphe précédent et sont présentées en figure 2.40. On notera que cette mesure constitue une limite supérieure des distributions angulaires du processus de cassure de l'^{8}He. En effet, ces distributions peuvent contenir une contribution issue du transfert de neutrons vers les états fondamentaux des noyaux ^{66}Cu ne donnant pas lieu à l'émission de rayons γ. L'amplitude des distributions angulaires de cassure est inférieure à celles obtenues pour le transfert total de neutrons dans la gamme angulaire mesurée.

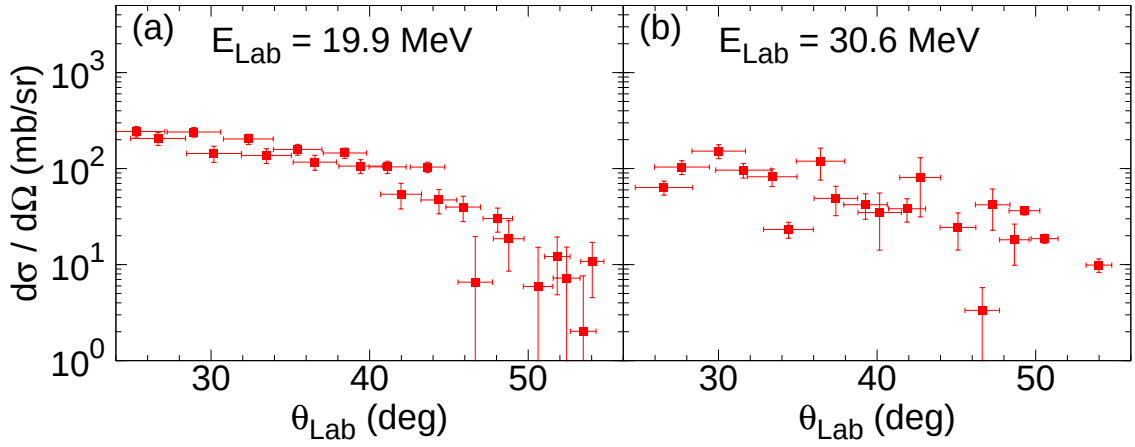


FIG. *2.40: Distributions angulaires pour la cassure de l'^{8}He dérivées par soustraction (Voir texte) à $E_{\mathrm{lab}} = 19.9$ MeV (a) et $E_{\mathrm{lab}} = 30.6$ MeV (b).*

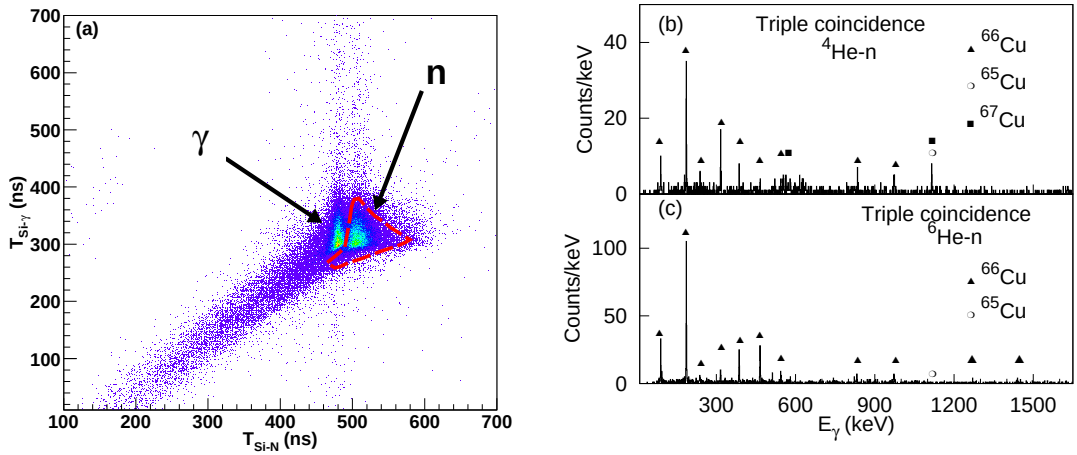


FIG. *2.41: (a) Matrice de corrélation entre le temps entre le détecteur Silicium et γ et le temps entre le Silicium et le mur à neutron à $E_{\rm lab} = 19.9$ MeV. Le contour correspond aux neutrons. (b) Spectre γ en coïncidence avec les particules d'^{4}He et des neutrons (c) Spectre γ en coïncidence avec les particules d'^{6}He et des neutrons.*

2.3.2.9 Coïncidences triples neutron particules γ

Dans le système ^{6}He+^{65}Cu, Chatterjee *et al.* [89] ont proposé d'utiliser la corrélation cinématique entre les noyaux ^{6}He et les neutrons en coïncidence avec les rayons γ du résidu de transfert ^{66}Cu pour séparer le transfert de un et deux neutrons. Pour le transfert de un neutron, un neutron et une particule α sont émis dans la cassure de l'^{5}He. La cinématique de la décroissance en vol restreint l'angle relatif entre les deux particules. Cette corrélation angulaire est inexistante dans le cas du transfert de deux neutrons, où le neutron est évaporé isotropiquement à partir du ^{67}Cu fortement excité. Cette différence de cinématique permet la séparation des deux processus à partir de la mesures de l'angle relatif entre la particule α et le neutron.

La transposition de cette approche à l'étude du système ^{8}He+^{65}Cu en utilisant la décroissance en vol de l'^{7}He présente plusieurs difficultés :

- L'intensité du faisceau d'^{8}He est ~ 200 fois inférieure à celle de l'^{6}He. La statistique nécessaire à la détermination des angles des neutrons dans chacun des détecteurs du mur de neutrons est donc insuffisante.
- La structure interne de l'^{8}He est plus complexe que celle de l'^{6}He. En effet si l'^{4}He constitue un coeur rigide sans excitation possible, l'^{6}He possède des états excités non liés qui vont décroître par émission de neutrons. La séparation entre les transferts de un et deux neutrons est donc restreinte au cas du transfert de neutron(s) vers les états fondamentaux de l'^{6}He de l'^{7}He. Le transfert vers les états excités non liés est suivi par la décroissance par l'émission de plusieurs neutrons vers l'^{4}He et la corrélation cinématique est perdue.

Les coïncidences triples ont été extraites pour évaluer la faisabilité de cette approche. La condition de coïncidence triple a été obtenue à partir de la matrice de corrélation entre le temps entre le détecteur Silicium et γ et le temps entre le Silicium et le mur à neutrons (Voir figure 2.41(a)). La séparation entre les

neutrons et les rayons γ détectés dans le mur à neutrons est obtenue à l'aide du temps de vol. Le contour associé aux neutrons est représenté sur la figure. Le spectre γ en coïncidence avec au moins un neutron détecté dans tout le mur à neutrons et les noyaux d'^{4,6}He détectés sont présentés en figure 2.41(b) et (c) pour l'ensemble des données collectées à $E_{lab} = 19.9$ MeV. Dans le spectre en coïncidence avec les noyaux d'^{6}He, les transitions caractéristiques du ^{65,66}Cu sont observées et associées aux événements de transfert un et deux neutrons. Dans le spectre en coïncidence avec les noyaux d'^{4}He, les transitions caractéristiques des noyaux de ^{65,66,67}Cu sont observées ce qui est en accord avec des événements de fusion et de transfert. Les spectres représentent les coïncidences triples avec l'ensemble des 45 détecteurs du mur à neutrons. La détermination de l'angle entre les deux neutrons et les particules chargées nécessite de traiter chaque détecteur séparément, et donc de diviser la statistique par au moins un ordre de grandeur. La mesure individuelle des distributions angulaires de transfert de un et deux neutrons avec l'^{8}He est donc hors de portée avec les intensités de faisceau disponibles actuellement.

2.4 Conclusion

Dans ce second chapitre, les détails et résultats expérimentaux ont été présentés. Dans le but d'étudier les mécanismes de réaction avec le noyau d'^{8}He, différentes techniques expérimentales ont été utilisées pour repousser les limites de détection associées aux études avec les faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité. Une nouvelle méthode de mesure "hors-ligne" des sections efficaces de fusion a été présentée. L'augmentation importante de la sensibilité expérimentale associée à cette technique rend possible la mesure précise de fonctions d'excitation de fusion impliquant des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité. La mesure de la fusion dans le système ^{8}He+^{197}Au en fournit la démonstration. Les mesures "en ligne" inclusives et exclusives utilisées dans le système ^{8}He+^{65}Cu représentent une opportunité unique d'obtenir la mesure simultanée des différentes voies de réaction comme la diffusion élastique, le transfert et la fusion afin d'étudier l'interconnexion des voies de réaction. La possibilité d'extraire des sections efficaces à partir de la mesure inclusive de rayons γ pour l'étude des réactions avec un faisceau d'ions radioactifs d'intensité $\sim 10^5$ pps a été démontrée. L'utilisation de mesures exclusives impliquant les coïncidences entre les particules et les rayons γ résout l'ambiguïté d'identification des différentes voies de réaction. Ces deux études avec le noyau radioactif d'^{8}He illustrent la complémentarité des mesures "en ligne" et "hors ligne" pour l'étude des mécanismes de réaction autour de la barrière Coulombienne.

Dans le système ^{8}He+^{197}Au, les fonctions d'excitation de fusion complète et de transfert aux énergies autour de la barrière Coulombienne ont été obtenues pour le première fois avec un faisceau d'^{8}He. La section efficace de transfert de neutrons est très importante. Elle domine aux énergies sous la barrière Coulombienne et est comparable à la fusion à la barrière où la section efficace est d'environ un barn. Cette section efficace totale correspond au transfert de un et deux neutrons.

Dans le système ^{8}He+^{65}Cu aux énergies au-dessus de la barrière Coulombienne, les sections efficaces de transfert sont également importantes. Les mesures exclusives entre les particules chargées et les rayons γ caractéristiques ont permis d'obtenir les distributions angulaires de transfert de $(1n+2n)$. On soulignera que l'amplitude des distributions angulaires pour le transfert de $(1n+2n)$ est plus grande que celles dérivées pour la cassure du projectile. La séparation des voies de transfert de un et deux neutrons, obtenue dans le système ^{6}He+^{65}Cu [89] à l'aide de coïncidences triples entre les neutrons, les particules chargées et les rayons γ ne peut être obtenue dans le cas présent, à cause de la faible intensité du faisceau et de la complexité du noyau d'^{8}He.

L'ensemble de ces résultats expérimentaux suggèrent un rôle prépondérant du transfert dans les réactions impliquant l'^{8}He aux énergies autour de la barrière Coulombienne qui nécessite l'analyse des données à l'aide de modèles de réaction en voies couplées. Les résultats obtenus seront confrontés aux modèles de réaction au Chapitre suivant. Un approche alternative pour obtenir des informations sur l'importance relative des transferts de un et deux neutrons avec le noyau d'^{8}He sera discutée au Chapitre 4.

CHAPITRE 3

Comparaison aux modèles de réaction

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux présentés précédemment sont confrontés aux modèles de réaction. Dans un premier temps, les différents modèles utilisés pour étudier les mécanismes de réaction aux énergies autour de la barrière Coulombienne seront brièvement présentés. Ensuite une analyse simultanée dans le cadre du modèle CRC (Coupled Reaction Channels) des sections efficaces intégrales et différentielles obtenues dans les deux systèmes étudiés (^{8}He+^{65}Cu et ^{8}He+^{197}Au) est utilisée pour interpréter les données expérimentales, illustrer l'interconnectivité des différentes voies de réaction et le rôle du transfert de neutrons aux énergies autour de la barrière Coulombienne.

3.1 Modèles de réaction

Pour décrire une réaction nucléaire entre deux noyaux de masse A_1 et A_2, il faut résoudre l'équation de Schrödinger pour chaque nucléon situé dans le potentiel créé par les autres nucléons. On obtient alors un système de $A_1 + A_2$ équations que l'on ne sait en général pas résoudre.

Dans le cadre du modèle optique [152], on suppose que l'interaction entre le projectile et la cible peut être correctement décrite par un potentiel central qui représente l'interaction moyennée entre les nucléons, le potentiel optique, qui peut être écrit comme $U(r) = V(r) + iW(r)$. La partie imaginaire, $W(r)$, est introduite pour tenir compte des voies non-élastiques de réaction qui correspondent à une absorption de flux. Les paramètres du potentiel optique sont ajustés aux données expérimentales pour décrire la diffusion élastique entre les deux noyaux.

Au delà de la diffusion élastique, la description des processus non élastiques peut être obtenue par différentes approches : les approches utilisant les ondes distordues (DW) et les approches en Canaux Couplés (CC) [3, 153]. L'idée physique derrière les méthodes utilisant les ondes distordues comme la DWBA (Distorted Wave Born Approximation) est que la diffusion élastique est le processus dominant et que les voies non élastiques (inélastique, transfert, ...) peuvent être généralement traitées par une théorie perturbative. Les différentes voies sont considérées comme indépendantes. Cependant, pour les réactions autour de la barrière Coulombienne, plusieurs voies de réactions peuvent contribuer significativement et les couplages entre ces voies peuvent être importants. Le traitement perturbatif n'est alors plus applicable et l'approche de Canaux de Réactions Couplés (CRC) est utilisée pour résoudre les équations couplées et obtenir les fonctions d'ondes pour chaque voie de réaction. Le jeu d'équations couplées à résoudre est donné par :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla + V(r) - E\right)\psi_\alpha(r) + \sum_\beta \langle \phi_\alpha(r)|V_{coupl}|\phi_\beta(r)\rangle \psi_\beta(r) = 0 \tag{3.1}$$

où $V(r)$, $\psi_\alpha(r)$, $\phi_\alpha(r)$, V_{coupl} correspondent respectivement au potentiel d'interaction, à la fonction d'onde propre du système dans la voie α, à la fonction d'onde intrinsèque associée à la voie α et au potentiel de transition de couplage entre les voies α et β ; r correspond à la distance entre les deux

noyaux et μ est la masse réduite du système. Cette approche est une manière naturelle de relier la structure des noyaux et les mécanismes de réactions et peut être vue de la façon suivante. Les noyaux qui entrent en collision sont considérés dans leur état fondamental quand la distance qui les sépare est infinie. Lorsque la distance diminue, à l'approche du point de contact, sous l'effet du couplage entre les voies de réaction, la fonction d'onde du système commence à contenir des composantes non nulles des autres configurations excitées du système et ne représente plus un état propre du système qui est alors décrit comme une combinaison linéaire des états fondamentaux et des différents états excités (associés à l'excitation inélastique ou au transfert). Le comportement asymptotique des fonctions d'ondes, solutions des équations couplées, correspond alors aux observations expérimentales et peut être comparé aux différentes observables (distributions angulaires, sections efficaces intégrales). Dans l'approche CRC, la fusion, associée à la pénétration de la barrière Coulombienne par effet tunnel, est obtenue comme flux transmis à travers la barrière. L'utilisation d'un potentiel imaginaire intérieur situé à une faible distance inter-nucléaire permet d'obtenir les sections efficaces d'absorption. La section efficace totale de fusion est alors assimilée à la somme des sections efficaces d'absorption pour chaque voie de réaction.

3.2 Fusion sous la barrière Coulombienne

On se propose de discuter ici le phénomène d'augmentation des sections efficaces de fusion sous la barrière Coulombienne évoqué au Chapitre 1. Dans un premier temps, le modèle de fusion à travers une barrière unidimensionnelle qui sert de point référence est présenté. Ensuite, un modèle simplifié qui inclut les idées principales de l'approche CRC est utilisé pour illustrer l'effet des couplages sur les sections efficaces de fusion.

1D Barrier Penetration Model (1D-BPM)

Le modèle unidimensionnel de pénétration de la barrière (1D-BPM) correspond à un calcul de mécanique quantique de pénétration par effet tunnel de la barrière Coulombienne. La barrière de fusion est obtenue à partir de la somme des potentiels nucléaires, Coulombien et centrifuge qui sont à l'oeuvre lors de la collision entre deux noyaux. Le potentiel à une dimension pour l'onde l est donnée par :

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \tag{3.2}$$

où $V_N(r)$ correspond au potentiel nucléaire généralement de type Woods-Saxon :

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1+\exp\left(\frac{r-R_0}{a}\right)} \tag{3.3}$$

dont les paramètres peuvent être obtenus à partir de paramétrisations globales comme celle d'Akyüz-Winther [7]. $V_C(r)$ correspond au potentiel Coulombien donné par :

$$V_C(r) = \begin{cases} Z_1 Z_2 e^2/r & r > R_C \\ Z_1 Z_2 e^2[3-(r/R_C)^2]/2R_C & r < R_C \end{cases} \tag{3.4}$$

Dans ce modèle, la section efficace de fusion est obtenue en calculant le flux transmis à travers la barrière. La condition limite sur les onde incidentes (Incomming Wave Boundary Condition) [154, 155] est utilisée pour simuler la fusion de telle sorte que tout flux qui passe la barrière est absorbé et associé

à la fusion. Aux énergies proches de la barrière Coulombienne, le potentiel d'interaction peut être raisonnablement assimilé à une parabole inversée. L'expression de Hill-Wheeler [156] des coefficients de transmission (approximation WKB pour une barrière parabolique) est donnée par :

$$T_l(E) = \frac{1}{1+\exp\left(2\int_{r_1(E)}^{r_2(E)} \frac{2\mu}{\hbar^2}\left[V(r)-E\right]dr\right)} \tag{3.5}$$

ou $V(r)$ est le potentiel d'interaction et $r_1(E)$ et $r_2(E)$ les points de rebroussement.

La section efficace de fusion est donnée par le développement en ondes partielles :

$$\sigma_f(E) = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu E}\sum_l (2l+1)\,T_l(E) \tag{3.6}$$

Sous l'hypothèe de l'approximation WKB pour une barrière parabolique, la section efficace de fusion peut être exprimée par la formule de Wong [8] :

$$\sigma_f^W(E) = \frac{\hbar\omega R_B^2}{2E}\ln\left(1+\exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}\left(E-V(R_B)\right)\right)\right) \tag{3.7}$$

où $V(R_B)$ et R_B correspondent respectivement à la hauteur et au rayon de la barrière pour l'onde s ($l=0$) et $\hbar\omega = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu}\frac{d^2V}{d^2R}\Big|_{R_B}}$ est le rayon de courbure du potentiel.

On notera que dans cette approche aucun potentiel imaginaire n'est utilisé pour modéliser l'absorption du flux incident qui est simulé par la condition limite sur les ondes incidentes (IWBC). L'équivalence des deux méthodes est discutée dans la référence [157].

Les sections efficaces calculées à partir du modèle 1D-BPM servent de référence pour comprendre le phénomène d'augmentation de la section efficace de fusion sous la barrière Coulombienne.

Potentiels nucléaires

Le potentiel nucléaire est un ingrédient important des modèles de réaction. En général, un potentiel optique qui reproduit les données de la diffusion élastique est utilisé. En l'absence de données de diffusion élastique, des paramétrisations globales du potentiel nucléaire peuvent être utilisées. Le potentiel d'Akyüz-Winther [7] est un exemple de potentiel nucléaire global couramment utilisé dans les études de collisions d'ions lourds. Il est obtenu à partir de l'ajustement des données de diffusion élastique avec les noyaux stables.

Ces deux approches utilisées pour obtenir un potentiel se révèlent être insuffisantes pour les études avec les noyaux exotiques. Les noyaux à halos représentent un cas particulièrement critique. En effet, l'extension spatiale inhabituelle (Voir par exemple Fig. 1.4(a)) ne peut être prise en compte par les paramétrisations globales du potentiel nucléaire. D'autre part, le petit nombre de données de diffusion élastique avec les noyaux exotiques peut empêcher l'obtention d'un potentiel optique. Enfin, les potentiels optiques obtenus par ajustement de la diffusion élastique contiennent les effets des couplages et ne constituent donc pas un potentiel nucléaire que l'on peut qualifier de "nu".

Une solution alternative consiste à utiliser des potentiels "nus" (noté "bare" par la suite) de type *double folding* [3]. Le potentiel est calculé à partir des densités réalistes (mesurées ou calculées) et d'une interaction nucléon-nucléon.

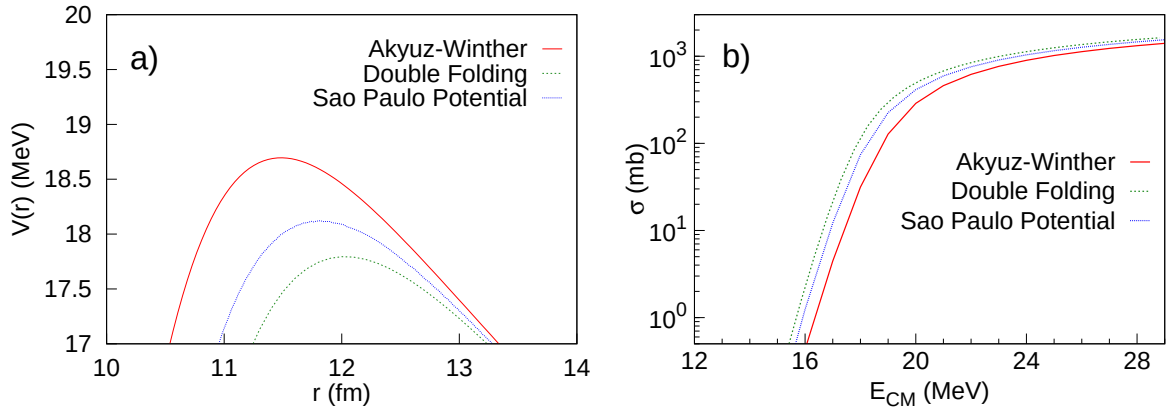


FIG. *3.1: (a) Potentiels d'interaction ion-ion pour les systèmes* ^{6}*He+*^{197}*Au et* ^{8}*He+*^{197}*Au pour différentes prescriptions du potentiel nucléaire : Paramétrisation globale d'Akyüz-Winther [7],* double folding *(voir section 3.3), Sao Paulo Potential (SPP) [158]. (b) Fonctions d'excitation de fusion associées.*

Afin d'illustrer la sensibilité des sections efficaces de fusion au choix du potentiel, la figure 3.1(b) montre les fonctions d'excitation calculées pour le système ^{8}He+^{197}Au pour différents potentiels (paramétrisation globale Akyüz-Winther [7], potentiel de type *double folding* (Voir paragraphe 3.3.1) et Sao Paulo Potential (SPP) [158]). La figure 3.1(a) illustre les barrières Coulombiennes associées. En règle générale, l'étude des différents voies de réaction, incluant la mesure de sections efficaces différentielles sur de larges gammes angulaires, peut permettre de contraindre le potentiel.

Calculs en voies couplées

En général, les noyaux qui participent à une collision subissent des excitations internes et des transferts de particules qui affectent la section efficace de fusion. Dans ce cas, le processus de réaction implique la participation de différents degrés de liberté internes qui doivent être inclus dans la description de la réaction. Ainsi, le traitement de la fusion requiert l'inclusion explicite du couplage entre les différentes voies de réaction. Dans cette approche, toutes les voies de réaction qui sont connectées à la voie d'entrée doivent être simultanément résolues pour obtenir les informations sur la fusion.

Un modèle simple où l'on considère les couplages entre les différentes voies comme constants indépendants de r constitue un cadre théorique simple pour illustrer les principaux traits des calculs en voies couplées et estimer la contribution des différentes voies de réaction (inélastique ou transfert) à l'augmentation des section efficaces de fusion [12]. Ce modèle présente l'avantage de conserver la visualisation de la fusion comme un phénomène de transmission de barrière par effet tunnel où la barrière originale est remplacée par une distribution de barrières qui résulte du couplage entre les différentes voies de réaction.

La solution de jeu d'équations couplées présenté ci-dessus peut être simplifiée en considérant que les éléments de matrice de couplage $F_{\alpha\beta}$ entre les voies α et β sont constants à proximité de la barrière ($r \approx R_B$). On obtient alors par diagonalisation le jeu d'équations découplées :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla + V(r) + \lambda_\alpha(R_B) - E\right)\sum_\beta U_{\alpha\beta}\psi_\beta(r) = 0 \tag{3.8}$$

où $U_{\alpha\beta}$ est une matrice unitaire qui diagonalise la matrice de couplage avec l'ensemble des valeurs propres λ_α ($\alpha = 0$ pour la voie d'entrée). Ainsi, l'effet du couplage est alors équivalent à remplacer la barrière initiale par un ensemble de barrières $V_l(R_B) + \lambda_\alpha(R_B)$. La transmission totale à travers le nouveau jeu de barrières est alors obtenue comme la somme des coefficients de transmission pour chaque barrière, pondérée par le recouvrement $U_{\alpha 0}$ entre la voie d'entrée et le vecteur propre de la matrice de couplage associé à la valeur propre λ_α :

$$T_l(E) = \sum_\alpha |U_{\alpha 0}|^2 T_l(E, V_B + \lambda_\alpha(R_B)) \tag{3.9}$$

Si l'on introduit l'expression précédente dans l'équation 3.6 et l'on utilise l'approximation de Hill-Wheeler discutée au paragraphe précédent on obtient :

$$\sigma_f(E) = \frac{\hbar\omega R_B^2}{2E} \sum_\alpha |U_{\alpha 0}|^2 \ln\left(1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - V(R_B) - \lambda_\alpha)\right)\right) \tag{3.10}$$

Si l'on compare cette expression à l'équation 3.7, on peut montrer que, sous la barrière la plus basse, la section efficace de fusion présente une augmentation par rapport au cas sans couplage par un facteur [12] :

$$f = \sum_\alpha |U_{\alpha 0}|^2 \exp\left(-\frac{2\pi}{\hbar\omega}\lambda_\alpha\right) \tag{3.11}$$

Dans le cas simple d'un système à deux niveaux, constitué de la voie d'entrée et d'une voie caractérisée par une chaleur de réaction Q et un terme de couplage F, des expressions simples de $\lambda_\pm$ et de $|U_{\pm 0}|^2$ peuvent être obtenues. On peut montrer que $\lambda_\pm = [-Q \pm \sqrt{-Q^2 + 4F^2}]/2$ et $|U_{\pm 0}|^2 = F^2/[F^2 + \lambda_\pm]$. On voit alors qu'une des barrières ($V_B - \lambda_-$) est plus basse que la barrière initiale, résultant en une augmentation de la section efficace de fusion pour les énergies sous la barrière Coulombienne initiale due à la dépendance exponentielle des coefficients de transmission (Voir équation 3.5).

Ce modèle simple permet d'expliquer le phénomène d'augmentation de la section efficace de fusion à partir du couplage entre les différentes voies de réactions. Une approche similaire est utilisée pour calculer les sections efficaces de fusion dans les codes CCFUS [139]. Une formulation plus approfondie de cette approche est utilisée le code CCFULL [159].

3.3 Comparaison des résultats avec les modèles dans les systèmes ^{8}He+ ^{197}Au et ^{8}He+ ^{65}Cu

3.3.1 Cadre général des calculs

Dans ce travail, des calculs CRC ont été effectués avec le code FRESCO [160]. Les couplages entre la voie d'entrée et les voies de transfert de un et deux neutrons sont pris en compte ainsi que le couplage au premier état excité de l'^{6}He. Le transfert de deux neutrons est modélisé par le transfert direct d'un di-neutron. Le transfert séquentiel en deux étapes n'est pas inclu dans les calculs. Son inclusion induit une augmentation du nombre d'inconnues dans les calculs (à cause de l'absence d'information sur la population des états intermédiaires). Le schéma de couplage est présenté en figure 3.2. Le couplage aux voies de cassure du projectile ne sont pas inclues. La structure complexe de l'^{8}He, qui doit en principe être considéré comme un objet à cinq corps ($\alpha + 4n$), fait que la modélisation de sa cassure n'est pas envisageable actuellement.

Les potentiels optiques de voies d'entrée et de sortie sont constitués d'une partie réelle de type *double folding* et d'une partie imaginaire intérieure. L'interaction effective Michigan three-range Yukawa (M3Y) [161] est utilisée pour calculer à l'aide du programme DFPOT [162] les parties réelles de type *double folding*. Les densités pour l'^{8}He, l'^{7}He et l'^{6}He sont tirées respectivement des références [163], [164] , [165]. Les densités des noyaux cibles sont obtenues à partir du modèle de la goutte liquide de Myers [166]. Pour la partie imaginaire, un potentiel de type Woods-Saxon est choisi avec les paramètres $W = 50$ MeV, $R = 1.0 \times (\mathrm{A_p}^{1/3} + \mathrm{A_t}^{1/3})$ et $a = 0.3$ fm. La section efficace d'absorption peut être assimilée à la section efficace de fusion. L'emploi d'un tel potentiel imaginaire intérieur est équivalent à l'utilisation de la condition limite sur les ondes incidentes (Ingoing-Wave Boundary Condition, discuté au paragraphe précédent)[157]. Les facteurs de forme et facteurs spectroscopiques pour n + ^{7}He et $2n$ + ^{6}He sont issus de la Ref. [106]. Les corrections de non-orthogonalité des partitions sont prises en compte. Le couplage entre l'état fondamental de l'^{6}He 0^{+}(g.s.) et le premier état excité 2^{+} dans la voie de sortie du transfert de deux neutrons ^{65}Cu(^{8}He,^{6}He)^{67}Cu a aussi été inclus. Les facteurs de forme du modèle collectif [161] sont utilisés et les valeurs du $B(E2)$ et de δ_2 sont issus de la Ref. [106].

Les détails et approximations spécifiques aux différentes systèmes (^{8}He+^{197}Au et ^{8}He+^{65}Cu) sont présentés dans les paragraphes suivants.

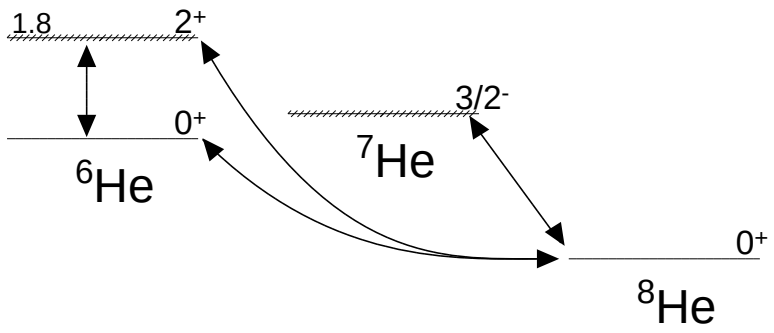


FIG. *3.2: Schéma de couplage utilisé dans les calculs CRC pour les isotopes d'Hélium.*

3.3.2 Système ^{8}He+^{197}Au

Détails des calculs CRC

Les voies de transfert ^{197}Au(^{8}He,^{7}He(g.s.))^{198}Au, ^{197}Au(^{8}He,^{6}He(g.s.))^{199}Au et ^{197}Au(^{8}He,^{6}He(2+))^{199}Au sont considérées.

La Q-value pour la réaction ^{197}Au(^{8}He,^{7}He)^{198}Au est de $+3.93$ MeV. Ainsi, les états peuplés dans l'^{198}Au par la réaction de transfert d'un neutron situés à une énergie d'excitation autour de $E^{*} = Q_{gg}$, sont connus. Cependant, ces états ne sont pas inclus de manière exacte dans les calculs. En effet, à cause du spin non-nul du cœur de ^{197}Au $(3/2)$, la structure des niveaux de basse énergie dans l'^{198}Au est complexe avec des configurations mélangées et une forte fragmentation de la force spectroscopique. Les multiplets sont donc représentés par un état effectif doté de la somme des forces spectroscopiques placé au centre de gravité des niveaux. Par simplicité, les états dans l'^{198}Au sont simulés à partir des états dans le ^{207}Pb [167], les énergies de liaison du neutron étant ajustées pour obtenir les valeurs appropriées pour les niveaux dans l'^{198}Au. Le spin du cœur ^{197}Au est ignoré pour conserver des calculs tractables.

Pour la réaction ^{197}Au(^{8}He,^{6}He)^{199}Au, avec une grande Q-value positive (+11.96 MeV), la cinématique favorise la population d'états qui sont au-dessus du seuil d'émission S_{1n} dans l'^{199}Au (7.6 MeV) et au dessous du seuil d'émission S_{2n} (14.1 MeV). Aucune information sur la spectroscopie de l'^{199}Au n'est connue dans cette gamme en énergie d'excitation et une modélisation schématique des états peuplés à haute énergie est utilisée. Les états considérés dans l'^{199}Au sont des états de type cluster $2n+^{197}$Au placés à la même énergie d'excitation, avec un moment angulaire du cluster de $2n$ relatif au cœur de ^{197}Au appartenant à la gamme $L = 0,1,2,3,4,5\hbar$. Pour étudier l'effet de la Q-value effective sur les calculs, deux jeux de calculs ont été effectués. Pour le premier, l'énergie des états est telle que $E^{*} = Q+1$ MeV, et pour le second $E^{*} = Q-1$ MeV. Les facteurs spectroscopiques pour tous les recouvrements des états $2n+^{197}$Au sont fixés à 1.0. Cet ensemble d'états simplistes peut être considéré comme la résultante d'un grand nombre d'états étalés sur une gamme en énergie d'excitation. Les paramètres du potentiel ^{197}Au+n sont issus de la Ref. [167] et le potentiel 2n+^{197}Au est de type Woods-Saxon avec les paramètres : $R = 1.2 \times 197^{1/3}$ fm, $a = 0.75$ fm, la profondeur étant ajustée pour reproduire l'énergie de liaison.

Fusion et transfert de neutrons

Les résultats des calculs CRC sont confrontés aux fonctions d'excitation de fusion et de transfert de neutrons mesurées dans le système ^{8}He+^{197}Au en figure 3.3.

Tout d'abord, la comparaison entre les résultats du modèle *1D-BPM* avec la paramétrisation globale d'Akyüz-Winther pour le potentiel nucléaire [7] et un potentiel de type *double folding* illustre l'influence du potentiel nucléaire sur ce type de calculs. La paramétrisation globale correspond à une barrière plus élevée de ~ 1.5 MeV. Le calcul obtenu à partir d'un potentiel de type double-folding est considéré comme plus réaliste car il tient compte de l'extension spatiale de la distribution des neutrons du projectile et sera utilisé comme référence. Crema *et al.* [168] ont déjà souligné l'importance d'utiliser des potentiels réalistes de type *double folding* pour analyser les données de fusion sous la barrière Coulombienne.

La figure 3.3 montre que les deux jeux de calculs encadrent les données expérimentales. Cet accord souligne que, même si les hypothèses sont simplistes, les calculs sont suffisamment réalistes pour constituer la base d'une discussion sur les effets de couplage des voies de transfert de neutrons sur la fusion dans le système ^{8}He+^{197}Au.

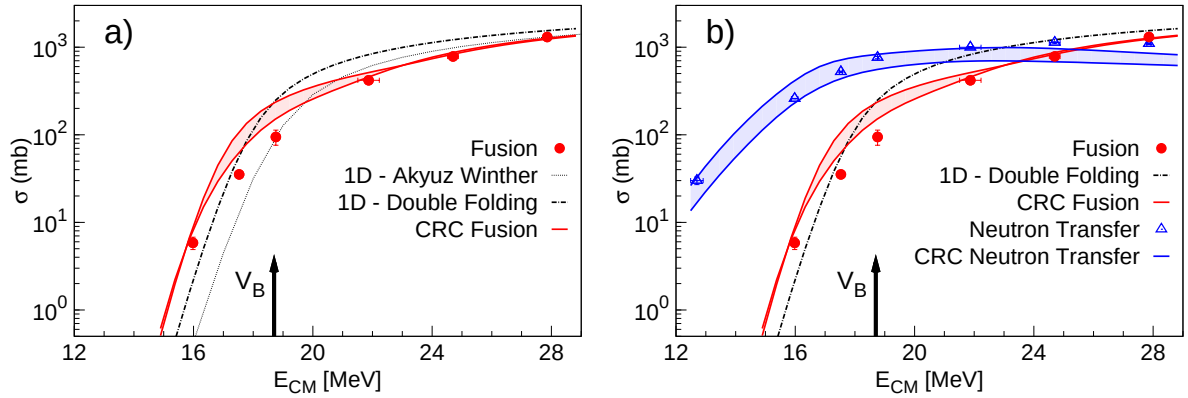


FIG. *3.3: Fonctions d'excitation de fusion et de transfert de neutrons pour le système* ^{8}*He+*^{197}*Au. Les prédictions du modèle 1D-BPM obtenue avec la paramétrisation globale du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et avec le potentiel nucléaire réaliste de type* double folding *sont représentés respectivement par les lignes pointillées et lignes en tirets-points. Les bandes correspondent aux résultats des calculs CRC pour le transfert de neutrons et la fusion. Les limites des bandes correspondent aux deux jeux de calculs utilisés avec l'énergie d'excitation des états peuplés dans le transfert de deux neutrons* $E = Q \pm 1$ *MeV (Voir texte). La valeur de la barrière Coulombienne (*V_B*) est symbolisée par la flèche (obtenue à partir de la paramétrisation d'Akyüz-Winther). (a) Fusion ; (b) Fusion et transfert de neutrons.*

Le premier point à souligner est l'amplitude de la section efficace de transfert de neutrons sur l'ensemble de la gamme en énergie. Cette section efficace est entre un et plusieurs ordres de grandeur plus grande que la section efficace de fusion. Un tel comportement semble propre aux systèmes impliquant des projectiles très riches en neutrons. Le second point est relatif à l'effet du couplage aux voies de transfert de neutrons sur la section efficace de fusion. Tout d'abord, aux énergies au dessus de la barrière Coulombienne on observe une suppression de la section efficace comparée aux modèles 1D-BPM. On notera aussi l'existence d'une zone transitoire aux énergies autour de la barrière, où l'amplitude et la pente des sections efficaces calculées sont fortement modifiées. D'autre part, il apparaît qu'à l'exception de cette zone transitoire, les sections efficaces calculées sont insensibles au changement de la Q-value effective introduite dans le calcul du transfert de deux neutrons. Sous la barrière Coulombienne, l'augmentation de la section efficace de fusion associée au couplage aux voies de transfert de neutrons est faible, équivalent à un déplacement de 0.5 MeV dans la hauteur de la barrière.

Ces calculs fournissent une description simultanée des fonctions d'excitation de fusion et transfert de neutrons à partir de potentiels qui tiennent compte de l'extension spatiale de la distribution de neutron (à travers les distributions réalistes de densité).

A partir de ces calculs dans le système ^{8}He+^{197}Au, certaines conclusions peuvent être avancées :

(1) Les sections efficaces de transfert de neutrons sont très importantes autour de la barrière et restent significatives, même relativement profondément sous la barrière. Ce comportement est similaire à celui observé dans les systèmes ^{6}He+^{197}Au [86] et ^{6}He+^{238}U [77]. Il est sans équivalent avec les observations dans les réactions avec des noyaux faiblement liés stables. Le cas le plus proche est celui du système ^{9}Be+^{208}Pb [169, 40], où le transfert de un neutron, bien que significativement plus important que la fusion, est bien plus faible que ce qui est observé dans le cas présent.

(2) Ces résultats illustrent l'influence des voies de transfert de un et deux neutrons sur les sections efficaces de fusion. En dépit de la très grande section efficace de transfert, le couplage aux voies de transfert de un et deux neutrons induit une faible augmentation sous la barrière Coulombienne, et une suppression de la section efficace de fusion aux énergies au dessus de la barrière. Par opposition dans le système ^{9}Be+^{208}Pb, bien que les effets de couplage soient qualitativement similaires, l'amplitude est très inférieure voire négligeable (Voir Ref. [39] p. 433).

(3) Les calculs présentés n'incluent pas les voies de cassure du projectile. Cependant, la reproduction simultanée des sections efficaces de fusion et de transfert, suggère que l'effet du couplage aux voies cassure sur la fusion de l'^{8}He est faible comparé à l'effet des voies de transfert.

3.3.3 Système ^{8}He+^{65}Cu

Les calculs CRC sont confrontés aux données dans le système ^{8}He+^{65}Cu pour comprendre les distributions angulaires de diffusion élastique et de transfert de neutrons ainsi que les sections efficaces de fusion et de transfert.

Détails des calculs CRC

Les couplages aux voies de transfert de un et deux neutrons ^{65}Cu(^{8}He,^{7}He(g.s.)), ^{65}Cu(^{8}He,^{6}He(g.s.)) et ^{65}Cu(^{8}He,^{6}He(2^{+})) sont pris en compte. Les calculs sont similaires à ceux effectués dans la Ref. [89] dans le système ^{6}He+^{65}Cu.

La chaleur de réaction Q positive ($+4.48$ MeV) de la réaction ^{65}Cu(^{8}He,^{6}He)^{66}Cu est favorable à la population d'états de haute énergie. Cependant, les facteurs spectroscopiques $(2J+1)S$ obtenus à partir de la réaction ^{65}Cu(d,p) montrent une décroissance rapide avec l'augmentation de l'énergie d'excitation (sous 3 MeV) [147]. Ainsi, un nombre limité d'états a été inclu dans les calculs. Les facteurs spectroscopiques sont issus de la Ref. [147] et le potentiel n-^{65}Cu de la Ref. [170].

La chaleur de réaction du transfert de deux neutrons ($+14.04$ MeV) favorise également les états de haute énergie dans le ^{67}Cu. La condition de "matching" en Q, associée avec la non-observation de rayons γ du ^{67}Cu (Voir paragraphe 2.3.2.7), suggère que si le mécanisme de réaction est conventionnel, les états au dessus du seuil de séparation de un neutron du ^{67}Cu ($S_{1n} = 9.1$ MeV) et au dessous du seuil d'émission de deux neutrons ($S_{2n} = 16.2$ MeV) doivent être considérés. Le transfert de deux neutrons est modélisé par un transfert direct d'un di-neutron de moment angulaire l entre 0 et $5\hbar$. Les états de haute énergie dans le ^{67}Cu ne sont pas connus. La similarité des états de basse énergie entre le ^{65}Cu et le ^{67}Cu observée dans la réaction (p,t) incite à extrapoler les états du ^{67}Cu à partir du ^{65}Cu [171]. Le transfert de deux neutrons vers les états du ^{67}Cu situés entre 10.9 to 14.3 MeV, avec les spins, parités et énergies d'excitation des états connus dans le ^{65}Cu sont utilisés [170]. Le potentiel $2n$ + ^{65}Cu est de type Woods-Saxon (rayon $R = 1.25 \times (2^{1/3} + A_t^{1/3})$ fm et diffusivité a = 0.65 fm) et les facteurs spectroscopiques sont fixés à 1.0.

Par la suite, les calculs utilisant un potentiel intérieur imaginaire standards seront dénommés *calculs standards*. Les calculs où les paramètres du potentiel imaginaire sont ajustés dans toutes les partitions pour obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales pour la diffusion élastique seront dénommées *calculs ajustés*.

Diffusion élastique

Dans un premier temps, les résultats obtenus pour la diffusion élastique sont confrontés aux calculs dans la figure 3.4. Les résultats obtenus pour un calcul avec le potentiel "nu" (sans considérer les couplages aux voies de transfert et dénoté "bare" dans la suite) sont représentés par une ligne pointillée. Les résultats des calculs CRC correspondent aux lignes continues. L'effet du couplage aux voies de transfert de neutrons peut être observé en comparant les deux courbes. On observe que l'effet est plus important à 19.9 MeV, ce qui est attendu dans la mesure où les effets des couplages ont tendance à diminuer lorsque l'énergie incidente augmente au delà de la barrière Coulombienne. Cependant, les calculs CRC ne reproduisent pas quantitativement les données expérimentales. En particulier, à 19.9 MeV, il apparaît clairement que la pente des calculs CRC est beaucoup moins prononcée que pour les données, suggérant que l'effet du couplage est surestimé.

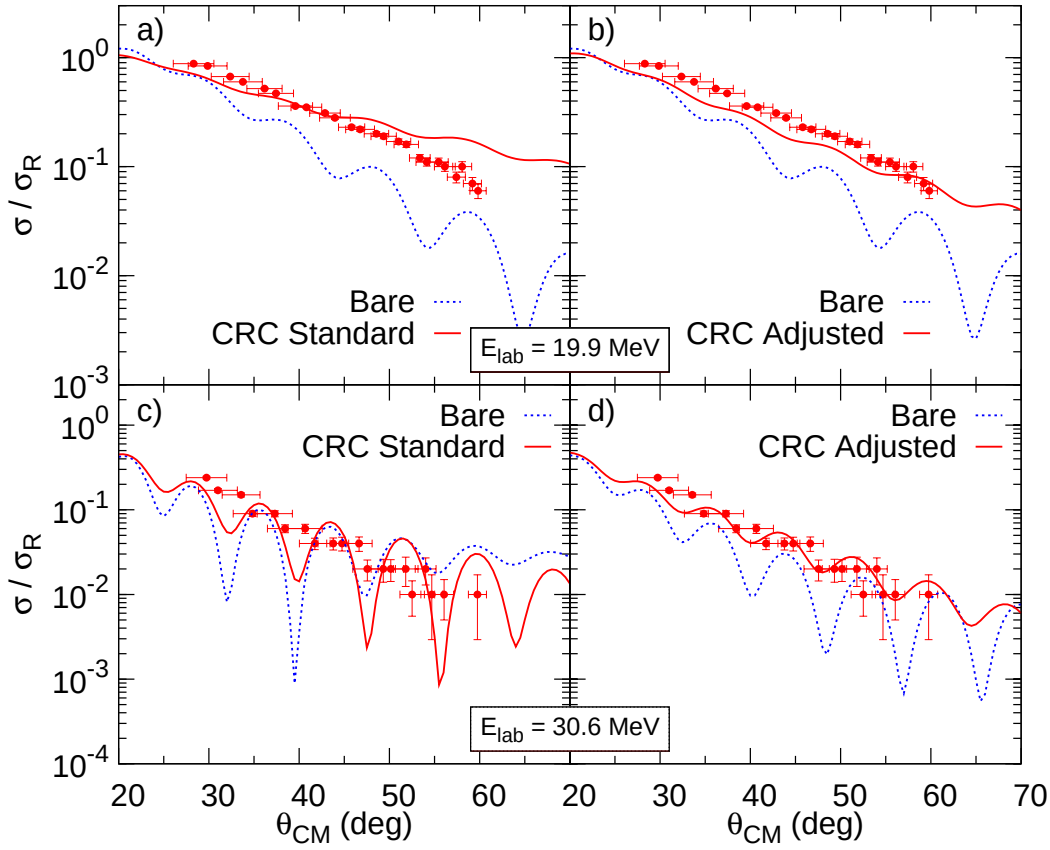


FIG. *3.4: Comparaison des distributions angulaires mesurées à $E_{\rm lab} = 19.9$ MeV avec les calculs CRC (lignes continues) standards (a) et ajustées (b). La ligne pointillée correspond aux calculs sans couplages. (c) et (d) identiques à (a) et (b) à $E_{\rm lab} = 30.6$ MeV. On notera que dans la figure (d), le calcul dénoté "Bare" correspond à un calcul sans couplage, où le potentiel de la voie d'entrée a été ajusté.*

TAB. *3.1: Paramètres des potentiels imaginaires pour les différentes voies considérées dans les calculs CRC ajustés à 19.9 MeV et 30.6 MeV. Les potentiels sont de type Woods-Saxon avec la convention de notation pour le rayon : $R_W = r_W \times ({\rm A_p}^{1/3} + {\rm A_t}^{1/3})$ fm.*

E (MeV)	Partition	W (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)
19.9	^{65}Cu(^{8}He, ^{8}He)^{65}Cu	50.0	1.00	0.30
	^{65}Cu(^{8}He, ^{7}He)^{66}Cu	50.0	1.45	0.60
	^{65}Cu(^{8}He, ^{6}He)^{67}Cu	50.0	1.45	0.60
30.6	^{65}Cu(^{8}He, ^{8}He)^{65}Cu	20.0	1.30	0.40
	^{65}Cu(^{8}He, ^{7}He)^{66}Cu	50.0	1.30	0.60
	^{65}Cu(^{8}He, ^{6}He)^{67}Cu	50.0	1.30	0.60

Afin d'évaluer la robustesse de nos conclusions, un deuxième jeu de calculs CRC où les potentiels imaginaires ont été ajustés pour obtenir un meilleur accord avec les données de diffusion élastique a été effectué. La normalisation des potentiels réels *double folding* reste fixe pour réduire le nombre de paramètres libres. Les jeux de paramètres des potentiels imaginaires pour les meilleurs ajustements sont présentés dans le tableau 3.1. Les calculs CRC ajustés sont confrontés aux données expérimentales dans la figure 3.4(b) et (d). Les effets du couplage aux voies de transfert sont toujours significatifs aux deux énergies, l'amplitude étant plus importante à 19.9 MeV. Alors que l'amplitude des effets est relativement inférieure au cas des calculs standards (voir Fig. 3.4(a) et (b)), la forme des distributions est bien mieux reproduite.

Distributions angulaires de transfert de neutrons

Les résultats des calculs pour les voies de transfert de neutrons sont confrontés aux données expérimentales dans les figures 3.5 et 3.6.

Tout d'abord, la somme des prédictions des calculs CRC pour les voies de transfert ^{65}Cu(^{8}He,^{7}He(g.s.)), ^{65}Cu(^{8}He,^{6}He(g.s.)) est comparée aux distributions angulaires des noyaux d' ^{6}He (Figs. 3.5(a) et (b)). Comme les mécanismes de réactions ne peuvent être distingués expérimentalement, il n'est pas possible d'effectuer la transformation vers le référentiel du centre-de-masse et les données sont donc présentées dans le référentiel du laboratoire. Les distributions angulaires calculées individuellement ont été transformées dans le référentiel du laboratoire. La distribution angulaire pour le transfert de $1n$ est exprimée en fonction de l'angle de l'^{7}He dans le laboratoire qui est proche de l'angle de l'^{6}He détecté. Les figures 3.5(a) et (b) montrent que la forme des distributions angulaires est bien reproduite par les calculs mais que l'amplitude est largement sous-estimée. Les calculs sont un facteur $\sim$ 2 inférieurs aux données à 19.9 MeV (Fig. 3.5(a)) et un facteur $\sim$ 5 à 30.6 MeV (Fig. 3.5(b)). Ce désaccord peut être partiellement expliqué par le fait que les données expérimentales incluent le transfert vers des états de haute énergie dans le ^{67}Cu situés au delà de S_{2n} qui émettent deux neutrons alors que les calculs CRC incluent seulement les états dans le ^{67}Cu entre S_n et S_{2n}. Des mécanismes plus complexes tels que le transfert de deux neutrons séquentiel ^{65}Cu(^{8}He,^{7}He)^{66}Cu(^{7}He,^{6}He)^{67}Cu pourraient aussi contribuer à combler la fraction manquante de section efficace. Le plus fort désaccord pour l'énergie incidente la plus élevée suggère qu'une partie significative des mécanismes de réaction est absent des calculs.

Les résultats des calculs CRC pour le transfert de deux neutrons vers le premier état excité non lié de l'^{6}He(2^{+}) sont confrontés aux distributions angulaires de noyaux d' ^{4}He (dont la contribution venant de la fusion à été soustraite) dans les figures 3.5(c) et (d). Les distributions angulaires calculées sous-estiment fortement les données expérimentales (environ un facteur 10 aux angles à l'avant) et ne parviennent pas non plus à en décrire la forme. Cela suggère que le mécanisme principal n'est pas correctement modélisé et que d'autres processus contribuent à la production des noyaux d'^{4}He. Les candidats les plus probables sont le transfert de un neutron vers des états excités de l'^{7}He et le transfert de deux neutrons vers des états de plus haute énergie dans l'^{6}He.

Les distributions angulaires totales de transfert de $(1n+2n)$ calculées sont confrontées à la somme des distributions angulaires des noyaux d'^{6}He et d'^{4}He en figure 3.6. Les calculs CRC pour les contributions individuelles de $1n$ et $2n$ sont également présentées. A $E_{lab} = 19.9$ MeV (Fig. 3.6(a)), le transfert de deux neutrons est largement supérieur au transfert de un neutron, alors qu'à $E_{lab} = 30.6$ MeV, les amplitudes sont similaires. Ce comportement se retrouve dans les sections efficaces intégrales calculées qui donnent pour les transferts de 1n et 2n, 28 mb et 308 mb respectivement à $E_{lab} = 19.9$ MeV (48 mb et

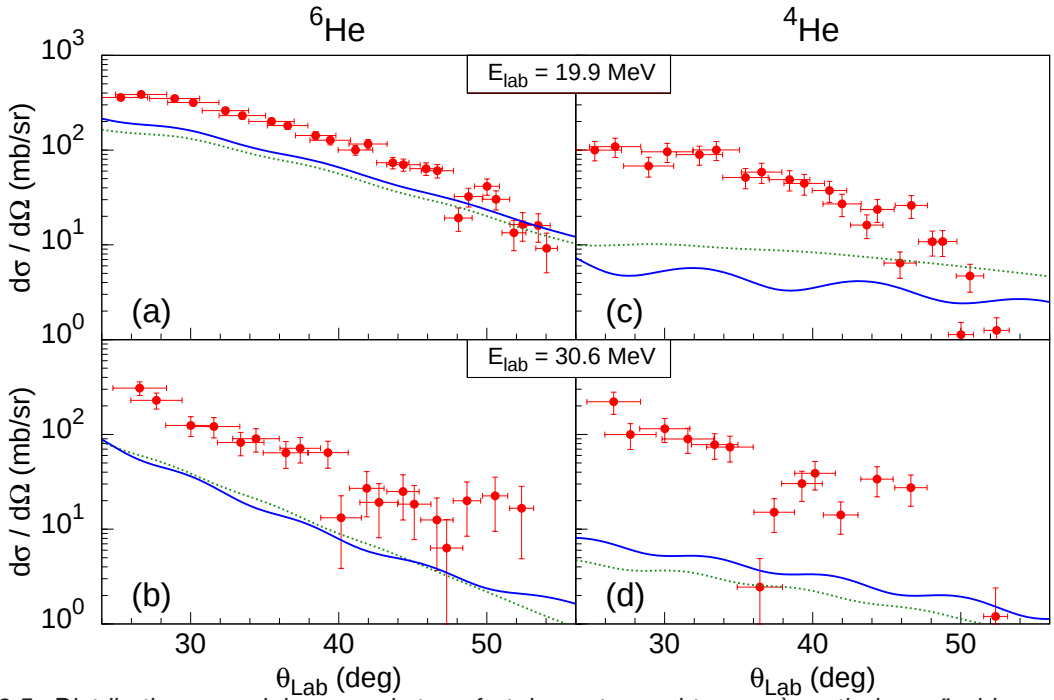


FIG. *3.5: Distributions angulaires pour le transfert de neutrons obtenues à partir des coïncidences* ^{4,6}*He-*γ *(identique à la figure 2.38). (a) distributions angulaires des particules d'*^{6}*He à* E_{lab}*=19.9 MeV. Les calculs CRC standards (ligne continue) et ajustés (ligne pointillée) pour le transfert de un et deux neutrons vers* ^{6,7}*He(g.s.) sont également présentés. (b) identique à (a) obtenues à* E_{lab}*=30.6 MeV. (c) distribution angulaire des particules d'*^{4}*He obtenue à* $E_{lab} = 19.9$ *MeV. Les calculs CRC standards (ligne continue) et "ajustés" (ligne pointillée) pour le transfert de un et deux neutrons vers* ^{6}*He(*2^{+}*) sont également présentés. (d) identique à (c) obtenues* $E_{lab} = 30.6$ *MeV.*

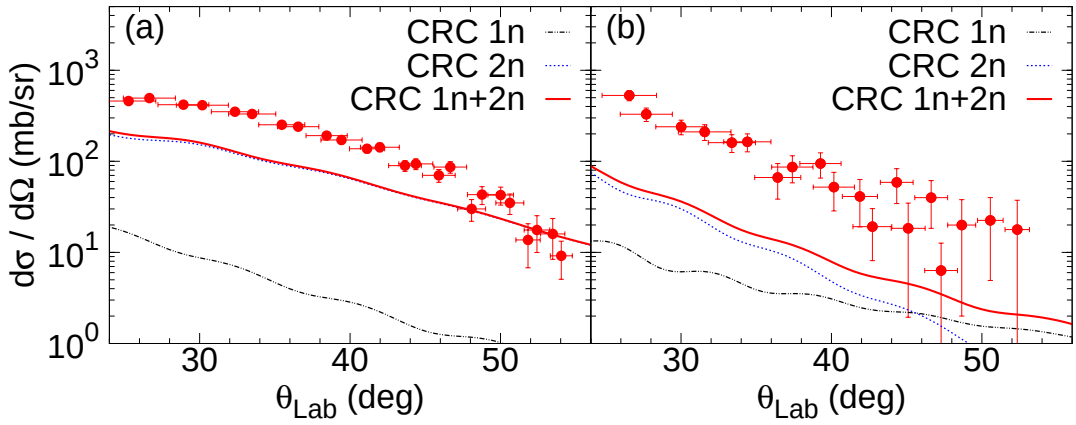


FIG. *3.6: Distributions angulaires pour le transfert total* $(1n+2n)$ *ainsi que les résultats des calculs CRC standards pour* $(1n+2n)$ *(lignes continues). Les contributions individuelles de* $1n$ *(lignes pointillées) et* $2n$ *(lignes en tirets) sont aussi présentées. (a)* $E_{lab} = 19.9$ *MeV. (b)* $E_{lab} = 30.6$ *MeV.*

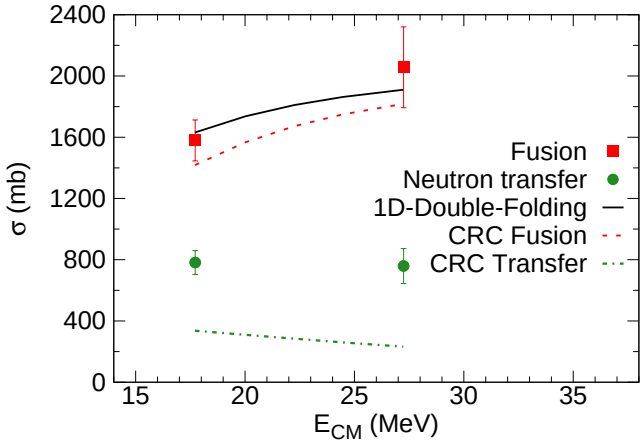


FIG. *3.7: Sections efficaces de transfert de neutrons $(1n + 2n)$ et de fusion en fonction de l'énergie centre-de-masse pour le système ^{8}He+^{65}Cu. Les prédictions pour la fusion dans le modèle 1D-BPM et le calcul CRC incluant les voies de transfert sont représentées respectivement par une ligne continue et un ligne en tirets. Les prédictions pour la section efficace de transfert de neutrons est représentée par un ligne en tirets-points.*

184 mb à $E_{lab} = 30.6$ MeV).

Les deux jeux de calculs CRC, standards et ajustés, sont en accord qualitatif avec les données expérimentales. Etant donnée la complexité de tels calculs, un accord qualitatif apparaît comme un résultat significatif. Le niveau d'accord obtenu nous permet de tirer quelques conclusions générales sur les réactions de l'^{8}He. Les énergies considérées ici, 19.9 et 30.6 MeV, sont bien au-dessus de la barrière Coulombienne nominale pour le système ^{8}He+^{65}Cu (7.63 MeV obtenue comme le maximum du potentiel somme du potentiel nucléaire de type *double folding* et Coulombien). Ainsi, on s'attend à ce que les effets de couplage, et dans une moindre mesure les sections efficaces de transfert, soient relativement moins importants qu'à plus basse énergie incidente. Cependant, les transferts de un et deux neutrons induisent des effets de couplages significatifs sur la diffusion élastique. Le comportement observé ici est similaire aux résultats rapportés dans le cas du système ^{6}He+^{65}Cu [89]. Le fait que les états de haute énergie soient peuplés dans le ^{67}Cu et décroissent par émission de neutrons plutôt que par l'émission de rayons γ n'affecte pas le fait que le mécanisme de réaction est principalement conventionnel. Les prédictions sur les effets de couplage par les calculs CRC sont solides par le fait qu'ils dépendent peu du choix du potentiel imaginaire.

Sections efficaces intégrales de fusion et de transfert

Les fonctions d'excitation calculées pour la fusion et le transfert total sont comparées aux sections efficaces obtenues à l'aide de la mesure inclusive des rayons γ des résidus lourds dans la figure 3.7. La section efficace de fusion du modèle 1D-BPM calculée avec le potentiel nucléaire de type *double-folding* est aussi représentée. On observe que l'amplitude de la section efficace de transfert est fortement sous estimée, ce qui est cohérent avec les résultats précédents sur les sections efficaces différentielles. L'effet du couplage aux voies de transfert se traduit par une faible suppression de la section efficace de fusion comparée au modèle 1D-BPM. Les sections efficaces de fusion calculées dans le modèle CRC, assimilées à la section efficace d'absorption par le potentiel imaginaire intérieur des calculs standards, sont légèrement inférieures aux mesures.

3.3.4 Discussions

Les deux systèmes ^{8}He+^{197}Au et ^{8}He+^{65}Cu ont été interprétés à l'aide des calculs CRC qui incluent les couplages aux voies de transfert de un et deux neutrons.

Les calculs CRC menés dans ce travail représentent la meilleure approche envisageable actuellement pour traiter les réactions avec le noyau complexe ^{8}He. Ces calculs incluent les transferts directs de un et deux neutrons mais ne considèrent pas la cassure du projectile. La modélisation réaliste de la cassure nécessite une description du noyau d'^{8}He comme un objet à cinq corps ($\alpha + 4n$) qui ne peut être prise en compte actuellement dans les modèles actuels qui permettent de décrire la cassure de l'^{6}He [172, 173]. En outre, il serait souhaitable de traiter le transfert et la cassure de façon cohérente au sein d'un calcul unique. Ce type d'approche est alors fortement restreinte par les limites de calculs. En effet l'inclusion de la cassure nécessite le traitement des états du continuum et le nombre de canaux à prendre en compte est important. D'autre part, l'inclusion de la cassure ne peut être simplement modélisée par une excitation inélastique vers un continuum d'états non liés, mais nécessite l'inclusion des couplages entre les états du continuum [174].

Les calculs effectués dans ce travail permettent cependant de discuter l'influence des voies de transfert sur les processus de fusion et de diffusion élastique. Tout d'abord les calculs CRC sont capables d'expliquer simultanément les traits principaux des fonctions d'excitation de fusion et de transfert dans le systèmes ^{8}He+^{197}Au ce qui suggère que les mécanismes principaux sont correctement pris en compte. Dans le système ^{8}He+^{65}Cu, où les énergies incidentes sont largement au dessus de la barrière Coulombienne, un accord qualitatif avec les distributions angulaires de transfert est obtenue mais les calculs ne peuvent reproduire l'amplitude des distributions angulaires et des sections efficaces intégrales. Le désaccord relativement plus important à l'énergie la plus élevée suggère qu'une partie des mécanismes manquent dans la description de la réaction. En général, l'amélioration du traitement du transfert de deux neutrons requiert une meilleure connaissance des informations spectroscopiques des cibles à haute énergie d'excitation mais également l'inclusion du transfert en plusieurs étapes. La nécessité d'ajuster les parties imaginaires des potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie pour reproduire les distributions angulaires de transfert supporte ce point.

Les deux analyses montrent un effet significatif du couplage aux voies de transfert de un et deux neutrons à la fois sur la diffusion élastique et sur la section efficace de fusion. Ces effets du couplage des voies de transfert de neutrons semblent être un effet unique aux noyaux faiblement liés exotiques riches en neutrons [39]. Cependant, l'importance des couplages n'est pas uniquement déterminée par la faible liaison des neutrons de valence, mais dépend aussi des facteurs spectroscopiques et donc du détail de la structure interne des noyaux.

L'importance des sections efficaces de transfert par rapport à la fusion autour de la barrière est illustrée par les mesures présentées pour le système ^{8}He+^{197}Au (Voir Fig 3.3) et il semble intéressant de comparer cette amplitude aux cas des noyaux stables. La possible corrélation entre l'amplitude du transfert et l'augmentation des sections efficaces de fusion nous incite à comparer l'importance des voies de transfert de neutrons relativement aux sections efficaces de fusion. La possibilité d'un effet significatif des voies de transfert sur la section efficace de fusion sous la barrière Coulombienne a été évoquée au Chapitre 1. Afin de situer les mesures présentées dans ce travail dans le contexte général, on les compare aux cas de systèmes utilisés comme référence dans la littérature. La figure 3.8 représente le rapport entre les sections efficaces de transfert de neutrons et la section efficace totale de transfert et de fusion pour les systèmes ^{8}He+^{197}Au [131], ^{6}He+^{197}Au [86] (seuls les points expérimentaux les

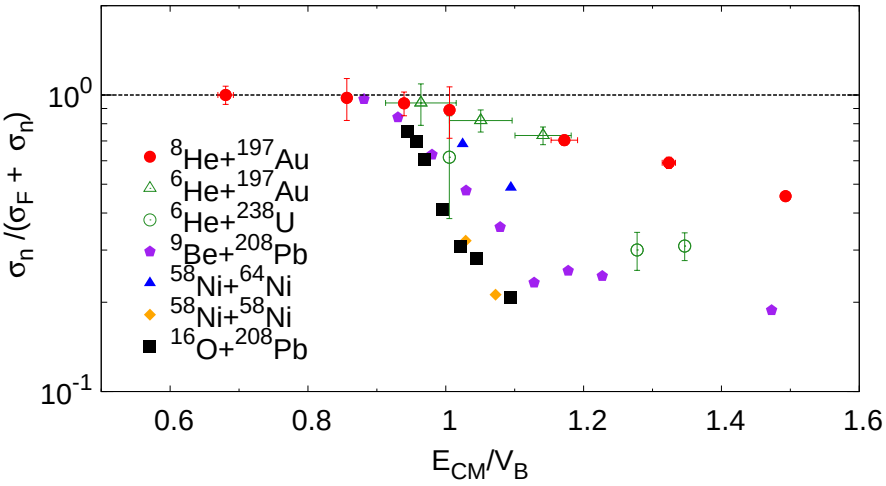


FIG. *3.8: Rapport entre la section efficace de transfert de neutrons et la somme des sections efficaces de fusion et de transfert de neutrons pour les systèmes ^{8}He+^{197}Au [131], ^{6}He+^{197}Au [86], ^{6}He+^{238}U [77], ^{9}Be+^{208}Pb [40, 169], ^{58,64}Ni+^{58}Ni [15, 16], ^{16}O+^{208}Pb [175] en fonction de l'énergie de centre de masse divisée par la barrière Coulombienne du système. Les barrières sont obtenues à partir de la paramétrisation globale d'Akyüz-Winther [7].*

plus précis ont été utilisés), ^{6}He+^{238}U[77], ^{9}Be+^{208}Pb [40, 169], ^{58,64}Ni+^{58}Ni [15, 16], ^{16}O+^{208}Pb [175]. Pour pouvoir comparer les différents systèmes, l'énergie est normalisée à la barrière Coulombienne. Ces systèmes représentent les rares systèmes où les fonctions d'excitations pour le transfert de neutrons ont été mesurés. Les systèmes ^{16}O+^{208}Pb et ^{58}Ni +^{58}Ni constituent des cas "normaux" où la fusion commence à dominer à la barrière Coulombienne et peuvent être utilisés comme référence. Dans le cas du système ^{58}Ni +^{64}Ni, on observe une section efficace importante pour le transfert. La présence de cette forte section efficace de transfert a été associée à une augmentation de la section efficace de fusion dans le système ^{58}Ni+^{64}Ni [15, 16] (Voir Fig. 1.2).

A partir des observations précédentes, on peut comparer les résultats impliquant les noyaux faiblement liés ^{6,8}He et ^{9}Be. Dans le cas des projectiles ^{6,8}He, il apparaît clairement que le transfert domine sur l'ensemble de la gamme en énergie considérée. Les systèmes ^{6,8}He+^{197}Au ont un comportement similaire en dépit des différences importantes de l'énergie de liaison de leurs neutrons de valence (Voir Fig.1.8(c)). Le système ^{9}Be+^{208}Pb correspond à une situation, où le transfert bien que plus important que le comportement "normal" reste significativement plus faible que ce qui est observé dans les isotopes d'Hélium. On voit alors que les isotopes ^{6,8}He ont un comportement unique caractérisé par des sections efficaces de transfert de neutrons extrêmement importantes. En dépit de la présence de ces fortes sections efficaces de transfert, les calculs CRC montrent que le couplage aux voies de transfert n'a qu'une faible influence sur les sections efficaces de fusion sous la barrière Coulombienne (Voir Fig 3.3). Ce résultat souligne que l'amplitude des sections efficaces de transfert ne peut être directement reliée à l'effet des couplages sur la fusion.

Afin de comprendre l'influence de la structure sur le transfert des projectiles Borroméens d'^{6,8}He, les sections efficaces totales de transfert ($\sigma_{1n} + \sigma_{2n}$) pour les systèmes ^{6,8}He+^{197}Au et ^{6,8}He+^{65}Cu sont pré-

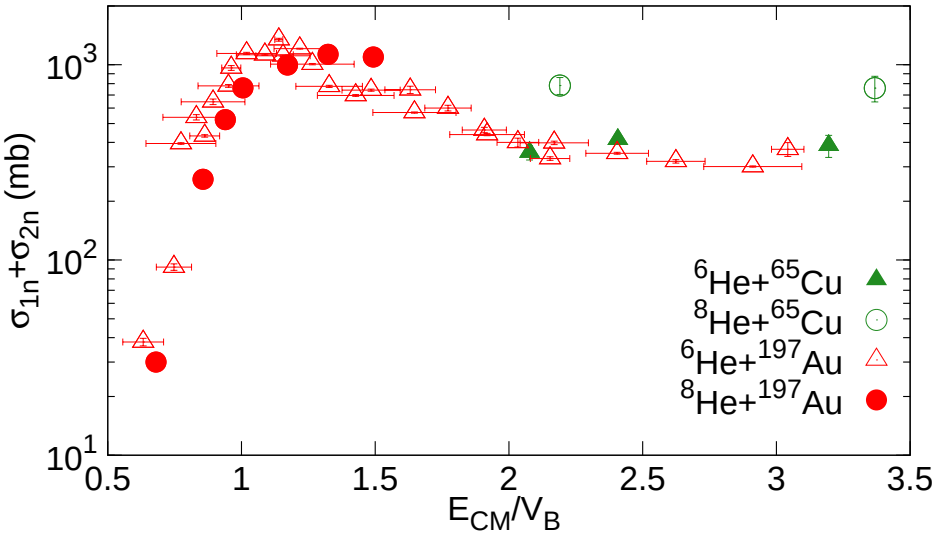


FIG. *3.9: Sections efficaces totales de transfert de neutrons $(1n+2n)$ en fonction de l'énergie divisée par la barrière Coulombienne pour les systèmes ^{6}He+^{65}Cu [80, 89] ($V_B = 8.4$ MeV) , ^{8}He+^{65}Cu ($V_B = 8.1$ MeV) , et ^{6}He+^{197}Au [86] ($V_B = 19.1$ MeV) et ^{6,8}He+^{197}Au [131] ($V_B = 18.7$ MeV). Les barrières sont obtenues à partir de la paramétrisation d'Akyüz-Winther du potentiel nucléaire [7].*

sentés en figure 3.9 en fonction de l'énergie normalisée à la barrière Coulombienne des systèmes. On voit à partir de la figure que les fonctions d'excitation pour le transfert de un et deux neutrons présentent la même tendance pour les deux cibles. En revanche, les comportements de l'^{8}He et l'^{6}He sont différents. Aux énergies proches de la barrière, les sections efficaces sont très similaires alors qu'au dessus de la barrière elles sont plus importantes pour l'^{8}He. La différence de comportement entre l'^{6}He et l'^{8}He pourrait être attribuée à la structure des projectiles. Les études précédentes impliquant une cible de proton [106] ont montré que l'^{8}He ne peut être considéré comme un simple "cœur" d'α inerte entouré de quatre neutrons, les états excités de l'^{6}He étant peuplés de façon significative par transfert de deux neutrons [176, 106]. La différence de comportement à haute énergie pourrait souligner le rôle des corrélations et de l'agencement de paires de neutrons. Pour des temps d'interaction courts, l'orientation instantanée des noyaux peut conduire à une suppression du transfert dans le cas de l'^{6}He, par opposition au cas de l'^{8}He où la distribution des neutrons est plus isotrope.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les résultats obtenus dans les deux systèmes ^{8}He+^{197}Au et ^{8}He+^{65}Cu ont été interprétés dans le cadre de calculs CRC qui incluent les couplages aux voies de transfert de un et deux neutrons. Les résultats des calculs CRC illustrent le rôle des voies de transfert dans les réactions impliquant le noyaux d'^{8}He autour de la barrière Coulombienne.

Pour le système ^{8}He+^{197}Au, les calculs sont en mesure d'expliquer simultanément les traits principaux des fonctions d'excitation de fusion et de transfert et des distributions angulaires de transfert et de diffusion élastique. Le couplage aux voies de transfert conduit à une suppression de la section efficace de fusion aux énergies au-dessus de la barrière Coulombienne. Aux énergies sous la barrière Coulombienne, le couplage aux voies de transfert de neutrons induit une faible augmentation de la section efficace comparée au modèle 1D-BPM en dépit des très fortes sections efficaces de transfert mesurées.

Pour le système ^{8}He+^{65}Cu, où l'énergie incidente est bien supérieure à la barrière Coulombienne, les effets du couplage aux voies de transfert sur la diffusion élastique restent significatifs. Un accord qualitatif avec les distributions angulaires de transfert est obtenu. Cependant, les calculs ne peuvent reproduire l'amplitude des distributions angulaires suggérant que d'autres mécanismes de réactions, comme par exemple le transfert séquentiel de deux neutrons, contribuent également dans les réactions avec l'^{8}He aux énergies au-delà de la barrière.

Ces calculs fournissent une description cohérente des fonctions d'excitation de fusion et transfert de neutron(s) et des distributions angulaires de diffusion élastique et de transfert de neutrons obtenues à partir de potentiels qui tiennent compte de l'extension spatiale de la distribution des neutrons. La confrontation des différentes observables mesurées dans les systèmes ^{8}He+^{65}Cu et ^{8}He+^{197}Au aux calculs CRC incluant les couplages aux voies de transfert de un et deux neutrons met en évidence la forte interconnexion des voies de réaction et le rôle pré-dominant du transfert de neutrons dans les réactions avec l'^{8}He autour de la barrière Coulombienne.

CHAPITRE 4

Analyse indépendante des modèles de réaction

Dans ce chapitre, on se propose d'étudier indépendamment des modèles de réaction, à partir des résultats expérimentaux obtenus avec l'^{8}He, deux aspects particuliers des mécanismes de réaction : le transfert de un et deux neutrons et la fusion sous la barrière Coulombienne avec les noyaux faiblement liés.

La première section de ce chapitre traitera de l'importance relative du transfert de un et deux neutrons dans les réactions avec l'^{8}He. Les mesures présentées au chapitre 2.2 seront utilisées pour dériver une limite inférieure sur le rapport σ_{2n}/σ_{1n} pour les réactions avec l'^{8}He. Les perspectives sur la mesure du transfert de un et deux neutrons avec les noyaux Borroméens et sa pertinence vis-à-vis des manifestations de l'appariement de nucléons dans les réactions nucléaires seront abordées [177].

L'effet de la faible liaison des projectiles et des structures internes *exotiques* sur l'effet tunnel est étudié à travers une étude systématique des mesures existantes de fonctions d'excitation de fusion. On se concentrera d'abord sur la comparaison des sections efficaces de fusion dans les systèmes ^{4,6,8}He+^{197}Au au sein de la chaîne isotopique des Hélium. Ensuite, une étude plus large sera menée à partir des données actuellement disponibles pour la fusion des noyaux faiblement liés. La question de l'augmentation de la section efficace de fusion sous la barrière Coulombienne avec des *noyaux exotiques* sera discutée.

4.1 Importance relative des transferts de un et deux neutrons avec le noyau Borroméen ^{8}He

La mesure de l'importance relative des transferts de un et deux neutrons permet d'étudier les aspects des corrélations d'appariement dans le cadre de la dynamique nucléaire [52]. En particulier, l'^{8}He avec quatre neutrons de valence, et sa structure Borroméenne, apparaît alors comme un système idéal pour étudier le rôle des corrélations, notamment d'appariement, dans la structure et la dynamique nucléaire. Des corrélations di-neutron ont été proposées dans les références [36, 107] pour ce noyau. La méthode usuelle utilisée pour montrer la possible dominance du transfert de deux neutrons consiste à tracer les probabilités de transfert de un et deux neutrons, obtenue à partir des distributions angulaires, en fonction de la distance minimale d'approche pour des trajectoires Coulombiennes [178]. Ces études sont préférablement menées aux énergies sous la barrière Coulombienne [179] où les sections efficaces sont faibles. Cette technique est donc difficilement applicable au cas des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité. Cependant, on s'attend à ce que la mesure du rapport entre les sections efficaces de transfert de un et deux neutrons (σ_{2n}/σ_{1n}) impliquant les projectiles Borroméens soit sensible aux corrélations entre les neutrons de valence. La mesure individuelle des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons σ_{2n} et σ_{1n} aux énergies au dessus de la barrière peut alors fournir une alternative [89]. Il a déjà été évoqué au chapitre 2.3, que la mesure individuelle de voies de transfert de neutrons lors de

l'interaction de noyaux Borroméens riches en neutrons représente une difficulté expérimentale. La faible intensité des faisceaux d'^{8}He et la complexité de structure de ce dernier font qu'il n'est pas possible actuellement d'obtenir la mesure individuelle de σ_{2n} et σ_{1n}. On cherche alors une approche alternative pour obtenir des informations sur l'importance relative des transferts de un et deux neutrons.

Dans les chapitres 2.2 et 2.3, les différents résultats concernant le transfert de neutrons avec le projectile d'^{8}He ont été présentés pour deux systèmes (^{8}He+^{197}Au et ^{8}He+^{65}Cu) et les points principaux sont rappelés dans la suite. Tout d'abord, on note que les sections efficaces des résidus de transfert de un et deux neutrons ne représentent pas directement la section efficace de transfert de un et deux neutrons (Voir le paragraphe 2.3.2.7). Dans le système ^{8}He+^{65}Cu, le résidu de transfert de deux neutrons ^{67}Cu n'a pas été observé et une limite supérieure d'observation a été établie. En revanche, dans le système ^{8}He+^{197}Au, une section efficace importante a été mesurée pour le résidu de transfert de deux neutrons ^{199}Au. La section efficace représente environ 10 % de la section efficace totale de transfert (obtenue comme la somme des sections efficaces pour les résidus ^{198}Au, ^{198m}Au et ^{199}Au). L'observation, d'un état isomérique 12^{-} dans l'^{198}Au donne une indication directe d'un transfert de deux neutrons suivi par l'évaporation d'un neutron (voir le paragraphe 2.2.3.2).

Cette observation inattendue du résidu de transfert de deux neutrons ^{199}Au dans le système ^{8}He+^{197}Au représente une opportunité unique pour obtenir des informations sur le rapport σ_{2n}/σ_{1n}. Dans le prochain paragraphe, la mesure de la section efficace intégrale du résidu ^{199}Au est utilisée pour établir la première limite inférieure pour le rapport σ_{2n}/σ_{1n} avec le noyau d'^{8}He. Ensuite, on tentera d'expliquer la différence de survie entre les résidus de transfert de deux neutrons (^{67}Cu et ^{199}Au).

4.1.1 Limites inférieures pour le rapport σ_{2n}/σ_{1n} avec l'^{8}He

L'observation de l'^{199}Au et la mesure des sections efficaces pour les différents résidus de transfert permettent d'établir une limite inférieure sur le rapport σ_{2n}/σ_{1n}. Les sections efficaces des résidus ^{198}Au, ^{198m}Au et ^{199}Au représentent la somme des transferts de un et deux neutrons ($\sigma_{1n}+\sigma_{2n}$). On considère que les résidus de ^{198}Au sont peuplés soit par transfert de un neutron soit par le transfert de deux neutrons suivit par l'évaporation d'un neutron et que l'état isomèrique ^{198m}Au est peuplé par évaporation d'un neutron consécutivement au transfert de deux neutrons. Les résidus ^{199}Au sont associés au transfert de deux neutrons. Dans le cas présent on néglige les contributions provenant d'éventuels transferts de trois et quatre neutrons. La contribution aux résidus d'Au issue des voies de dé-excitation du noyau composé est négligeable (Voir la figure 2.22(b) au chapitre 2.2). Les différentes observables sont alors reliées entres elles par le jeu d'équations suivant :

$$\begin{cases} \sigma_{198}+\sigma_{198m}+\sigma_{199} = & \sigma_{1n}+\sigma_{2n} \\ \sigma_{198} = & \sigma_{1n}+f_1\sigma_{2n} \\ \sigma_{199} = & f_2\sigma_{2n} \\ \sigma_{198m} = & f_3\sigma_{2n} \end{cases} \tag{4.1}$$

où f_1,f_2, f_3 correspondent respectivement aux probabilités respectives de transfert de deux neutrons dont le résidu est ^{198}Au, ^{199}Au et ^{198m}Au ($0<f_i<1$; $f_1+f_2+f_3=1$). σ_{198}, σ_{198m} et σ_{199} correspondent aux sections efficaces mesurées pour les résidus ^{198}Au, ^{199}Au et ^{198m}Au. Ce jeu d'équations ne peut être résolu exactement mais il peut être utilisé pour contraindre le rapport des sections efficaces de un et

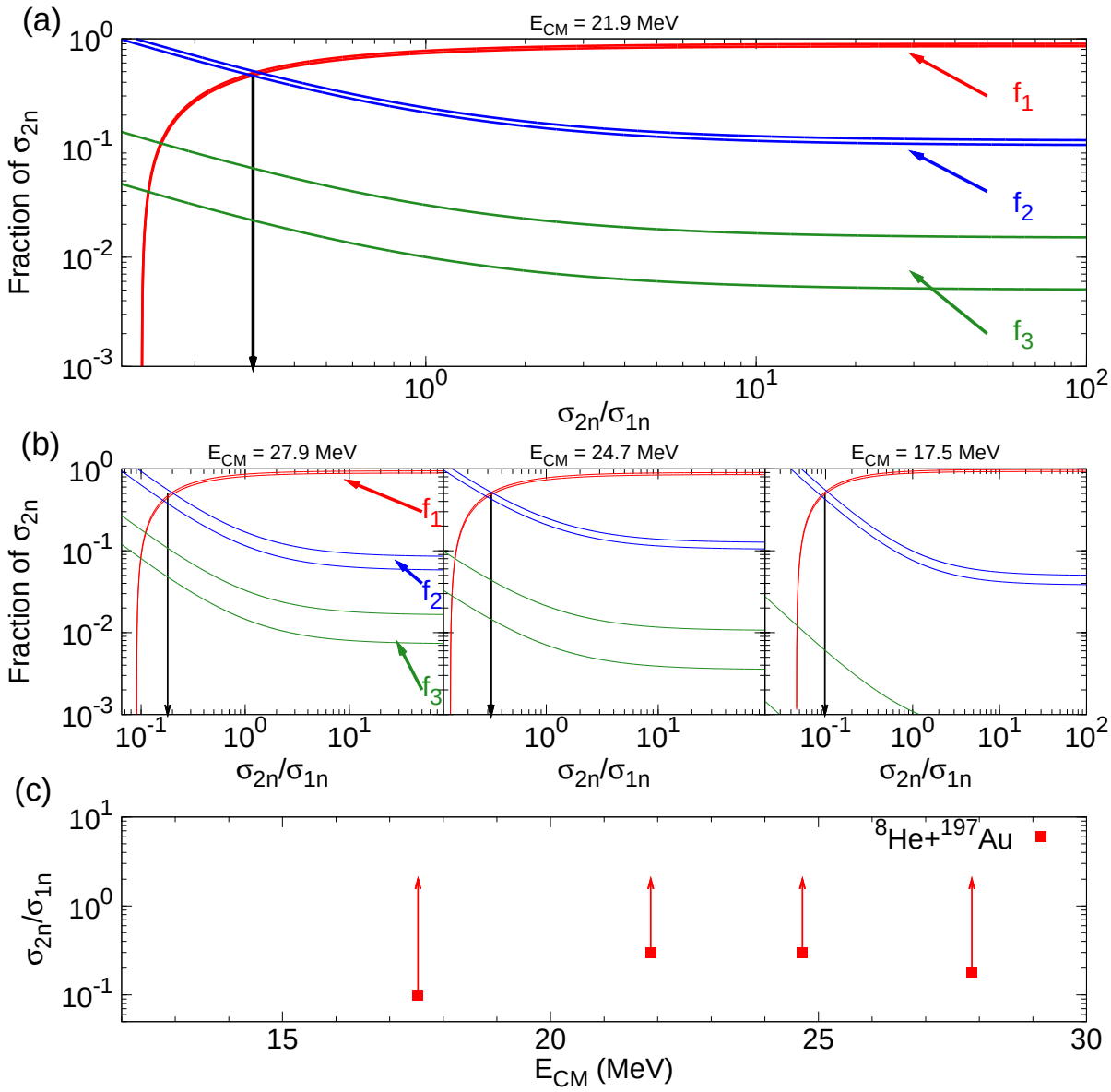


FIG. *4.1: (a) Ensemble des solutions pour les fractions (f_n) vérifiant le système d'équations 4.2 à partir des sections efficaces mesurées (σ_{198}, σ_{198m} et σ_{199}) à $E_{CM} = 21.9$ MeV. La largeur des bandes correspond à l'erreur expérimentale sur les sections efficaces mesurées. f_1, f_2 et f_3 correspondent respectivement aux résidus ^{198}Au, ^{198m}Au et ^{199}Au peuplés après le transfert de deux neutrons. La flèche noire indique σ_{2n}/σ_{1n} pour $f_1 = f_2$ (b) identique à (a) aux autres énergies indiquées sur les figures. (c) Limites pour le rapport σ_{2n}/σ_{1n} en fonction de l'énergie centre-de-masse.*

deux neutrons $R = \sigma_{2n}/\sigma_{1n}$. Ce jeu d'équations peut être exprimé en fonction de $R = \sigma_{2n}/\sigma_{1n}$:

$$\begin{cases} R = & \sigma_{2n}/\sigma_{1n} \\ f_1 = & \dfrac{\sigma_{198}}{\sigma_{198}+\sigma_{198m}+\sigma_{199}}\left(1+\dfrac{1}{R}\right)-\dfrac{1}{R} \\ f_2 = & \dfrac{\sigma_{199}}{\sigma_{198}+\sigma_{198m}+\sigma_{199}}\left(1+\dfrac{1}{R}\right) \\ f_3 = & \dfrac{\sigma_{198m}}{\sigma_{198}+\sigma_{198m}+\sigma_{199}}\left(1+\dfrac{1}{R}\right) \end{cases} \tag{4.2}$$

Les quantités σ_{198m}, σ_{198m} et σ_{199} ont été déterminées expérimentalement (Voir Chapitre 2.2) et l'on peut donc tracer l'ensemble des solutions pour f_1, f_2 et f_3 en fonction de l'inconnue R. La figure 4.1(a) représente l'ensemble des solutions pour les f_i en fonction de R obtenues à partir des sections efficaces mesurées à $E_{Lab} = 22.9$ MeV. La largeur des bandes provient de l'incertitude expérimentale sur les sections efficaces mesurées. Les données obtenues à cette énergie correspondent aux mesures les plus précises et seront donc utilisées pour discuter la démarche suivie pour dériver la limite inférieure pour σ_{2n}/σ_{1n}.

La figure 4.1(a) montre que les valeurs autorisées pour f_1 (> 0) permettent de contraindre $\sigma_{2n}/\sigma_{1n} > 0.125$. En outre, f_3, associée à la population de l'état isomérique lors de l'évaporation statistique d'un neutron de l'^{199}Au doit représenter une petite fraction de l'ensemble de l'évaporation vers l'^{198}Au. Il s'en suit que $f_3 << f_1$. Etant donnée la forte énergie d'excitation des états peuplés dans l'^{199}Au, on s'attend à ce que l'évaporation de neutrons domine et que seulement une petite fraction de ces états soient liés et survivent ce qui implique que $f_1 > f_2$ et donc $\sigma_{2n}/\sigma_{1n} > 0.3$ (la flèche verticale présentée sur la figure correspond à la solution telle que $f_1 = f_2$). La figure 4.1(b) présente l'ensemble des solutions pour les autres énergies où σ_{199} a été mesurée. Une démarche similaire permet d'établir des limites inférieures pour σ_{2n}/σ_{1n} aux autres énergies. Ces limites sont représentées en fonction de l'énergie dans le centre-de-masse dans la figure 4.1(c). La figure souligne alors que ces limites sont similaires.

Ces limites établies pour σ_{2n}/σ_{1n} représentent la première contrainte, indépendante des modèles de réaction et de structure, pour l'interprétation théorique des corrélations entre les neutrons de valence de l'^{8}He et leur influence sur les réactions de transfert. Dans le paragraphe suivant, une explication possible de la différence de survie entre l'^{199}Au et le ^{67}Cu sera présentée et une estimation de la quantité f_2 (qui correspond à la proportion des états qui survivent après la population de l'^{199}Au par un transfert de deux neutrons) sera utilisée pour contraindre davantage le rapport σ_{2n}/σ_{1n}.

4.1.2 Différence de survie entre les produits de transfert de deux neutrons ^{67}Cu et l'^{199}Au

Il a été évoqué précédemment que les résidus de transfert de neutrons sont peuplés avec une énergie d'excitation $E^* = Q_{gg} - Q$. Les calculs semi-classiques [3, 140] suggèrent pour le transfert de neutrons que $Q = Q_{opt} = 0$ de telle sorte que $E^* = Q_{gg}$ (Voir la figure 2.33 et la discussion au paragraphe 2.3.2.7). Dans le cas présent, les chaleurs de réactions pour le transfert de deux neutrons dans les deux systèmes considérés ($Q_{gg} = 14.04$ MeV et 11.96 MeV pour les systèmes ^{8}He+^{65}Cu et ^{8}He+^{197}Au respectivement) sont similaires et supérieures au seuil d'émission d'un neutron. On s'attend alors à ce que les résidus de transfert de deux neutrons ^{67}Cu et ^{199}Au ne survivent pas et l'observation de l'^{199}Au est alors inattendue.

Afin d'élucider la différence de survie entre le ^{67}Cu et l'^{199}Au , on se propose de calculer la proportion d'états à deux particules liés et non liés qui peuvent être peuplés par le transfert de deux neutrons dans ces deux noyaux.

Les distributions d'états à deux particules sont calculées à partir des états à une particule. Etant donné les noyaux considérés ($^{67}_{29}$Cu$_{38}$ et $^{199}_{79}$Au$_{120}$), les hypothèses simplificatrices suivantes sont faites pour calculer les états à deux particules pour les deux résidus :

- Les orbitales neutrons situées sous l'orbitale 2f$_{5/2}$ (1f$_{5/2}$) ainsi que les protons sont traités comme spectateurs dans l'étude de l'^{199}Au (^{67}Cu). L'espace de valence représenté en Fig. 4.2 est constitué d'états à une particule obtenus à partir d'une paramétrisation globale de type Woods-Saxon [180, 181] dans le formalisme du Continuum Shell Model [181, 182] (A. Volya, communication privée).
- Les états à une particule liés ($E < 0$) et non liés ($E > 0$) inoccupés sont utilisés pour construire l'ensemble des états de deux neutrons $|\chi\rangle_J = |n_k, l_k, j_k; n_l, l_l, j_l\rangle_J$ qui peuvent être peuplés dans le transfert de deux neutrons (j_k, j_l correspondent au moment angulaire des orbitales et $\mathbf{J} = \mathbf{j_k} + \mathbf{j_l}$ au moment angulaire total). L'énergie d'excitation associée à un état à deux particules situées dans les orbitales k et l est donnée par $E^* = E_k + E_l - 2E_{2f_{5/2}}$ pour l'^{199}Au (et $E^* = E_k + E_l - 2E_{1f_{5/2}}$ pour le ^{67}Cu). Les états sont affectés d'un poids $2J+1$ correspondant aux sous-états magnétiques disponibles.
- Les états à deux particules peuvent contenir une ou deux particules dans un état à une particule non lié. Dans ce cas l'état à deux particules est considéré comme non lié.

Les distributions d'états liés et non liés obtenues par ce calcul sont représentées en figure 4.3 pour le ^{67}Cu et l'^{199}Au. On a montré précédemment que le transfert de neutrons est un processus sélectif qui se caractérise par une fenêtre en Q-value de telle sorte que les états tels que $E^* \approx Q_{gg}$ sont principalement peuplés. Ici, les états dans une fenêtre d'énergie d'excitation $E^* = Q_{gg} \pm 2MeV$ sont pris en compte. Cette fenêtre en énergie d'excitation est représentée par les zones ombrées dans la figure 4.3. Les fractions d' états liés dans la fenêtre d'énergie d'excitation pour le ^{67}Cu et l'^{199}Au correspondent respectivement à 0.06 et 0.88.

Pour aller au-delà de cette estimation simpliste, il est nécessaire de considérer une interaction résiduelle entre les neutrons qui donne lieu à un mélange entre les états. Dans ce travail, l'interaction delta de surface (SDI) [183] est utilisée avec une force de couplage de 25/A MeV, connue pour reproduire les niveaux d'énergie dans cette région. On obtient alors les états physiques à deux neutrons, combinaison linéaire des états indépendants à deux particules ($|\psi\rangle_J = \sum_k a_k |\chi_k\rangle_J$). Ces états physiques sont une combinaison linéaire d'états liés et non liés. Pour déterminer si cet état est lié, il est nécessaire d'évaluer la proportion d'états non liés qui contribuent à la fonction d'onde. Cette quantité peut être assimilée au carré de la somme des amplitudes des états non liés ($\xi = |\sum_{k' unbound} a_{k'}|^2$). Un état physique est alors considéré comme non lié si $\xi > 10^{-3}$. Cette valeur a été choisie en considérant le rapport des largeurs entre la décroissance par émission de neutron ($\sim 10^{-19}$s) et la décroissance par une transition γ de multipolarité E1 d'1 MeV ($\sim 10^{-16}$s).

Les distributions d'états liés et non liés mélangés obtenus avec le calcul plus réaliste prenant en compte l'interaction résiduelle sont représentées en figure 4.4 pour le ^{67}Cu et l'^{199}Au. Sous cette nouvelle hypothèse, les fractions d'états liés dans la fenêtre d'énergie d'excitation sont 0.06 et 0.36 pour le ^{67}Cu et l'^{199}Au respectivement. Ainsi, le mélange de configurations a pour effet de réduire la fraction d'états liés comparé au cas des particules indépendantes. On notera que l'interaction schématique SDI ne mélange que les états de parité naturelle et que ces résultats représentent donc des limites supérieures des

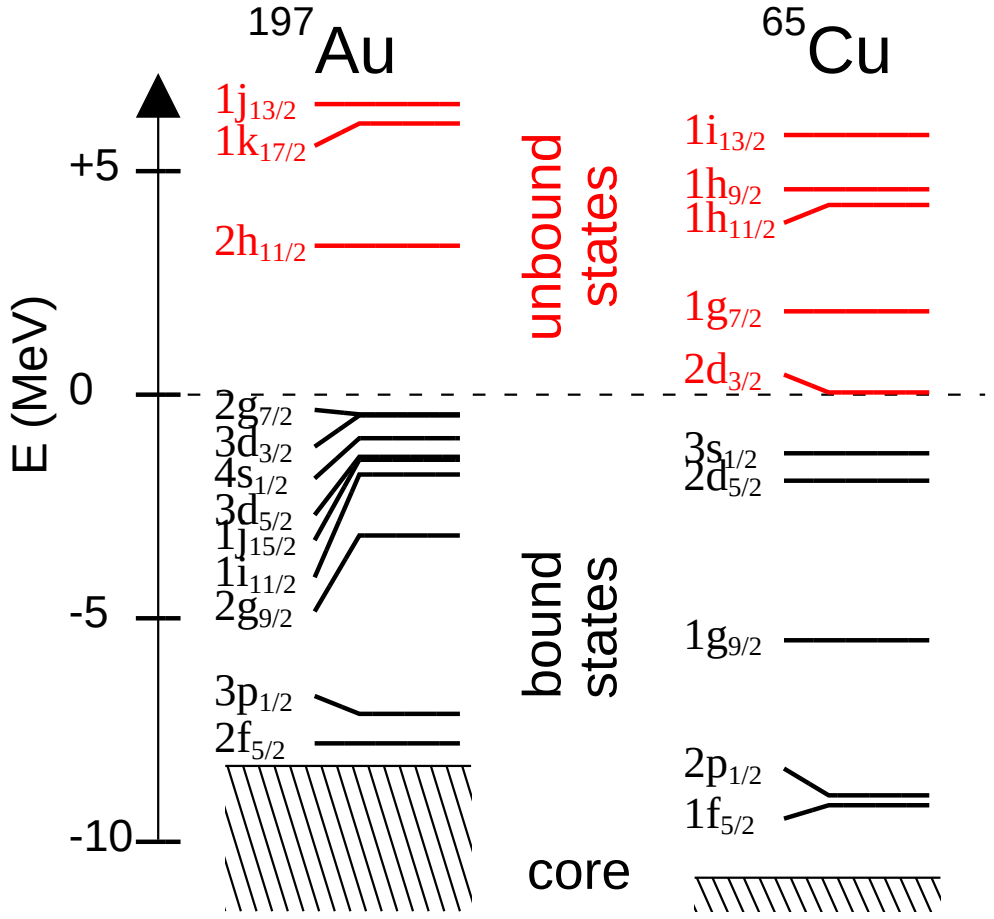


FIG. *4.2: Niveaux liés et non liés à une particule neutron autour de la surface de Fermi dans l'*^{197}*Au (encart gauche) et le* ^{65}*Cu (encart droit) calculés à partir de la paramétrisation de Volya [180, 181].*

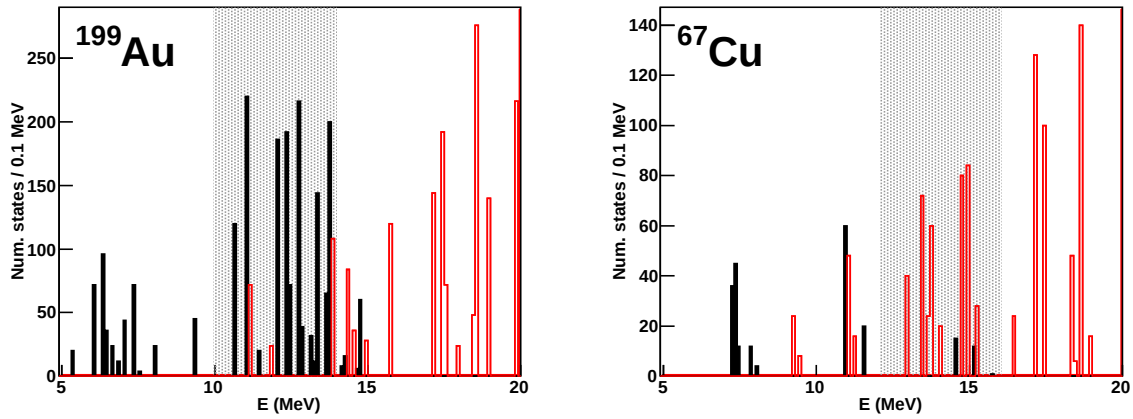


FIG. *4.3: Région d'intérêt des distributions des états à deux particules liés (histogramme noir) et non liés (histogramme rouge) calculées pour les résidus ^{199}Au et ^{67}Cu dans l'approximation de particules indépendantes. Les bandes ombrées correspondent à la condition $E^* = Q_{gg} \pm 2$ MeV.*

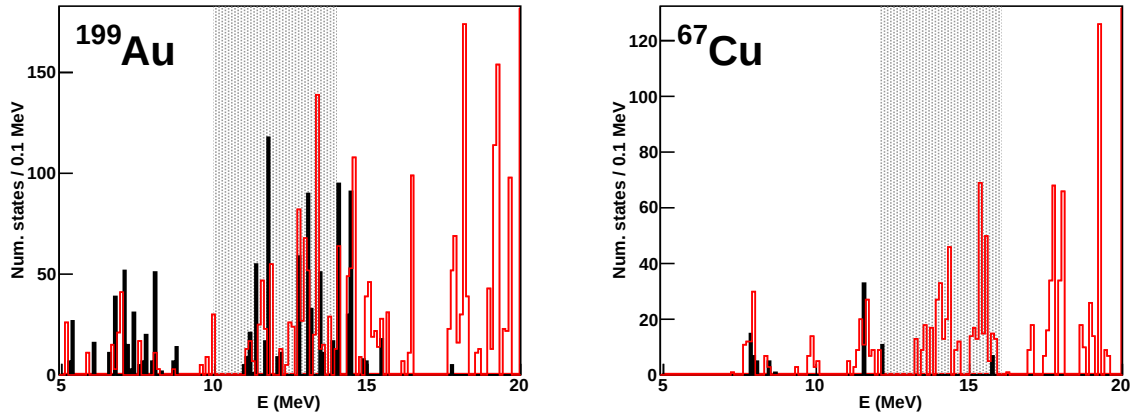


FIG. *4.4: Identique à la Fig. 4.3 pour les états calculés en considérant le mélange de configurations.*

fractions d'états liés.

Afin de tester la robustesse de ces résultats, la position de la condition cinématique a été changée ($E^* = Q_{gg} + 2$MeV), la largeur de la fenêtre a été élargie ($E^* = Q_{gg} \pm 3$ MeV) et le critère qui définit le caractère lié d'un état physique a été modifié ($10^{-4} \leq \xi \leq 10^{-3}$). Les résultats présentés ci-dessus ne sont que marginalement modifiés par ces différents changements. Cela suggère également que la Q-value légèrement supérieure pour le système ^{8}He+^{65}Cu ($Q = 14.1$MeV) comparé au système ^{8}He+^{197}Au ($Q = 11.96$ MeV) ne suffit pas à expliquer la différence de survie entre le ^{67}Cu et l'^{199}Au.

Ces calculs plus réalistes permettent de reproduire la tendance observée sur la différence de survie entre le ^{67}Cu et l'^{199}Au. Les différences importantes de la distribution des états à une particule autour de la surface de Fermi dans les deux noyaux (Voir Fig. 4.2) semblent expliquer cette différence de comportement. La forte densité d'orbitales liées de haut moment angulaire et la faible densité d'orbitales non liées

à relativement basse énergie contraste avec le cas du ^{67}Cu. Ainsi, on observe un plus grand nombre de combinaisons impliquant des états non liés dans le cas du ^{67}Cu.

Le calculs menés dans ce paragraphe, qui peuvent être associés à la fraction f_2 de survie de l'^{199}Au, indiquent que $f_2 < 0.36$. Ce résultat est cohérent avec les limites établies au paragraphe précédent (Voir Fig. 4.1(a)). Ce résultat, utilisé avec la solution graphique présentée en figure 4.1(a), permet de contraindre σ_{2n}/σ_{1n} à une valeur plus élevée que celle obtenue indépendamment des modèles.

4.1.3 Perspectives

Dans ce travail avec l'^{8}He, nous avons montré que la mesure individuelle des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons représente un défi expérimental. Malgré l'utilisation de techniques expérimentales sensibles il n'est pas possible actuellement d'accéder à la mesure directe de ces quantités à cause de la faible intensité des faisceaux et de la complexité du noyau. Cependant, l'observation directe du résidu de transfert de deux neutrons ^{199}Au nous a permis d'établir, à l'aide d'une approche indépendante des modèles, une première limite sur le rapport des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons σ_{2n}/σ_{1n}. Ces limites représentent la première contrainte, indépendante des modèles de réaction et de structure, pour l'interprétation théorique de l'influence des neutrons de valence sur les réactions de transfert avec l'^{8}He. Au-delà de ce travail, ces études ouvrent de nouvelles perspectives pour l'étude des corrélations entre les neutrons de valence et celle de l'effet de l'appariement dans les réactions impliquant les noyaux riches en neutrons Borroméens. Cela nécessite le développement de nouvelles approches expérimentales pour la mesure directe des sections efficaces individuelles de un et deux neutrons. D'autre part, le rôle éventuel des voies $3n$ et $4n$ nécessite aussi de plus amples clarifications expérimentales.

Les limites obtenues dans ce travail pour σ_{2n}/σ_{1n} peuvent être davantage contraintes à l'aide de modèles théoriques de structure nucléaire. Des calculs plus réalistes (impliquant des noyaux à proximité des fermetures de couche dans le cadre du Continuum Shell Model [182, 28]) pourraient permettre l'évaluation précise de la probabilité de survie des résidus de transfert de deux neutrons et ainsi de déterminer la quantité σ_{2n}/σ_{1n} à l'aide de contraintes expérimentales similaires à celles présentées dans ce travail.

A travers un calcul simpliste des distributions d'états de deux neutrons, on a montré que les probabilités de survie des résidus de transfert de deux neutrons dépendent fortement de la structure des noyaux cibles. Cette probabilité de survie souligne la possibilité de peupler des états par transfert de deux neutrons avec une forte énergie d'excitation jusque là difficilement accessibles. Les réactions de transfert de deux neutrons à partir de noyaux faiblement liés d'^{6,8}He ou encore de ^{11}Li apparaissent alors comme une possibilité de peupler ces états de haute énergie dans le but d'en faire la spectroscopie.

4.2 Effet tunnel avec les noyaux exotiques

Les noyaux légers exotiques présentent des propriétés uniques comme des faibles seuils d'émission de particules ou une forte asymétrie entre le nombre de protons et de neutrons. Dans cette section, nous tenterons d'approfondir notre compréhension du rôle des structures internes exotiques sur la fusion sous la barrière Coulombienne à partir de deux études comparatives, indépendantes des modèles. On se concentrera d'abord sur une étude dans la chaîne isotopique des Hélium. Ensuite une étude systématique plus large impliquant les projectiles légers faiblement liés stables et radioactifs sera présentée.

La comparaison des sections efficaces de fusion mesurées pour différentes combinaisons de cibles et de projectiles peut mettre en évidence l'influence des propriétés de certains noyaux sur la fusion. En général, les études dans les chaînes isotopiques permettent de mettre en évidence les effets de la structure interne sur les sections efficaces de fusion tout en gardant un champ Coulombien identique. Si l'on veut comparer les données pour différents systèmes, il est nécessaire de prendre en compte les effets attendus qui proviennent des différences en Z et A entre les noyaux. Différentes approches ont été utilisées. L'approche la plus fréquente consiste à normaliser l'énergie par rapport à la barrière Coulombienne (E_{CM}/V_B) et les sections efficaces à la section efficace géométrique du système ($\sigma_F/\pi R_B^2$), où R_B et V_B correspondent respectivement au rayon et à la hauteur de la barrière Coulombienne. Une approche considérant une réduction qui s'appuie uniquement sur les masses et charges des noyaux A_p, Z_p, A_t, Z_t a aussi été utilisée pour s'affranchir de la dépendance au modèle de potentiel nucléaire : avec $\sigma' = \sigma_F/(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2$ et $E' = E_{CM}(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})/Z_p Z_t$. Cependant, ces différentes approches ne prennent pas en compte la courbure de la barrière qui est un paramètre important du passage par effet tunnel.

Récemment, Canto *et al.* [98] ont discuté ces différentes méthodes et ont proposé une meilleure approche qui s'appuie de la formule de Wong [8](correspondant au calcul de la fusion en utilisant l'approximation parabolique de la barrière de potentiel unidimensionnelle, voir Chapitre 3). La procédure de réduction consiste à introduire les quantités sans dimension $\sigma_{\text{reduced}} = \frac{2E}{R_B^2 \hbar\omega}\sigma_{exp}$ et $E_{\text{reduced}} = \frac{E - V_B}{\hbar\omega}$ où R_B, V_B et $\hbar\omega$ correspondent respectivement au rayon, à la hauteur et à la courbure de la barrière Coulombienne pour un potentiel nucléaire donné. Dans cette approche, la section efficace de fusion de Wong se réduit à une expression indépendante du système considéré ("universelle") : $\sigma^W_{\text{reduced}} = \ln[1 + \exp(2\pi E_{\text{reduced}})]$. Dans cette procédure de réduction, les dépendances des coefficients de transmission par effet tunnel à travers une barrière unidimensionnelle (qui ne dépend que de la distance relative entre les deux noyaux) sont prises en compte. Les déviations des fonctions d'excitation par rapport à cette courbe "universelle" peuvent donc être attribuées à l'influence de la structure interne des noyaux sur le processus de fusion. Dans les paragraphes suivants, cette procédure de réduction est utilisée pour comparer les différents systèmes. Les paramètres des barrières Coulombiennes (R_B, V_B et $\hbar\omega$) ont été calculés avec la paramétrisation globale d'Akyüz-Winther pour le potentiel nucléaire [7].

4.2.1 Comparaison au sein de la chaîne isotopique des Hélium

La chaîne isotopique des Hélium, où le seuil d'émission de particule varie entre 20.5 MeV (^{4}He) et 0.97 MeV (^{6}He), fournit une opportunité unique pour étudier l'effet de la structure interne sur l'effet tunnel. Les noyaux d'^{6,8}He ont tous les deux une structure Borroméenne. Contrairement à la tendance générale, le rayon de charge de l'^{8}He est inférieur à celui de l'^{6}He et peut considéré comme une signature d'une distribution plus isotrope de ses nucléons de valence [111]. L'augmentation de l'énergie de séparation

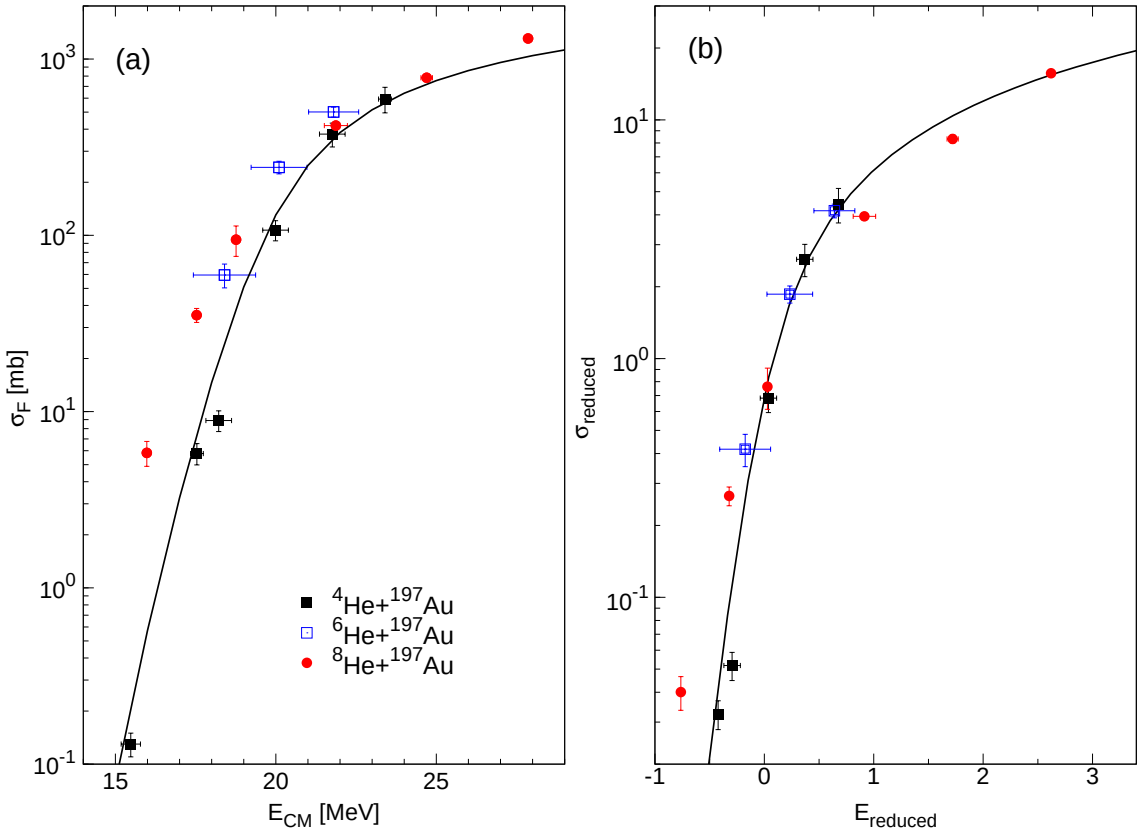


FIG. *4.5: (a) Sections efficaces de fusion mesurées en fonction de l'énergie centre-de-masse (E_{CM}) pour les systèmes ^{4,6,8}He+^{197}Au. La ligne correspond aux prédictions du modèle 1D-BPM pour le système ^{4}He+^{197}Au obtenues à partir de la paramétrisation d'Akyüz-Winther du potentiel nucléaire [7]. (b) Sections efficaces correspondantes ($\sigma_{reduced}$) réduites selon la procédure présentée au paragraphe précédent [98] avec les paramètres de barrière Coulombienne obtenus avec la paramétrisation d'Akyüz-Winther.*

de deux neutrons entre l'^{8}He et l'^{6}He (Voir Fig. 1.8(c)) constitue une différence importante par rapport au comportement généralement observé dans les autres chaînes isotopiques. Pour mener cette étude, les données expérimentales disponibles pour la fusion des projectiles ^{4,6,8}He avec une cible d'Au sont utilisées.

Les données expérimentales pour le système ^{4}He+^{197}Au, issues de la Réf. [184], ont été obtenues par une mesure d'activation avec un faisceau intense d'^{4}He ($\sim 10^{12}$ pps). Dans le système ^{6}He+^{197}Au, les données, issues de la Réf. [86], ont été obtenues par une mesure d'activation avec un faisceau d'^{6}He de $\sim 10^7$ pps. Seuls trois points sont utilisés, l'incertitude sur la définition de l'énergie des autres points étant très importante. Les fonctions d'excitation sont représentées dans la figure 4.5(a) en fonction de l'énergie dans le centre-de-masse. Les prédictions du modèle 1D-BPM pour le système ^{4}He+^{197}Au sont aussi présentées sur la figure 4.5(a). On voit à partir de la figure que la fonction d'excitation pour le projectile ^{4}He est en bon accord avec la prédiction du modèle 1D-BPM, ce qui illustre la nature quasi-ponctuelle de cette particule fortement liée (comme attendu). La figure 4.5(a) montre que les sections

efficaces pour l'^{6}He présentent une augmentation par rapport à celles de l'^{4}He sous la barrière Coulombienne. La figure montre également que les sections efficaces pour l'^{8}He sont plus importantes que celles de l'^{4}He. Des systèmes faiblement liés comme les noyaux d'^{6,8}He, avec un sous-système qui ne sent pas la barrière peuvent plus facilement se réorganiser au cours de la collision, soulignant l'influence des propriétés internes sur la probabilité de fusionner qui se traduit par une probabilité de fusion plus importante que pour l'^{4}He. La figure montre que les sections efficaces pour l'^{6}He et l'^{8}He sont similaires. Les sections efficaces ont également été réduites selon la procédure décrite au paragraphe précédent et sont présentées dans la figure 4.5(b). La figure 4.5(b) confirme le comportement similaire de l'^{6}He et de l'^{8}He aux énergies sous la barrière Coulombienne. On voit à partir de la figure 4.5 que l'ajout de deux neutrons à l'^{6}He n'augmente pas la probabilité de fusionner, contrairement à l'augmentation observée entre l'^{4}He et l'^{6}He.

Ce comportement similaire pour les fonctions d'excitation pour l'^{6}He et l'^{8}He est inattendu si l'on considère les différences importantes des propriétés de ce deux noyaux. L'énergie de séparation de deux neutrons dans l^{6}He ($S_{2n} = 0.97$ MeV) est inférieure au cas de l'^{8}He ($S_{2n} = 2.1$ MeV). Les corrélations des neutrons de valence sont également différentes : une configuration di-neutron dominante pour l'^{6}He, comparée à une distribution plus isotrope pour l'^{8}He. En dépit de propriétés structurelles très différentes, ces deux noyaux ont un comportement similaire pour la fusion sous la barrière Coulombienne. Pour un système faiblement lié, mais principalement isotrope, comme l'^{8}He, il semble alors plus facile de transférer les neutrons en excès lors de réactions périphériques que de fusionner d'un seul bloc.

L'influence de la nature composite des objets sur l'effet tunnel constitue un problème d'intérêt général [117, 185, 119]. La chaîne isotopique des Hélium constitue alors une opportunité unique. Les isotopes d'Hélium riches en neutrons, qui peuvent être vus comme des agrégats constitués d'un cœur d'α entouré par des neutrons de valence, sont donc des objets composites vis-à-vis de la barrière Coulombienne. Les neutrons de valence situés à l'extérieur du cœur d'α peuvent être vus comme la composante inerte étant donné la nature ponctuelle de la particule α fortement liée. Il a été montré que le rapport des masses ρ entre les composantes actives et inertes vis-à-vis du champ Coulombien dans un objet composé (l'excès de neutron hors du cœur d'α dans le cas présent) influence le comportement à basse énergie. On observe par exemple l'augmentation de la probabilité de passage de la barrière par effet tunnel [119], associée à la présence de résonances [118]. Les oscillations des coefficients de transmission s'atténuent avec l'augmentation de ρ. La chaîne isotopique des Hélium donne accès à un changement unique du paramètre ρ, variant de 1 (^{8}He), à 2 (^{6}He) et à la limite infinie (^{4}He). Dans cette approche, on voit que les différents isotopes devraient se comporter différemment vis-à-vis de la pénétration de la barrière Coulombienne qui mène à la fusion. Dans cette perspective il semble intéressant de suivre ce type d'approche dans la chaîne isotopique des Hélium pour approfondir notre compréhension de l'effet tunnel des objets composites et comprendre le comportement observé précédemment.

4.2.2 Etude systématique de la fusion avec des noyaux légers faiblement liés

Dans le paragraphe précédent, le rôle des propriétés des isotopes d'Hélium sur l'effet tunnel a été discuté. Afin d'avoir une vue plus générale sur le rôle des propriétés exotiques et de la faible liaison des nucléons de valence sur le processus de fusion, une étude systématique des fonctions d'excitation de fusion disponibles a été menée. Cette étude inclut les systèmes mettant en jeu les projectiles légers faiblement liés stables et radioactifs ^{6,8}He, ^{6,7,8,9}Li, ^{7,9,10,11}Be. Des systèmes impliquant des cibles lourdes (^{198}Pt, ^{197}Au, ^{208}Pb, ^{209}Bi, ^{238}U) ont été utilisés. Les systèmes impliquant des cibles de masses intermé-

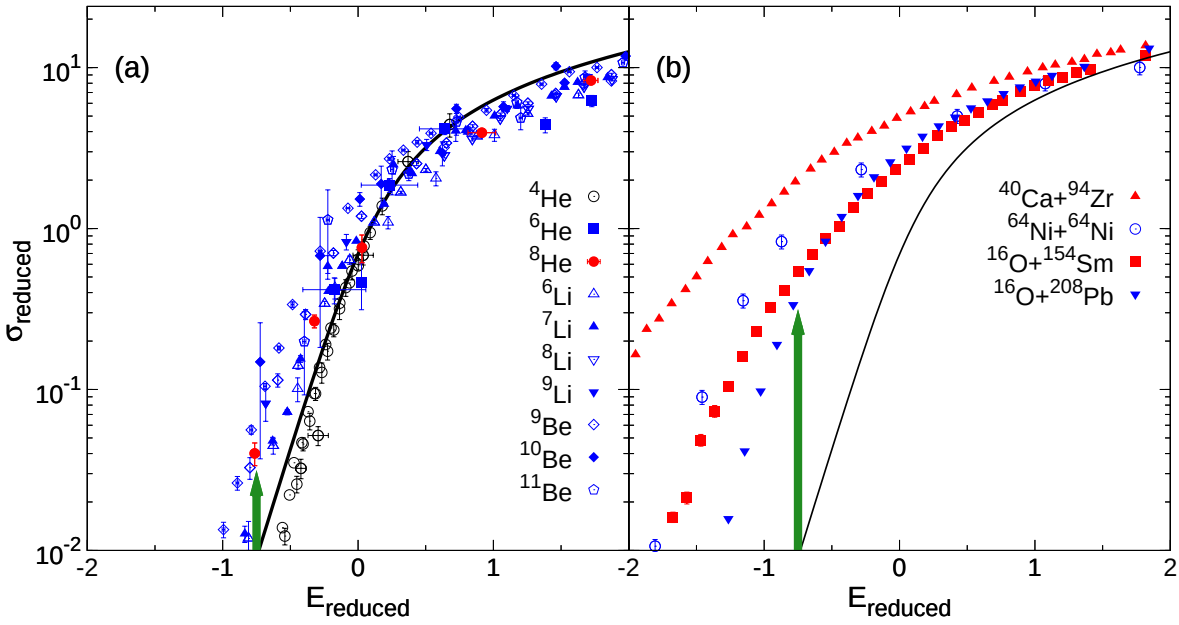


FIG. *4.6: Fonctions d'excitation de fusion réduites : (a) Pour les systèmes impliquant les projectiles légers faiblement liés* ^{6,8}*He,* ^{6,7,8,9}*Li,* ^{7,9,10,11}*Be avec des cibles* ^{198}*Pt,* ^{197}*Au,* ^{208}*Pb,* ^{209}*Bi,* ^{238}*U. (b) Pour les systèmes* ^{40}*Ca+*^{94}*Zr,* ^{64}*Ni+*^{64}*Ni,* ^{16}*O+*^{154}*Sm,* ^{16}*O+*^{208}*Pb. Les lignes continues correspondent à la fonction de fusion "universelle"* $\sigma_{\text{reduced}} = \ln\left[1+\exp\left(2\pi E_{\text{reduced}}\right)\right]$*. Les paramètres de barrière Coulombienne utilisés dans la réduction sont obtenus à partir de la paramétrisation d'Akyüz-Winther du potentiel nucléaire [7]. Les flèches illustrent l'amplitude de l'augmentation des sections efficaces de fusion.*

diaires et légères ne sont pas inclus dans cette étude car il peut exister une ambiguïté sur l'identification des résidus de fusion. Afin de comparer les différents systèmes, la procédure de réduction proposée ci-dessus [98] a été appliquée en utilisant les paramètres de barrière obtenus à partir de la paramétrisation d'Akyüz-Winther du potentiel nucléaire.

La figure 4.6(a) présente le résultat de la procédure de réduction pour les données disponibles pour les projectiles légers faiblement liés. Les systèmes pris en compte dans cette étude systématique sont les suivants : ^{6}He+^{197}Au [86], ^{6}He+^{238}U [77], ^{8}He+^{197}Au [131], ^{6}Li+^{198}Pt [128], ^{6}Li+^{209}Bi [41], ^{7}Li+^{198}Pt, ^{7}Li+^{209}Bi [41], ^{7}Li+^{238}U [186], ^{8}Li+^{208}Pb [82], ^{7}Be+^{238}U [186], ^{9}Be+^{208}Pb [41, 187], ^{9}Be+^{238}U [186]. Dans le cas des systèmes ^{10,11}Be+^{209}Bi [62, 63], les désaccords entre les différentes mesures ont été récemment étudiés et les données réévaluées sont utilisées [188]. Les fonctions d'excitation de fusion pour certains systèmes impliquant le noyau fortement lié d'α (^{4}He+^{197}Au [184], ^{4}He+^{208}Pb [184], ^{4}He+^{209}Bi [189]) sont aussi présentés sur la figure 4.6(a). La fonction de fusion réduite "universelle" $\sigma_{\text{reduced}} = \ln\left[1+\exp\left(2\pi E_{\text{reduced}}\right)\right]$ est tracée dans la figure et constitue notre point de référence pour la comparaison.

On constate tout d'abord que cette fonction de fusion "universelle" reproduit correctement le comportement de la fusion avec l'^{4}He. La légère déviation aux énergies profondément sous la barrière peut être expliquée par la limite de validité de l'approximation parabolique à ces énergies. La figure 4.6(a) montre que les fonctions d'excitation réduites pour les projectiles faiblement liés présentent un comportement très similaire comparée à la fonction de référence. Les sections efficaces sont supprimées au dessus

de la barrière et présentent une augmentation sous la barrière Coulombienne. La figure 4.6(a) montre que l'augmentation des sections efficaces par rapport à la courbe de référence est faible[1].L'amplitude caractéristique de l'augmentation des sections efficaces de fusion sous la barrière est illustrée par la flèche.

Afin d'établir une comparaison, les fonctions d'excitation réduites pour une sélection de systèmes "historiques" sont représentées en figure 4.6(b). Dans ces systèmes (^{16}O+^{154}Sm [9], ^{16}O+^{208}Pb [190], ^{40}Ca+^{94}Zr [191] et ^{64}Ni+^{64}Ni [15]), il a été montré que le couplage aux voies de réactions directes inélastiques se traduit par une augmentation de plusieurs ordres de grandeurs des sections efficaces de fusion par rapport aux prédictions du modèle 1D-BPM [5, 6]. La figure témoigne de cette forte augmentation qui est illustrée par la flèche. La comparaison entre les deux figures montre que l'augmentation de la fusion sous la barrière Coulombienne est beaucoup plus faible dans le cas des projectiles légers faiblement liés, contrairement aux attentes.

L'étude systématique présentée dans ce manuscrit montre que les propriétés *exotiques* des **noyaux légers** ne modifient pas fortement la probabilité de passer la barrière par effet tunnel et donc de fusionner. La différence importante de comportement entre les noyaux légers exotiques et les systèmes plus lourds, illustrée par les figures 4.6(a) et (b), peut être partiellement attribuée à la dépendance exponentielle des coefficients de transmission qui amplifie les modifications des paramètres de la barrière, ces variations étant, en valeur absolue, plus importantes pour des valeurs de barrière plus grandes. La compréhension de ce phénomène devrait permettre de définir si des noyaux riches en neutrons plus lourds peuvent offrir une approche viable pour la production d'éléments super-lourds [192]. Jusqu'à présent, les études de la fusion avec les faisceaux d'ions radioactifs exotiques faiblement liés ont été principalement limitées aux noyaux légers proches des limites de stabilité. Mises à part les difficultés expérimentales, la clé pour répondre aux aspirations de la synthèse de nouveaux éléments et la découverte d'un nouvel îlot de stabilité sur la carte des noyaux, pourrait résider dans l'utilisation de noyaux de Z élevé avec des neutrons de valence situés dans une orbitale $l = 0$ pour maximiser l'extension spatiale des fonctions d'onde et ainsi réduire la barrière Coulombienne.

4.3 Résumé

Dans ce chapitre, l'importance relative des transferts de un et deux neutrons dans les réactions avec l'^{8}He et la fusion des noyaux faiblement liés sous la barrière Coulombienne ont été abordées à travers des études indépendantes des modèles de réaction.

Une nouvelle approche qui s'appuie sur la mesure de sections efficaces intégrales de transfert de neutrons a été utilisée pour dériver les premières limites sur le rapport des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons σ_{2n}/σ_{1n}. Ces limites sur σ_{2n}/σ_{1n} représentent une première contrainte pour les modèles de réactions afin de comprendre les manifestations des corrélations d'appariement dans le cadre de la dynamique nucléaire.

D'autre part, l'effet de la faible liaison des projectiles et des structures internes *exotiques* sur l'effet tunnel a été étudié à travers une étude systématique des mesures existantes de fonctions d'excitation

[1] On notera que seuls deux systèmes (^{6}He+^{206}Pb [87] et ^{6}He+^{209}Bi [81]) ne suivent pas cette systématique et ne sont pas présentés sur la figure 4.6. Le comportement de ces mesures difficiles à faible taux de comptage ne peut être actuellement compris à partir des considérations sur la structure des cibles utilisées. Dans le système ^{6}He+^{206}Pb, une nouvelle expérience a eu lieu à l'accélérateur de Louvain-La-Neuve et devrait permettre de clarifier la situation. Les résultats préliminaires présentés en juin 2010 à la conférence EURORIB10, semblent cohérents avec la systématique présentée ci-dessus.

de fusion. Dans la chaîne isotopique des Hélium, les sections efficaces de fusion ont un comportement inhabituel : l'ajout de deux neutrons à l'^{6}He n'augmente pas la probabilité de fusionner, contrairement à l'augmentation observée entre l'^{4}He et l'^{6}He. Une étude plus large des fonctions d'excitation de fusion des projectiles légers faiblement liés stables et radioactifs (^{6,8}He, ^{6,7,8,9}Li, ^{7,9,10,11}Be) a été menée pour comprendre le rôle des propriétés exotiques et de la faible liaison des nucléons de valence sur la fusion aux énergies sous la barrière Coulombienne. Contrairement aux attentes, l'augmentation de la probabilité de l'effet tunnel sous la barrière Coulombienne associée à la structure interne des noyaux est beaucoup plus importante pour les noyaux «normaux» que pour les noyaux légers «exotiques» faiblement liés.

CHAPITRE 5

Conclusions et perspectives

Ce travail présente les premières investigations sur les réactions induites par le noyau d'^{8}He, faiblement lié et Borroméen, aux énergies autour de la barrière Coulombienne. Les faisceaux d'ions radioactifs représentent une opportunité pour étudier l'influence de nouveaux aspects structurels (faible liaison des nucléons de valence, halo/peau de neutron, structure Borroméenne) sur les mécanismes de réaction. La faible intensité des faisceaux d'ions radioactifs nécessite le développement de techniques expérimentales sensibles et sélectives.

Deux expériences ont été réalisées avec le faisceau d'ions radioactifs d'^{8}He, produit à l'installation SPIRAL au GANIL. Pour le système ^{8}He+^{197}Au, les techniques "hors ligne" ont permis la mesure des fonctions d'excitation de fusion et de transfert aux énergies autour de la barrière Coulombienne ($0.68 < E_{CM}/V_B < 1.49$). Pour le système ^{8}He+^{65}Cu, à des énergies au dessus de la barrière Coulombienne ($E_{Lab} =$ 19.9 et 30.6 MeV), des mesures "en ligne" inclusives et exclusives des rayons γ caractéristiques, des particules chargées et des neutrons ont été utilisées pour obtenir les sections efficaces intégrales de fusion et de transfert et les distributions angulaires pour le transfert de neutron(s) et de diffusion élastique. Les différentes observables mesurées dans les deux systèmes ont été analysées à l'aide de calculs en voies couplées CRC incluant le couplage aux voies de transfert de neutrons pour comprendre les différents aspects des mécanismes de réaction avec l'^{8}He. De plus, l'importance relative des transferts de un et deux neutrons avec l'^{8}He et le comportement de la fusion avec les noyaux faiblement liés sous la barrière Coulombienne ont été étudiés à travers des approches indépendantes des modèles.

Les principaux résultats expérimentaux de ce travail peuvent être résumés de la manière suivante :

- Une nouvelle technique expérimentale "hors ligne" qui s'appuie sur la mesure des coïncidences entre les rayons X et γ émis lors de la décroissance par capture électronique des produits d'évaporation a été développée pour la mesure de sections efficaces absolues de fusion. L'amélioration importante de la sensibilité expérimentale permet la mesure précise de sections efficaces de fusion avec des faisceaux stables et radioactifs. Cette technique ouvre de nouvelles perspectives pour l'étude de la fusion sous la barrière Coulombienne avec des faisceaux d'ions radioactifs de faible intensité et de basse énergie.
- Les mesures inclusives "en ligne" de rayons γ ont permis d'obtenir pour la première fois des sections efficaces absolues avec des faisceaux d'intensité $\sim 10^5$pps autour de la barrière Coulombienne. L'utilisation de mesures exclusives impliquant les coïncidences entre les particules et les rayons γ résout l'ambiguïté d'identification des différentes voies de réaction.
- Les mesures complètes des différentes voies de réaction (fonctions d'excitation de fusion et de transfert de neutrons, sections efficaces différentielles de diffusion élastique et de transfert de neutrons) fournissent des données nécessaires pour contraindre les modèles et comprendre les mécanismes de réaction avec le noyau d' ^{8}He.

– La faible intensité des faisceaux d'^{8}He et la complexité du noyau ne permettent pas la mesure des sections efficaces individuelles pour les transferts de un et deux neutrons. Une nouvelle approche qui s'appuie sur la mesure de sections efficaces intégrales de transfert de neutrons a été utilisée pour dériver les premières limites sur le rapport des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons σ_{2n}/σ_{1n}.

Ces différents résultats expérimentaux soulignent la richesse des mécanismes de réaction avec le noyau riche en neutrons d'^{8}He et permettent de dresser les conclusions suivantes :

– La comparaison de la fusion induite par les projectiles d'^{8}He et d'^{4}He sur une cible d'Au montre que la section efficace de fusion pour le noyau faiblement lié d'^{8}He présente une petite augmentation par rapport à celle de l'^{4}He fortement lié, et cela en dépit des très fortes sections efficaces de transfert mesurées avec l'^{8}He. Les sections efficaces de fusion dans la chaîne isotopique des Hélium ont un comportement inhabituel : l'ajout de deux neutrons à l'^{6}He n'augmente pas la probabilité de fusionner, contrairement à l'augmentation observée entre l'^{4}He et l'^{6}He. Pour un système faiblement lié comme l'^{8}He, il semble plus facile de transférer une partie de son excès de neutrons à la cible plutôt que de fusionner.
– Une étude systématique des fonctions d'excitation de fusion des projectiles légers faiblement liés (^{6,8}He, ^{6,7,8,9}Li, ^{7,9,10,11}Be) a été menée pour comprendre le rôle de la faible liaison sur la fusion sous la barrière Coulombienne. Contrairement aux attentes, l'augmentation de la probabilité de l'effet tunnel sous la barrière Coulombienne associée à la structure interne des noyaux est beaucoup plus importante pour les noyaux «normaux» que pour les noyaux légers «exotiques» faiblement liés.
– Les deux expériences réalisées montrent que les sections efficaces de transfert de neutrons sont très importantes. La confrontation des différentes observables mesurées dans les systèmes ^{8}He+^{197}Au et ^{8}He+^{65}Cu aux calculs CRC permet de comprendre l'influence des voies de transfert sur la diffusion élastique et la fusion. Le couplage aux voies de transfert induit une légère augmentation des sections efficaces de fusion sous la barrière Coulombienne, alors qu'une suppression est observée au dessus de la barrière. Aux énergies bien au dessus de la barrière, les calculs montrent que ces effets de couplage aux voies de transfert sur la diffusion élastique restent significatifs.
– Une limite inférieure sur le rapport des sections efficaces de transfert de un et deux neutrons $\sigma_{2n}/\sigma_{1n} > 0.3$ a été établie pour l'^{8}He. Ces limites sur σ_{2n}/σ_{1n} représentent la première contrainte, indépendante des modèles, pour les modèles de réactions afin de comprendre les manifestations des corrélations d'appariement dans le cadre de la dynamique nucléaire.

La compréhension des mécanismes de réaction avec les noyaux faiblement liés riches en neutrons autour de la barrière Coulombienne nécessite la comparaison des données expérimentales aux modèles de réaction en voies couplées. Afin d'avoir une compréhension théorique détaillée des effets de la faible liaison des nucléons de valence, des calculs "complets" qui incluent simultanément les voies de transfert et de cassure du projectile sont nécessaires. La complexité structurelle des noyaux considérés représente une forte limitation : alors que les théories les plus récentes commencent à décrire les noyaux à halos de deux neutrons comme l'^{6}He ou le ^{11}Li, le cas de l'^{8}He, un objet à cinq corps et faiblement lié, représente un défi important. Les noyaux à halo de un neutron, qui sont plus simples à incorporer de façon réaliste dans les modèles, peuvent permettre de tester en détail ces théories. En particulier le

^{15}C apparaît comme le candidat idéal pour ces études. Ce noyau présente des propriétés remarquables comme un halo de un neutron avec une configuration presque pure $l = 0$ et une faible énergie de liaison ($S_n = 1.2$ MeV) qui maximisent les effets de densité de matière diluée. Cettre structure simple est à comparer au ^{11}Be dont l'état fondamental présente un mélange de configurations. En outre, les noyaux stables de ^{12,13}C fournissent de bons éléments de référence pour les comparaisons. Des investigations expérimentales similaires à celles menées dans ce travail avec l'^{8}He (incluant la mesure de le diffusion élastique, du transfert de neutrons, de la cassure et de la fusion) sont possibles avec un faisceau radioactif de ^{15}C d'intensité $\sim 10^5$pps. Avec cette motivation, une lettre d'intention pour le développement du faisceau de ^{15}C à l'installation SPIRAL au GANIL a été proposée et acceptée.

L'étude des effets du continuum sur la structure nucléaire est un sujet récent qui suscite un intérêt important. Les réactions de transfert de deux neutrons avec les noyaux faiblement liés Borroméens comme l'^{6,8}He ou le ^{11}Li permettent de peupler des états à haute énergie d'excitation au-delà du seuil de séparation d'un neutron (grâce aux fortes Q-values positives) et peuvent fournir des informations sur l'interaction entre les états faiblement liés et non liés situés dans le continuum nécessaire à la compréhension de l'évolution de la structure des noyaux loin de la stabilité.

Les faisceaux intenses délivrés par les nouvelles générations d'accélérateurs comme SPIRAL2 représentent un opportunité unique d'effectuer des mesures avec une précision inégalée pour étudier les différents aspects des réactions autour de la barrière Coulombienne et la structure des noyaux situés loin de la vallée de stabilité, peuplés dans des conditions extrêmes de spin et d'isospin.

ANNEXE A

Diagrammes électroniques

A.1 Expérience ^{8}He + ^{197}Au

Dispositif d'irradiation

Le schéma bloc de l'électronique associée au détecteur MCP est présenté figure A.1. La charge du signal obtenu en sortie du détecteur est intégrée dans un QDC3214 (Intégrateur de charge) avec une porte d'intégration individuelle de 110 ns obtenue à partir du discriminateur à fraction constante. L'électronique d'acquisition associée au scintillateur est présentée en figure A.2. Les signaux de l'anode des tubes photo-multiplicateurs sont amplifiés et la charge associée est intégrée dans un QDC3214 (Intégrateur de charge) avec une porte d'intégration individuelle de 110 ns obtenue à partir des discriminateurs à fraction constante. Le temps entre les deux photomultiplicateurs est enregistré dans un TAC de gamme 100ns. Les temps entre chacun des PMT et la radiofréquence, entre le OU des deux PMT et et la radiofréquence, et entre le OU et le détecteur MCP sont enregistrés. Le déclenchement du système d'acquisition est obtenu par un OU des PMT du scintillateur plastique divisé par 1000. Le module GMT (Ganil Master trigger) est utilisé pour la gestion des déclenchements. Un temps mort fixe de 100 μs est imposé.

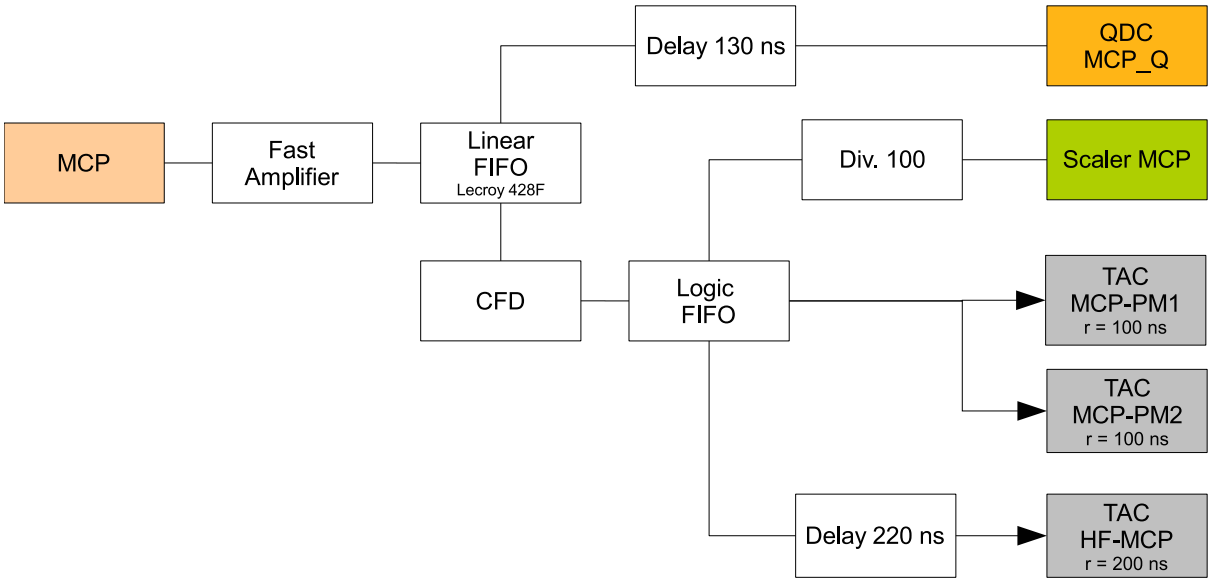


FIG. *A.1: Schéma bloc de l'électronique pour le détecteur MCP.*

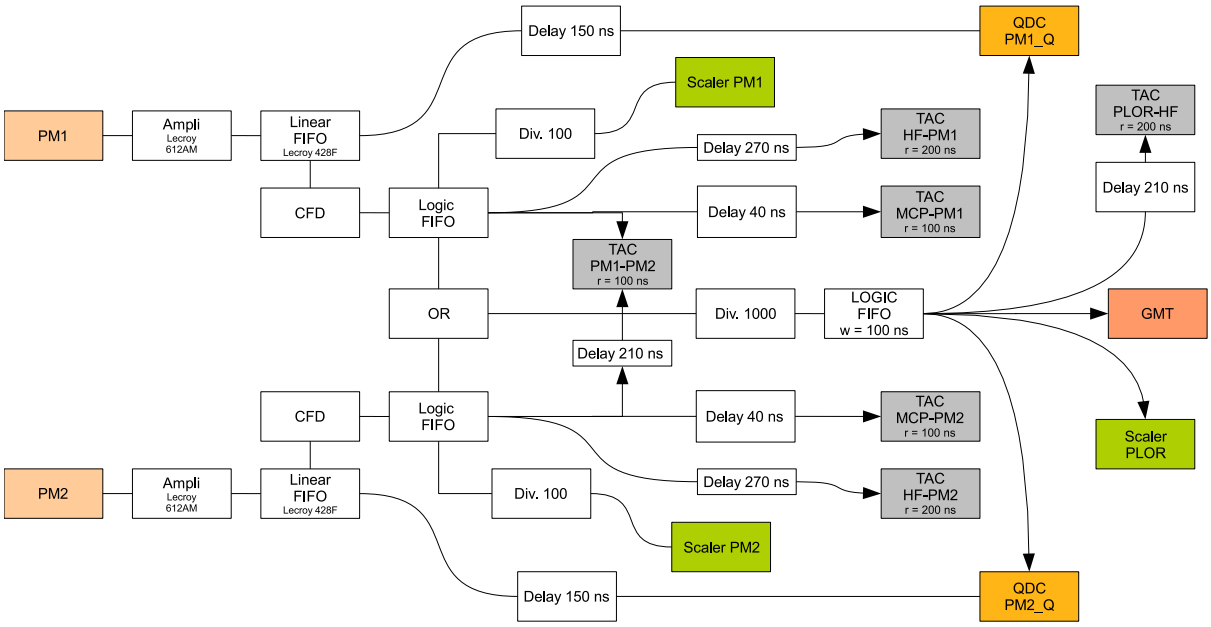


FIG. *A.2: Schéma bloc de l'électronique pour le scintillateur plastique.*

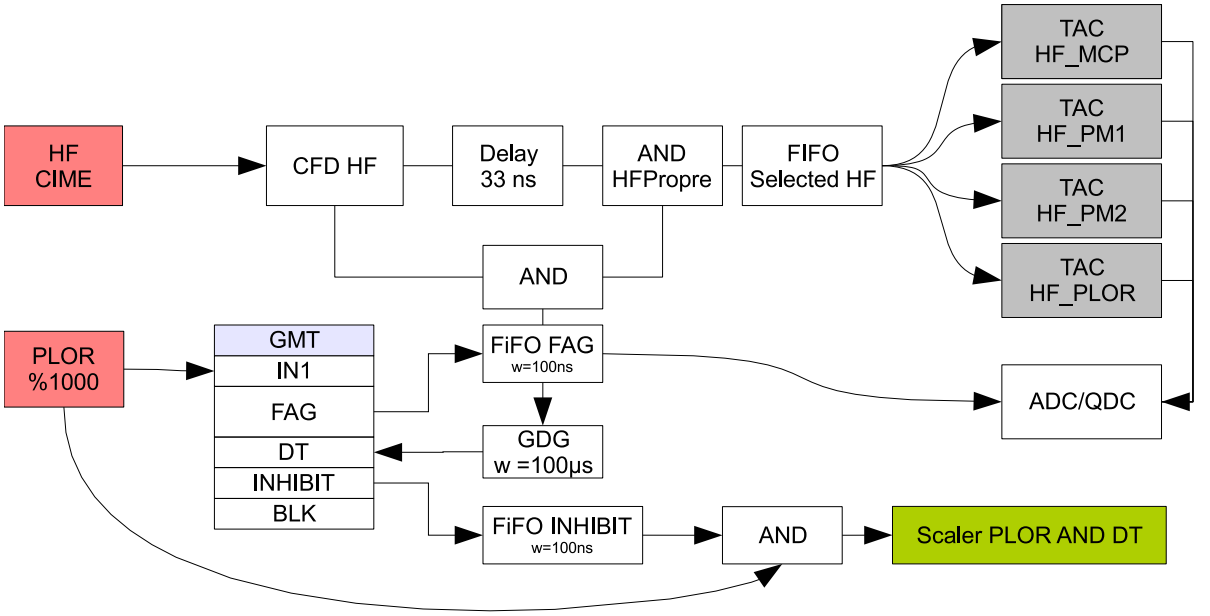


FIG. *A.3: Schéma bloc de l'électronique logique pour le dispositif d'irradiation.*

Dispositif de comptage hors-ligne

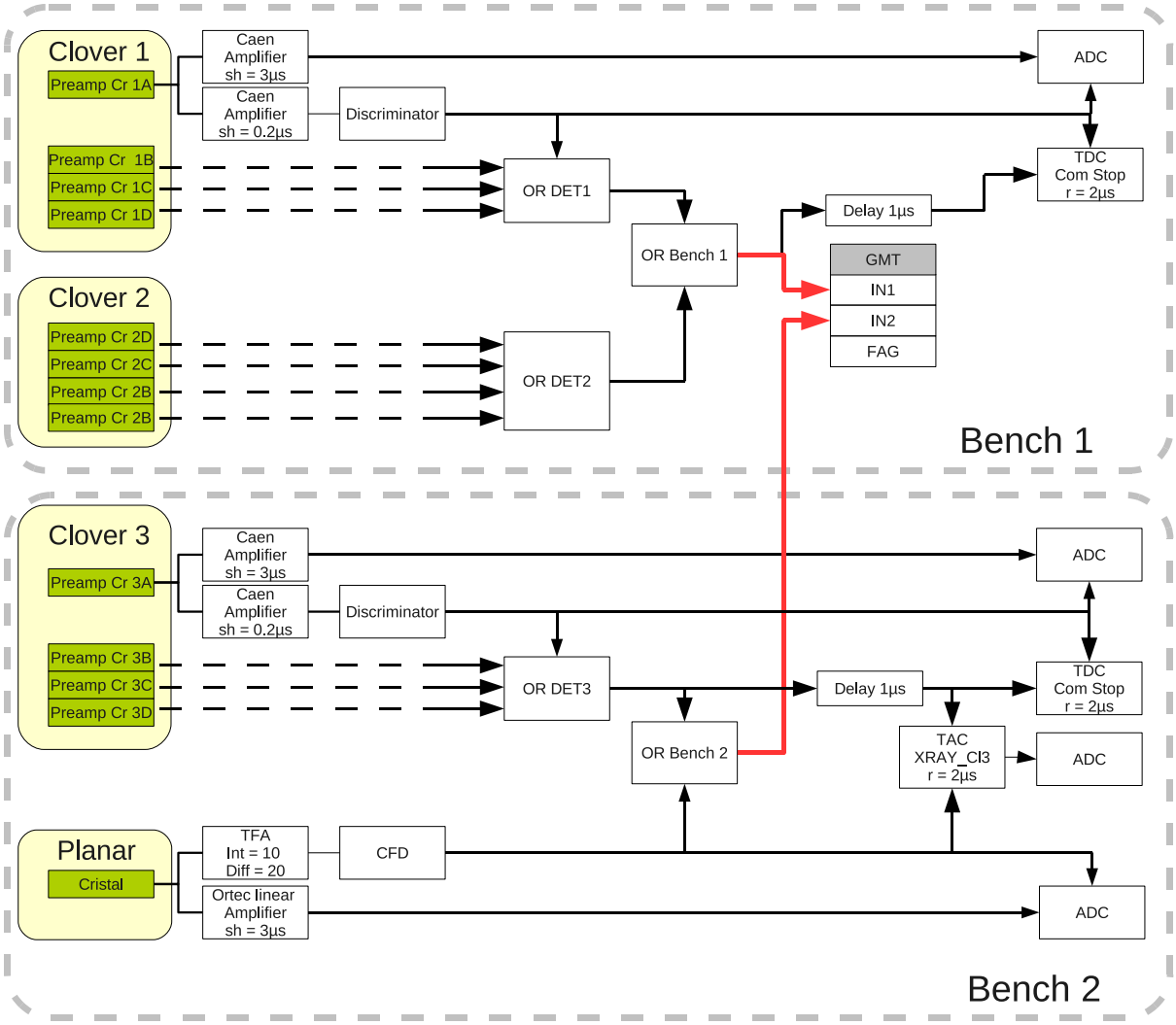


FIG. *A.4: Schéma bloc de l'électronique pour le dispositif de comptage hors-ligne pour les deux bancs de mesure.*

Le schéma électronique associé au dispositif de comptage hors-ligne est présenté dans la figure A.4. Les sorties "énergie" des preamplificateurs des Clover sont envoyées dans un amplificateur spectroscopique CAEN (shaping time = 3μs) et enregistrées avec des ADC GANIL ADC3214. Afin de réduire le temps mort du système, les ADC fonctionnent en mode de lecture asynchrone (l'encodage des signaux est subordonné à la présence de porte de validation individuelle venant des discriminateurs). Les sorties "temps" des préamplificateurs des CLOVER sont envoyées dans un amplificateur CAEN (shaping time = 0.2μs). Les préamplificateurs des détecteurs CLOVER EXOGAM ont un gain de 100mv/MeV. Dans le cas présent, nous souhaitons un seuil de déclenchement relativement bas ($\sim$20 keV) pour éviter toute coupure dans la région des raies X du Mercure (60-85 keV). Le choix s'est donc porté sur des discriminateurs à seuils. Les signaux logiques en sorties des discriminateurs sont utilisés comme portes

individuelles de validation des voies d'ADC et comme signal START des TDC. Dans le cas du détecteur planaire, la sortie du préamplificateur est envoyée à un amplificateur spectroscopique ORTEC (shaping time = 3μs). La sortie "temps" du préamplificateur est envoyée dans un amplifcateur rapide (ORTEC TFA) puis dans un discriminateur à fraction constante. La largeur de coïncidence est fixée à 1μs, définie comme la superposition de la porte de validation générée par le GMT et la largeur individuelle des portes de validation.

A.2 Expérience ^{8}He + ^{65}Cu

Le schéma bloc de l'électronique logique utilisée dans l'expérience est présentée en figure A.5. L'alignement strict en temps est obtenu par une coïncidence entre les signaux logiques (correspondant aux différents types d'évènements valides) avec la radiofréquence du cyclotron sélectionnée par un évènement γ ou Silicium.

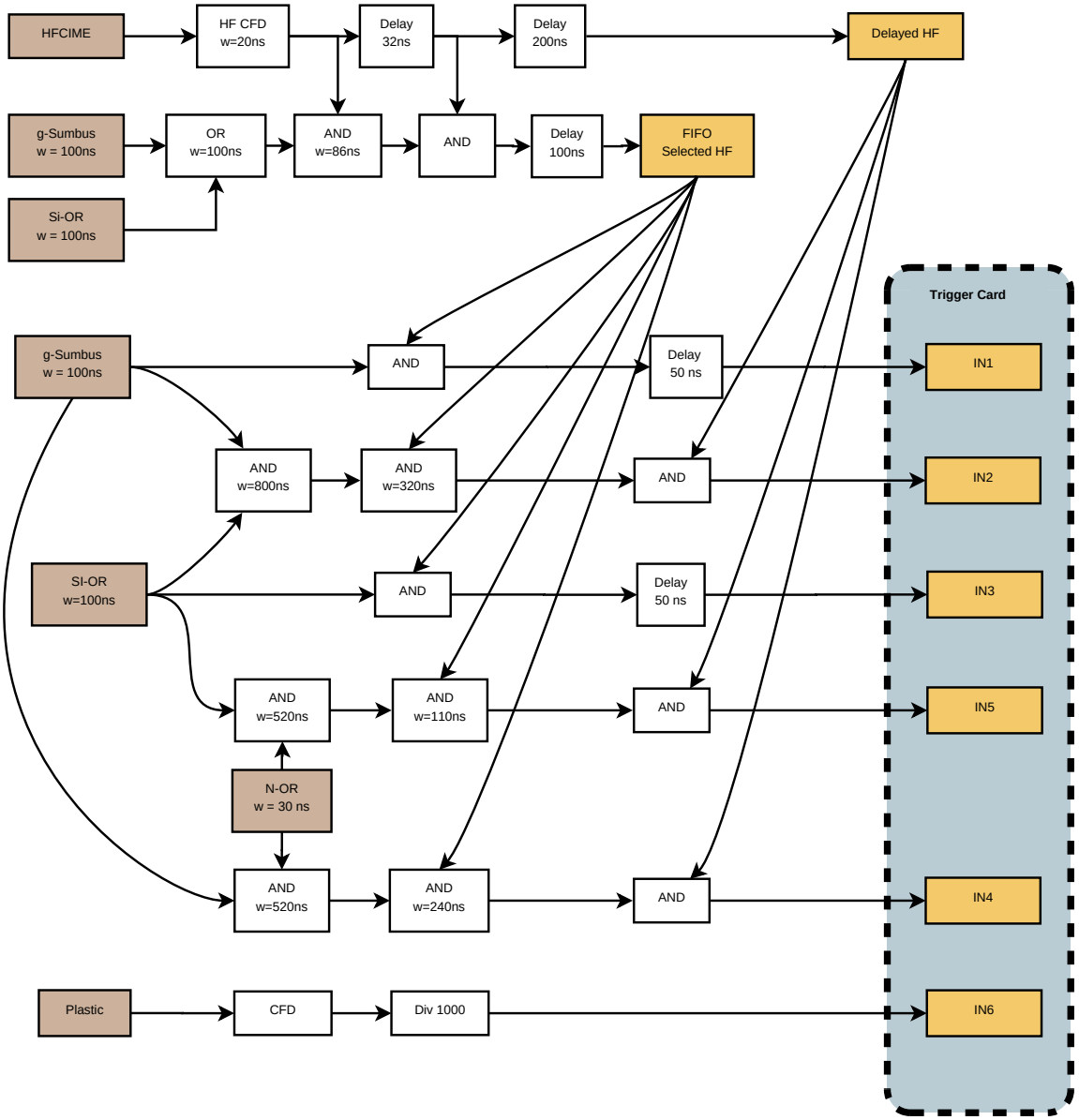


FIG. *A.5: Schéma bloc de l'électronique logique de l'expérience ^{8}He + ^{65}Cu.*

ANNEXE B

Simulations Geant4 des détecteurs HPGe

Une simulation Monte-Carlo des deux bancs de mesures a été effectuée à l'aide de l'environnement GEANT4. Lors de l'expérience, les détecteurs sont placés en géométrie proche pour maximiser l'efficacité de détection. Dans ce cas les effets de sommation de coïncidence [122] où deux rayons γ émis en cascade par la source sont détectés simultanément dans un même détecteur peuvent être importants. L'objectif de cette simulation est d'obtenir une description de l'efficacité absolue des détecteurs utilisés dans le dispositif de comptage "hors-ligne" qui tienne compte de ces effets de sommation. Une simulation Monte-Carlo à donc été réalisée. Elle a été validée en comparant ses prédictions aux données expérimentales obtenues avec différentes sources de calibration.

B.1 Ingrédients des simulations

La simulation est effectuée avec la version 4.9.1p03 de l'environnement GEANT4 [193, 194]. Les électrons, les positrons, et les rayons γ et X sont inclus dans la simulation avec les processus électromagnétiques appropriés. Dans cette étude nous sommes intéressés par la région des rayons X du Thalium et donc par la description de la réponse à basse énergie ($\sim$ 50-90 kev) des détecteurs. La bibliothèque de processus électromagnétiques de basse énergie PENELOPE [195] est utilisée. La géométrie complète de chaque banc de mesure qui comprend l'ensemble des éléments de l'environnement des détecteurs (zones mortes, capots, porte-cible, cible) et de blindage (bouclier de Pb, enceintes anti-Compton), est incluse dans la simulation. La géométrie des détecteurs est d'abord déterminée à partir des spécifications du constructeur qui sont éventuellement ajustées. Les géométries des détecteurs ont été présentées au chapitre 2.2. L'extension spatiale de la source d'émission est prise en compte. Une distribution gaussienne de 3 mm (FWHM) (taille du faisceau mesurée à l'aide d'un profileur au point cible) est utilisée pour les sources de calibration pour simuler les efficacités pour les données de l'expérience. Les rayons γ et X sont émis de façon isotrope, de telle sorte que l'efficacité absolue peut être dérivée directement à partir du nombre de rayons γ détectés. Les dépôts en énergie sont enregistrés pour les interactions dans le volume actif du détecteur. Pour simuler la forme des spectres, les résolutions mesurées des détecteurs sont appliquées aux données simulées. Les différentes sources radioactives sont générées à partir des bases de données (fournie avec GEANT4) *Radioactive Decay data (version 3.2)* et *Photon Evaporation data (version 2.0)* extraites à partir de la base de données Evaluated Nuclear Structure Data File [125]. La classe General Particle Source (GPS) est utilisée comme générateur d'évènements. Pour la comparaison des spectres en énergie, la contribution du bruit de fond est soustraite (à partir d'un spectre de bruit de fond mesuré sur une durée d'environ 220 h).

TAB. *B.1: Activités caractéristiques des sources radioactives utilisées dans ce travail.*

Radionucléide	Activité [Bq]	Fournisseur	Remarque
^{133}Ba	957	Commercial	
^{137}Cs	3641	Commercial	
^{152}Eu	731	Commercial	
^{57}Co	9373	Commercial	Activité erronée (fact. $\sim$ 1.52)
^{60}Co	661	Commercial	
^{109}Cd	16485	Commercial	
^{201}Tl	3510	CEA/DAM/DIF	Déterminée dans le dispositif
^{241}Am	1055	-	Activité erronée (fact. $\sim$ 2.8)

B.2 Mesures des efficacités

Chaque banc de mesure est constitué de deux détecteurs HPGe situés face à face. L'échantillon est placé au centre à l'aide d'un porte cible dont le positionnement est reproductible. Les détecteurs sont positionnés sur des plates-formes mobiles indépendantes dont le déplacement, contraint selon un axe unique, est contrôlé par un pas de vis. La distance entre le porte cible et la face avant des détecteurs peut être variée entre 1.5mm et 90mm. Une mesure de référence de cette distance a été obtenue l'aide d'un vernier micrométrique. A chaque déplacement de la plate-forme, la distance relative à cette distance de référence est mesurée avec une précision meilleure que 0.5 mm. Deux porte-cibles ont été manufacturés pour accueillir les cadres des cibles irradiées et les sources de calibration dans la même géométrie. Les efficacités photo-pic ont été mesurées avec les sources calibrées de faible activité de ^{133}Ba,^{137}Cs,^{152}Eu,^{57}Co, ^{60}Co, ^{109}Cd, et ^{241}Am. Une source de ^{201}Tl, un des produits d'évaporation de notre étude, a également été utilisée. Les activités des sources utilisées sont répertoriées dans le tableau B.1. Des mesures systématiques en fonction de la distance entre les sources et les détecteurs ont été effectuées afin de contraindre les simulations. Le temps mort du système, commun aux deux bancs de mesure, à été mesuré à l'aide du rapport des échelles des déclenchements libres et des déclenchements en coïncidence avec le signal "Temps Mort" de l'acquisition ainsi qu'à l'aide d'un pulser de 10Hz. Le temps mort obtenu par ces deux méthodes est $\sim 1\%$ dans le cas de la mesure des échantillons irradiés où le taux de comptage, comparable à celui de la radioactivité naturelle, est d'environ 100 coups par seconde. Dans le cas des sources de calibration, le temps mort observé varie entre 4 et 30 % pour le cas des sources les plus intenses au plus près du détecteur.

Dans la suite, les résultats des simulations obtenues pour le détecteur planaire et les détecteurs Clover sont présentés.

B.3 Détecteur planaire

La figure B.1 montre que les résultats de la simulation avec les spécifications du constructeur surestiment fortement l'efficacité photo-pic mesurée. Des simulations des détecteurs n-type HPGe ont déjà été effectuées avec une précision inférieure à 1% [196, 197]. Ces travaux ont mis en évidence qu'il est très difficile de reproduire l'efficacité photopic avec les spécifications fournies par les constructeurs. Les principales spécifications qui peuvent être ajustées sont : la position du cristal, la taille du cristal et l'épaisseur

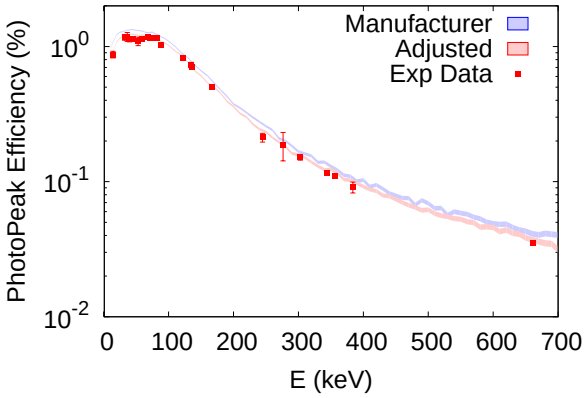


FIG. *B.1: Efficacité photo-pic absolue du détecteur planaire mesurée à l'aide des différentes sources radioactives placée à 50 mm. Les courbes correspondent aux efficacités simulées pour les deux jeux de paramètres (spécifications constructeur et ajustées)*

des zones mortes du détecteur (face extérieure et contacts internes).

Le fait que la simulation surestime l'efficacité avec les spécifications du constructeur peut indiquer que la taille du volume actif du détecteur est inférieure ou que la distance entre le cristal et le capot avant du détecteur est plus grande que celle indiquée. Pour explorer les différentes possibilités, la procédure d'ajustement des paramètres proposée par la Ref. [197] a été utilisée. On utilise des sources radioactives de rayons γ qui ne présentent pas de cascade pour s'affranchir des effets de sommation de cascade.

On va d'abord sonder la position du cristal avec une source γ de basse énergie. La source de ^{57}Co, caractérisée par un rayon γ de 122 keV sans effet sommation significatif, a été utilisée. Les spectres de la source de cobalt ont été mesurés pour des distances entre la source et le détecteur de 45.6 et 6.2 mm. Le rapport entre les aires des photo-pics de 122 keV est comparé dans la figure B.2 aux résultats de la simulation pour différentes positions du cristal derrière le capot. On notera que cette procédure, qui utilise le rapport des aires des photo-pics ne dépend pas de l'activité absolue de la source. Cette procédure montre que le cristal est placé $\sim$ 1.5 mm au delà de la valeur fournie par le constructeur (5 mm).

Dans une seconde étape, on utilise les mesures effectuées pour différentes distances entre les sources et la face du détecteur pour ajuster la longueur et le rayon du cristal, ainsi que la zone morte de contact en face avant. La figure B.3 montre les efficacités mesurées pour différents rayons γ en fonction de la distance entre le détecteur et la source. La longueur du détecteur est sondée à l'aide de la transition γ de 661 keV de la source mono-énergétique ^{137}Cs. La meilleur reproduction de l'efficacité mesurée est obtenue pour une longueur réduite de 200μm et un diamètre réduit de 200μm. La réduction de la longueur est compatible avec la présence d'une zone morte de contact située à l'arrière du détecteur. Enfin, la taille de la fine zone morte de la face du détecteur, associée au contact n^+, a été ajustée à 2.5 μm pour obtenir un bon accord avec les efficacités mesurées pour les rayons γ de 32 keV (^{137}Cs) et de 14 keV (^{57}Co).

Les résultats de la simulation avec les paramètres ajustés sont présentés sur la figure B.3 pour les rayons γ des différentes sources en fonction de la distance entre les sources et la face avant du détecteur. Finalement, la simulation est validée par la reproduction simultanée des rayons γ émis par la source de ^{201}Tl (figure B.3(c)). L'ensemble de transitions γ (135 et 167 KeV) et X émises lors de la décroissance par

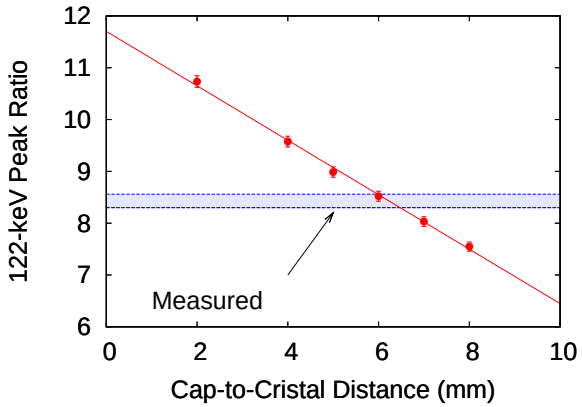


FIG. *B.2: Rapport des aires des photo-pics de 122-keV obtenu pour une source de ^{57}Co située à 6.2 mm et 45.6mm. Les points correspondent aux simulations avec les spécifications du constructeur, variant seulement la distance entre le capot et le cristal. La bande correspond à la valeur mesurée expérimentalement. La largeur de la bande correspond à l'erreur sur la mesure.*

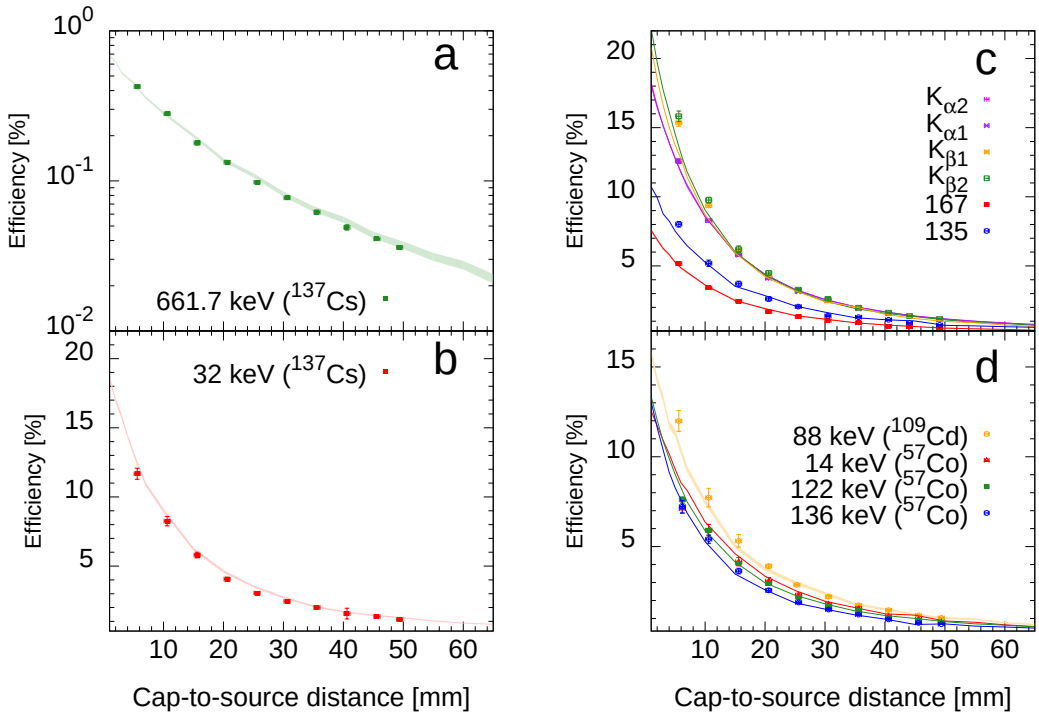


FIG. *B.3: Efficacités photo-pic absolues mesurées (points) et simulées (lignes) en fonction de la distance entre la source et le capot du détecteur pour les paramètres ajustés pour différentes sources radioactives : ^{137}Cs 661 KeV(a) ^{137}Cs 32 KeVt (b), (c) ^{201}Tl , (d) ^{57}Co et ^{109}Cd.*

TAB. *B.2: Paramètres du détecteur planaire utilisés dans les simulations Monte-Carlo. Les dimensions sont exprimées en mm, sauf pour les zones mortes qui sont exprimées en μm.*

Paramètre	Constructeur	Ajusté
Longueur cristal	10.2	10.0
Diamètre	26.7	26.5
Cristal - Capot	5	6.5
Zone morte avant	≤ 0.5	2.5

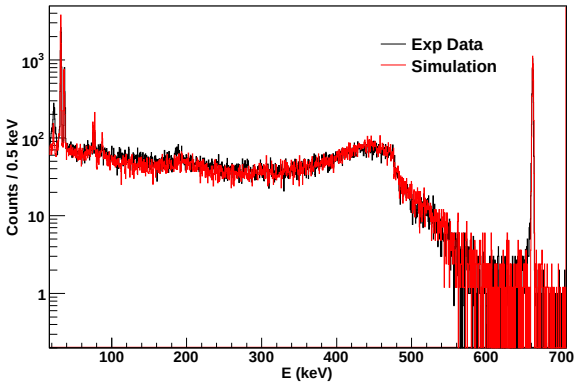


FIG. *B.4: Spectre γ expérimental (noir) et simulé (rouge) pour la source de ^{137}Cs pour le détecteur planaire pour une distance de 50 mm entre la source et la face avant du détecteur.*

capture électronique est reproduite. Les tendances des efficacités sont également en bon accord pour les sources de ^{109}Cd et de ^{57}Co (Voir Fig. B.3(d)). Ce bon accord entre les données expérimentales souligne que les effets de sommation en cascade sont correctement pris en compte pour les faibles distances. Le tableau B.2 présente les spécifications du détecteur fournies par le constructeur ainsi que les valeurs ajustées qui reproduisent les données expérimentales.

Les spectres γ expérimentaux et simulés sont comparés en figure B.4. Le bon accord entre les formes des deux spectres souligne que l'environnement est correctement pris en compte dans les simulations. L'efficacité simulée est comparée aux données expérimentales obtenues pour une distance de 50 mm entre les sources et la face avant du détecteur dans la figure B.1 soulignant encore une fois le bon accord sur la gamme en énergie considérée.

B.4 Détecteur Clover

Les simulations pour les détecteurs Clover sont plus compliquées. Les détecteurs sont constitués de quatre cristaux indépendants et la géométrie des cristaux est complexe (détecteurs coaxiaux usinés) [129]. Le nombre de paramètres indépendants qui peuvent êtres ajustés est alors très important. En outre, la segmentation électrique des Clovers EXOGAM [129] peut induire une inefficacité due à des défauts de collection de charges qui ne sont pas pris en compte exactement dans cette simulation. Dans l'idéal, il faudrait traiter chaque cristal indépendamment afin de déterminer sa taille et ses zones mortes, puis sa position au sein du cryostat. Un telle étude nécessiterait l'utilisation d'une source collimatée afin

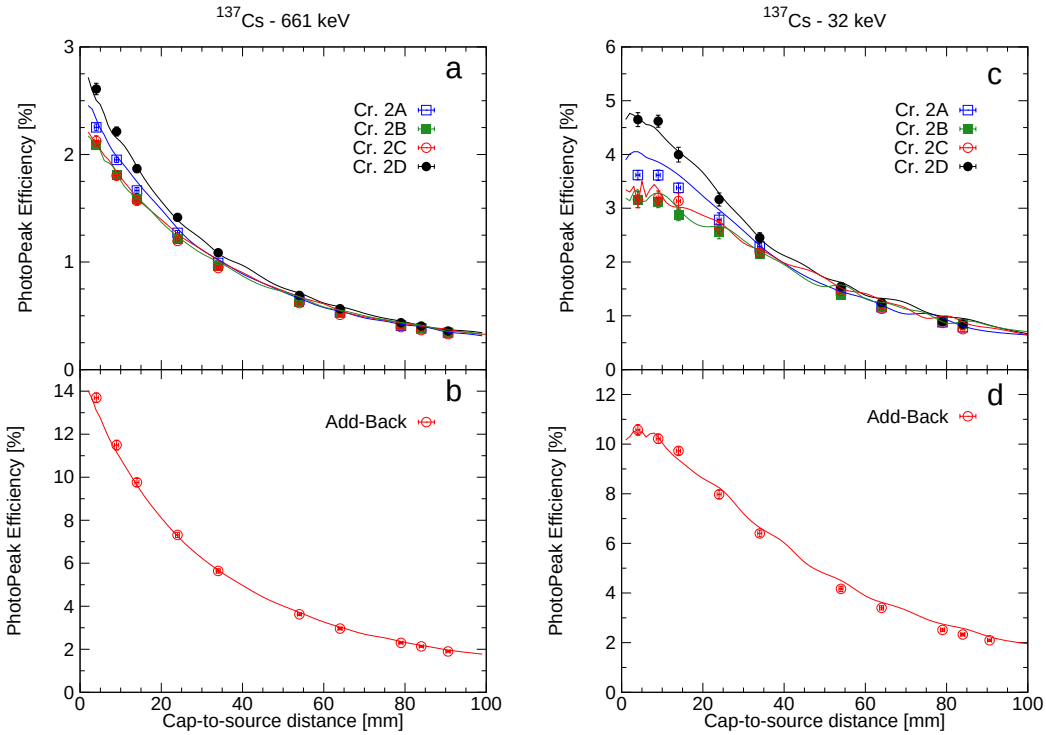


FIG. *B.5: Efficacité photo-pic mesurées (points) et simulées (lignes) en fonction de la distance entre le capot et la source de ^{137}Cs pour les transitions de 32 et 661 Kev. (a) et (c) Cristaux individuels ; (b) et (d) traitement en Add-Back des données. B.3*

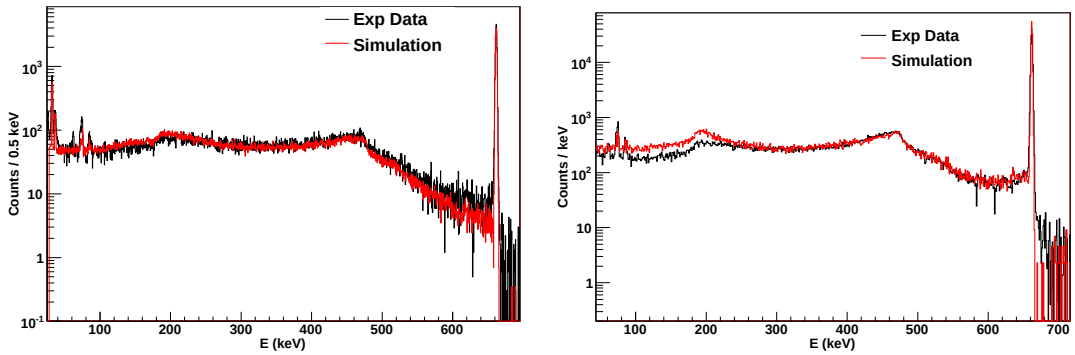


FIG. *B.6: (a) Spectres en énergie γ d'un cristal de Clover pour la source de ^{137}Cs : spectre expérimental (noir) et simulé (rouge) obtenu pour un détecteur Clover placé à 5 mm de la source. (b) Identique pour le spectre obtenu par le traitement en Add-Back des cristaux du Clover.*

TAB. *B.3: Paramètres utilisés dans les simulations Monte-Carlo des Clovers. Les dimensions sont exprimées en mm, sauf pour les zones mortes qui sont exprimées en μm.*

	Détecteur 1	
Paramètre	Constructeur	Ajusté
Distance cristal-capot	5.8	6.5
Zone morte avant	≤ 1	50
Zone morte entre les cristaux	N/A	700
	Détecteur 2	
Paramètre	Constructeur	Ajusté
Distance cristal-capot	5.8	6.5
Zone morte avant	≤ 1	80
Zone morte entre les cristaux	N/A	700
	Détecteur 3	
Paramètre	Constructeur	Ajusté
Distance cristal-capot	5.8	6.5
Zone morte avant	≤ 1	90
Zone morte entre les cristaux	N/A	700

d'effectuer un balayage systématique du détecteur. Dans le cas présent, on vise alors une reproduction effective par un ensemble de paramètres de l'ensemble des données de calibration. Les paramètres considérés dans l'ajustement sont rapportés dans le tableau B.3. On fait l'hypothèse que les dimensions des cristaux sont correctes.

Dans un premier temps, les efficacités individuelles des cristaux à une distance de 85 mm entre la face du Clover et la source sont reproduites pour la transition de 661 keV de la source de ^{137}Cs, nécessitant un ajustement des distance entre le cristal et le capot du détecteur de 5.8 à 6.5cm (identique pour les cristaux d'un même clover). La tendance de l'efficacité des cristaux individuels en fonction de la distance entre le capot et la source est représentée en figure B.5(a)et (c) pour les transitions de 661 et 32 keV respectivement. La différence d'efficacité entre les différents cristaux est due au dé-centrage volontaire du porte cible par rapport au centre du Clover (Voir la figure 2.15 au chapitre 2.2).

Le comportement à basse énergie est sondé à partir de la transition de 32keV de la source de ^{137}Cs. La tendance de l'efficacité des cristaux individuels en fonction de la distance entre le capot et la source est représentée en figure B.5(b). Pour la transition de basse énergie de 32 keV, on observe une saturation de l'efficacité pour les faibles distances entre la source et la capot (figure B.5(b)). Afin de simuler cet effet, une zone morte (50-90 μm) a été introduite en face avant (identique pour les cristaux d'un même détecteur). L'épaisseur de cette zone morte est très supérieure à ce l'on attend pour les contacts de face avant (quelques μm). Néanmoins, les références [198, 199] suggèrent que des effets de "channelling" de surface, résultant des inefficacités de collection de charges à cause de l'imperfection des champs électriques, peuvent être une des raisons de cette épaisseur effective. Les lignes de champs complexes des détecteurs Clovers, qui sont segmentés électriquement peuvent présenter ce type d'imperfections. Il faut cependant considérer cette épaisseur comme la valeur effective qui permet une reproduction des données de calibration pour les cristaux. Pour reproduire correctement le comportement de l'*Add-back* à haute énergie, on introduit une zone morte effective de 700μm de Cu entre les cristaux. Une fois encore, cette valeur correspond à une épaisseur effective qui peut prendre en compte l'ensemble des zones

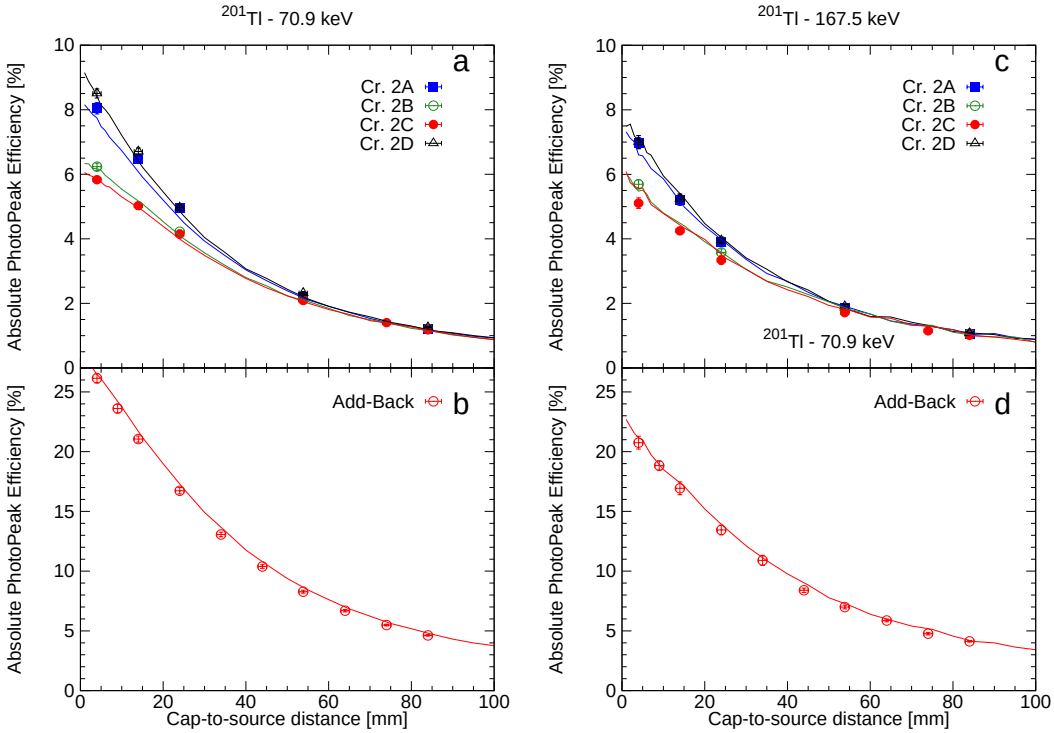


FIG. *B.7: Efficacités photo-pic expérimentales (points) et simulées (lignes) pour les transitions de 70.9 et 167.5 keV de la source de ^{201}Tl en fonction de la distance entre le détecteur et la source pour le Clover 2 (paramètres ajustés). (a) et (c) cristaux individuels. (b) et (d) Traitement en Add-Back des données.*

mortes présentes comme du mylar aluminizé qui entourent les cristaux. Les résultats des simulations pour le traitement en *Add-back* et les données pour la source de ^{137}Cs sont comparées en figure B.5(b) et (d). On a donc obtenu un jeu de paramètres effectifs qui reproduit les données de calibration avec la source de ^{137}Cs. Les valeurs des paramètres ajustés sont présentés dans le tableau B.3. Les spectres en énergie simulés et expérimentaux pour un cristal individuel et le traitement en mode Add-Back sont comparés dans la figure B.6(a) pour une source de ^{137}Cs placée à 5 mm de la cible. Le bon accord de la forme du spectre pour un cristal montre que l'environnement du détecteur est correctement pris en compte. L'écart observé entre la simulation et la mesure dans la partie basse énergie du spectre obtenu pour le traitement en Add-Back (figure B.6(b)) souligne les limites de cette simulation simple due à la complexité du détecteur.

Afin de vérifier si ces résultats peuvent être extrapolés, la simulation est comparée aux efficacités mesurées pour la transition de 167.5 keV et la raie K_{α_1} émises par la source de ^{201}Tl en figure B.7. Les simulations complètes de la source de ^{200}Tl et qui incluent les effets de sommation en cascade sont en bon accord avec les points expérimentaux. Cette bonne reproduction des mesures expérimentales avec la source de ^{201}Tl souligne que ces simulations peuvent être utilisées pour tenir compte des effets de sommation et fournir les efficacités de notre dispositif expérimental.

Les courbes d'efficacité photo-pic absolues en traitement Add-back sont présentées pour les trois détecteurs utilisés dans la figure B.8. Les mesures expérimentales sont comparés aux simulations. On

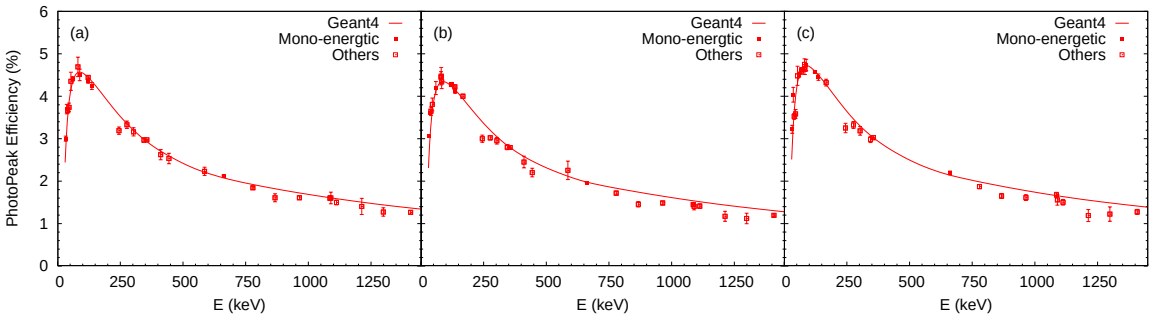


FIG. *B.8: Efficacités photo-pic mesurées (points) et simulées (lignes) pour les trois Clovers. (a) Clover 1 placé à 87 mm de la source ; (b) Clover 2 placé à 90 mm (c) Clover 3 placé à 85 mm. Ces distances correspondent l'espacement maximal entre la source et les détecteurs possible dans le dispositif.*

observe un bon accord des points de mesures associés aux transitions “mono-énergétique” (où les effets de sommation sont nuls). Les déviations pour les autres sources peuvent être comprises comme les effets de sommation de cascade étant donnée la taille importante du détecteur et le traitement en Add-back.

Bibliographie

[1] H. Geiger and E. Marsden. *On a Diffuse Reflection of the α-Particles*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, 82, 495 (1909).

[2] E. Rutherford. *The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom.* Philos. Mag. 21, 669 (1911).

[3] G. Satchler. *Direct Nuclear Reactions* (Clarendon, Oxford, England, 1983).

[4] S. G. Steadman and M. J. Rhoades-Brown. *Sub-barrier fusion reactions*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36, 649 (1986).

[5] A. B. Balantekin and N. Takigawa. *Quantum tunneling in nuclear fusion*. Rev. Mod. Phys. 70, 77 (1998).

[6] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley and A. M. Stefanini. *Measuring barriers to fusion*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 48, 401 (1998).

[7] O. Akyüz and A. Winther. In *Nuclear Structure and Heavy-Ion Physics, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi, " Course LXXVII, Varenna*, edited by R. A. Broglia, R. A. Ricci and C. H. Dasso (North-Holland, Amsterdam, 1981).

[8] C. Wong. *Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions*. Phys. Rev. Lett. 31, 766 (1973).

[9] R. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky and I. Tserruya. *Effect of nuclear deformation on heavy-ion fusion*. Phys. Rev. Lett. 41, 465 (1978).

[10] A. B. Balantekin, S. E. Koonin and J. W. Negele. *Inversion formula for the internucleus potential using sub-barrier fusion cross sections*. Phys. Rev. C 28, 1565 (1983).

[11] I. J. Thompson, M. A. Nagarajan, J. S. Lilley and M. J. Smithson. *The threshold anomaly in $^{16}O+^{208}Pb$ scattering*. Nucl. Phys. A 505, 84 (1989).

[12] C. Dasso, S. Landowne and A. Winther. *Channel-coupling effects in heavy-ion fusion reactions*. Nucl. Phys. A 405, 381–396 (1983).

[13] C. Dasso, S. Landowne and A. Winther. *A study of Q-value effects on barrier penetration*. Nucl. Phys. A 407, 221–232 (1983).

[14] N. Rowley, G. R. Satchler and P. H. Stelson. *On the "distribution of barriers" interpretation of heavy-ion fusion*. Phys. Lett. B 254, 25 (1991).

[15] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball, A. DiRienzo, S. Gazes, Y. Chen, J. Molitoris and M. Nai-feng. *Dynamic influence of valence neutrons upon the complete fusion of massive nuclei*. Phys. Rev. Lett. 45, 1472 (1980).

[16] K. Rehm, F. Wolfs, A. van Den Berg and W. Henning. *Transfer cross sections for $^{58}Ni+^{58}Ni$ and $^{58}Ni+^{64}Ni$ in the vicinity of the fusion barrier*. Phys. Rev. Lett. 55, 280 (1985).

[17] W. Henning, F. Wolfs, J. Schiffer and K. Rehm. *Subbarrier nucleon transfer : Doorway to heavy-ion fusion*. Phys. Rev. Lett. 58, 318 (1987).

[18] D. M. de Castro Rizzo and N. Alamanos. *Coupled-channel fusion and inelastic scattering calculations for $^{18}O+^{44}Ca$ and $^{12}C+^{48}Ti$*. Nucl. Phys. A 443, 525 (1985).

[19] H. Timmers, D. Ackermann, S. Beghini, L. Corradi, J. H. He, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. M. Stefanini and N. Rowley. *A case study of collectivity, transfer and fusion enhancement*. Nucl. Phys. A 633, 421 (1998).

[20] G. Montagnoli, S. Beghini, F. Scarlassara, A. Stefanini, L. Corradi, C. Lin, G. Pollarolo and A. Winther. *Transfer reactions and sub-barrier fusion in* $^{40}Ca+^{90,96}Zr$. Eur. Phys. J. A 15, 351 (2002).

[21] R. A. Broglia, C. Dasso, S. Landowne and G. Pollarolo. *Estimate of enhancements in sub-barrier heavy-ion fusion cross sections due to coupling to inelastic and transfer reaction channels*. Phys. Lett. B 133, 34 (1983).

[22] R. A. Broglia and C. H. Dasso. $^{58}Ni+^{64}Ni$ *subbarrier fusion cross section*. Phys. Rev. C 32, 1426 (1985).

[23] H. Esbensen and S. Landowne. *Coupled-channels calculations for transfer reactions*. Nucl. Phys. A 492, 473 (1989).

[24] P. Stelson. *Neutron flow between nuclei as the principal enhancement mechanism in heavy-ion subbarrier fusion*. Phys. Lett. B 205, 190 (1988).

[25] V. Zagrebaev, V. Samarin and W. Greiner. *Sub-barrier fusion of neutron-rich nuclei and its astrophysical consequences*. Phys. Rev. C 75 (2007).

[26] D. F. Geesaman, C. K. Gelbke, R. V. F. Janssens and B. M. Sherrill. *Physics of a rare isotope accelerator*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 56, 53 (2006).

[27] O. Sorlin and M.-G. Porquet. *Nuclear magic numbers : New features far from stability*. Prog. Part. Nucl. Phys. 61, 602 (2008).

[28] N. Michel, W. Nazarewicz, J. Okołowicz and M. Płoszajczak. *Open problems in the theory of nuclear open quantum systems*. J. Phys. G 37, 064042 (2010).

[29] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi and N. Takahashi. *Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region*. Phys. Rev. Lett. 55, 2676 (1985).

[30] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, O. Yamakawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. E. Greiner, N. Takahashi and Y. Nojiri. *Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes*. Phys. Lett. B 160, 380 (1985).

[31] I. Tanihata, T. Kobayashi, O. Yamakawa, S. Shimoura, K. Ekuni, K. Sugimoto, N. Takahashi, T. Shimoda and H. Sato. *Measurement of interaction cross sections using isotope beams of Be and B and isospin dependence of the nuclear radii*. Phys. Lett. B 206, 592 (1988).

[32] I. Tanihata and R. Kanungo. *Halo and skin nuclei*. Comptes Rendus Physique 4, 437 (2003).

[33] P. G. Hansen and B. Jonson. *The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei*. Eur. Phys. Lett. 4, 409 (1987).

[34] K. Tanaka, T. Yamaguchi, T. Suzuki, T. Ohtsubo, M. Fukuda, D. Nishimura, M. Takechi, K. Ogata, A. Ozawa, T. Izumikawa, T. Aiba, N. Aoi, H. Baba, Y. Hashizume, K. Inafuku, N. Iwasa, K. Kobayashi, M. Komuro, Y. Kondo, T. Kubo, M. Kurokawa, T. Matsuyama, S. Michimasa, T. Motobayashi, T. Nakabayashi, S. Nakajima, T. Nakamura, H. Sakurai, R. Shinoda, M. Shinohara, H. Suzuki, E. Takeshita, S. Takeuchi, Y. Togano, K. Yamada, T. Yasuno and M. Yoshitake. *Observation of a large reaction cross section in the drip-line nucleus* ^{22}C. Phys. Rev. Lett. 104, 10 (2010).

[35] M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson and J. S. Vaagen. *Bound state properties of Borromean halo nuclei :* ^{6}*He and* ^{11}*Li*. Phys. Rep. 231, 151 (1993).

[36] K. Hagino, H. Sagawa, T. Nakamura and S. Shimoura. *Two-particle correlations in continuum dipole transitions in borromean nuclei*. Phys. Rev. C 80, 031301 (2009).

[37] L. Canto, P. Gomes, R. Donangelo and M. Hussein. *Fusion and breakup of weakly bound nuclei*. Phys. Rep. 424, 1 (2006).

[38] N. Keeley, R. Raabe, N. Alamanos and J.-L. Sida. *Fusion and direct reactions of halo nuclei at energies around the Coulomb barrier*. Prog. Part. Nucl. Phys. 59, 579 (2007).

[39] N. Keeley, N. Alamanos, K. Kemper and K. Rusek. *Elastic scattering and reactions of light exotic beams*. Prog. Part. Nucl. Phys. 63, 396 (2009).

[40] M. Dasgupta, D. Hinde, R. Butt, R. Anjos, A. Berriman, N. Carlin, P. Gomes, C. Morton, J. Newton, A. Szanto De Toledo and K. Hagino. *Fusion versus breakup : Observation of large fusion suppression for* ^{9}*Be+*^{208}*Pb*. Phys. Rev. Lett. 82, 1395 (1999).

[41] M. Dasgupta, P. Gomes, D. Hinde, S. Moraes, R. Anjos, A. Berriman, R. Butt, N. Carlin, J. Lubian, C. Morton, J. Newton and A. Szanto De Toledo. *Effect of breakup on the fusion of* ^{6}*Li,* ^{7}*Li, and* ^{9}*Be with heavy nuclei*. Phys. Rev. C 70, 24606 (2004).

[42] N. Keeley and N. Alamanos. *Single neutron transfer coupling effects on sub-barrier elastic scattering and near-barrier fusion of* ^{15}*C*. Phys. Rev. C 75, 1 (2007).

[43] G. H. Rawitscher. *Effect of deuteron breakup on elastic deuteron - nucleus scattering*. Phys. Rev. C 9, 2210 (1974).

[44] M. S. Hussein, M. P. Pato, L. F. Canto and R. Donangelo. *Near-barrier fusion of* ^{11}Li *with heavy spherical and deformed targets*. Phys. Rev. C 46, 377 (1992).

[45] L. F. Canto, R. Donangelo, P. Lotti and M. S. Hussein. *Effect of coulomb dipole polarizability of halo nuclei on their near-barrier fusion with heavy targets*. Phys. Rev. C 52, R2848 (1995).

[46] M. Ito, K. Yabana, T. Nakatsukasa and M. Ueda. *Suppressed fusion cross section for neutron halo nuclei*. Phys. Lett. B 637, 53 (2006).

[47] N. Takigawa and H. Sagawa. *Interaction potential and fusion of a halo nucleus*. Phys. Lett. B 265, 23 (1991).

[48] C. H. Dasso and A. Vitturi. *Does the presence of* ^{11}*Li breakup channels reduce the cross section for fusion processes ?* Phys. Rev. C 50, R12 (1994).

[49] K. Hagino, A. Vitturi, C. Dasso and S. Lenzi. *Role of breakup processes in fusion enhancement of drip-line nuclei at energies below the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 61, 37602 (2000).

[50] A. Diaz-Torres and I. Thompson. *Effect of continuum couplings in fusion of halo* ^{11}*Be on* ^{208}*Pb around the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 65, 24606 (2002).

[51] C. H. Dasso and A. Vitturi. *Low-energy nuclear reactions with weakly-bound systems*. J. Phys. G. 31, S1449 (2005).

[52] W. Von Oertzen and A. Vitturi. *Pairing correlations of nucleons and multi-nucleon transfer between heavy nuclei*. Reports on Progress in Physics 64, 1247 (2001).

[53] G. Potel, B. F. Bayman, F. Barranco, E. Vigezzi and R. A. Broglia. *Single Cooper pair transfer in stable and in exotic nuclei*. preprint arXiv :0906.4298 (2009).

[54] I. Tanihata, M. Alcorta, D. Bandyopadhyay, R. Bieri, L. Buchmann, B. Davids, N. Galinski, D. Howell, W. Mills, S. Mythili, R. Openshaw, E. Padilla-Rodal, G. Ruprecht, G. Sheffer, A. C. Shotter, M. Trinczek, P. Walden, H. Savajols, T. Roger, M. Caamano, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, R. Kanungo, A. Gallant, M. Notani, G. Savard and I. J. Thompson. *Measurement of the Two-Halo Neutron Transfer Reaction* $^{1}H(^{11}Li,^{9}Li)^{3}H$ *at* $3AMeV$. Phys. Rev. Lett. 100, 192502 (2008).

[55] T. Roger. *Etude des réactions induites par le noyau à halo* ^{11}Li *avec la cible active MAYA.* Ph.D. thesis, Université de Caen (2009). GANIL T 09 02.

[56] G. Potel, F. Barranco, E. Vigezzi and R. A. Broglia. *Direct observation of the glue pairing the halo of the nucleus* ^{11}Li. preprint arXiv :0912.0847v2 (2009).

[57] K. E. Rehm, H. Esbensen, C. L. Jiang, B. B. Back, F. Borasi, B. Harss, R. V. F. Janssens, V. Nanal, J. Nolen, R. C. Pardo, M. Paul, P. Reiter, R. E. Segel, A. Sonzogni, J. Uusitalo and A. H. Wuosmaa. *Fusion cross sections for the proton drip line nucleus* ^{17}F *at energies below the Coulomb barrier*. Phys. Rev. Lett. 81, 3341 (1998).

[58] K. E. Zyromski, W. Loveland, G. A. Souliotis, D. J. Morrissey, C. F. Powell, O. Batenkov, K. Aleklett, R. Yanez, I. Forsberg, M. Sanchez-Vega, J. R. Dunn and B. G. Glagola. *Fusion enhancement with neutron-rich radioactive beams*. Phys. Rev. C 55, R562 (1997).

[59] K. E. Zyromski, W. Loveland, G. A. Souliotis, D. J. Morrissey, C. F. Powell, O. Batenkov, K. Aleklett, R. Yanez and I. Forsberg. *Fusion enhancement in the* $^{32,38}S+^{181}Ta$ *reaction*. Phys. Rev. C 63, 024615 (2001).

[60] V. Fekou-Youmbi, J. L. Sida, N. Alamanos, W. Mittig, F. Auger, D. Bazin, C. Borcea, C. Cabot, X. Charlot, A. Cunsolo, A. Foti, A. Gillibert, N. Lecesne, A. Lépine, M. Lewitowicz, R. Liguori-Neto, F. Marie, C. Mazur, A. Mougeot, S. Ottini, E. Pollacco, A. Ostrowski, M. Riallot, P. Roussel-Chomaz, C. Volant and Y. Y. Feng. *Unusual behaviour of fusion - fission at barrier energies for a neutron-rich halo nucleus*. J. Phys. G 23, 1259 (1997).

[61] V. Fekou-Youmbi, J. L. Sida, N. Alamanos, F. Auger, D. Bazin, C. Borcea, C. Cabot, A. Cunsolo, A. Foti, A. Gillibert, A. Lépine, M. Lewitowicz, R. Liguori-Neto, W. Mittig, E. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, C. Volant and Y. Y. Feng. *Sub-Coulomb fusion with halo nuclei*. Nucl. Phys. A 583, 811 (1995).

[62] A. Yoshida, C. Signorini, T. Fukuda, Y. Watanabe, N. Aoi, M. Hirai, M. Ishihara, H. Kobinata, Y. Mizoi, L. Mueller, Y. Nagashima, J. Nakano, T. Nomura, H. P. Y. and F. Scarlassara. *Fusion and breakup at the barrier with* ^{11}Be. Phys. Lett. B 389, 457 (1996).

[63] C. Signorini. *Subbarrier fusion in the systems* $^{11,10}Be+^{209}Bi$. Nucl. Phys. A 735, 329 (2004).

[64] J. J. Kolata, A. Morsad, X. J. Kong, R. E. Warner, F. D. Becchetti, W. Z. Liu, D. A. Roberts and J. W. Jänecke. *A radioactive beam facility using a large superconducting solenoid*. Nucl. Instr. and Meth. B 40-41, 503 (1989).

[65] M. Y. Lee, F. D. Becchetti, T. W. O'Donnell, D. A. Roberts, J. A. Zimmerman, V. Guimares, J. J. Kolata, D. Peterson, P. Santi, P. A. DeYoung, G. F. Peaslee and J. D. Hinnefeld. *Study of nuclear reactions with intense, high-purity, low-energy radioactive ion beams using a versatile multi-configuration dual superconducting-solenoid system*. Nucl. Instr. and Meth. A 422, 536 (1999).

[66] R. Lichtenthaler, A. Lepine-Szily, V. Guimaraes, G. Lima and M. Hussein. *Radioactive ion beams in Brasil (RIBRAS)*. Braz J. Phys. 33, 294 (2003).

[67] F. Becchetti, J. Brown, K. Ashktorab, J. Janecke, W. Liu, D. Roberts, R. Smith, J. Kolata, K. Larrikin and A. Morsad. *Production and use of ^{6}He, ^{7}Be, ^{8}Li, ^{12}B and metastable nuclear beams*. Nucl. Instr. and Meth. B 56-57, 554 (1991).

[68] A. C. C. Villari. *The accelerated ISOL technique and the SPIRAL project*. Nucl. Phys. A 693, 465 (2001).

[69] R. F. Casten. *Nuclear Structure from a Simple Perspective* (Oxford University Press, New York, 2000), 2nd edition.

[70] A. Diaz-Torres. *Modelling incomplete fusion dynamics of weakly bound nuclei at near-barrier energies*. J. Phys. G 37, 075109 (2010).

[71] W. Hauser and H. Feshbach. *The inelastic scattering of neutrons*. Phys. Rev. 87, 366 (1952).

[72] A. Gavron. *Statistical model calculations in heavy ion reactions*. Phys. Rev. C 21, 230 (1980).

[73] F. Pühlhofer. *On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions*. Nucl. Phys. A 280, 267 (1977).

[74] J. F. Liang, D. Shapira, J. R. Beene, C. J. Gross, R. L. Varner, A. Galindo-Uribarri, J. G. d. Campo, P. A. Hausladen, P. E. Mueller, D. W. Stracener, H. Amro, J. J. Kolata, J. D. Bierman, A. L. Caraley, K. L. Jones, Y. Larochelle, W. Loveland and D. Peterson. *Fusion of radioactive ^{132}Sn with ^{64}Ni*. Phys. Rev. C 75, 054607 (2007).

[75] A. M. Vinodkumar, W. Loveland, J. J. Neeway, L. Prisbrey, P. H. Sprunger, D. Peterson, J. F. Liang, D. Shapira, C. J. Gross, R. L. Varner, J. J. Kolata, A. Roberts and A. L. Caraley. *^{132}Sn+^{96}Zr reaction : A study of fusion enhancement/hindrance*. Phys. Rev. C 78, 054608 (2008).

[76] Y. Penionzhkevich, Y. Muzychka, S. M. Lukyanov, R. Kalpakchieva, N. K. Skobelev, V. P. Perelygin and Z. Dlouhy. *Fusion-fission reactions induced by ^{6}He-ions*. Eur. Phys. J. A 13, 123 (2002).

[77] R. Raabe, J. L. Sida, J. L. Charvet, N. Alamanos, C. Angulo, J. M. Casandjian, S. Courtin, A. Drouart, D. J. C. Durand, P. Figuera, A. Gillibert, S. Heinrich, C. Jouanne, V. Lapoux, A. Lepine-Szily., A. Musumarra, L. Nalpas, D. Pierroutsakou, M. Romoli, K. Rusek and M. Trotta. *No enhancement of fusion probability by the neutron halo of ^{6}He*. Nature 431, 823 (2002).

[78] C. Signorini, Z. Liu, A. Yoshida, T. Fukuda, Z. Li, K. Löbner, L. Müller, Y. Pu, K. Rudolph, F. Soramel, C. Zotti and J. Sida. *Fusion around the barrier in $^{11,9}Be$+^{209}Bi*. Eur. Phys. J. A 2, 227 (1998).

[79] Y. X. Watanabe, A. Yoshida, T. Fukuda, T. Sekine, Y. Watanabe, H. Ikezoe, Y. Nagame, T. Ikuta, I. Nishinaka, Y. Mizoi, J. Nakano, M. Hirai, H. Sakurai, H. Kobinata, Y. Pu, K. Kimura and M. Ishihara. *Measurement of fusion excitation functions of $^{27,29,31}Al$+^{197}Au*. Eur. Phys. J. A 10, 373 (2001).

[80] A. Navin, V. Tripathi, Y. Blumenfeld, V. Nanal, C. Simenel, J. Casandjian, G. de France, R. Raabe, D. Bazin, A. Chatterjee, M. Dasgupta, S. Kailas, R. Lemmon, K. Mahata, R. Pillay, E. Pollacco, K. Ramachandran, M. Rejmund, A. Shrivastava, J. Sida and E. Tryggestad. *Direct and compound reactions induced by unstable helium beams near the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 70, 44601 (2004).

[81] J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, P. DeYoung, G. Peaslee, B. Hughey, B. Atalla, M. Kern, P. Jolivette, J. Zimmerman, M. Lee, F. Becchetti, E. Aguilera, E. Martinez-Quiroz and J. Hinnefeld. *Sub-barrier Fusion of ^{6}He with ^{209}Bi*. Phys. Rev. Lett. 81, 4580 (1998).

[82] E. F. Aguilera, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, E. Martinez-Quiroz, P. Rosales, P. Rosales, J. J. Kolata, P. A. DeYoung, G. F. Peaslee, P. Mears, P. A. DeYoung, G. F. Peaslee, P. Mears, C. Guess, F. D. Becchetti, C. Guess, J. H. Lupton, F. D. Becchetti, J. H. Lupton and Y. Chen. *Hindrance of complete fusion in the ^{8}Li+^{208}Pb system at above-barrier energies*. Phys. Rev. C 80, 44605 (2009).

[83] A. M. Vinodkumar, W. Loveland, P. H. Sprunger, L. Prisbrey, M. Trinczek, M. Dombsky, P. Machule, J. J. Kolata and A. Roberts. *Fusion of ^{9}Li with ^{208}Pb*. Phys. Rev. C 80 (2009).

[84] A. Di Pietro, P. Figuera, F. Amorini, C. Angulo, G. Cardella, S. Cherubini, T. Davinson, D. Leanza, J. Lu, H. Mahmud, M. Milin, A. Musumarra, A. Ninane, M. Papa, M. Pellegriti, R. Raabe, F. Rizzo, C. Ruiz, A. Shotter, N. Soić, S. Tudisco and L. Weissman. *Reactions induced by the halo nucleus ^{6}He at energies around the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 69, 44613 (2004).

[85] Y. Penionzhkevich, V. Zagrebaev, S. Lukyanov and R. Kalpakchieva. *Deep Sub-Barrier Fusion Enhancement in the ^{6}He+^{206}Pb Reaction*. Phys. Rev. Lett. 96 (2006).

[86] Y. Penionzhkevich, R. Astabatyan, N.Demekhina, G. Gulbekian, R. Kalpakchieva, A. Kulko, S. Lukyanov, E. Markaryan, V. Maslov, Y. Muzychka, Y. Oganessian, R. Revenko, N. Skobelev, Y. Sobolev, D.A.Testov and T. Zholdybaev. *Excitation functions of fusion reactions and neutron transfer in the interaction of ^{6}He with ^{197}Au and ^{206}Pb*. Eur. Phys. J. A 31, 185 (2007).

[87] S. Lukyanov, Y. Penionzhkevich, R. Astabatian, N. Demekhina, Z. Dlouhy, M. Ivanov, R. Kalpakchieva, A. Kulko, E. Markarian, V. Maslov, R. Revenko, N. Skobelev, V. Smirnov, Y. Sobolev, W. Trazska and S. Khlebnikov. *Study of the 2n-evaporation channel in the ^{4,6}He+^{206,208}Pb reactions*. Phys. Lett. B 670, 321 (2009).

[88] W. Loveland, A. M. Vinodkumar, R. S. Naik, P. H. Sprunger, B. Matteson, J. Neeway, M. Trinczek, M. Dombsky, P. Machule, D. Ottewell, D. Cross, K. Gagnon and W. J. Mills. *Subbarrier fusion of ^{9}Li with ^{70}Zn*. Phys. Rev. C 74, 064609 (2006).

[89] A. Chatterjee, A. Navin, A. Shrivastava, S. Bhattacharyya, M. Rejmund, N. Keeley, V. Nanal, J. Nyberg, R. G. Pillay, K. Ramachandran, I. Stefan, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, G. de France, D. Gupta, M. Labiche, A. Lemasson, R. Lemmon, R. Raabe, J. A. Scarpaci, C. Simenel and C. Timis. *1n and 2n transfer with the Borromean nucleus ^{6}He near the Coulomb barrier*. Phys. Rev. Lett. 101, 32701 (2008).

[90] C. Signorini, A. Edifizi, M. Mazzocco, M. Lunardon, D. Fabris, A. Vitturi, P. Scopel, F. Soramel, L. Stroe, G. Prete, E. Fioretto, M. Cinausero, M. Trotta, A. Brondi, R. Moro, G. La Rana, E. Vardaci, A. Ordine, G. Inglima, M. Commara, D. Pierroutsakou, M. Romoli, M. Sandoli, A. Diaz-Torres, I. Thompson and Z. Liu. *Exclusive breakup of ^{6}Li by ^{208}Pb at Coulomb barrier energies*. Phys. Rev. C 67, 44607 (2003).

[91] F. A. Souza, N. Carlin, C. Beck, N. Keeley, A. Diaz-Torres, R. Liguori Neto, C. Siqueira-Mello, M. M. de Moura, M. G. Munhoz, R. A. N. Oliveira, M. G. Del Santo, A. A. P. Suaide, E. M. Szanto and A. Szanto De Toledo. *Projectile breakup dynamics for ^{6}Li+^{59}Co : Kinematical analysis of α - d coincidences*. Eur. Phys. J. A (2010).

[92] J. Kolata, H. Amro, F. Becchetti, J. Brown, P. DeYoung, M. Hencheck, J. Hinnefeld, G. Peaslee, A. Fritsch, C. Hall, U. Khadka, P. Mears, P. O'Rourke, D. Padilla, J. Rieth, T. Spencer and T. Williams. *Breakup of ^{6}He incident on ^{209}Bi near the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 75, 031302(R) (2007).

[93] A. Di Pietro, G. Randisi, V. Scuderi, L. Acosta, F. Amorini, M. J. G. Borge, P. Figuera, M. Fisichella, L. M. Fraile, J. Gomez-Camacho, H. Jeppesen, M. Lattuada, I. Martel, M. Milin, A. Musumarra, M. Papa, M. G. Pellegriti, F. Perez-Bernal, R. Raabe, F. Rizzo, D. Santonocito, G. Scalia, O. Tengblad, D. Torresi, A. M. Vidal, D. Voulot and F. Wenander. *Elastic Scattering and Reaction Mechanisms of the Halo Nucleus ^{11}Be around the Coulomb Barrier*. Phys. Rev. Lett. 105, 022701 (2010).

[94] E. Aguilera, J. Kolata, F. Becchetti, P. DeYoung, J. Hinnefeld, A. Horváth, L. Lamm, H.-Y. Lee, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, P. Mohr, T. O'Donnell, D. Roberts and G. Rogachev. *Elastic scattering and transfer in the ^{6}He+^{209}Bi system below the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 63, 061603(R) (2001).

[95] J. P. Bychowski, P. A. DeYoung, B. B. Hilldore, J. D. Hinnefeld, A. Vida, F. D. Becchetti, J. Lupton, T. W. O'Donnell, J. J. Kolata, G. Rogachev and M. Hencheck. *^{209}Bi(^{6}He,α) reaction mechanisms studied near the Coulomb barrier using n-α coincidence measurements*. Phys. Lett. B 596, 26 (2004).

[96] P. A. DeYoung, P. J. Mears, J. J. Kolata, E. F. Aguilera, F. D. Becchetti, Y. Chen, M. Cloughesy, H. Griffin, C. Guess, J. D. Hinnefeld, H. Jiang, S. R. Jones, U. Khadka, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, M. Ojaniega, G. F. Peaslee, A. Pena, J. Rieth, S. VanDenDriessche and J. A. Zimmerman. *Two-neutron transfer in the ^{6}He+^{209}Bi reaction near the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 71, 051601 (2005).

[97] J. Liang, D. Shapira, C. Gross, R. Varner, J. Beene, P. Mueller and D. Stracener. *Fusion of radioactive ^{132}Sn with ^{64}Ni at sub-barrier energies*. Physical Review C 78, 12 (2008).

[98] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, J. Lubian, L. C. Chamon and E. Crema. *Disentangling static and dynamic effects of low breakup threshold in fusion reactions*. J. Phys. G 36, 015109 (9pp) (2009).

[99] T. Björnstad, H. A. Gustafsson, B. Jonson, P. O. Larsson, V. Lindfors, S. Mattsson, G. Nyman, A. M. Poskanzer, H. L. Ravn and D. Schardt. *The decay of ^{8}He*. Nucl. Phys. A 366, 461 (1981).

[100] Y. Zeldovich. Sov. J. Exp. Theor. Phys. 38, 1123 (1960).

[101] V. I. Goldansky. Sov. J. Exp. Theor. Phys. 38, 1837 (1960).

[102] A. M. Poskanzer, R. A. Esterlund and R. McPherson. *Decay of ^{8}He*. Phys. Rev. Lett. 15, 1030 (1965).

[103] J. Cerny, S. W. Cosper, G. W. Butler, R. H. Pehl, F. S. Goulding, D. A. Landis and C. Détraz. *Mass of ^{8}He from the Four-Neutron Transfer Reaction ^{26}Mg(α,^{8}He)^{22}Mg*. Phys. Rev. Lett. 16, 469 (1966).

[104] M. Zhukov, A. Korsheninnikov and M. Smedberg. *Simplified α+4n model for the ^{8}He nucleus*. Phys. Rev. C 50, R1 (1994).

[105] L. V. Chulkov, F. Aksouh, A. Bleile, O. V. Bochkarev, D. Cortina-Gil, A. V. Dobrovolsky, P. Egelhof, H. Geissel, M. Hellström, N. B. Isaev, O. A. Kiselev, B. G. Komkov, M. Matos, F. N. Moroz, G. Münzenberg, M. Mutterer, V. A. Mylnikov, S. R. Neumaier, V. N. Pribora, D. M. Seliverstov, L. O. Sergeev, A. Shrivastava, K. Sümmerer, S. Torilov, H. Weick, M. Winkler and V. I. Yatsoura. *Quasi-free scattering with ^{6,8}He beams*. Nucl. Phys. A 759, 43 (2005).

[106] N. Keeley, F. Skaza, V. Lapoux, N. Alamanos, F. Auger, D. Beaumel, E. Becheva, Y. Blumenfeld, F. Delaunay, A. Drouart, A. Gillibert, L. Giot, K. W. Kemper, L. Nalpas, A. Pakou, E. C. Pollacco,

R. Raabe, P. Roussel-Chomaz, K. Rusek, J.-A. Scarpaci, J.-L. Sida, S. Stepantsov and R. Wolski. *Probing the ^{8}He ground state via the ^{8}He(p,t)^{6}He reaction*. Phys. Lett. B 646, 222 (2007).

[107] K. Hagino, N. Takahashi and H. Sagawa. *Strong dineutron correlation in ^{8}He and ^{18}C*. Phys. Rev. C 77, 054317 (2008).

[108] Y. Kanada-En'yo, Y. Taniguchi and M. Kimura. *Cluster aspect of light unstable nuclei*. Nucl. Phys. A 805, 392c (2008). INPC 2007 - Proceedings of the 23rd International Nuclear Physics Conference.

[109] Y. Kanada-En'yo. *Dineutron structure in ^{8}He*. Phys. Rev. C 76, 44323 (2007).

[110] V. L. Ryjkov, M. Brodeur, T. Brunner, M. Smith, R. Ringle, A. Lapierre, F. Ames, P. Bricault, M. Dombsky, P. Delheij, D. Lunney, M. R. Pearson and J. Dilling. *Direct mass measurement of the four-neutron halo nuclide ^{8}He*. Phys. Rev. Lett. 101, 12501 (2008).

[111] P. Mueller, I. A. Sulai, A. C. C. Villari, J. A. Alcántara-Núñez, R. Alves-Condé, K. Bailey, G. W. F. Drake, M. Dubois, C. Eléon, G. Gaubert, R. J. Holt, R. V. F. Janssens, N. Lecesne, Z.-T. Lu, T. P. O'Connor, M.-G. Saint-Laurent, J.-C. Thomas and L.-B. Wang. *Nuclear Charge Radius of ^{8}He*. Phys. Rev. Lett. 99, 252501 (2007).

[112] D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu and H. R. Weller. *Energy levels of light nuclei A=5, 6, 7*. Nucl. Phys. A 708, 3 (2002).

[113] D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu and H. R. Weller. *Energy levels of light nuclei A=8,9,10*. Nucl. Phys. A 745, 155 (2004).

[114] A. H. Wuosmaa, J. P. Schiffer, K. E. Rehm, J. P. Greene, D. J. Henderson, R. V. F. Janssens, C. L. Jiang, L. Jisonna, J. C. Lighthall, S. T. Marley, E. F. Moore, R. C. Pardo, N. Patel, M. Paul, D. Peterson, S. C. Pieper, G. Savard, R. E. Segel, R. H. Siemssen, X. D. Tang and R. B. Wiringa. *Structure of ^{7}He by proton removal from ^{8}Li with the (d,^{3}He) reaction*. Phys. Rev. C 78, 041302 (2008).

[115] X. Mougeot. *Spectroscopie des noyaux exotiques ^{6,7}He avec les télescopes à pistes MUST2 et le faisceau SPIRAL d'^{8}He*. Ph.D. thesis, Université Paris 07 Denis Diderot (2008).

[116] H. Yuki, J. Kasagi, A. Lipson, T. Ohtsuki, T. Baba, T. Noda, B. Lyakhov and N. Asami. *Anomalous enhancement of DD reaction in Pd and Au/Pd/PdO heterostructure targets under low-energy deuteron bombardment*. JETP Lett. 68, 823 (1998).

[117] C. A. Bertulani, V. V. Flambaum and V. G. Zelevinsky. *Tunneling of a composite particle : effects of intrinsic structure*. J. Phys. G 34, 2289 (2007).

[118] N. Ahsan and A. Volya. *Nuclear Many-Body Physics Where Structure And Reactions Meet*. In *Changing Facets of Nuclear Structure (Proceedings of the 9th International Spring Seminar on Nuclear Physics, Vico Equense, Italy, 20-24 May, 2007)* (2009), pp. 539–546. (Disponible : arXiv :0906.4472).

[119] M. R. A. Shegelski, J. Hnybida and R. Vogt. *Formation of a molecule by atoms incident upon an external potential*. Phys. Rev. A 78, 062703 (2008).

[120] A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin, M. Rejmund, V. Nanal, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, S. Kailas, K. Mahata, V. V. Parkar, R. G. Pillay, K. Ramachandran and P. C. Rout. *Absolute cross-sections from X-γ coincidence measurements*. Nucl. Instr. and Meth. A 598, 445 (2009).

[121] *Linux Advanced Multiparameter System*. http ://www.tifr.res.in/ pell/lamps.html.

[122] K. Debertin and R. Helmer. *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors* (North-Holland, Amsterdam, The Netherlands, 1988).

[123] *Decay Data Evaluation Project (DDEP)* (2010). http ://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm.

[124] K. C. de Souza, M. L. da Silva, J. U. Delgado, R. Poledna, R. T. Lopes and C. J. da Silva. *Measurements of nuclear data parameters of ^{201}Tl by gamma-ray spectrometry*. App. Rad. and Isotpes 60, 307 (2004). Proceedings of the 14th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications, ICRM 2003.

[125] *Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF)* (2010). http ://www.nndc.bnl.gov/ensdf/.

[126] P. Gomes, T. Penna, R. Liguorineto, J. Acquadro, C. Tenreiro, P. Freitas, E. Crema, N. Carlinfilho and M. Coimbra. *Nuclear fusion between heavy ions by the gamma-ray spectroscopy method*. Nucl. Instr. and Meth. A 280, 395 (1989).

[127] W.-M. Yao. *Review of Particle Physics*. J. Phys. G 33, 1 (2006).

[128] A. Shrivastava, A. Navin, A. Lemasson, K. Ramachandran, V. Nanal, M. Rejmund, K. Hagino, T. Ichikawa, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, S. Kailas, K. Mahata, V. Parkar, R. Pillay and P. Rout. *Exploring fusion at extreme sub-barrier energies with weakly bound nuclei*. Phys. Rev. Lett. 103, 232702 (2009).

[129] J. Simpson, F. Azaiez, G. de France, J. Fouan, J. Gerl, R. Julin, W. Korten, P. J. Nolan, B. M. Nyako, G. Sletten and P. M. Walker. *The EXOGAM array : a radioactive beam gamma-ray spectrometer*. Acta Phys. Hung. New Ser. : Heavy Ion Phys. 11, 159 (2000).

[130] Y. T. Oganessian, F. S. Abdullin, P. D. Bailey, D. E. Benker, M. E. Bennett, S. N. Dmitriev, J. G. Ezold, J. H. Hamilton, R. A. Henderson, M. G. Itkis, Y. V. Lobanov, A. N. Mezentsev, K. J. Moody, S. L. Nelson, A. N. Polyakov, C. E. Porter, A. V. Ramayya, F. D. Riley, J. B. Roberto, M. A. Ryabinin, K. P. Rykaczewski, R. N. Sagaidak, D. A. Shaughnessy, I. V. Shirokovsky, M. A. Stoyer, V. G. Subbotin and R. Sudowe. *Synthesis of a New Element with Atomic Number $Z = 117$*. Phys. Rev. Lett. 104, 142502 (2010).

[131] A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, G. de France, B. Jacquot, V. Nanal, R. G. Pillay, R. Raabe and C. Schmitt. *Modern Rutherford Experiment : Tunneling of the Most Neutron-Rich Nucleus*. Phys. Rev. Lett. 103, 232701 (2009).

[132] J. F. Ziegler. *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*. (http ://www.srim.org/).

[133] *ImageJ*. Image Processing and Analysis in Java (http ://rsb.info.nih.gov/ij/index.html).

[134] G. Wittwer. *Centrum user's manual*. Technical report, GANIL (2004).

[135] A. V. Ignatyuk, G. N. Smirenkin and A. S. Tishin. *Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter*. Sov. J. Nucl. Phys. 21, 255 (1975).

[136] D. Wilmore and P. E. Hodgson. *The calculation of neutron cross-sections from optical potentials*. Nucl. Phys. 55, 673 (1964).

[137] F. Becchetti and G. Greenlees. *Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV*. Phys. Rev. 182, 1190 (1969).

[138] L. McFadden and G. R. Satchler. *Optical-model analysis of the scattering of 24.7 MeV α particles*. Nucl. Phys. 84, 177 (1966).

[139] C. H. Dasso and S. Landowne. *CCFUS – A simplified coupled-channel code for calculation of fusion cross sections in heavy-ion reactions*. Comp. Phys. Comm. 46, 187 (1987).

[140] D. Brink. *Kinematical effects in heavy-ion reactions*. Phys. Lett. B 40, 37 (1972).

[141] A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee, D. Gupta, G. de France, B. Jacquot, M. Labiche, R. Lemmon, V. Nanal, J. Nyberg, R. Pillay, R. Raabe, K. Ramachandran, J. Scarpaci, C. Simenel, I. Stefan and C. Timis. *Reactions with the double-Borromean nucleus ^{8}He*. Submitted to Phys. Rev. C (2010).

[142] O. Skeppstedt, H. A. Roth, L. Lindström, R. Wadsworth, I. Hibbert, N. Kelsall, D. Jenkins, H. Grawe, M. Górska, M. Moszynski, Z. Sujkowski, D. Wolski, M. Kapusta, M. Hellström, S. Kalogeropoulos, D. Oner, A. Johnson, J. Cederkäll, W. Klamra, J. Nyberg, M. Weiszflog, J. Kay, R. Griffiths, J. G. Narro, C. Pearson and J. Eberth. *The EUROBALL neutron wall - design and performance tests of neutron detectors*. Nucl. Instr. and Meth. A 421, 531 (1999).

[143] R. Broda, M. Ishihara, B. Herskind, H. Oeschler, S. Ogaza and H. Ryde. *Heavy-ion fusion cross sections*. Nucl. Phys. A 248, 356 (1975).

[144] W. N. Catford, S. Mohammadi, P. H. Regan, C. S. Purry, W. Gelletly, P. M. Walker, G. J. Gyapong, J. Simpson, D. D. Warner, T. Davinson, R. Neal, R. D. Page, A. C. Shotter, I. M. Hibbert, R. Wadsworth, S. A. Forbes, A. M. Bruce, C. Thwaites, P. Thirolf, P. V. Duppen, W. Galster, A. Ninane, J. Vervier, P. Decrock, M. Huyse, J. Szerypo and J. Wauters. *High resolution gamma-ray spectroscopy with a radioactive beam*. Nucl. Instr. and Meth. A 371, 449 (1996).

[145] Z. Podolyák, P. M. Walker, H. Mach, G. de France, G. Sletten, F. Azaiez, J. M. Casandjian, B. Cederwall, D. M. Cullen, Z. Dombrádi, G. D. Dracoulis, L. M. Fraile, S. Franchoo, H. Fynbo, M. Górska, Y. Kopatch, G. J. Lane, S. Mandal, L. Milechina, J. Molnár, C. O'Leary, W. Plociennik, V. Pucknell, P. Raddon, N. Redon, E. Ruchowska, M. Stanoiu, O. Tengblad, C. Wheldon and R. Wood. *γ-ray spectroscopy with a ^{8}He beam*. Nucl. Instr. and Meth. A 511, 354 (2003).

[146] S. Cavallaro, L. Y. Xiao, M. L. Sperduto and J. Delaunay. *Determination of sidefeeding intensity by $\gamma-\gamma$ coincidence data analysis*. Nucl. Instr. and Meth. A 245, 89 (1986).

[147] W. Daehnick and Y. Park. *Spectroscopy of $1f-2p$ nuclei with direct (d, α) and (d,p) Reactions. I. ^{66}Cu and ^{61}Ni*. Phys. Rev. 180, 1062 (1969).

[148] P. Bakoyeorgos, T. Paradellis and P. Assimakopoulos. *Excited states in ^{69}Ga*. Phys. Rev. C 25, 2947 (1982).

[149] J. Timár, T. X. Quang, Z. Dombrádi, T. Fényes, A. Krasznahorkay, S. Brant, V. Paar and L. Simicic. *Structure of the ^{68}Ga nucleus from (α,nγ) reaction*. Nucl. Phys. A 552, 170 (1993).

[150] C. Morand, M. Agard, J. Bruandet, A. Giorni and J. Longequeue. *High spin levels in ^{70}Ga via ^{68}Zn(α, pnγ) ^{70}Ga*. Journal de Physique 38, 105 (1977).

[151] M. Ivascu, G. Semenescu, D. Bucurescu and M. Titirici. *Scattering of 19.5 MeV α-particles by ^{63}Cu, ^{64}Ni, ^{65}Cu and ^{66}Zn*. Nucl. Phys. A 147, 107 (1970).

[152] P. Hodgson. *Nuclear reactions and nuclear structure* (Clarendon Press, 1971).

[153] N. Glendenning. *Direct nuclear reactions* (World Scientific, 2004).

[154] G. Rawitscher. *Approximate Independence of Optical-Model Elastic Scattering Calculations on the Potential at Small Distances*. Phys. Rev. 135, 605 (1964).

[155] G. H. Rawitscher. *Ingoing wave boundary condition analysis of alpha and deuteron elastic scattering cross sections*. Nucl. Phys. 85, 337 (1966).

[156] D. L. Hill and J. A. Wheeler. *Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena*. Phys. Rev. 89, 1102 (1953).

[157] M. J. Rhoades-Brown and P. Braun-Munzinger. *Explanation of sub-barrier fusion enhancement in a coupled channels model*. Phys. Lett. B 136, 19 (1984).

[158] L. Chamon, B. Carlson, L. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. Alvarez, M. Hussein, M. Cândido Ribeiro, E. Rossi and C. Silva. *Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction*. Phys. Rev. C 66, 014610 (2002).

[159] K. Hagino. *A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions*. Comp. Phys. Comm. 123, 143 (1999).

[160] I. J. Thompson. *Coupled reaction channels calculations in nuclear physics*. Comp. Phys. Rep. 7, 167 (1988).

[161] G. R. Satchler and W. G. Love. *Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering*. Phys. Rep. 55, 183 (1979).

[162] J. Cook. *DFPOT - A program for the calculation of double folded potentials*. Comp. Phys. Comm. 25, 125 (1982).

[163] P. Navrátil and B. Barrett. *Large-basis shell-model calculations for p-shell nuclei*. Phys. Rev. C 57, 3119 (1998).

[164] T. Neff and H. Feldmeier. *Cluster structures within Fermionic Molecular Dynamics*. Nucl. Phys. A 738, 357 (2004).

[165] J. Al-Khalili, J. Tostevin and I. Thompson. *Radii of halo nuclei from cross section measurements*. Phys. Rev. C 54, 1843 (1996).

[166] W. D. Myers. *Droplet model nuclear density distributions and single-particle potential wells*. Nuclear Physics A 145, 387 (1970).

[167] R. A. Moyer, B. L. Cohen and R. C. Diehl. *Excitation of States in ^{207}Pb by ^{208}Pb(d,t), ^{206}Pb(d,p), and ^{207}Pb20(d,d') Reactions*. Phys. Rev. C 2, 1898 (1970).

[168] E. Crema, L. C. Chamon and P. R. S. Gomes. *Reliable potential for studying fusion of weakly bound nuclei*. Phys. Rev. C 72, 034610 (2005).

[169] R. J. Woolliscroft, N. M. Clarke, B. R. Fulton, R. L. Cowin, M. Dasgupta, D. J. Hinde, C. R. Morton and A. C. Berriman. *Breakup and transfer processes in the $^{9}Be + ^{208}Pb$ reaction*. Phys. Rev. C 68, 014611 (2003).

[170] M. R. Bhat. *Nuclear Data Sheets for A = 66*. Nuclear Data Sheets 83, 789 (1998).

[171] J. H. Bjerregaard, O. Nathan, S. Hinds and R. Middleton. *The reactions ^{63,65}Cu$(t,p)^{65,67}$Cu*. Nucl. Phys. 85, 593 (1966).

[172] M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, A. M. Moro, I. J. Thompson and J. A. Tostevin. *Four-body continuum-discretized coupled-channels calculations*. Phys. Rev. C 80, 51601 (2009).

[173] T. Egami, T. Matsumoto, K. Ogata and M. Yahiro. *Description of Four-Body Breakup Reaction with the Method of Continuum-Discretized Coupled-Channels*. Prog. Theo. Phys. 121, 789 (2009).

[174] L. F. Canto, J. Lubian, P. R. S. Gomes and M. S. Hussein. *Continuum-continuum coupling and polarization potentials for weakly bound systems*. Phys. Rev. C 80, 047601 (2009).

[175] E. Vulgaris, L. Grodzins, S. Steadman and R. Ledoux. *Fusion, transfer, and elastic scattering at sub-barrier energies for $^{16,18}O$ ions on ^{208}Pb and ^{15}N and ^{16}O ions on ^{209}Bi*. Phys. Rev. C 33, 2017 (1986).

[176] A. Korsheninnikov, E. Nikolskii, E. Kuzmin, A. Ozawa, K. Morimoto, F. Tokanai, R. Kanungo, I. Tanihata, N. Timofeyuk, M. Golovkov, A. Fomichev, A. Rodin, M. Chelnokov, G. Ter-Akopian, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, H. Savajols, E. Pollacco, A. Ogloblin and M. Zhukov. *Experimental Evidence for the Existence of ^{7}H and for a Specific Structure of ^{8}He*. Phys. Rev. Lett. 90, 82501 (2003).

[177] A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee, D. Gupta, G. de France, B. Jacquot, M. Labiche, R. Lemmon, V. Nanal, J. Nyberg, R. Pillay, R. Raabe, K. Ramachandran, J. Scarpaci, C. Schmitt, C. Simenel, I. Stefan and C. Timis. *Pair and single neutron transfer with Borromean ^{8}He*. Submitted to Phys. Lett. B (2010).

[178] F. Funke, G. Wirth, J. Kratz, W. Brüchle, F. Wo and K. Sümmerer. *Quasielastic transfer reactions in ^{238}U+^{197}Au and ^{197}Au+^{197}Au collisions near the Coulomb barrier*. Z. Phys. A 357, 303 (1997).

[179] C. V. K. Baba, V. M. Datar, K. E. G. Löbner, A. Navin and F. J. Schindler. *Semiclassical description of one- and two-nucleon transfer reactions at large distances in heavy ion collisions*. Phys. Lett. B 338, 147 (1994).

[180] N. Schwierz, I. Wiedenhover and A. Volya. *Parameterization of the Woods-Saxon Potential for Shell-Model Calculations* p. 18 (2007).

[181] A. Volya. Private communication (2009).

[182] A. Volya and V. Zelevinsky. *Continuum shell model*. Phys. Rev. C 74, 064314 (2006).

[183] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans. *Shell-model Applications in Nuclear Spectroscopy* (North-Holland, 1977).

[184] M. S. Basunia, H. A. Shugart, A. R. Smith and E. B. Norman. *Measurement of cross sections for α-induced reactions on ^{197}Au and thick-target yields for the (α,γ) process on ^{64}Zn and ^{63}Cu*. Phys. Rev. C 75, 015802 (2007).

[185] S. Bacca and H. Feldmeier. *Resonant tunneling in a schematic model*. Phys. Rev. C 73, 054608 (2006).

[186] R. Raabe, C. Angulo, J. Charvet, C. Jouanne, L. Nalpas, P. Figuera, D. Pierroutsakou, M. Romoli and J. Sida. *Fusion and direct reactions around the barrier for the systems $^{7,9}Be$,^{7}Li+^{238}U*. Phys. Rev. C 74, 44606 (2006).

[187] M. Dasgupta, D. J. Hinde, S. L. Sheehy and B. Bouriquet. *Suppression of fusion by breakup : Resolving the discrepancy between the reactions of ^{9}Be with ^{208}Pb and ^{209}Bi*. Phys. Rev. C 81 (2010).

[188] D. J. Hinde and M. Dasgupta. *Systematic analysis of above-barrier fusion of $^{9,10,11}Be$+^{209}Bi*. Phys. Rev. C 81, 064611 (2010).

[189] A. Barnett and J. Lilley. *Interaction of alpha particles in the lead region near the Coulomb barrier*. Phys. Rev. C 9, 2010 (1974).

[190] C. R. Morton, A. C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino and I. J. Thompson. *Coupled-channels analysis of the ^{16}O+^{208}Pb fusion barrier distribution*. Phys. Rev. C 60, 044608 (1999).

[191] A. M. Stefanini, B. R. Behera, S. Beghini, L. Corradi, E. Fioretto, A. Gadea, G. Montagnoli, N. Rowley, F. Scarlassara, S. Szilner and M. Trotta. *Sub-barrier fusion of $^{40}Ca+^{94}Zr$: Interplay of phonon and transfer couplings*. Phys. Rev. C 76, 014610 (2007).

[192] Y. Aritomo. *Possibility of synthesizing a doubly magic superheavy nucleus*. Phys. Rev. C 75, 024602 (2007).

[193] S. Agostinelli. *Geant4 - A simulation toolkit*. Nucl. Instr. and Meth. A 506, 250 (2003).

[194] *Geant4 website*. http ://www.geant4.org/.

[195] *Penelope low-energy electromagnetic models*.
https ://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Geant4/LowePenelope.

[196] J. C. Hardy, V. E. Iacob, M. Sanchez-Vega, R. T. Effinger, P. Lipnik, V. E. Mayes, D. K. Willis and R. G. Helmer. *Precise efficiency calibration of an HPGe detector : source measurements and Monte Carlo calculations with sub-percent precision*. Appl. Rad. and Isotopes 56, 65 (2002).

[197] R. G. Helmer, J. C. Hardy, V. E. Iacob, M. Sanchez-Vega, R. G. Neilson and J. Nelson. *The use of Monte Carlo calculations in the determination of a Ge detector efficiency curve*. Nucl. Instr. and Meth. A 511, 360 (2003).

[198] E. Hull, R. Pehl, N. Madden, P. Luke, C. Cork, D. Malone, J. Xing, K. Komisarcik, J. Vanderwerp and D. Friesel. *Temperature sensitivity of surface channel effects on high-purity germanium detectors*. Nucl. Instr. and Meth. A 364, 488 (1995).

[199] H. Utsunomiya, H. Akimune, K. Osaka, T. Kaihori, K. Furutaka and H. Harada. *Surface channel effect on γ-ray response functions of coaxial germanium detectors*. Nucl. Instr. and Meth. A 548, 455 (2005).

Liste des publications issues de ce travail

[1] Absolute cross-sections from X-γ coincidence measurements.
A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin, M. Rejmund, V. Nanal, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, S. Kailas, K. Mahata, V. V. Parkar, R. G. Pillay, K. Ramachandran, and P. C. Rout.
Nucl. Instr. and Meth. A **598**, 445 (2009)

[2] Modern Rutherford experiment : tunneling of the most neutron-rich nucleus.
A. Lemasson, A. Shrivastava, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, G. de France, B. Jacquot, V. Nanal, R. G. Pillay, R. Raabe, and C. Schmitt.
Phys. Rev. Lett. **103**, 232701 (2009)

[3] Exploring fusion at extreme sub-barrier energies with weakly bound nuclei.
A. Shrivastava, A. Navin, **A. Lemasson**, K. Ramachandran, V. Nanal, M. Rejmund, K. Hagino, T. Ichikawa, S. Bhattacharyya, A. Chatterjee, S. Kailas, K. Mahata, V. Parkar, R. G. Pillay, and P. C. Rout.
Phys. Rev. Lett. **103**, 232702 (2009)

[4] Pair and single neutron transfer with Borromean ^{8}He.
A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, N. Keeley, V. Zelevinsky, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee, D. Gupta, G. de France, B. Jacquot, M. Labiche, R. Lemmon, V. Nanal, J. Nyberg, R. Pillay, R. Raabe, K. Ramachandran, J. Scarpaci, C. Schmitt, C. Simenel, I. Stefan, and C. Timis.
Submitted to Phys. Lett. B (2010)

[5] Reactions with the double-Borromean nucleus ^{8}He.
A. Lemasson, A. Navin, N. Keeley, M. Rejmund, S. Bhattacharyya, A. Shrivastava, D. Bazin, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, A. Chatterjee, D. Gupta, G. de France, B. Jacquot, M. Labiche, R. Lemmon, V. Nanal, J. Nyberg, R. Pillay, R. Raabe, K. Ramachandran, J. Scarpaci, C. Simenel, I. Stefan, and C. Timis.
Submitted to Phys. Rev. C (2010)

Remerciements

Au travers de ces quelques lignes, je souhaite adresser mes sincères remerciements à toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail scientifique.

Je tiens à remercier Sydney Gales de m'avoir accueilli au sein du laboratoire GANIL pour ce travail de thèse mais également Dominique Goutte pour m'avoir accueilli au cours des différents stages effectués avant cette thèse.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance aux membres du Jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail. Je remercie Francesca Gulminelli d'avoir présidé ce jury, Nicolas Alamanos et Robert Janssens d'avoir accepté la tâche difficile de rapporteur ainsi que Christian Beck, Bertram Blank et Piet Van Duppen pour les discussions constructives que nous avons pu avoir.

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse Navin Alahari qui m'a donné l'opportunité de mener ce travail de thèse. Sa rigueur, son intransigeance mais surtout sa passion n'ont eu de cesse d'alimenter ce travail. Je lui suis reconnaissant pour sa confiance, ses conseils avisés, sa disponibilité et pour tout le savoir qu'il m'a transmis au cours de ces années.

Merci également à Maurycy Rejmund pour ses remarques et propositions tout au long de ce travail ainsi qu'à Christelle Schmitt pour sa disponibilité et son aide inestimable dans les derniers mois de cette thèse.

Cette thèse aurait sûrement été bien différente sans les contributions décisives de Georges Frémont et Jean Ropert (qui par leur aide et leurs solutions géniales ont permis de combler certains de mes rêves d'expérimentateur), Bertrand Jacquot, Bruno Raine, Charles Houarner, Frédéric Saillant, Gilles Wittwer, Nicolas Ménard et Michel Lion. Merci également à Bruno Lecornu et Charles Spitaels. Je souhaiterais remercier Vincent Méot pour avoir mis à notre disposition la source de calibration de ^{201}Tl, Nick Keeley pour nos discussions à propos des calculs en voies couplées et pour son aide dans la manipulation de FRESCO ainsi que Vladimir Zelevinsky. Je souhaite remercier Aradhana pour sa gentillesse et sa disponibilité. Merci également à Sarmi de m'avoir fait faire mes premiers pas dans la communauté indienne au GANIL lors de mon premier stage. J'en profite pour remercier les autres membres de cette *Indian Connection* pour les interactions répétées et décisives que nous avons pu avoir : Ambar, Sugi, Vandana, Pillay, Ramchandran. Merci également à Riccardo Raabe et Yorick Blumenfeld. Je tiens également à remercier Denis, Jean-Pierre et Piet pour les différentes discussions que nous avons pu avoir. Merci à Gilles pour m'avoir mis le pied à l'étrier lors de mon premier stage au GANIL en février 2005.

Une pensée pour tous ceux avec qui j'ai eu la chance de partager le bureau des trois-huit, toujours ouvert, matins et soirs, week-end et jours fériés : Karim, Takuya, Pedja et Guillaume. Merci également à Olivier, Fanny, Emmanuel, Eric, François, Patricia, Marie-Geneviève, Maurice, Marek, Hervé, Pierre, Abdou, Jean-Charles, Lucia, Julien G., Kouhei, Matt, Beatriz, Iulian, Carole, Xavier, Alexandre, Yannen, Guilain, Joe, Aurore, Pu, Dorothée, Kasha, Olivier, Ketel et à tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger quelques mots au cours de cette thèse. Je souhaite également remercier Sabrina, Virginie, Sophie, Emilie et Mme Soro pour leur aide au cours des formalités qui ponctuent la vie d'un thésard.

Merci à Thomas, Manuel, Julien P., Laurent, Stéphane et Marc-Olivier pour les différentes soirées où nous avons eu le loisir d'éprouver les cartes des restos et les bars caennais.

Merci à ma famille qui, au cours de ces années, m'a continuellement encouragé et épaulé.

Enfin, merci à Mathilde pour son soutien indéfectible et sa patience.

Résumé :
Les faisceaux d'ions radioactifs comme l'^{8}He ouvrent de nouvelles perspectives pour étudier l'influence de nouveaux aspects structurels sur les mécanismes de réaction. Cette thèse présente les premières investigations sur les réactions induites par le noyau d'^{8}He, faiblement lié et Borroméen, aux énergies autour de la barrière Coulombienne. La faible intensité des faisceaux d'ions radioactifs ($\sim 10^5$ pps) nécessite le développement de techniques sensibles et sélectives. Une méthode expérimentale a été développée pour mesurer précisément les sections efficaces de fusion. Dans le système ^{8}He+^{197}Au, les fonctions d'excitation de fusion et de transfert de neutron(s) ont été mesurées autour de la barrière. Les sections efficaces différentielles et intégrales pour la diffusion élastique, le transfert de neutron(s) et la fusion ont également été obtenues dans le système ^{8}He+^{65}Cu à partir de mesures inclusives et exclusives des rayons γ caractéristiques, des particules chargées et des neutrons. Ces résultats expérimentaux et les calculs en voies couplées illustrent l'interconnexion des différents processus. Cette étude permet de comprendre l'influence de la structure interne de l'^{8}He sur l'effet tunnel et le transfert de neutron(s) et met en évidence un comportement inattendu au sein de la chaîne isotopique des Héliums. L'étude systématique des fonctions d'excitation de fusion montre que, contrairement aux attentes, l'augmentation de la probabilité de l'effet tunnel sous la barrière Coulombienne associée à la structure interne des noyaux est beaucoup plus importante pour les noyaux «normaux» que pour les noyaux légers «exotiques» faiblement liés.

Fusion and direct reactions around the Coulomb barrier with the neutron-rich ^{8}He

Abstract :
Radioactive ion beams like ^{8}He, open new possibilities to investigate the influence of new and exotic structures on reaction mechanisms. This thesis presents the first investigations of reactions of the weakly bound, Borromean nucleus, ^{8}He, at energies around the Coulomb barrier. The low intensity of radioactive ion beams ($\sim 10^5$ pps) necessitated the development of a new sensitive and selective technique for the precise and accurate measurement of fusion cross sections. In the ^{8}He+^{197}Au system, excitation functions for fusion and neutron(s) transfer were measured. In the ^{8}He+^{65}Cu system, differential and integral cross sections for various processes like elastic scattering, neutron transfer and fusion were measured using both, inclusive and exclusive measurements of characteristic γ-rays, charged particles and neutrons. These experimental results combined with coupled reaction channels calculations demonstrated the inter-connectivity among the various reaction processes. The internal structure of ^{8}He influenced the tunneling process and neutron(s) transfer and interestingly, revealed an unexpected behavior within the Helium isotopic chain. Further, a systematic analysis of the known fusion excitation functions showed that the increase in sub-barrier fusion cross sections associated with the internal structure of nuclei, is in fact much larger for “normal” nuclei than for light, weakly-bound “exotic” nuclei.

Mots clés : Faisceaux d'ions radioactifs – Réactions nucléaires – Fusion nucléaire – Réactions directes (Physique Nucléaire) ;

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds
Bd Henri Becquerel- BP 55027 - 14076 CAEN Cedex 05