



**HAL**  
open science

# Réactions de fusion entre ions lourds par effet tunnel quantique : le cas des collisions entre calcium et nickel

Dominique Bourgin

► **To cite this version:**

Dominique Bourgin. Réactions de fusion entre ions lourds par effet tunnel quantique : le cas des collisions entre calcium et nickel. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Strasbourg, 2016. Français. NNT : 2016STRAE023 . tel-01468799

**HAL Id: tel-01468799**

**<https://theses.hal.science/tel-01468799>**

Submitted on 29 Mar 2017

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



## **THESE DE DOCTORAT**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Strasbourg**

Spécialité : **Constituants élémentaires**

préparée au laboratoire

**Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien**

dans le cadre de l'Ecole Doctorale

**Physique et Chimie-Physique**

présentée par

**Dominique BOURGIN**

et soutenue le 26 Septembre 2016

Titre :

**Réactions de fusion entre ions lourds par effet tunnel  
quantique : le cas des collisions entre calcium et nickel**

Membres du jury :

M. Nicolas ALAMANOS	CEA, Gif-sur-Yvette	Rapporteur
M. Denis LACROIX	IPN, Orsay	Rapporteur
M. Benoit GALL	IPHC, Strasbourg	Examineur
M. François DE OLIVEIRA	GANIL, Caen	Examineur
M. Kouichi HAGINO	Université du Tohoku, Japon	Examineur
Mme Sandrine COURTIN	IPHC, Strasbourg	Directrice de thèse



# Remerciements

Voici l'une des parties les plus importantes de ma thèse : les remerciements !

Tout d'abord, je remercie chaleureusement ma directrice de thèse, Sandrine Courtin, de m'avoir encadré pendant ces trois années. Merci de m'avoir fait découvrir le monde de la physique nucléaire, en particulier Strasbourg, Legnaro et Argonne. Je te suis reconnaissant pour toutes les expériences de fusion-évaporation et de transfert de nucléons auxquelles j'ai participé. Ces missions, et surtout les « night shifts », resteront inoubliables !

Je tiens à remercier profondément Florent Haas qui m'a fait partager sa passion pour la physique nucléaire et le Spritz ! Merci pour tes conseils lors de l'analyse de mes données expérimentales de fusion-évaporation et d'avoir été présent tout au long de mon expérience de transfert de nucléons. Je te suis reconnaissant d'avoir lu minutieusement mes contributions scientifiques. Je te remercie de m'avoir fait découvrir le Wallaby et ainsi le tatouage de Kandinsky ;-)

Mes remerciements s'adressent aussi à mes collègues et amis Daniele et Guillaume pour les très bons moments que nous avons passés ensemble. Merci pour tes conseils Daniele lors de l'analyse de mes données expérimentales de transfert de nucléons. Je vous souhaite à tous les deux bon courage pour la suite ! Je tiens aussi à remercier Alain pour son aide en ROOT et David Jenkins de m'avoir fait visiter la Navy Pier ainsi que le musée des sciences et de l'industrie de Chicago : « Never trust an atom they make up everything » !

Je remercie toutes les personnes ayant contribué au succès de nos expériences de fusion-évaporation et de transfert de nucléons, notamment Alberto, Giovanna, Lorenzo, Suzana, Enrico et Fernando. Merci aussi aux doctorants de physique nucléaire et physique des particules pour le temps que nous avons passé ensemble.

Je tiens à remercier Nicolas Alamanos, Denis Lacroix, Benoit Gall, François De Oliveira et Kouichi Hagino d'avoir accepté d'être membres du jury de ma thèse.

Mes dernières pensées vont à ma famille qui m'a soutenu pendant toutes mes années d'études.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Fusion et effet tunnel quantique</b>	<b>3</b>
1.1 Introduction	3
1.1.1 Calculs en voies couplées	4
1.1.2 Distributions de barrières	4
1.1.3 Influence des réactions de transfert de nucléons	5
1.1.4 Calculs Hartree-Fock dépendants du temps	6
1.1.5 Phénomène de suppression de la fusion	7
1.2 Réactions de fusion-évaporation $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$	10
1.2.1 Dispositif expérimental	10
1.2.2 Expériences et analyse des données	15
1.2.3 Résultats et interprétations	22
1.3 Réactions de fusion-évaporation impliquant des noyaux des couches <i>sd</i> et <i>fp</i>	57
1.3.1 Réactions de fusion-évaporation : $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ et $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$	57
1.3.2 Réactions de fusion-évaporation : $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ et $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$	67
1.3.3 Réactions de fusion-évaporation : $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$ et $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$	79
1.4 Conclusions du chapitre	89
<b>2 Réactions de transfert de nucléons autour de la barrière de Coulomb</b>	<b>91</b>
2.1 Introduction	91
2.2 Dispositif expérimental	92
2.2.1 Accélérateur Tandem XTU	92
2.2.2 Chambre à réaction	92
2.2.3 Système de détection	94
2.3 Expériences et analyse des données	99
2.3.1 Expériences	99
2.3.2 Analyse des données	102
2.4 Résultats et interprétations	117
2.4.1 Distributions de la chaleur de réaction	117
2.4.2 Probabilités de transfert de nucléons	123
2.5 Description conjointe des probabilités de transfert de nucléons et des sections efficaces de fusion pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$	130
2.5.1 Paramètres des potentiels nucléaires réel et imaginaire	130

2.5.2	Paramètres des couplages aux voies inélastiques . . . . .	130
2.5.3	Paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert de nucléons . . . . .	131
2.5.4	Résultats et interprétations . . . . .	132
2.6	Conclusions du chapitre . . . . .	134
<b>Conclusions</b>		<b>137</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>139</b>
<b>A Annexe A</b>		<b>145</b>
<b>B Annexe B</b>		<b>153</b>

# Table des figures

1.1	A gauche : distribution de barrières expérimentale pour $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$ . Les lignes en pointillé et continue montrent les résultats de calculs en voies couplées. Les lignes en pointillé indiquent les contributions de six barrières individuelles (i.e. six angles d'orientation pour le noyau $^{154}\text{Sm}$ ). La ligne continue résulte de la somme de toutes les contributions. A droite : distribution de barrières expérimentale pour $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ . La ligne continue montre le résultat de calculs en voies couplées, prenant en compte les excitations octupolaires à deux phonons pour le noyau $^{144}\text{Sm}$ .	5
1.2	Photographie de l'accélérateur électrostatique Tandem XTU du LNL [38]. . . . .	10
1.3	Photographie de la chambre à réaction, du déflecteur électrostatique et du système de détection des résidus d'évaporation du LNL. . . . .	10
1.4	Représentation schématique de l'accélérateur électrostatique Tandem XTU du LNL [38]. (1) source d'ions, (2) tube accélérateur, (3) colonne soutenant le terminal à haute tension, (4) terminal à haute tension, (5) fine feuille de carbone ( <i>stripper</i> ), (6) <i>laddertron</i> , (7) station de contrôle du faisceau, (8) aimants d'analyse à $90^\circ$ , (9) réservoir de l'accélérateur. . . . .	12
1.5	Représentation schématique du système de détection des résidus d'évaporation (ER) [41]. . . . .	14
1.6	Efficacité de détection des résidus d'évaporation en fonction de la tension appliquée aux plaques du déflecteur électrostatique pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins) et $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides) à $E_{lab} = 143,5$ MeV et $\theta_{lab} = 2^\circ$ . . . . .	16
1.7	Histogramme bidimensionnel $TOF_1$ versus $E_R$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 143,5$ MeV et $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	20
1.8	Histogramme bidimensionnel $TOF_3$ versus $E_R$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 143,5$ MeV et $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	20
1.9	Histogramme bidimensionnel $TOF_1$ versus $\Delta E$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 143,5$ MeV et $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	20
1.10	Histogramme bidimensionnel $TOF_3$ versus $\Delta E$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 143,5$ MeV et $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	20

1.11	Histogramme bidimensionnel $TOF_1$ versus $E_R$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 138,5$ MeV et $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	21
1.12	Histogramme bidimensionnel $TOF_3$ versus $E_R$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 138,5$ MeV et $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	21
1.13	Histogramme bidimensionnel $TOF_1$ versus $\Delta E$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 138,5$ MeV et $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	21
1.14	Histogramme bidimensionnel $TOF_3$ versus $\Delta E$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 138,5$ MeV et $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes $TOF_1$ versus $E_R$ , $TOF_3$ versus $E_R$ , $TOF_1$ versus $\Delta E$ et $TOF_3$ versus $\Delta E$ . . . . .	21
1.15	Distributions angulaires mesurée (cercles pleins) et calculée avec le programme PACE 2 [46] (ligne en pointillé) pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 138,5$ MeV. L'ajustement de la distribution angulaire par une fonction gaussienne est montrée par une ligne continue. . . . .	24
1.16	Distributions angulaires mesurée (cercles pleins) et calculée avec le programme PACE 2 [46] (ligne en pointillé) pour $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ à $E_{lab} = 138,5$ MeV. L'ajustement de la distribution angulaire par une fonction gaussienne est montrée par une ligne continue. . . . .	24
1.17	Résidus d'évaporation du noyau composé $^{98}_{48}\text{Cd}^*_{50}$ pour $E_{lab} = 138,5$ MeV. L'échelle de couleurs indique la probabilité en % que le noyau composé se désexcite par émission de protons, neutrons ou alphas en un résidu d'évaporation composé de $Z$ protons et $N$ neutrons. Ici, le résidu d'évaporation le plus probable est le $^{94}_{44}\text{Ru}_{50}$ ( $\simeq 51\%$ ). . . . .	25
1.18	Résidus d'évaporation du noyau composé $^{104}_{48}\text{Cd}^*_{56}$ pour $E_{lab} = 138,5$ MeV. L'échelle de couleurs indique la probabilité en % que le noyau composé se désexcite par émission de protons, neutrons ou alphas en un résidu d'évaporation composé de $Z$ protons et $N$ neutrons. Ici, le résidu d'évaporation le plus probable est le $^{97}_{44}\text{Ru}_{53}$ ( $\simeq 21\%$ ). . . . .	25
1.19	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins), $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides) et $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ de Sikora <i>et al.</i> [47] (triangles) en coordonnées réduites. . . . .	26
1.20	Premiers états excités du noyau $^{40}\text{Ca}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	28
1.21	Premiers états excités des noyaux $^{58,64}\text{Ni}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	29
1.22	Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,voie\ d'entr\ ee} - V_{b,voie\ de\ sortie}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons des noyaux cibles $^{58,64}\text{Ni}$ au projectile $^{40}\text{Ca}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{40}\text{Ca}$ aux noyaux cibles $^{58,64}\text{Ni}$ . . . . .	30
1.23	Distribution de barrières expérimentale de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . . . . .	32
1.24	Distribution de barrières expérimentale de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . . . . .	32

1.25	Distributions de barrières expérimentales de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins) et $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ont été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = 2,09$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	34
1.26	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins), $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides) et $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ de Sikora <i>et al.</i> (triangles) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	39
1.27	Distributions de barrières expérimentale (cercles pleins) et théorique sans couplages (ligne en pointillé) et avec des couplages (ligne continue) aux voies inélastiques pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ en coordonnées réduites. . . . .	39
1.28	Distributions de barrières expérimentale (cercles vides) et théorique sans couplages (ligne en pointillé) et avec des couplages (ligne continue) aux voies inélastiques pour $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ en coordonnées réduites. . . . .	39
1.29	Fonction d'excitation de fusion expérimentale de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées, incluant le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons, sont montrés par des lignes. . . . .	41
1.30	Distribution de barrières expérimentale de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées, incluant le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons, sont montrés par des lignes. . . . .	41
1.31	Fonctions d'excitation de fusion expérimentale et théorique de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel <i>frozen</i> HF et les paramètres des couplages aux premiers états excités $3_1^-$ du $^{40}\text{Ca}$ et $2_1^+$ du $^{58}\text{Ni}$ . . . . .	45
1.32	Fonctions d'excitation de fusion expérimentale et théorique de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel <i>frozen</i> HF et les paramètres des couplages aux premiers états excités $3_1^-$ du $^{40}\text{Ca}$ et $2_1^+$ du $^{64}\text{Ni}$ . . . . .	45
1.33	Evolutions en fonction du temps de la distance entre les noyaux en collision dans $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ et $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ juste au-dessus (lignes continues) et en dessous (lignes en pointillé) du seuil de fusion. . . . .	47
1.34	Distributions de barrières expérimentale et théorique de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel HF <i>frozen</i> et les paramètres des couplages aux premiers états excités $3_1^-$ du $^{40}\text{Ca}$ et $2_1^+$ du $^{58}\text{Ni}$ . Les barrières de Bass, <i>frozen</i> HF et TDHF sont indiquées par des flèches sur l'axe des énergies. . . . .	47
1.35	Distributions de barrières expérimentale et théorique de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel HF <i>frozen</i> et les paramètres des couplages aux premiers états excités $3_1^-$ du $^{40}\text{Ca}$ et $2_1^+$ du $^{64}\text{Ni}$ . Les barrières de Bass, <i>frozen</i> HF et TDHF sont indiquées par des flèches sur l'axe des énergies. . . . .	47
1.36	De haut en bas : évolution en fonction du temps de la densité de nucléons dans $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ au seuil de fusion $E_{c.m.} = 71,70$ MeV pour ( $t = 0,15$ zs, $r = 19,94$ fm), ( $t = 0,975$ zs, $r = 11,34$ fm), ( $t = 1,425$ zs, $r = 11,24$ fm) et ( $t = 3,15$ zs, $r = 7,66$ fm). . . . .	48

1.37	De haut en bas : évolution en fonction du temps de la densité de nucléons dans $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ au seuil de fusion $E_{c.m.} = 69,06$ MeV pour ( $t = 0,15$ zs, $r = 20,08$ fm), ( $t = 0,975$ zs, $r = 11,85$ fm), ( $t = 1,425$ zs, $r = 11,71$ fm) et ( $t = 3,15$ zs, $r = 8,29$ fm). . . . .	48
1.38	Calculs TDHF de la distribution du nombre de neutrons dans le quasi-projectile Ca en voie de sortie pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ à $E_{c.m.} = 71,65$ MeV. . . . .	49
1.39	Calculs TDHF de la distribution du nombre de neutrons dans le quasi-projectile Ca en voie de sortie de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ à $E_{c.m.} = 69,01$ MeV. . . . .	49
1.40	Sections efficaces de fusion des réactions $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ [44, 47] en fonction de l'inverse de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse. La ligne montre le résultat d'un ajustement des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb avec la formule classique donnée par l'équation 1.33. . . . .	52
1.41	Sections efficaces de fusion des réactions $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ [31, 75–77] en fonction de l'inverse de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse. La ligne montre le résultat d'un ajustement des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb avec la formule classique donnée par l'équation 1.33. . . . .	52
1.42	Sections efficaces de fusion des réactions $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ [26–28, 78] en fonction de l'inverse de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse. La ligne montre le résultat d'un ajustement des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb avec la formule classique donnée par l'équation 1.33. . . . .	53
1.43	Rapport entre les hauteurs des barrières de fusion extraites des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb et calculées en utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour les réactions $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ , $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ en fonction de $N/Z-1$ . $N$ et $Z$ désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé. . . . .	55
1.44	Rapport entre les rayons de barrières de fusion extraits des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb et calculés en utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour les réactions $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ , $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ en fonction de $N/Z-1$ . $N$ et $Z$ désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé. . . . .	55
1.45	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ [75] (cercles pleins), $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ [31] (triangles) et $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ [77] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	57
1.46	Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{64}\text{Ni}$ au projectile $^{58}\text{Ni}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{58}\text{Ni}$ au noyau cible $^{64}\text{Ni}$ . . . . .	57
1.47	Facteur astrophysique expérimental de $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	59
1.48	Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	59
1.49	Facteur astrophysique expérimental de $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	59

1.50	Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	59
1.51	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ [26] (cercles pleins), $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ [27] (triangles) et $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ [28] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	60
1.52	Distributions de barrières expérimentales de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ [26] (cercles pleins), $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ [27] (triangles) et $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ [28] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	60
1.53	Premiers états excités des noyaux $^{40,48}\text{Ca}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	61
1.54	Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{48}\text{Ca}$ au projectile $^{40}\text{Ca}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{40}\text{Ca}$ au noyau cible $^{48}\text{Ca}$ . . . . .	62
1.55	Distributions de barrières expérimentales de $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ (cercles pleins), $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ (triangles) et $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ (cercles vides). Pour les trois systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ et $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ ont respectivement été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = 1,82$ et $1,19$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	62
1.56	Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	65
1.57	Facteur astrophysique expérimental de $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	65
1.58	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ [83] (cercles pleins) et $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	67
1.59	Distributions de barrières expérimentales de $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ [83] (cercles pleins) et $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	67
1.60	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ [83] (cercles vides) et $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ [83] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	67
1.61	Distributions de barrières expérimentales de $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ [83] (cercles vides) et $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ [83] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	67
1.62	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ [83] (cercles pleins) et $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	68
1.63	Distributions de barrières expérimentales de $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ [83] (cercles pleins) et $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	68
1.64	Premiers états excités des noyaux $^{32,36}\text{S}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	71

1.65 Premiers états excités du noyau $^{34}\text{S}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	72
1.66 Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{64}\text{Ni}$ au projectile $^{32}\text{S}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{32}\text{S}$ au noyau cible $^{64}\text{Ni}$ . . . . .	73
1.67 Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du projectile $^{36}\text{S}$ au noyau cible $^{58}\text{Ni}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{58}\text{Ni}$ au projectile $^{36}\text{S}$ . . . . .	73
1.68 Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du projectile $^{34}\text{S}$ au noyau cible $^{58}\text{Ni}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{58}\text{Ni}$ au projectile $^{34}\text{S}$ . . . . .	73
1.69 Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{64}\text{Ni}$ au projectile $^{34}\text{S}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{34}\text{S}$ au noyau cible $^{64}\text{Ni}$ . . . . .	73
1.70 Distributions de barrières expérimentales de $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins) et $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ont été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = 2,28$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	74
1.71 Distributions de barrières expérimentales de $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins) et $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ont été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = 1,48$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	74
1.72 Distributions de barrières expérimentales de $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins) et $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ont été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = 1,33$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	74
1.73 Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ [84] (cercles vides) et $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ [84] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	75
1.74 Distributions de barrières expérimentales de $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ [84] (cercles vides) et $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ [84] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	75

1.75	Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{48}\text{Ca}$ au projectile $^{32}\text{S}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{32}\text{S}$ au noyau cible $^{48}\text{Ca}$ . . . . .	77
1.76	Distributions de barrières expérimentales de $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ (cercles vides rouges) et $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ (cercles vides magentas). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ ont été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = -0,85$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	77
1.77	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ [85] (cercles pleins) et $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ [85] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	79
1.78	Distributions de barrières expérimentales de $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ [85] (cercles pleins) et $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ [85] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	79
1.79	Distributions de barrières expérimentales de $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ (cercles pleins) et $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ ont été déplacées de $\Delta E_{c.m.} = 0,34$ MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles. . . . .	80
1.80	Valeurs de $Q_{tr}^c$ du système $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$ avec $V_b$ la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible $^{30}\text{Si}$ au projectile $^{28}\text{Si}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile $^{28}\text{Si}$ au noyau cible $^{30}\text{Si}$ . . . . .	80
1.81	Premiers états excités des noyaux $^{28,30}\text{Si}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	82
1.82	Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ [88] (cercles pleins), $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ [36, 88] (triangles vers le haut), $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ [88] (cercles vides) et $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ [88] (triangles vers le bas) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	84
1.83	Distributions de barrières expérimentales de $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ [88] (cercles pleins), $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ [36, 88] (triangles vers le haut), $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ [88] (cercles vides) et $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ [88] (triangles vers le bas) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	84
1.84	Premiers états excités des noyaux $^{24,26}\text{Mg}$ et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV. . . . .	86
1.85	Facteur astrophysique expérimental de $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	88
1.86	Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes. . . . .	88

2.1	Photographie de l'intérieur de la chambre à réaction du spectromètre magnétique PRISMA comportant les deux moniteurs au silicium. L'axe et le sens du faisceau de Ni sont indiqués par une flèche. . . . .	93
2.2	Photographie du porte-cible de la chambre à réaction comportant, de haut en bas, un quartz, un collimateur et trois cibles de $^{40}\text{Ca}$ . Un dépôt d'une largeur de 2 mm a été imposé sur les cibles afin de s'assurer que le faisceau soit au centre de la cible. . . . .	93
2.3	Représentation schématique du spectromètre magnétique PRISMA du LNL [96].	94
2.4	Photographie du spectromètre magnétique PRISMA du LNL. . . . .	94
2.5	Vue tridimensionnelle du détecteur MWPPAC [96]. . . . .	96
2.6	Vue tridimensionnelle de la chambre d'ionisation [96]. . . . .	97
2.7	Représentation schématique du détecteur MWPPAC et de la chambre d'ionisation du spectromètre magnétique PRISMA. Deux exemples de trajectoire d'un ion sont montrés par des flèches. Si l'ion est arrêté dans une des 40 sections de la chambre d'ionisation, l'évènement est pris en compte. Si l'ion va en dehors du volume actif de la chambre d'ionisation, activant les sections supplémentaires A ou B, l'évènement est rejeté. . . . .	98
2.8	Fonctions d'excitation de fusion de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ (cercles pleins) et $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ (cercles vides) en coordonnées réduites. Les flèches indiquent les énergies auxquelles les probabilités de transfert de nucléons ont été mesurées pour $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ (flèches continues) et $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ (flèches en pointillé). . . . .	99
2.9	Distributions angulaires du produit de transfert $^{41}\text{Ca}$ (+1n) des réactions $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{63}\text{Ni}+^{41}\text{Ca}$ (lignes continues) et $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{57}\text{Ni}+^{41}\text{Ca}$ (lignes en pointillé) calculées à toutes les énergies choisies avec le programme GRAZING [53,106,107].	99
2.10	Histogramme bidimensionnel $X_{MCP}$ versus $Y_{MCP}$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ non étalonné (unités en canaux). . . . .	103
2.11	Histogramme bidimensionnel $X_{MCP}$ versus $Y_{MCP}$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ étalonné (unités en mm) grâce à cinq points de référence. . . . .	103
2.12	Histogramme bidimensionnel $\theta_{lab}$ versus $\phi_{lab}$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ étalonné (unités en $^\circ$ ) grâce à la conversion des coordonnées spatiales en coordonnées angulaires. . . . .	103
2.13	Histogramme $X_{fp}$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ étalonné (unité en mm). Les structures correspondent aux différents états de charge des ions diffusés $^{40}\text{Ca}$ . L'état de charge le plus probable est $q = 16^+$ d'après la formulation de Shima [108]. . . . .	104
2.14	Histogramme bidimensionnel $X_{fp}$ versus $TOF$ étalonné (unité en mm pour $X_{fp}$ et unité en ns pour $TOF$ ) et aligné de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ .	105
2.15	Histogramme de projection en $TOF$ . La valeur moyenne des ions $^{40}\text{Ca}$ est de 286,6 ns. . . . .	105
2.16	Représentation schématique de PRISMA, constitué d'un détecteur MCP, d'un quadripôle, d'un dipôle, d'un détecteur MWPPAC et d'une chambre d'ionisation. Les référentiels du laboratoire et de PRISMA utilisés pour la reconstruction de la trajectoire des ions dans le spectromètre sont indiqués sur la Figure. . . . .	106
2.17	Histogramme bidimensionnel $E$ versus $\Delta E$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	110
2.18	Histogramme bidimensionnel $r$ versus $E$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	110

2.19	Histogramme bidimensionnel $\rho\beta$ versus $E$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	112
2.20	Histogramme bidimensionnel $A/q$ versus $X_{fp}$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	113
2.21	Histogramme bidimensionnel $A/q$ versus $X_{fp}$ de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ pour $245 \leq A/q \times 100 \leq 270$ . . . . .	113
2.22	Distribution en masse de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	114
2.23	Distribution de la chaleur de réaction de la voie de diffusion (élastique et inélastique, $^{40}\text{Ca}$ ) dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	120
2.24	Distribution de la chaleur de réaction de la voie de diffusion (élastique et inélastique, $^{40}\text{Ca}$ ) dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 190$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . . . . .	120
2.25	Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert +1n ( $^{41}\text{Ca}$ ) dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de $Q_{gs}$ et $Q_{opt}$ (équation 2.16). . . . .	121
2.26	Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert +2n ( $^{42}\text{Ca}$ ) dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de $Q_{gs}$ et $Q_{opt}$ (équation 2.16). Les flèches indiquent les quatre états excités $0^+$ du $^{42}\text{Ca}$ situés à 5,87, 6,02, 6,51 et 6,70 MeV. . . . .	121
2.27	Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert -1p ( $^{39}\text{K}$ ) dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de $Q_{gs}$ et $Q_{opt}$ (équation 2.16). . . . .	122
2.28	Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert -2p ( $^{38}\text{Ar}$ ) dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ à $E_{lab} = 210$ MeV et $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de $Q_{gs}$ et $Q_{opt}$ (équation 2.16). . . . .	122
2.29	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. . . . .	124
2.30	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. . . . .	124
2.31	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour la voie +1n dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L'ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$ est montré par une ligne. . . . .	127
2.32	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour la voie -1p dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L'ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$ est montré par une ligne. . . . .	127
2.33	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour la voie +2n dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L'ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$ est montré par une ligne. . . . .	127
2.34	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour la voie -2p dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L'ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$ est montré par une ligne. . . . .	127

2.35	Probabilités de transfert mesurées en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les résultats des calculs TDHF+BCS [110] sont montrés par des lignes. . . . .	128
2.36	Probabilités de transfert mesurées en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les résultats des calculs TDHF+BCS [110] sont montrés par des lignes. . . . .	128
2.37	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par des lignes en pointillé. . . . .	132
2.38	Fonctions d'excitation de fusion de $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, sont montrés par une ligne en pointillé. Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par une ligne continue. . . . .	132
2.39	Probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par des lignes en pointillé. . . . .	133
2.40	Fonctions d'excitation de fusion de $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, sont montrés par une ligne en pointillé. Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par une ligne continue. . . . .	133

# Liste des tableaux

1.1	Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{40}\text{Ca}$ , $^{58}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni}$ . La force des transitions électriques $S$ vers le niveau fondamental et les paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire $\beta_{2,3}$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49], à l'exception des paramètres de déformation octupolaire $\beta_3$ des noyaux $^{58,64}\text{Ni}$ déterminés à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	27
1.2	Paramètres de la formule de Wong $R_C$ , $V_C$ et $\hbar\omega$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . . . . .	33
1.3	Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	36
1.4	Caractéristiques de la barrière de potentiel sans couplages calculées à partir de la méthode <i>frozen</i> HF ( $R_b^{Frozen}$ , $V_b^{Frozen}$ ) et du modèle de Bass ( $R_b$ , $V_b$ ) [43]. Seuils de fusion TDHF $V_b^{TDHF}$ pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . . . . .	44
1.5	Paramétrisation Woods-Saxon du potentiel nucléaire extraite du potentiel <i>frozen</i> pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . . . . .	44
1.6	( $R_b^{exp}$ , $V_b^{exp}$ ) de la barrière de fusion extraits des sections efficaces de fusion, ( $R_b$ , $V_b$ ) de la barrière de Coulomb calculés à partir du modèle de Bass [43], et ( $R_b^{AW}$ , $V_b^{AW}$ ) de la barrière de fusion calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52,53] pour les réactions $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . $N$ et $Z$ désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé. $V_N(R_b^{exp})$ est défini par l'équation 1.34. . . . .	53
1.7	( $R_b^{exp}$ , $V_b^{exp}$ ) de la barrière de fusion extraits des sections efficaces de fusion, ( $R_b$ , $V_b$ ) de la barrière de Coulomb calculés à partir du modèle de Bass [43], et ( $R_b^{AW}$ , $V_b^{AW}$ ) de la barrière de fusion calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52, 53] pour les réactions $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ . $N$ et $Z$ désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé. $V_N(R_b^{exp})$ est défini par l'équation 1.34. . . . .	54
1.8	( $R_b^{exp}$ , $V_b^{exp}$ ) de la barrière de fusion extraits des sections efficaces de fusion, ( $R_b$ , $V_b$ ) de la barrière de Coulomb calculés à partir du modèle de Bass [43], et ( $R_b^{AW}$ , $V_b^{AW}$ ) de la barrière de fusion calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52, 53] pour les réactions $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ . $N$ et $Z$ désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé. $V_N(R_b^{exp})$ est défini par l'équation 1.34. . . . .	54
1.9	Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	58

1.10 Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{58}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni}$ . Les forces des transitions électriques $S$ vers le niveau fondamental et les paramètres de déformation quadripolaire $\beta_2$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49], à l'exception des paramètres de déformation octupolaire $\beta_3$ déterminés à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	58
1.11 Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{40}\text{Ca}$ et $^{48}\text{Ca}$ . Les forces des transitions électriques $S$ et les paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire $\beta_{2,3}$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49], à l'exception du paramètre de déformation octupolaire $\beta_3$ du noyau $^{48}\text{Ca}$ déterminé à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	61
1.12 Paramètres de la formule de Wong $R_C$ , $V_C$ et $\hbar\omega$ pour $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ . . . . .	63
1.13 Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	64
1.14 Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{32}\text{S}$ , $^{34}\text{S}$ , $^{36}\text{S}$ , $^{58}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni}$ . Les forces des transitions électriques $S$ et les paramètres de déformation quadripolaire $\beta_2$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire $\beta_3$ des noyaux $^{32}\text{S}$ , $^{34}\text{S}$ , $^{36}\text{S}$ , $^{58}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni}$ ont été déterminés à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	70
1.15 Paramètres de la formule de Wong $R_C$ , $V_C$ et $\hbar\omega$ pour $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ . . . . .	71
1.16 Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	72
1.17 Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{32}\text{S}$ , $^{36}\text{S}$ et $^{48}\text{Ca}$ utilisées dans CCFULL [7]. Les forces des transitions électriques $S$ et les paramètres de déformation quadripolaire $\beta_2$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire $\beta_3$ des noyaux $^{32}\text{S}$ , $^{36}\text{S}$ et $^{48}\text{Ca}$ ont été déterminés à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	76
1.18 Paramètres de la formule de Wong $R_C$ , $V_C$ et $\hbar\omega$ pour $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ . . . . .	78
1.19 Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	78
1.20 Paramètres de la formule de Wong $R_C$ , $V_C$ et $\hbar\omega$ pour $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$ . . . . .	80
1.21 Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{28}\text{Si}$ et $^{30}\text{Si}$ utilisées dans CCFULL [7]. Les forces des transitions électriques $S$ et les paramètres de déformation quadripolaire $\beta_2$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire $\beta_3$ ont été déterminés à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	81

1.22	Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	83
1.23	Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{24,26}\text{Mg}$ et $^{28,30}\text{Si}$ utilisées dans CCFULL [7]. Les forces des transitions électriques $S$ et les paramètres de déformation quadripolaire $\beta_2$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire $\beta_3$ ont été déterminés à partir de $S$ donnée dans la Référence [50]. . . . .	85
1.24	Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$ . $V_0$ , $R_0$ et $a$ désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions $R_b^{AW}$ , hauteurs $V_b^{AW}$ et courbures $\hbar\omega^{AW}$ de la barrière de fusion sont aussi indiquées. . . . .	87
2.1	Principales caractéristiques de PRISMA [96]. . . . .	95
2.2	Distances entre les différents éléments de PRISMA [96]. . . . .	95
2.3	Caractéristiques des deux expériences de transfert de nucléons de $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ et $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . . . . .	100
2.4	Coordonnées des points de référence utilisés pour étalonner le détecteur MCP. . . . .	102
2.5	Caractéristiques principales du quadripôle magnétique de PRISMA. . . . .	106
2.6	Caractéristiques principales du dipôle magnétique de PRISMA. . . . .	107
2.7	Chaleurs de réaction de transfert de l'état fondamental à l'état fondamental des voies $+1n$ , $+2n$ , $-1p$ et $-2p$ pour $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ et $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . . . . .	118
2.8	Chaleurs de réaction optimales des voies de transfert $+1n$ , $+2n$ , $-1p$ et $-2p$ dans $^{64,58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ calculées à partir des équations 2.16 et 2.17. . . . .	119
2.9	Constantes de décroissance exponentielle expérimentales $\alpha_{exp}$ et théoriques $\alpha_{th}^{donneur,accepteur}$ des voies de transfert $+1n$ , $-1p$ , $+2n$ et $-2p$ dans la réaction $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . . . . .	126
2.10	Paramétrisation Woods-Saxon des potentiels nucléaires réel et imaginaire pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ utilisée dans les calculs en voie couplées. . . . .	130
2.11	Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux $^{40}\text{Ca}$ , $^{58}\text{Ni}$ et $^{64}\text{Ni}$ utilisées dans les calculs en voies couplées. Les paramètres de déformation quadripolaire et octupolaire $\beta_{2,3}$ ont été déterminés à partir des énergies $E$ des états et de leurs durées de vie moyennes $\tau$ données dans la Référence [49]. . . . .	131
2.12	Paramètres des facteurs de formes pour les couplages aux voies de transfert de nucléons dans $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ utilisés dans les calculs en voie couplées. $\alpha_{01}$ et $\beta_{01}$ sont ceux du couplage entre la voie d'entrée et la voie de transfert d'un nucléon. $\alpha_{02}$ et $\beta_{02}$ sont ceux du couplage entre la voie d'entrée et la voie de transfert de deux nucléons. Ces paramètres ont été obtenus avec les valeurs de $Q_{tr}$ optimales des voies de transfert d'un nucléon $Q_{01} = \min(0, Q_{gs})$ et de deux nucléons $Q_{02} = \min(0, Q_{gs})$ . . . . .	131



# Introduction

L'intérêt des réactions de fusion entre ions lourds tire son origine de la quête d'extension du tableau périodique au-delà des éléments qui peuvent être formés en utilisant des projectiles de neutrons ou de particules chargées légères sur des cibles d'actinide. Des faisceaux plus lourds de carbone, d'oxygène et au-delà, ont été utilisés afin d'atteindre cette nouvelle région grâce au mécanisme de fusion, dans lequel les noyaux du faisceau et de la cible ont délivré les protons et neutrons du nouvel élément. Puisque plusieurs accélérateurs, pouvant fournir de tels faisceaux, sont devenus disponibles à la fin des années 1960 et surtout pendant les années 1970, une bonne partie de l'intérêt en spectroscopie nucléaire est passé des excitations nucléaires induites par des faisceaux d'ions légers aux excitations nucléaires requérant des moments angulaires élevés que le mécanisme de fusion permet d'atteindre. La fusion représente la majeure partie de la section efficace totale de réaction à des énergies au-dessus et au voisinage de la barrière de Coulomb.

A des énergies en dessous de la barrière de Coulomb, le mécanisme de fusion est classiquement interdit, mais peut cependant se produire par effet tunnel quantique. Cet effet est l'une des propriétés les plus remarquables de la mécanique quantique. Le mécanisme de fusion par effet tunnel a été étudié activement avec des systèmes légers car les barrières de Coulomb de ces systèmes étaient à la portée des accélérateurs de basse énergie. Une des motivations physiques de l'étude des sections efficaces de fusion à basse énergie résulte de leur intérêt pour l'astrophysique. Des mesures de sections efficaces de fusion à très basse énergie sont nécessaires pour pouvoir les extrapoler dans la région de la fenêtre de Gamow, afin de prédire les taux de réactions astrophysiques. Deux systèmes clés d'intérêt astrophysique sont  $\alpha+^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ . Un autre aspect important du mécanisme de fusion à basse énergie est la possibilité de déduire des informations sur le potentiel d'interaction noyau-noyau. A énergie et moment angulaire donnés, la probabilité de pénétration de la barrière de potentiel dépend de la hauteur, de la position et de la courbure de la barrière.

A part les réactions de fusion, les réactions de transfert de nucléons de plus faible section efficace sont également utilisées dans l'étude de la structure nucléaire. Avec des ions légers, ces réactions fournissent des données expérimentales importantes pour la construction du modèle en couches et établir les propriétés des corrélations nucléon-nucléon au sein des noyaux. Avec des ions lourds, ces réactions jouent un rôle important dans l'étude des mécanismes de réaction, décrivant l'évolution de la réaction du régime quasi-élastique aux régimes profondément inélastique et de fusion. De plus, le transfert multiple de nucléons offre la possibilité d'étudier le rôle des particules célibataires et des modes de transfert de paires de nucléons. Des états excités des produits de réaction peuvent être significativement peuplés, fournissant des informations sur la contribution des vibrations de surface, des particules célibataires et de leur couplage. Au cours des dix dernières années, les réactions de transfert de nucléons ont connu un regain d'intérêt car celles-ci peuvent être utilisées pour peupler des noyaux riches en neutrons et développer leur spectroscopie. Cette thématique a bénéficié de la construction de spectromètres magnétiques

de grande acceptance. Le couplage de ces spectromètres avec des ensembles de détection  $\gamma$  a permis d'identifier les rayonnements  $\gamma$  provenant de la désexcitation de voies de transfert faibles associées à la population de noyaux loin de la ligne de stabilité, permettant ainsi des études détaillées de structure nucléaire.

Le présent travail est consacré à l'étude des réactions de fusion-évaporation et de transfert de nucléons à des énergies proches de la barrière de Coulomb. Dans le cadre de cette thèse, deux expériences de fusion-évaporation et de transfert de nucléons ont été réalisées au Laboratoire National de Legnaro (LNL) en Italie :  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ .

Les différents aspects des deux expériences de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  seront présentés dans le premier chapitre. Ces expériences ont été entreprises à la suite des résultats expérimentaux et des interprétations théoriques obtenus pour les systèmes  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ . L'analyse des données expérimentales obtenues pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sera décrite, et les résultats expérimentaux ainsi que les interprétations théoriques seront discutés. Les résultats expérimentaux reposeront sur les sections efficaces de fusion ainsi que sur les distributions de barrières, et les interprétations théoriques s'appuieront sur des calculs en voies couplées et des calculs Hartree-Fock dépendants du temps. Afin de positionner cette étude dans le contexte expérimental actuel de la fusion entre ions lourds par effet tunnel, une étude systématique de sections efficaces de fusion reportées dans la littérature a été effectuée. Cette étude a porté sur des systèmes comprenant des noyaux de la couche *sd*, tels que  $^{24,26}\text{Mg}$ ,  $^{28,30}\text{Si}$ ,  $^{32,34,36}\text{S}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , et de la couche *fp*, tels que  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , qui présentent des structures différentes, telles que sphérique, vibrationnelle et rotationnelle. Les distributions de barrières ont été extraites des sections efficaces de fusion mesurées, et des calculs en voies couplées ont été effectués.

Les différents aspects des deux expériences de transfert de nucléons  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  seront présentés dans le second chapitre. Ces expériences font suite aux résultats expérimentaux et aux interprétations théoriques obtenus pour les réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . L'analyse des données expérimentales obtenues pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sera décrite, et les résultats expérimentaux ainsi que les interprétations théoriques seront discutés. Les résultats expérimentaux reposeront sur les distributions de la chaleur de réaction et les probabilités de transfert de nucléons, et les interprétations théoriques s'appuieront sur des calculs Hartree-Fock dépendants du temps. De plus, une description conjointe des probabilités de transfert de nucléons et des sections efficaces de fusion, utilisant une approche en voies couplées, sera discutée pour les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ .

# Chapitre 1

## Fusion et effet tunnel quantique

L'objet de ce chapitre est l'étude du mécanisme de fusion entre ions lourds par effet tunnel quantique. Dans un premier temps, deux réactions de fusion-évaporation seront étudiées à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb :  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Ces expériences, réalisées récemment au Laboratoire National de Legnaro (LNL) en Italie, seront présentées en premier lieu. L'analyse des données expérimentales obtenues pour ces deux réactions sera ensuite décrite. Les résultats expérimentaux et les interprétations théoriques seront enfin discutés. Dans un second temps, une étude systématique de réactions de fusion-évaporation impliquant des noyaux mi-lourds Ni, Ca, S, Si et Mg sera présentée. Les sections efficaces de fusion mesurées pour les réactions Ni+Ni, Ca+Ca, S+Ni, S+Ca, Si+Si et Mg+Si ont été extraites de la littérature.

### 1.1 Introduction

Les réactions de fusion entre ions lourds à basse énergie sont gouvernées par l'effet tunnel quantique à travers la barrière de Coulomb, formée par la force répulsive de Coulomb de longue portée et la force attractive nucléaire de courte portée. L'étude expérimentale des réactions de fusion s'est vivement poursuivie depuis l'article de revue de Dasgupta *et al.* [1] publié en 1998. Dans cet article, des distributions de barrières détaillées extraites de mesures précises de sections efficaces de fusion ont été reportées. L'objectif de cette étude est de révéler l'influence de la structure des noyaux en collision sur le mécanisme de fusion par effet tunnel. L'effet le plus évident est l'augmentation des sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb, en comparaison des prédictions de modèles de pénétration d'une barrière de potentiel unidimensionnelle. L'expression de la section efficace de fusion, dépendant de l'énergie du faisceau, de la taille du système et de la plage de moments angulaires du noyau composé, est donnée par l'équation 1.1. Cette augmentation peut être expliquée par des calculs en voies couplées, qui incluent les couplages du mouvement relatif des deux noyaux en collision à leurs degrés de libertés internes, tels que la vibration, la rotation et, dans certains cas, le transfert de nucléons [2–4]. Ces couplages entraîneraient le passage d'une barrière non couplée à une distribution de barrières de différentes amplitudes. Des barrières d'amplitudes plus faibles que celle de la barrière non couplée, seraient responsables de l'augmentation des sections efficaces de fusion.

$$\sigma_f(E_{c.m.}) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{c.m.}} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l(E_{c.m.}) \quad (1.1)$$

avec :

- $E_{c.m.}$  l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse,
- $\mu$  la masse réduite du système,
- $T_l(E_{c.m.})$  le coefficient de transmission à travers la barrière de potentiel formée entre les deux noyaux en collision pour chaque onde partielle  $l$ .

### 1.1.1 Calculs en voies couplées

Un certain nombre de programmes, résolvant les équations en voies couplées, ont été développés, tels que Ptolemy [5], Fresco [6] et CCFULL [7]. Le nombre de voies, qui doivent être incluses dans les calculs en voies couplées, peut être très élevé. Il est possible de faire certaines suppositions et approximations afin de réduire le nombre de voies et donc de simplifier les calculs. Un état excité avec un spin  $I$  couplé à moment angulaire orbital  $l$  crée  $2J + 1$  voies ; le moment angulaire total  $J$  prenant les valeurs  $|l - I|, \dots, l + I$ . Une façon de simplifier les calculs est d'utiliser l'approximation isocentrifuge ou l'approximation du référentiel tournant, qui a indépendamment été développée en 1986 par plusieurs groupes [8]. La supposition de cette approximation est que le moment angulaire orbital  $l$  est le même pour toutes les voies et est remplacé par le moment angulaire total  $J$ . Le potentiel centrifuge  $l(l + 1)\hbar^2/2\mu r^2$  devient donc  $J(J + 1)\hbar^2/2\mu r^2$ . Par conséquent, seulement une voie pour chaque état excité peut être considérée, ce qui réduit considérablement le nombre d'équations en voies couplées. L'approximation isocentrifuge est bien justifiée pour les réactions de fusion et a été testée dans des calculs de sections efficaces de fusion à plusieurs reprises [9–11]. Cette approximation a également été testée pour des réactions de diffusion quasi-élastiques [12] et inélastiques [13, 14] ainsi que pour des réactions de transfert de nucléons à des angles de diffusion élevés (ou angles de diffusion arrière) [15]. Cependant, l'approximation n'est pas correcte aux angles de diffusion faibles (ou angles de diffusion avant), où l'excitation coulombienne de longue portée est dominante.

Un point important dans l'approche en voies couplées est la nature des voies à inclure. Par exemple, l'excitation à des états excités élevés ou à des états de résonance géante peut être négligée car le couplage à de tels états n'affecte pas la forme ou la dépendance en énergie des sections efficaces de fusion calculées. Ce couplage résulte plutôt en un déplacement en énergie des sections efficaces de fusion calculées en raison d'une renormalisation adiabatique du potentiel d'interaction noyau-noyau [8]. Ceci est aussi vrai pour les couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de chaleur de réaction négatives et élevées.

### 1.1.2 Distributions de barrières

Une bonne façon d'illustrer et d'amplifier la dépendance en énergie des sections efficaces de fusion à des énergies proches de la barrière de Coulomb est d'extraire la distribution de barrières. Cette approche a été utilisée par Keller *et al.* [16] dans l'analyse des sections efficaces de fusion des systèmes  $^{90}\text{Zr}+^{89}\text{Y}$ ,  $^{90,92,96}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ . Par la suite, Rowley, Satchler et Stelson [17] ont obtenu une expression similaire qui relie directement la distribution de barrières  $D(E_{c.m.})$  à la dérivée seconde de la section efficace de fusion  $\sigma_f$  pondérée par l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse  $E_{c.m.}$ . Celle-ci est définie par l'équation 1.2. La forme de la distribution de barrières est sensible à la structure des noyaux en collision. Des structures dans la distribution de barrières, provenant du couplage à certaines voies de réaction, peuvent parfois être identifiées. La distribution de barrières est extraite des sections efficaces de fusion en utilisant la méthode des différences finies, et le pas d'énergie utilisé est généralement de l'ordre de 2 MeV. Puisque la distribution de barrières est sensible à la valeur du pas d'énergie, il est

important de choisir le même pas d'énergie pour extraire les distributions de barrières mesurées et calculées afin de pouvoir les comparer entre elles. Plusieurs exemples de distributions de barrières sont présentées dans l'article de revue de Dasgupta *et al.* [1]. Certaines montrent une signature de l'effet de déformation statique (états rotationnels), e.g.  $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$ , et d'autres une signature de l'effet de déformation dynamique (états vibrationnels), e.g.  $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ , qui peut créer plusieurs structures dans la distribution de barrières. Par exemple, les distributions de barrières expérimentales et théoriques des deux réactions  $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$  et  $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ , extraites de la Référence [8], sont montrées sur la Figure 1.1.

$$D(E_{c.m.}) = \frac{d^2(E_{c.m.}\sigma_f)}{dE_{c.m.}^2} \quad (1.2)$$

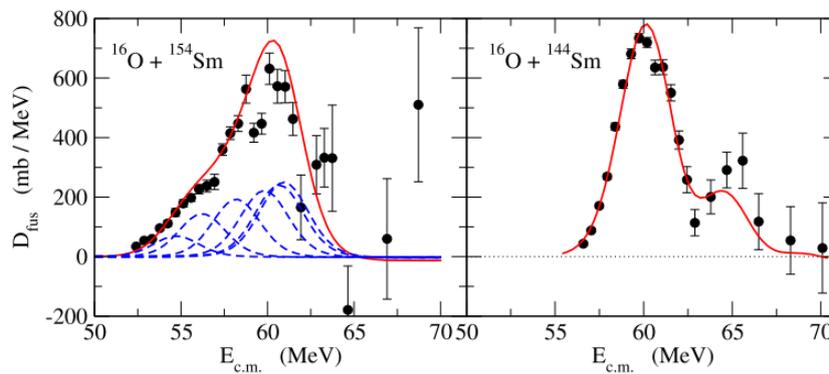


Figure 1.1 – A gauche : distribution de barrières expérimentale pour  $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$ . Les lignes en pointillé et continue montrent les résultats de calculs en voies couplées. Les lignes en pointillé indiquent les contributions de six barrières individuelles (i.e. six angles d'orientation pour le noyau  $^{154}\text{Sm}$ ). La ligne continue résulte de la somme de toutes les contributions. A droite : distribution de barrières expérimentale pour  $^{16}\text{O}+^{144}\text{Sm}$ . La ligne continue montre le résultat de calculs en voies couplées, prenant en compte les excitations octupolaires à deux phonons pour le noyau  $^{144}\text{Sm}$ .

### 1.1.3 Influence des réactions de transfert de nucléons

Un point important a été de démontrer l'influence des couplages aux voies de transfert de nucléons et de séparer cet effet de ceux, connus, des couplages aux voies inélastiques. L'influence du transfert sur la fusion a beaucoup été débattu depuis les premières mesures de sections efficaces de fusion des réactions impliquant des isotopes de nickel par Beckerman *et al.* [18]. Les données expérimentales des systèmes symétriques  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  sont plutôt bien expliquées par les calculs en voies couplées, incluant des couplages aux voies inélastiques. Pour le système asymétrique  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont plus élevées en dessous de la barrière de Coulomb et plus faibles au-dessus de la barrière de Coulomb que celles prédites par les calculs en voies couplées, incluant seulement des couplages aux voies inélastiques. Il a été proposé par Broglia *et al.* [19] que les couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de chaleur de réaction de transfert positives pourraient expliquer les données expérimentales.

L'influence du transfert peut qualitativement être comprise à partir du travail de Dasso, Landowne et Winther [20]. Ils ont montré que le couplage à une voie de transfert avec une

valeur de chaleur de réaction de transfert positive augmente les sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb, alors que le couplage à une voie de transfert avec une valeur de chaleur de réaction de transfert négative et élevée a un effet beaucoup plus faible. Ceci est le cas des isotopes de nickel, où les valeurs de chaleur de réaction de transfert d'une paire neutrons et d'une paire de protons sont positives pour le système asymétrique  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , alors que celles-ci sont négatives pour les deux systèmes symétriques  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ . Selon Broglia *et al.* [19], ce qui importe le plus n'est pas la valeur de chaleur de réaction de transfert  $Q_{tr}$  en elle-même mais sa valeur effective  $Q_{tr}^c = Q_{tr} + \Delta V_b$ , où  $\Delta V_b$  est la différence entre les hauteurs de la barrière de Coulomb des voies d'entrée et de sortie.

Une caractéristique de l'effet des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives est que le couplage à la voie de transfert d'une paire de nucléons a une influence plus forte que le couplage à la voie de transfert d'un seul nucléon sur les sections efficaces de fusion calculées à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb. La raison qualitative est que le facteur de forme du transfert d'un seul nucléon est de longue portée,  $F_{1N}(r) \propto \exp(-r/a)$  avec  $a \simeq 1,2$  fm, alors que le facteur de forme du transfert d'une paire de nucléons  $F_{2N}(r)$  est proportionnel au carré du facteur de forme du transfert d'un seul nucléon et est donc de plus courte portée,  $F_{2N}(r) \propto |F_{1N}(r)|^2 \propto \exp(-2r/a)$ . Autrement dit, les sections efficaces de transfert d'un seul nucléon peuvent être élevées car le facteur de forme est de longue portée mais la force du couplage peut être relativement faible à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb, et l'effet de ce couplage sur les sections efficaces de fusion sera donc modeste, d'après le modèle de Dasso, Landowne et Winther [20].

#### 1.1.4 Calculs Hartree-Fock dépendants du temps

Une approche alternative aux voies couplées est la méthode Hartree-Fock dépendante du temps (TDHF) [21]. Un avantage de cette méthode est que toutes les voies sont automatiquement incluses dans l'approximation de champ moyen, à la fois les voies inélastiques et les voies de transfert de nucléons. Un autre avantage est que la méthode TDHF tient compte de la réponse des noyaux à un changement auto-cohérent lorsque ceux-ci commencent à se recouvrir, alors que l'approche en voies couplées suppose que les énergies d'excitation et les paramètres de déformation des états collectifs des noyaux sont constants.

Beaucoup de progrès ont été faits au cours des dernières années par Umar, Oberacker et leurs collaborateurs dans l'application de la méthode TDHF aux réactions de fusion entre ions lourds. Les calculs peuvent maintenant être effectués en trois dimensions sans restrictions [22]. Ces calculs ne peuvent pas décrire la pénétration d'une barrière mais le potentiel d'interaction entre les noyaux en collision ainsi qu'une masse dépendante des coordonnées [23] peuvent être extraits à partir de calculs TDHF contraints en densité (DC-TDHF) [24]. Ces potentiels et masses peuvent ensuite être utilisés pour calculer les sections efficaces de fusion dans un modèle de pénétration d'une barrière unidimensionnelle.

Cette méthode a été utilisée récemment pour étudier le mécanisme de fusion des systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [25]. Les sections efficaces de fusion ont été calculées à partir de la méthode DC-TDHF et comparées aux données expérimentales [26–28]. Bien que le potentiel d'interaction dépende de l'énergie à laquelle celui-ci a été calculé, les sections efficaces de fusion obtenues sont relativement en bon accord avec les données expérimentales pour les systèmes symétriques  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ . Ces résultats sont très encourageants car le seul

paramètre d'entrée que requiert la méthode DC-TDHF est l'interaction effective entre nucléons de Skyrme. La fusion du système asymétrique  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  est particulièrement intéressante car celle-ci fournit des informations sur l'influence du transfert de nucléons. Les calculs montrent que les transferts de neutrons de  $^{48}\text{Ca}$  à  $^{40}\text{Ca}$  et de protons de  $^{40}\text{Ca}$  à  $^{48}\text{Ca}$  semblent commencer après la pénétration de la barrière de Coulomb. Ceci indique que le principal effet du transfert est la modification de la forme du potentiel nucléaire à l'intérieur de la barrière et pas tellement la hauteur de la barrière. Le résultat est une augmentation des sections efficaces de fusion pour ce système asymétrique, qui explique plutôt bien les données aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb. Cependant, les données sont surestimées par les calculs jusqu'à un facteur deux aux énergies très au-dessus de la barrière de Coulomb.

### 1.1.5 Phénomène de suppression de la fusion

Dans la majorité des premières expériences de fusion, les sections efficaces de fusion ont été mesurées jusqu'à une limite autour de 0,1 mb et les calculs en voies couplées, utilisant un potentiel nucléaire de forme Woods-Saxon, ont réussi à bien reproduire les sections efficaces de fusion [29]. Les premiers articles de revue, dans lesquels a été remise en question la capacité des calculs en voies couplées à décrire les sections efficaces de fusion mesurées à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb, ont été publiés il y a environ 10 ans [30–32]. Dans ces articles, les sections efficaces de fusion des systèmes  $^{60}\text{Ni}+^{89}\text{Y}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  ont été mesurées jusqu'à une limite autour de 0,1  $\mu\text{b}$ . Le principal objectif de cette étude était de mesurer des sections efficaces de fusion à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb, c'est-à-dire en dessous de la région qui est bien reproduite par les calculs en voies couplées, afin de sonder les effets du potentiel d'interaction noyau-noyau.

Des mesures précises de très faibles sections efficaces de fusion constituent un défi car les données correspondantes sont affectées par différents bruits de fond dans les systèmes de détection. De plus, des réactions sur d'infimes quantités de contaminants isotopiques plus lourds de la cible peuvent dominer les rendements à basse énergie en raison de leurs énergies dans le centre de masse plus élevées ou des hauteurs de barrière de Coulomb plus faibles. Ces bruits de fond se manifestent par un changement anormal de la pente de la fonction d'excitation de fusion (sections efficaces de fusion  $\sigma_f$  en fonction de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse  $E_{c.m.}$ ) aux énergies les plus basses.

Afin de pallier de telles difficultés, le système de  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  [31] a été étudié au Laboratoire National d'Argonne, utilisant un analyseur de masse des fragments [33,34]. Dans ce système, ni le faisceau ni la cible n'avaient de contaminants qui pouvaient affecter les sections efficaces de fusion à basse énergie, et la fonction d'excitation de fusion a pu être mesurée de 400 mb environ à moins de 6 nb. La comparaison aux calculs en voies couplées, utilisant un potentiel nucléaire de forme Woods-Saxon, a permis de clairement identifier le phénomène de suppression de la fusion aux énergies les plus basses.

Bien que les sections efficaces de fusion mesurées pour ce système diminuent bien plus rapidement que celles prédites par les calculs en voies couplées, la conclusion sur le phénomène de suppression de la fusion est dépendante des différents paramètres utilisés dans les calculs. Il est donc important de rechercher une représentation des sections efficaces de fusion mettant en évidence ce phénomène sans faire appel à des calculs. Deux représentations différentes ont été introduites par Jiang *et al.* [30] et Jiang *et al.* [32].

Une première approche [30] est de représenter la dérivée logarithmique  $L(E_{c.m.})$  de la section efficace de fusion  $\sigma_f$  pondérée par l'énergie dans le centre de masse  $E_{c.m.}$  (équation 1.3).

$$L(E_{c.m.}) = \frac{d[\ln(E_{c.m.}\sigma_f)]}{dE_{c.m.}} = \frac{1}{E_{c.m.}\sigma_f} \frac{d(E_{c.m.}\sigma_f)}{dE_{c.m.}} \quad (1.3)$$

Une seconde approche [32] est de représenter le facteur astrophysique  $S(E_{c.m.})$  (équation 1.4 [35]). Ici,  $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v$  désigne le paramètre de Sommerfeld,  $Z_{1,2}$  les numéros atomiques des noyaux en collision, et  $v$  la vitesse des ions du faisceau.

$$S(E_{c.m.}) = E_{c.m.}\sigma_f(E_{c.m.}) \times e^{(2\pi\eta(E_{c.m.}))} \quad (1.4)$$

Cette représentation est fréquemment utilisée en astrophysique nucléaire pour prédire le comportement des réactions de fusion à basse énergie. Le facteur de Gamow  $\exp(-2\pi\eta(E_{c.m.}))$  prend en compte la majeure partie de la forte dépendance en énergie de la section efficace de fusion dans les réactions de fusion entre ions légers, de manière à ce que le facteur  $S$  présente seulement une faible dépendance en énergie très en dessous de la barrière de Coulomb. Cette fonction est souvent utilisée pour extrapoler la section efficace de fusion dans la région de la fenêtre de Gamow, afin de prédire les taux des réactions astrophysiques. Pour des réactions de fusion entre ions lourds, le facteur astrophysique présente une forte dépendance en énergie juste en dessous de la barrière de Coulomb. Celui-ci augmente fortement lorsque l'énergie diminue, reflétant la dépendance plus faible en énergie du produit  $E_{c.m.}\sigma_f$ . Cependant, à des énergies encore plus basses, le facteur astrophysique cesse d'augmenter et présente un maximum, qui est considéré comme une signature du phénomène de suppression de la fusion.

La relation entre le facteur astrophysique et la dérivée logarithmique peut être comprise en examinant la dérivée du facteur astrophysique (équation 1.5).

$$\frac{dS}{dE_{c.m.}} = S(E_{c.m.}) \left[ L(E_{c.m.}) - \frac{\pi\eta(E_{c.m.})}{E_{c.m.}} \right] \quad (1.5)$$

Un maximum du facteur astrophysique correspond à  $dS/dE_{c.m.} = 0$ , ce qui apparaît lorsque la dérivée logarithmique vaut :

$$L_{CS}(E_{c.m.}) = \frac{\pi\eta(E_{c.m.})}{E_{c.m.}} = \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{E_{c.m.}^{3/2} \hbar} \sqrt{\frac{m_N}{2} \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}} \quad (1.6)$$

Ici,  $A_{1,2}$  désignent les nombres de masse des noyaux en collision, et  $m_n$  la masse d'un nucléon. Cette fonction est la dérivée logarithmique pour un facteur astrophysique constant. La dérivée logarithmique  $L(E_{c.m.})$  extraite des sections efficaces de fusion mesurées doit croiser la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à l'énergie à laquelle le facteur astrophysique expérimental présente un maximum. L'énergie  $E_s$  et la dérivée logarithmique  $L_s = L_{CS}(E_s)$ , où cette intersection a lieu, sont reliées par l'équation 1.7. Ici,  $E_s$  est en MeV,  $L_s$  est en  $\text{MeV}^{-1}$  et  $\zeta = Z_1 Z_2 \sqrt{\mu} = Z_1 Z_2 \sqrt{A_1 A_2 / (A_1 + A_2)}$  est un paramètre caractérisant la taille du système.

$$L_s = \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2}{E_s^{3/2} \hbar} \sqrt{\frac{m_N}{2} \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}} = 0,4948 \frac{\zeta}{E_s^{3/2}} \quad (1.7)$$

Le facteur astrophysique a l'avantage de donner une représentation directe et simple de la section efficace de fusion mesurée, alors que la dérivée logarithmique repose sur la dérivée de la

section efficace de fusion mesurée.

Une valeur de la chaleur de réaction de fusion  $Q_{fus}$  positive garantit que la fusion est possible, bien que fortement diminuée par la pénétration de la barrière de potentiel, même à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb, car les niveaux d'énergie du noyaux composé seront toujours peuplés à une énergie d'excitation  $E_{exc} = Q_{fus}$ . Cependant, la valeur de la chaleur de réaction de fusion est généralement négative pour les systèmes dont  $\zeta \geq 1500$ . Ceci signifie que l'énergie correspondant à l'état fondamental du noyau composé est  $E_{c.m.} = -Q_{fus}$ , et que la section efficace de fusion, et donc le facteur astrophysique, doivent disparaître à des énergies encore plus basses. Le facteur astrophysique doit donc présenter un maximum.

Une question intéressante est de savoir si le phénomène de suppression de la fusion observé pour le système  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et de beaucoup d'autres systèmes à  $Q_{fus} < 0$  reflète les propriétés statiques ou dynamiques de ces réactions de fusion. Cette question a suscité un grand intérêt dans la mesure de sections efficaces de fusion à des énergies très basses dans des systèmes légers à  $Q_{fus} > 0$  à la recherche du phénomène de suppression de la fusion. Un maximum du facteur astrophysique pour de tels systèmes à  $Q_{fus} > 0$  indiquerait une origine dynamique de ce phénomène.

Récemment, des mesures de sections efficaces de fusion ont été réalisées à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb pour le système  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  par Jiang *et al.* [36]. La dérivée logarithmique de ce système croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$ , et le facteur astrophysique présente un maximum. Ce maximum est le plus prononcé parmi les systèmes à  $Q_{fus} > 0$  étudiés jusqu'ici. Les calculs en voies couplées, utilisant un potentiel nucléaire de forme Woods-Saxon, sur-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb. Cependant, en combinant un potentiel nucléaire M3Y et un coeur répulsif, les calculs en voies couplées reproduisent le comportement de suppression de la fusion. Misicu et Esbensen [37] ont proposé le mécanisme d'incompressibilité de la matière nucléaire pour décrire le phénomène de suppression de la fusion. En effet, la simulation de cette propriété dans des interactions effectives nucléon-nucléon génère une poche peu profonde du potentiel nucléaire à l'intérieur de la barrière qui reproduit la diminution rapide des sections efficaces de fusion mesurées à basse énergie. L'observation de ce phénomène implique que les sections efficaces de fusion diminuent très rapidement à des énergies encore plus basses. Par extension, il est attendu qu'une diminution rapide des sections efficaces de fusion se produise pour d'autres systèmes à  $Q_{fus} > 0$ , tels que ceux impliqués dans la phase de combustion du carbone des étoiles géantes ( $M > 8M_{\odot}$ ). Ce phénomène introduirait une forte influence sur les prédictions des taux des réactions astrophysiques, qui sont importants dans l'étude de l'histoire de l'évolution des étoiles.

Les principales avancées de la recherche sur la fusion entre ions lourds ont été présentées précédemment. Dans ce travail, les réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  seront étudiées à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb, en termes de sections efficaces de fusion, distributions de barrières, calculs en voies couplées et calculs Hartree-Fock dépendants du temps. De plus, les réactions de fusion-évaporation entre noyaux mi-lourds  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ ,  $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ ,  $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$  et  $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$  seront étudiées à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb, en termes de sections efficaces de fusion, distributions de barrières et calculs en voies. L'objectif est d'étudier l'influence des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion dans ce domaine d'énergie.

## 1.2 Réactions de fusion-évaporation $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$

### 1.2.1 Dispositif expérimental

Nous avons réalisé les deux réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{64}\text{Ni}$  au LNL, utilisant l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et un dispositif expérimental constitué d'une chambre à réaction, d'un déflecteur électrostatique et d'un système de détection des résidus d'évaporation. Ce système de détection comprend deux détecteurs *MicroChannel Plates* (MCP), une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium. Ces différents éléments, illustrés sur les Figures 1.2 et 1.3, sont décrits dans les sections suivantes.



Figure 1.2 – Photographie de l'accélérateur électrostatique Tandem XTU du LNL [38].

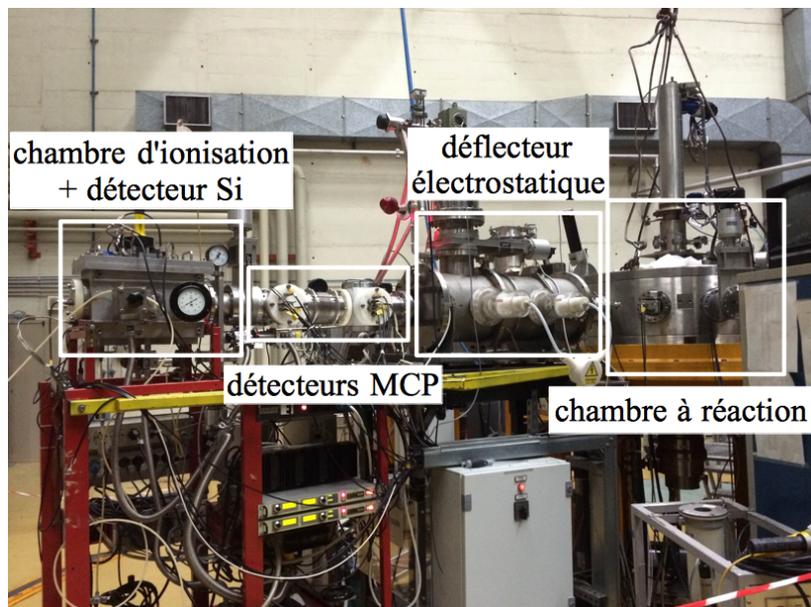


Figure 1.3 – Photographie de la chambre à réaction, du déflecteur électrostatique et du système de détection des résidus d'évaporation du LNL.

### Accélérateur électrostatique Tandem XTU

Dans nos expériences, des ions  $^{40}\text{Ca}$  ont été produits dans la source de l'accélérateur par la pulvérisation progressive d'une pastille de calcium par un faisceau de césium. Les ions de calcium produits avec un état de charge négatif  $1^-$  ont été accélérés, c'est-à-dire attirés, jusqu'à l'électrode terminale à haute tension située au centre de l'accélérateur dont la tension  $V$  peut être portée jusqu'à 14,5 MV. Cette haute tension positive est créée par un apport de charges via un système de charges appelé *laddertron*. Les ions sont ensuite passés à l'intérieur du terminal à travers une fine feuille de carbone d'une épaisseur de  $5 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  environ, appelée *stripper*, épluchant les électrons des ions  $^{40}\text{Ca}$ . Les ions produits avec des états de charge positifs  $q$  ont été soumis aux forces électrostatiques répulsives du terminal de haute tension et ont à nouveau été accélérés, c'est-à-dire repoussés, dans la deuxième partie de l'accélérateur. Cet accélérateur est donc de type *Tandem*. Un ion de charge  $Q$  soumis à une différence de potentiel électrostatique  $V$  acquiert une énergie de  $E_{lab} = QV$ . Les ions accélérés auront donc une énergie totale de  $E_{lab} = (1 + q)V$ . La sélection des ions  $^{40}\text{Ca}$  avec un état de charge  $q = 9^+$  ou  $10^+$  a été réalisée grâce à un aimant d'analyse à  $90^\circ$  placé à la sortie de l'accélérateur dont la rigidité magnétique est définie par l'équation 1.8.

$$B\rho = \frac{0,144}{q} \sqrt{AE_{lab}} \quad (1.8)$$

avec :

- $B$  le champ magnétique,
- $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire suivie par le projectile,
- $q$  l'état de charge du projectile,
- $A$  le nombre de masse du projectile,
- $E_{lab}$  l'énergie de bombardement du faisceau.

Le faisceau d'ions  $^{40}\text{Ca}$ , d'une intensité de 9 particules nA environ, a ensuite été dirigé vers la chambre à réaction grâce à un aimant appelé aimant de *switching*. L'enceinte de l'accélérateur est remplie de gaz isolant d'hexafluorure de soufre ( $\text{SF}_6$ ) à une pression de  $7 \times 10^5$  Pa environ. Ce gaz isolant a une rigidité diélectrique 2,5 fois supérieure à celle de l'air et diminue la possibilité de décharges électriques entre le terminal à haute tension et le réservoir à la masse. Les différents éléments de l'accélérateur sont résumés sur la Figure 1.4.

Cet accélérateur est très approprié pour la mesure de fonctions d'excitation de fusion, c'est-à-dire de sections efficaces de fusion  $\sigma_f$  en fonction de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse  $E_{c.m.}$ , en raison d'une très faible incertitude sur l'énergie de bombardement du faisceau  $E_{lab}$ , qui est de l'ordre de  $10^{-3}$  [39].

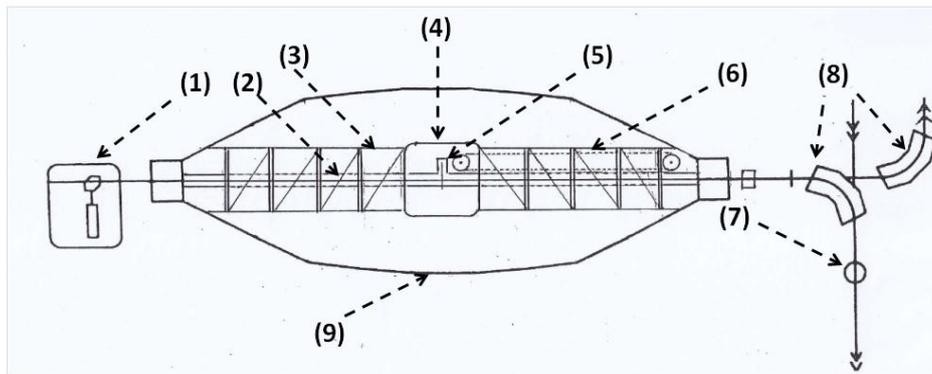


Figure 1.4 – Représentation schématique de l'accélérateur électrostatique Tandem XTU du LNL [38]. (1) source d'ions, (2) tube accélérateur, (3) colonne soutenant le terminal à haute tension, (4) terminal à haute tension, (5) fine feuille de carbone (*stripper*), (6) *laddertron*, (7) station de contrôle du faisceau, (8) aimants d'analyse à  $90^\circ$ , (9) réservoir de l'accélérateur.

## Chambre à réaction

Le faisceau d'ions  $^{40}\text{Ca}$  a été focalisé grâce à des quadripôles magnétiques et aligné grâce à des *steerers* et un système de fentes situé à l'entrée de la chambre à réaction. Il a visuellement été contrôlé par le système de fentes et un quartz placé sur le porte-cible de la chambre à réaction. Les cibles de  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , d'une épaisseur de  $50 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  et respectivement enrichies à 99,9% en  $^{58}\text{Ni}$  et 99,6% en  $^{64}\text{Ni}$ , ont été déposées sur un support de  $^{12}\text{C}$  d'une épaisseur  $20 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Quatre détecteurs au silicium, polarisés à une tension de +60 V, ont été utilisés pour normaliser les différentes prises de données entre elles, en mesurant la section efficace de diffusion de Rutherford des projectiles  $^{40}\text{Ca}$  sur les noyaux cibles  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . Ces détecteurs sont appelés moniteurs car les comptages rendent compte d'éventuels déplacements du faisceau ainsi que de changements d'intensité du faisceau et d'épaisseur de la cible. Ils ont été placés dans la chambre à réaction, au-dessus, en dessous, à gauche et à droite du faisceau à un même angle de diffusion  $\theta_{lab}^{mon} = 16,05^\circ$ . L'angle solide des quatre moniteurs au silicium est de  $\Delta\Omega_{mon} = 0,17$  msr et a été déterminé à partir de leur distance par rapport à la cible et de leur surface effective.

## Défecteur électrostatique

La mesure de sections efficaces de fusion aux angles avant, proches de  $0^\circ$ , requiert l'utilisation d'un défecteur électrostatique [40] afin de séparer les résidus d'évaporation des particules du faisceau transmises à travers la cible.

Le défecteur électrostatique est contenu dans un cylindre en acier inoxydable contenant quatre plaques rectangulaires à haute tension produisant deux régions de champ électrostatique. La tension appliquée aux plaques du défecteur peut être portée jusqu'à  $\pm 45$  kV pour un fonctionnement sans décharge. Le faisceau est stoppé dans un arrêt faisceau appelé *beam dump*, et les champs électrostatiques sont utilisés pour séparer les résidus d'évaporation des quasi-projectiles résultant de la diffusion de Rutherford sur la cible et de la diffusion sur les fentes d'entrée du défecteur. Cette séparation est réalisée en fonction de la rigidité électrique  $E/q$  des résidus d'évaporation,  $E$  désignant leur énergie moyenne et  $q$  leur état de charge moyen. Le nombre de particules du faisceau transmises à travers la cible, de l'ordre de  $10^9$  particules par seconde, est réduit d'un facteur  $10^7$ . Ce facteur est appelé facteur de réjection. Le coefficient de transmission du défecteur est de  $t = 0,72 \pm 0,03$ . Ce coefficient est défini par le rapport entre le nombre de résidus d'évaporation détectés par le détecteur au silicium en présence du champ électrostatique du défecteur et le nombre de résidus d'évaporation détectés par le détecteur au silicium en l'absence du champ électrostatique du défecteur. La perte de résidus d'évaporation est due à leurs distributions en énergie et en état de charge de sorte que leur angle d'émission peut les amener hors du système de détection.

Le défecteur est suivi d'un système de détection comprenant deux détecteurs MCP, une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium. Le défecteur et le système de détection peuvent effectuer une rotation de  $\pm 10^\circ$  dans le plan horizontal afin de mesurer des distributions angulaires des résidus d'évaporation. Dans nos expériences, le défecteur électrostatique et le système de détection ont été placés à  $\theta_{lab} = 2^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau afin de réduire le bruit de fond considéré trop important à  $0^\circ$ .

## Système de détection

Les résidus d'évaporation ont été identifiés par un système de détection comprenant deux détecteurs MCP, une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium. Ces différents éléments sont représentés schématiquement sur la Figure 1.5 et sont décrits ci-dessous.

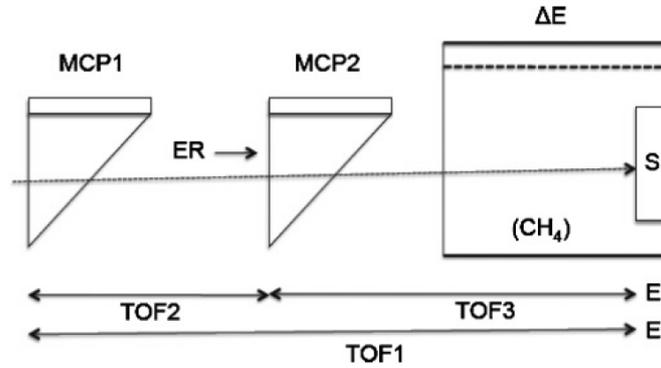


Figure 1.5 – Représentation schématique du système de détection des résidus d'évaporation (ER) [41].

- **Détecteurs MCP**

Les deux détecteurs MCP, notés  $MCP_1$  et  $MCP_2$  sur la Figure 1.5 et respectivement placés à une distance de 1943 et 2325 mm de la cible, fournissent les positions horizontale  $X$  et verticale  $Y$  ainsi qu'un signal temps des résidus d'évaporation entrant dans le système de détection. Le temps de vol des résidus d'évaporation, noté  $TOF_2$  sur la Figure 1.5, est mesuré entre le signal en temps du détecteur  $MCP_2$  et le signal en temps du détecteur  $MCP_1$ . Les résidus d'évaporation interagissent avec une fine feuille de carbone dans le détecteur, créant des électrons secondaires qui sont détectés par les MCP. La tension de polarisation appliquée aux deux détecteurs est de -2450 V et le coefficient de transparence des grilles est de  $t_{MCP} = 0,726$  [39].

- **Chambre d'ionisation**

Lorsque le résidu d'évaporation passe entre les électrodes polarisées de la chambre d'ionisation, des charges positives, appelées cations, et négatives, appelées électrons, sont créées. La tension de polarisation appliquée aux électrodes est de +400 V. Le champ électrique créé par les électrodes sépare les charges et les fait dériver vers les électrodes. Les électrons sont attirés par l'anode, chargée positivement, et les cations par la cathode, chargée négativement. Les charges génèrent un courant sur les électrodes qui est détecté et amplifié. L'amplitude du signal électronique est proportionnelle à l'énergie déposée  $\Delta E$  par le résidu d'évaporation. Cette perte d'énergie est principalement due aux collisions inélastiques avec les électrons des atomes du gaz de méthane ( $\text{CH}_4$ ) de la chambre d'ionisation. La pression de la chambre d'ionisation est de 15 mbar et sa température est de  $0^\circ\text{C}$ . Le coefficient de transparence de la grille de support de la chambre d'ionisation est de  $t_{IC} = 0,80$  [39].

Le pouvoir d'arrêt électronique ou perte d'énergie par unité de longueur  $-dE/dx$  d'un ion lourd ( $M_{\text{ion lourd}} \gg m_e$ ) non relativiste ( $\beta = v/c \ll 1$ ) est donné par la formule de Bethe-Bloch [42] :

$$-\frac{dE}{dx} = \rho \frac{z^2 Z}{A} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi N_A}{m_e v^2} \ln \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right) \quad (1.9)$$

avec :

- $\rho$  la masse volumique du matériau,
- $z$  l'état de charge du fragment détecté,
- $A$  le nombre de masse du matériau ralentisseur,
- $Z$  le numéro atomique du matériau ralentisseur,
- $e$  la charge élémentaire,
- $\epsilon_0$  la permittivité du vide,
- $N_A$  le nombre d'Avogadro,
- $m_e$  la masse de l'électron au repos,
- $v$  la vitesse du fragment détecté,
- $I$  l'énergie d'ionisation.

### • Détecteur au silicium

Le détecteur au silicium, placé au fond de la chambre d'ionisation à une distance de 2991 mm de la cible, fournit l'énergie résiduelle  $E_R$  des résidus d'évaporation, un signal en temps utilisé pour les temps de vol  $TOF_1$  et  $TOF_3$  des résidus d'évaporation et déclenche l'acquisition des données. Les temps de vols, notés  $TOF_1$  et  $TOF_3$  sur la Figure 1.5, sont mesurés entre les signaux en temps des détecteurs  $MCP_{1,2}$  et le signal en temps du détecteur au silicium. Le détecteur au silicium est d'une surface active de 600 mm<sup>2</sup>, d'une épaisseur de 100  $\mu\text{m}$  et est polarisé à une tension de +200 V. Son angle solide est de  $\Delta\Omega_{fus}^{geom} = 0,041$  msr et a été déterminé en plaçant une source  $\alpha$  à la position de la cible. Cette valeur est plus faible que celle de l'angle solide calculé à partir de la distance du détecteur au silicium par rapport à la cible et de son aire effective en raison de la présence d'un diaphragme placé en sortie de la chambre à réaction.

## 1.2.2 Expériences et analyse des données

Dans cette section seront présentées les caractéristiques des deux réactions de fusion-évaporation étudiées :  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . L'analyse des données expérimentales, obtenues pour ces deux réactions, sera ensuite décrite.

### Expériences

Nous avons réalisé les deux réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  à différentes énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. La hauteur de cette barrière est de  $V_b^{lab} = 127,96$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et de 121,33 MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  selon le modèle de Bass [43]. Le faisceau de  $^{40}\text{Ca}$  a été délivré par l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et a bombardé des cibles de  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  à des énergies comprises entre  $E_{lab} = 104,75$  à 153,5 MeV, avec un pas d'énergie de 1,25 MeV en dessous de la barrière de Coulomb et de 2,5 MeV au-dessus

de la barrière de Coulomb. Un pas d'énergie plus faible a été choisi en dessous de la barrière de Coulomb afin d'extraire précisément la distribution de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour les deux systèmes. Les résidus d'évaporation ont été séparés des particules du faisceau transmises à travers la cible par un déflecteur électrostatique et ont été identifiés par un système de détection comprenant deux détecteurs MCP, une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium. Le déflecteur électrostatique et le système de détection ont été placés à  $\theta_{lab} = 2^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau afin de réduire le bruit de fond considéré trop important à  $0^\circ$ .

Les résultats expérimentaux et les interprétations théoriques obtenus pour ces deux réactions ont été publiés dans la revue *Physical Review C* [44, 45]. Ces deux articles sont en annexe A et B de ce manuscrit.

La mesure des sections efficaces de fusion a été précédée par une étude de l'efficacité de détection des résidus d'évaporation en fonction de la tension à appliquer aux plaques du déflecteur électrostatique. Le rapport entre le nombre de résidus d'évaporation (événements de fusion)  $N_{ER}$  et le nombre d'événements des moniteurs (événements de diffusion)  $N_{mon}$  a été mesuré en fonction de la tension appliquée aux plaques du déflecteur. L'objectif était de déterminer la valeur de la tension optimale à appliquer aux plaques du déflecteur pour que le rapport  $N_{ER}/N_{mon}$  soit maximal. Les résultats sont montrés sur la Figure 1.6. A une énergie de  $E_{lab} = 143,5$  MeV et un angle de  $\theta_{lab} = 2^\circ$ , l'efficacité est maximale à une tension de 25 kV pour la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et de 23 kV pour la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Aux autres énergies, la valeur de la tension à appliquer aux plaques du déflecteur a été obtenue en tenant compte des variations en rigidité électrique  $E/q$  des résidus d'évaporation.

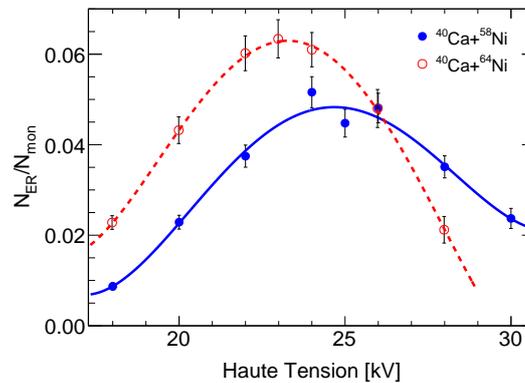


Figure 1.6 – Efficacité de détection des résidus d'évaporation en fonction de la tension appliquée aux plaques du déflecteur électrostatique pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins) et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides) à  $E_{lab} = 143,5$  MeV et  $\theta_{lab} = 2^\circ$ .

À présent, il me semble intéressant de mentionner la procédure qui a été appliquée pour mesurer une section efficace de fusion à une énergie donnée pour les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  :

- choix de l'énergie de bombardement du faisceau de calcium  $E_{lab}$ ,
- calcul des états de charge les plus probables  $q$  des ions du faisceau,
- pour les états de charge les plus probables  $q$ , calcul de la valeur de la tension  $V$  à appliquer au terminal à haute tension de l'accélérateur afin que  $E_{lab} = (1 + q)V$ , sachant que la tension maximale du terminal est de 14,5 MV,
- choix du meilleur compromis entre l'état de charge le plus probable  $q$  des ions de calcium et la valeur acceptable de la tension du terminal  $V$ ,
- réglage du champ magnétique créé par l'aimant d'analyse à  $90^\circ$  afin de sélectionner les ions de calcium avec l'état de charge choisi,
- optimisation du faisceau par les opérateurs de l'accélérateur : minimisation du courant sur le système de fentes situé à l'entrée de la chambre à réaction et centrage du faisceau sur le quartz placé sur le porte-cible de la chambre à réaction,
- deux choix possibles pour mesurer la fonction d'excitation de fusion, c'est-à-dire les sections efficaces de fusion  $\sigma_f$  en fonction de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse  $E_{c.m.}$ , des réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  :
  - soit nous mesurons dans un premier temps la fonction d'excitation de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , puis dans un second temps la fonction d'excitation de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ,
  - soit les deux fonctions d'excitation de fusion sont mesurées conjointement : dans un premier temps une cible de  $^{58}\text{Ni}$  est utilisée pour mesurer la section efficace de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à une énergie donnée, puis dans un second temps une cible de  $^{64}\text{Ni}$  est utilisée pour mesurer la section efficace de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  à cette même énergie. Puisqu'aucun changement d'énergie n'est effectué, les conditions du faisceau (alignement et focalisation) sont similaires, assurant une comparaison fiable entre les sections efficaces de fusion des deux réactions mesurées à la même énergie. Ce choix a donc été retenu pour ces deux expériences. Le changement de cible a été réalisé en réglant la position verticale du porte-cible de la chambre à réaction depuis la salle de contrôle.
- choix de l'angle de détection des résidus d'évaporation (position angulaire du déflecteur électrostatique et du système de détection) en fonction de l'importance du bruit de fond observé sur les histogrammes bidimensionnels  $TOF_{1,2,3}$  versus  $E_R$ ,  $TOF_{1,2,3}$  versus  $\Delta E$  et  $\Delta E$  versus  $E_R$ . La grandeur  $TOF_2$  est obtenue à partir des détecteurs  $MCP_1$  et  $MCP_2$ . Les grandeurs  $TOF_{1,2}$  sont obtenues à partir des détecteurs  $MCP_{1,2}$  et du détecteur au silicium. La grandeur  $\Delta E$  est obtenue à partir de la chambre d'ionisation. La grandeur  $E_R$  est obtenue à partir du détecteur au silicium.
- contrôle de l'expérience en visualisant en temps réel les histogrammes des quatre moniteurs au silicium placés dans la chambre à réaction ainsi que les histogrammes bidimensionnels  $TOF_{1,2,3}$  versus  $E_R$ ,  $TOF_{1,2,3}$  versus  $\Delta E$  et  $\Delta E$  versus  $E_R$ .

Cette procédure a été réitérée à chaque mesure de section efficace de fusion à une nouvelle énergie de bombardement du faisceau de calcium.

## Analyse des données

### • Détermination du nombre de résidus d'évaporation

La première étape de l'analyse des données expérimentales est la détermination du nombre de résidus d'évaporation  $N_{ER}$ .

Ces évènements de fusion ont été détectés par les deux détecteurs MCP, la chambre d'ionisation et le détecteur au silicium et ont été identifiés par leur temps de vol  $TOF$ , leur perte d'énergie  $\Delta E$  et leur énergie résiduelle  $E_R$ . Selon les équations 1.10 et 1.11, l'identification des évènements en  $A$  et en  $Z$  peut respectivement être réalisée en visualisant les histogrammes bidimensionnels  $TOF_{1,2,3}$  versus  $E_R$  ou  $TOF_{1,2,3}$  versus  $\Delta E$  et  $\Delta E$  versus  $E_R$ .

$$A \propto (\Delta E + E_R) \times TOF_{1,2,3}^2 \quad (1.10)$$

avec :

- $A$  le nombre de masse du résidu d'évaporation,
- $\Delta E$  la perte d'énergie du résidu d'évaporation dans la chambre d'ionisation,
- $E_R$  l'énergie résiduelle du résidu d'évaporation dans le détecteur au silicium,
- $TOF_{1,2,3}$  le temps de vol du résidu d'évaporation.

$$A \times Z^2 \propto \frac{\Delta E}{\Delta x} \times (\Delta E + E_R) \quad (1.11)$$

avec :

- $A$  le nombre de masse du résidu d'évaporation,
- $Z$  le numéro atomique du résidu d'évaporation,
- $\Delta E/\Delta x$  la perte d'énergie par unité de longueur du résidu d'évaporation,
- $\Delta E$  la perte d'énergie du résidu d'évaporation dans la chambre d'ionisation,
- $E_R$  l'énergie résiduelle du résidu d'évaporation dans le détecteur au silicium.

Trois régions d'évènements peuvent être identifiées sur les histogrammes  $TOF_{1,2,3}$  versus  $E_R$ ,  $TOF_{1,2,3}$  versus  $\Delta E$  et  $\Delta E$  versus  $E_R$  :

- la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  ou  $^{64}\text{Ni}$  des cibles (région d'intérêt),
- la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{12}\text{C}$  du support des cibles,
- la diffusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  sur les fentes ainsi que la diffusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  sur des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  ou  $^{64}\text{Ni}$  des cibles et des noyaux  $^{12}\text{C}$  du support des cibles.

Le nombre de résidus d'évaporation a été déterminé à partir des quatre histogrammes bidimensionnels suivants :  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$ ,  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ . Pour chaque prise de données, une région d'intérêt a été tracée sur l'histogramme  $TOF_1$  versus  $E_R$  afin de ne sélectionner que les évènements associés à la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  ou  $^{64}\text{Ni}$ . Les évènements de cette région ont ensuite été représentés sur l'histogramme  $TOF_3$  versus  $E_R$ . Les évènements se détachant du groupe de résidus d'évaporation ont été éliminés en traçant une nouvelle région d'intérêt. Les vrais résidus d'évaporation doivent en effet avoir des valeurs de  $TOF_1$ ,  $TOF_3$  et  $E_R$  comparables. Cette nouvelle région est donc une

intersection entre les deux histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$  et  $TOF_3$  versus  $E_R$ . Cette procédure est réitérée avec les histogrammes  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$  afin d'éliminer tous les évènements provenant du bruit de fond.

Par exemple, 4055 résidus d'évaporation ont été identifiés pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 143,5$  MeV et  $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$  sont respectivement montrés sur les Figures 1.7, 1.8, 1.9 et 1.10. Les 4055 évènements résultant de la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  de la cible sont représentés en couleur. Les évènements provenant de la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{12}\text{C}$  du support de la cible, de la diffusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  sur les fentes ainsi que de la diffusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  sur des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  de la cible et des noyaux  $^{12}\text{C}$  du support de la cible sont représentés en noir.

Ou encore, 382 résidus d'évaporation ont été identifiés pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5$  MeV et  $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$  sont respectivement montrés sur les Figures 1.11, 1.12, 1.13 et 1.14. Les 382 évènements résultant de la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  de la cible sont représentés en couleur. Les évènements provenant de la fusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  avec des noyaux  $^{12}\text{C}$  du support de la cible, de la diffusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  sur les fentes ainsi que de la diffusion des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  sur des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  de la cible et des noyaux  $^{12}\text{C}$  du support de la cible sont représentés en noir. Cette prise de données a été réalisée à une énergie plus basse que la prise de données précédente et présente un bruit de fond plus important. Il est donc essentiel de déterminer le nombre de résidus d'évaporation à partir de plusieurs histogrammes.

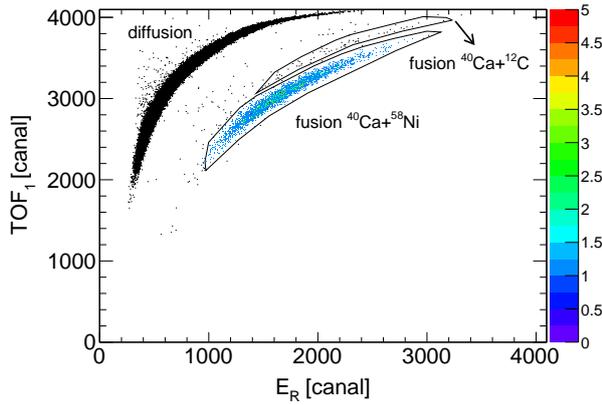


Figure 1.7 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_1$  versus  $E_R$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 143,5$  MeV et  $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

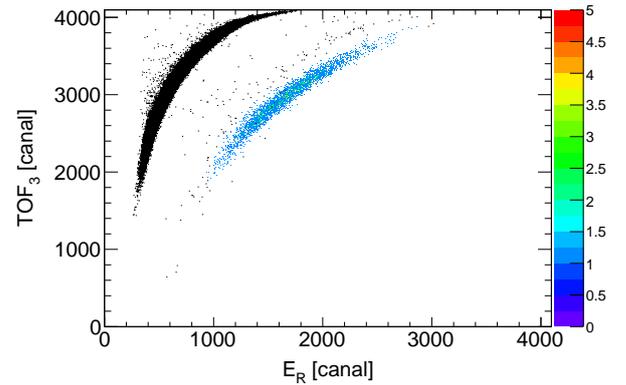


Figure 1.8 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_3$  versus  $E_R$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 143,5$  MeV et  $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

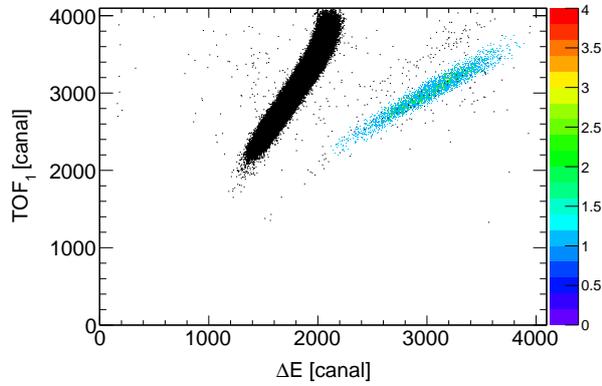


Figure 1.9 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 143,5$  MeV et  $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

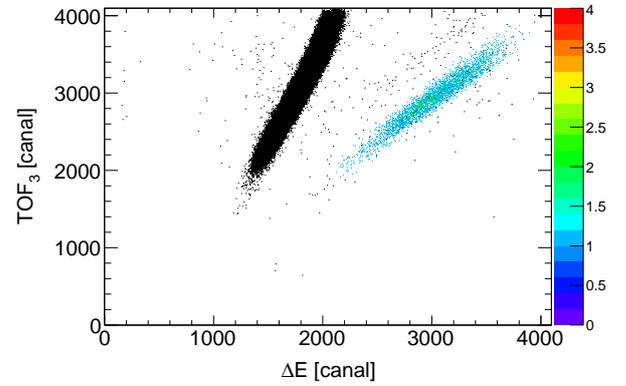


Figure 1.10 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_3$  versus  $\Delta E$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 143,5$  MeV et  $\theta_{lab} = 2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

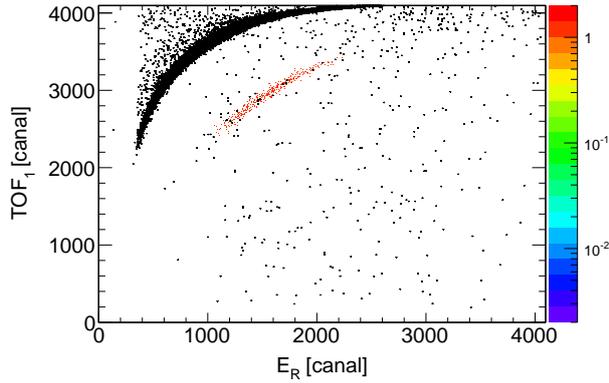


Figure 1.11 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_1$  versus  $E_R$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5$  MeV et  $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

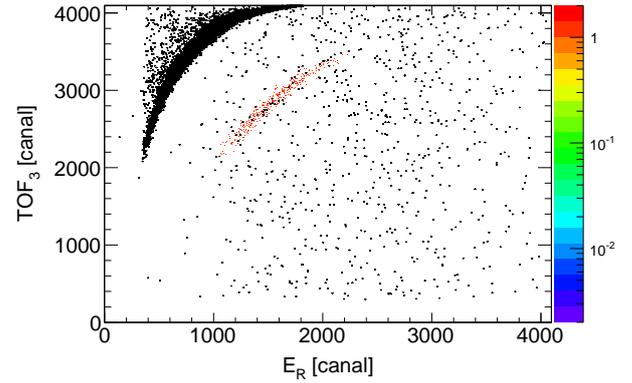


Figure 1.12 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_3$  versus  $E_R$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5$  MeV et  $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

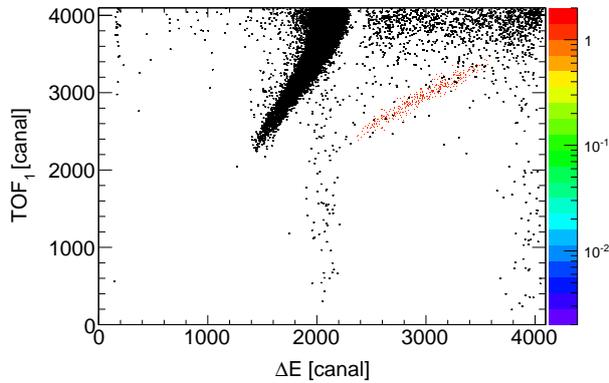


Figure 1.13 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5$  MeV et  $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

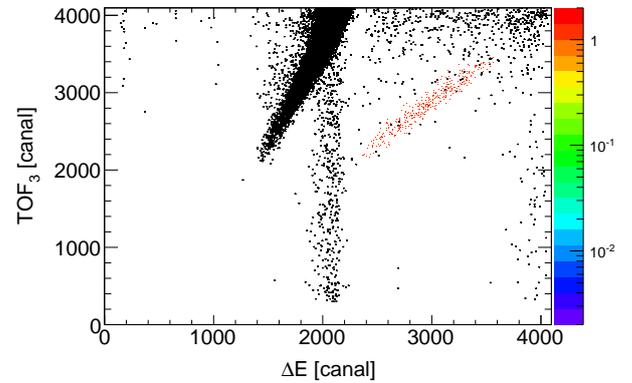


Figure 1.14 – Histogramme bidimensionnel  $TOF_3$  versus  $\Delta E$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5$  MeV et  $\theta_{lab} = -2^\circ$ . Les résidus d'évaporation, représentés en couleur, ont été identifiés grâce à l'intersection des quatre histogrammes  $TOF_1$  versus  $E_R$ ,  $TOF_3$  versus  $E_R$ ,  $TOF_1$  versus  $\Delta E$  et  $TOF_3$  versus  $\Delta E$ .

### • Détermination du nombre d'évènements des moniteurs

La seconde étape de l'analyse des données expérimentales est la détermination du nombre d'évènements des moniteurs  $N_{mon}$ .

Ces évènements de diffusion ont été détectés par les quatre moniteurs au silicium placés dans la chambre à réaction, au-dessus, en dessous, à gauche et à droite du faisceau à un même angle de diffusion  $\theta_{lab}^{mon} = 16,05^\circ$ . Le nombre d'évènements des moniteurs a été déterminé en intégrant les pics correspondant à la diffusion de Rutherford des projectiles  $^{40}\text{Ca}$  sur les noyaux cibles  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ .

### 1.2.3 Résultats et interprétations

Dans cette section seront présentés les résultats expérimentaux obtenus à partir de l'analyse des données expérimentales des deux réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  : distributions angulaires, fonctions d'excitation de fusion et distributions de barrières. Ces résultats seront comparés à des calculs de modèle statistique, des calculs en voies couplées et des calculs Hartree-Fock dépendants du temps.

#### Distributions angulaires

La section efficace différentielle de fusion  $d\sigma_f/d\Omega$  est donnée par l'équation 1.12. Celle-ci est calculée à partir du nombre de résidus d'évaporation  $N_{ER}$  et du nombre d'évènements des moniteurs  $N_{mon}$ , qui ont été déterminés selon la procédure présentée dans la section précédente.

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E_{lab}) = \frac{d\sigma_{Rutherford}}{d\Omega}(E_{lab}) \times \frac{N_{ER}}{N_{mon}}(E_{lab}) \times \frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{fus}^{geom}} \times \frac{1}{t \times t_{MCP} \times t_{IC}} \quad (1.12)$$

avec :

- $\frac{d\sigma_{Rutherford}}{d\Omega}(E_{lab})$  la section efficace différentielle de Rutherford, définie par l'équation 1.13,
- $N_{ER}(E_{lab})$  le nombre de résidus d'évaporation,
- $N_{mon}(E_{lab})$  le nombre d'évènements des moniteurs,
- $\Delta\Omega_{mon} = 0,17$  msr l'angle solide des quatre moniteurs (voir section 1.2.1),
- $\Delta\Omega_{fus}^{geom} = 0,041$  msr l'angle solide du détecteur au silicium (voir section 1.2.1),
- $t = 0,72 \pm 0,03$  le coefficient de transmission du déflecteur électrostatique (voir section 1.2.1),
- $t_{MCP} = 0,726$  le coefficient de transparence des grilles des détecteurs MCP (voir section 1.2.1),
- $t_{IC} = 0,80$  le coefficient de transparence de la grille de support de la chambre d'ionisation (voir section 1.2.1).

$$\frac{d\sigma_{Rutherford}}{d\Omega}(E_{lab}) = 1,296 \times \left( \frac{Z_p \times Z_t}{E_{lab}} \right)^2 \times \left( \frac{1}{\sin\left(\frac{\theta_{lab}^{mon}}{2}\right)^4} - 2 \times \left( \frac{A_p}{A_t} \right)^2 \right) \quad (1.13)$$

avec :

- $Z_p$  le numéro atomique du projectile  $^{40}\text{Ca}$ ,
- $Z_t$  le numéro atomique de la cible de  $^{58}\text{Ni}$  ou  $^{64}\text{Ni}$ ,
- $A_p$  le nombre de masse du projectile  $^{40}\text{Ca}$ ,
- $A_t$  le nombre de masse de la cible de  $^{58}\text{Ni}$  ou  $^{64}\text{Ni}$ ,
- $\theta_{lab}^{mon} = 16,05^\circ$  la position angulaire des quatre moniteurs par rapport à l'axe du faisceau.

La section efficace de fusion  $\sigma_f$  est définie par l'équation 1.14. Celle-ci est calculée à partir de la section efficace différentielle de fusion  $d\sigma_f/d\Omega$  (équation 1.12) et du facteur de normalisation  $K$  (équation 1.15). Ce facteur est déterminé à partir de mesures de distributions angulaires.

$$\sigma_f(E_{lab}) = K(E_{lab}) \times \frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E_{lab}) \quad (1.14)$$

avec :

- $K(E_{lab})$  le facteur de normalisation,
- $\frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E_{lab})$  la section efficace différentielle de fusion.

$$K(E_{lab}) = \frac{\pi^2}{90} \times \frac{\int_0^{180^\circ} \frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E_{lab}, \theta_{lab}) \sin\left(\theta_{lab} \times \frac{\pi}{180}\right) d\theta_{lab}}{\frac{d\sigma_f}{d\Omega}(E_{lab}, \theta_{lab} = 2^\circ)} \quad (1.15)$$

Pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , des mesures de distributions angulaires ont été réalisées à  $E_{lab} = 138,5$  et  $121$  MeV. L'énergie  $E_{lab} = 138,5$  MeV est située au-dessus de la barrière de Coulomb pour les deux systèmes, alors que l'énergie  $E_{lab} = 121$  MeV est située en dessous de la barrière de Coulomb pour les deux systèmes. Les hauteurs de la barrière de Coulomb sont de  $V_b^{lab} = 127,96$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et de  $V_b^{lab} = 121,33$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , selon le modèle de Bass [43]. La hauteur de la barrière de Coulomb de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  est plus faible que celle de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  en raison de la taille plus élevée du noyau  $^{64}\text{Ni}$ .

Les distributions angulaires mesurées à  $E_{lab} = 138,5$  MeV sont par exemple montrées sur les Figures 1.15 pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 1.16 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Celle-ci ont été ajustées par une fonction gaussienne entre  $-180^\circ$  et  $180^\circ$ . La largeur totale à mi-hauteur, définie par la relation  $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$ , avec  $\sigma$  l'écart type de la fonction gaussienne, est de  $5,752^\circ \pm 0,006^\circ$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $6,172^\circ \pm 0,083^\circ$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Cette grandeur correspond à la plage angulaire d'émission des résidus d'évaporation formés lorsque le noyau composé évapore des particules légères, telles que des neutrons, protons et alphas, et émet des rayonnements  $\gamma$ . Une valeur plus élevée pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni} \rightarrow ^{104}\text{Cd}^*$  que pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni} \rightarrow ^{98}\text{Cd}^*$  signifie qu'un nombre plus élevé de particules légères sont évaporées du noyau composé  $^{104}\text{Cd}$  que du noyau composé  $^{98}\text{Cd}$ . Les

différentes voies d'évaporation de ces noyaux composés ont été calculées avec le programme PACE2 [46]. Le résidu d'évaporation le plus probable est le noyau  ${}^{94}_{44}\text{Ru}$  ( $\simeq 51\%$ ,  $-4p$ ) pour  ${}^{40}\text{Ca}+{}^{58}\text{Ni}$  et le noyau  ${}^{97}_{44}\text{Ru}$  ( $\simeq 21\%$ ,  $-4p -3n$ ) pour  ${}^{40}\text{Ca}+{}^{64}\text{Ni}$ . Les différentes voies d'évaporation sont montrées sur les Figures 1.17 et 1.18. Le nombre de neutrons évaporés est plus important pour le noyau composé riche en neutrons  ${}^{104}_{48}\text{Cd}$  que pour le noyau composé pauvre en neutrons  ${}^{98}_{48}\text{Cd}$ . Des sections efficaces différentielles de fusion ont aussi été calculées avec le programme PACE2 [46]. Un bon accord est observé entre les sections efficaces différentielles de fusion calculées (lignes en pointillé), les sections efficaces différentielles de fusion mesurées (cercles) et l'ajustement par une fonction gaussienne (lignes continues).

De plus, puisque deux distributions angulaires ont été mesurées pour les systèmes  ${}^{40}\text{Ca}+{}^{58}\text{Ni}$  et  ${}^{40}\text{Ca}+{}^{64}\text{Ni}$ , le facteur de normalisation peut être calculé à deux énergies. Cependant, en supposant que ce facteur varie linéairement avec l'énergie,  $K(E_{lab} = 138,5 \text{ MeV}) \approx K(E_{lab} = 121 \text{ MeV})$ , celui-ci peut être calculé à toutes les énergies auxquelles les deux réactions ont été réalisées.

Connaissant à présent les sections efficaces différentielles de fusion  $d\sigma_f/d\Omega$  (équation 1.12) et les facteurs de normalisation  $K$  (équation 1.15), les sections efficaces de fusion  $\sigma_f$  (équation 1.14) des deux réactions étudiées peuvent être calculées.

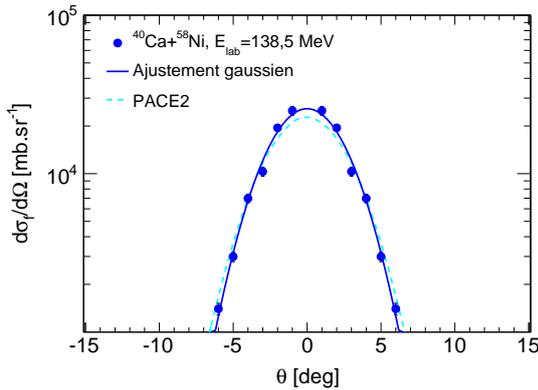


Figure 1.15 – Distributions angulaires mesurée (cercles pleins) et calculée avec le programme PACE 2 [46] (ligne en pointillé) pour  ${}^{40}\text{Ca}+{}^{58}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5 \text{ MeV}$ . L'ajustement de la distribution angulaire par une fonction gaussienne est montrée par une ligne continue.

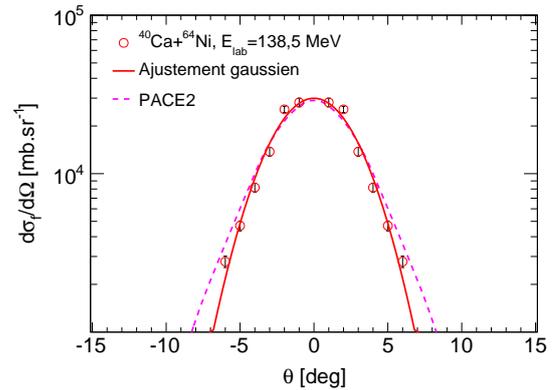


Figure 1.16 – Distributions angulaires mesurée (cercles pleins) et calculée avec le programme PACE 2 [46] (ligne en pointillé) pour  ${}^{40}\text{Ca}+{}^{64}\text{Ni}$  à  $E_{lab} = 138,5 \text{ MeV}$ . L'ajustement de la distribution angulaire par une fonction gaussienne est montrée par une ligne continue.

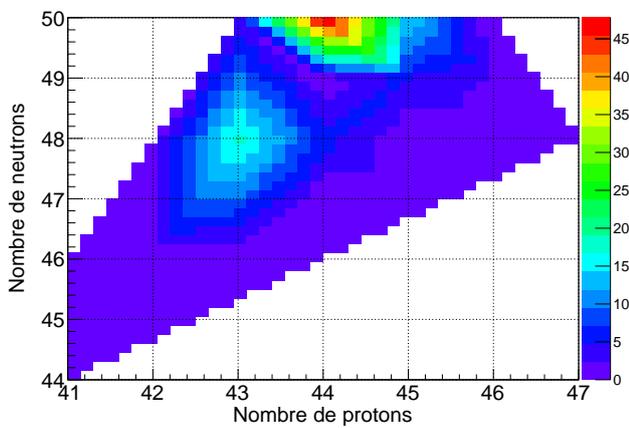


Figure 1.17 – Résidus d'évaporation du noyau composé  $^{98}\text{Cd}_{50}^*$  pour  $E_{lab} = 138,5$  MeV. L'échelle de couleurs indique la probabilité en % que le noyau composé se désexcite par émission de protons, neutrons ou alphas en un résidu d'évaporation composé de  $Z$  protons et  $N$  neutrons. Ici, le résidu d'évaporation le plus probable est le  $^{94}\text{Ru}_{50}$  ( $\simeq 51\%$ ).

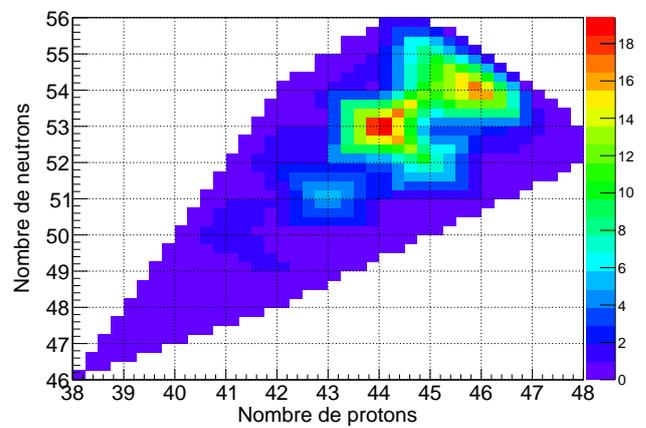


Figure 1.18 – Résidus d'évaporation du noyau composé  $^{104}\text{Cd}_{56}^*$  pour  $E_{lab} = 138,5$  MeV. L'échelle de couleurs indique la probabilité en % que le noyau composé se désexcite par émission de protons, neutrons ou alphas en un résidu d'évaporation composé de  $Z$  protons et  $N$  neutrons. Ici, le résidu d'évaporation le plus probable est le  $^{97}\text{Ru}_{53}$  ( $\simeq 21\%$ ).

### Fonctions d'excitation de fusion

Les fonctions d'excitation de fusion, i.e. les sections efficaces de fusion  $\sigma_f$  versus l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse  $E_{c.m.}$ , obtenues pour les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sont représentées sur la Figure 1.19 en coordonnées réduites. Les grandeurs  $\sigma_f$  et  $E_{c.m.}$  ont respectivement été divisées par  $\pi R_b^2$  et  $V_b$  afin de pouvoir comparer les deux fonctions d'excitation de fusion entre elles, en tenant compte de la taille différente des deux systèmes. Le rayon  $R_b$  et la hauteur  $V_b$  de la barrière de Coulomb ont été calculés selon le modèle de Bass [43] :  $R_b = 10,65$  fm et  $V_b = 75,73$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $R_b = 10,80$  fm et  $V_b = 74,66$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . La fonction d'excitation de fusion du système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  avait auparavant été mesurée par Sikora *et al.* [47], mais seulement à des énergies autour de la barrière de Coulomb. Dans ce travail, les sections efficaces de fusion du système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  ont été mesurées pour la première fois en dessous de la barrière de Coulomb. Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion ont été mesurées pour la première fois. Les données expérimentales ( $E_{c.m.}$  [MeV],  $\sigma_f$  [mb], incertitudes [mb]) de ces deux fonctions d'excitation de fusion sont disponibles dans la Référence [48].

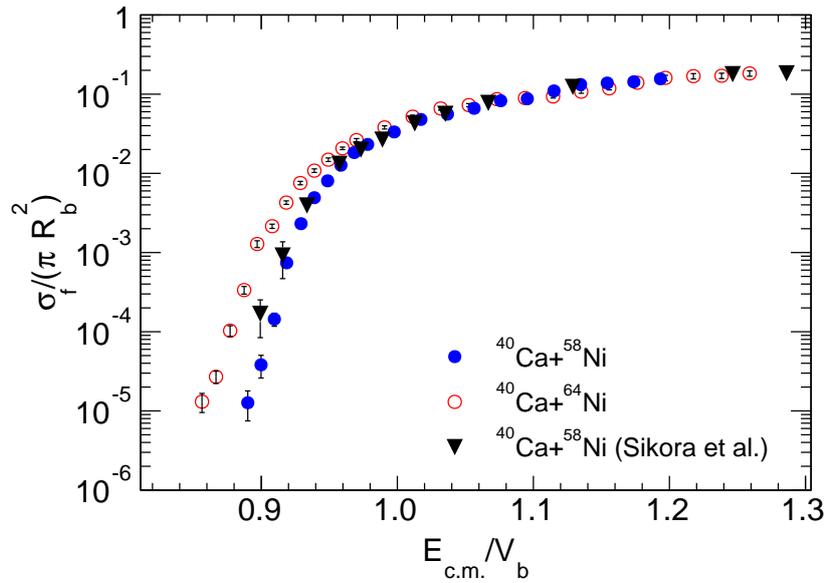


Figure 1.19 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins),  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides) et  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  de Sikora *et al.* [47] (triangles) en coordonnées réduites.

Comme le montre la Figure 1.19, les sections efficaces de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  mesurées dans ce travail sont accord avec celles mesurées par Sikora *et al.*, mis à part leurs deux points aux énergies les plus basses dont l'incertitude est de 50%. Il convient de noter qu'aucun déflecteur électrostatique n'a été utilisé dans leur expérience, et leur système de détection consistait seulement en une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium, rendant difficile la détermination du nombre de résidus d'évaporation aux basses énergies. Pour nos deux systèmes, les sections efficaces de fusion mesurées diminuent régulièrement en dessous de la barrière de Coulomb. Les sections efficaces de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (projectile *pauvre en neutrons* - cible *riche en neutrons*) sont plus élevées que celles de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (projectile *pauvre en neutrons* - cible *pauvre en neutrons*) à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb, bien que les deux fonctions

d'excitation de fusion soient tracées en coordonnées réduites.

Afin de comprendre la différence observée entre les deux fonctions d'excitation de fusion en dessous de la barrière de Coulomb, nous nous sommes intéressés à la structure des deux noyaux en collision. Les premiers états excités des noyaux  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ainsi que leurs transitions électromagnétiques sont montrés sur les Figures 1.20 et 1.21. Les énergies des premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$ , ainsi que les valeurs des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire sont reportées dans le Tableau 1.1. Les paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire sont définis dans la section 1.2.3. D'après le Tableau 1.1, les énergies des premiers états excités  $2_1^+$  des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , ainsi que les valeurs des paramètres de déformation quadripolaire sont très proches. Ces deux noyaux ont donc des propriétés nucléaires très similaires. Cependant, le système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (projectile *pauvre en neutrons* - cible *riche en neutrons*) est favorable transfert de neutrons de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{40}\text{Ca}$  (*neutron pick-up*) et de protons de  $^{40}\text{Ca}$  à  $^{64}\text{Ni}$  (*proton stripping*), contrairement au système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (projectile *pauvre en neutrons* - cible *pauvre en neutrons*), d'après les valeurs de chaleur de réaction de transfert de nucléons (Figure 1.22). Des neutrons pourraient ainsi être transférés du noyau  $^{64}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  avant qu'ils ne fusionnent, affectant ainsi le mécanisme de fusion.

La différence observée entre les deux fonctions d'excitation de fusion pourrait donc provenir de l'influence des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de chaleur de réaction de transfert positives sur le mécanisme de fusion. L'effet de ces couplages peut être sondé en étudiant la distribution de barrières [17] (voir section 1.1.2).

Tableau 1.1 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . La force des transitions électriques  $S$  vers le niveau fondamental et les paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49], à l'exception des paramètres de déformation octupolaire  $\beta_3$  des noyaux  $^{58,64}\text{Ni}$  déterminés à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{40}\text{Ca}$	$3_1^-$	3736	25,95	0,40
	$2_1^+$	3904	2,21	0,12
$^{58}\text{Ni}$	$2_1^+$	1454	9,78	0,18
	$3_1^-$	4475	12,6	0,20
$^{64}\text{Ni}$	$2_1^+$	1346	7,57	0,16
	$3_1^-$	3560	12,6	0,20

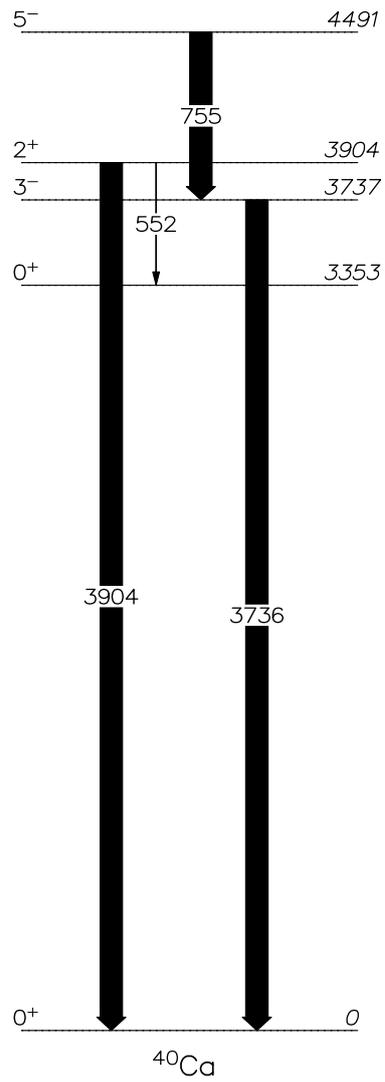


Figure 1.20 – Premiers états excités du noyau  $^{40}\text{Ca}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

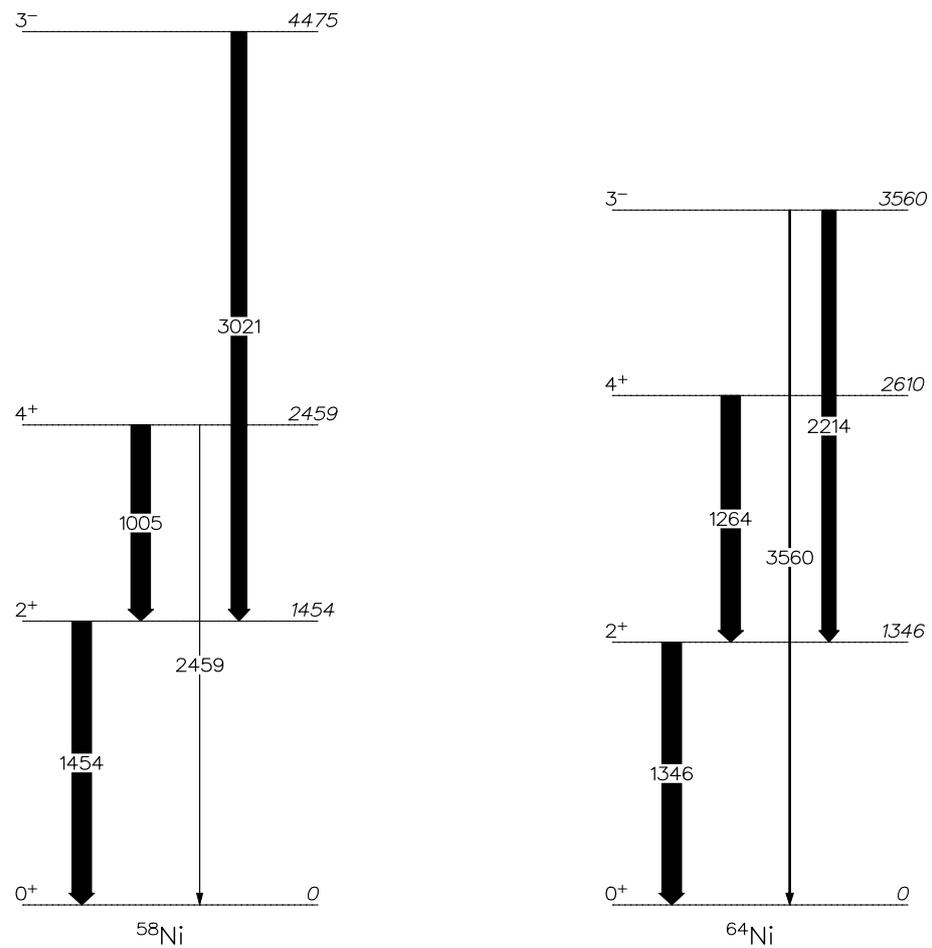


Figure 1.21 – Premiers états excités des noyaux  $^{58,64}\text{Ni}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

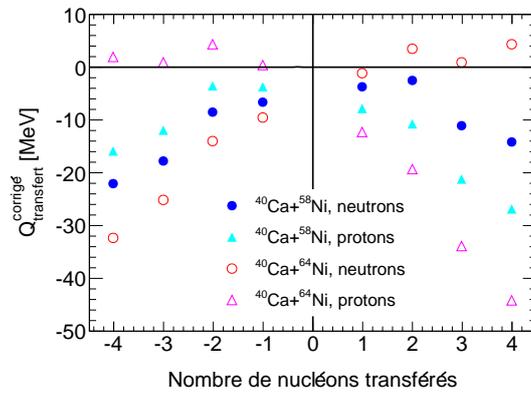


Figure 1.22 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons des noyaux cibles  $^{58,64}\text{Ni}$  au projectile  $^{40}\text{Ca}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{40}\text{Ca}$  aux noyaux cibles  $^{58,64}\text{Ni}$ .

### Distributions de barrières

La distribution de barrières est définie par l'équation 1.16 ou 1.17 en coordonnées réduites. Celle-ci est extraite des sections efficaces de fusion en utilisant la méthode des différences finies centrée à l'ordre 2 (équation 1.18).

$$D(E_{c.m.}) = \frac{d^2(E_{c.m.}\sigma_f)}{dE_{c.m.}^2} \quad (1.16)$$

$$B(D) = \frac{D(E_{c.m.})}{\pi R_b^2} \quad (1.17)$$

$$\left. \frac{d^2(E_{c.m.}\sigma_f)}{dE_{c.m.}^2} \right|_i = \frac{(E_{c.m.}\sigma_f)_{i+1} - 2(E_{c.m.}\sigma_f)_i + (E_{c.m.}\sigma_f)_{i-1}}{\left(\frac{E_{c.m.}|_{i+1} - E_{c.m.}|_{i-1}}{2}\right)^2} \quad (1.18)$$

$$\Delta \left. \frac{d^2(E_{c.m.}\sigma_f)}{dE_{c.m.}^2} \right|_i = \frac{\sqrt{(E_{c.m.}\Delta\sigma_f)_{i+1}^2 + 4(E_{c.m.}\Delta\sigma_f)_i^2 + (E_{c.m.}\Delta\sigma_f)_{i-1}^2}}{\left(\frac{E_{c.m.}|_{i+1} - E_{c.m.}|_{i-1}}{2}\right)^2} \quad (1.19)$$

L'extraction d'une distribution de barrières requiert des mesures précises de sections efficaces de fusion avec un pas d'énergie faible entre deux points de mesures consécutifs. En effet, d'après l'équation 1.18, un pas d'énergie faible approxime davantage la distribution de barrières  $d^2(E_{c.m.}\sigma_f)/dE_{c.m.}^2$ , mais d'après l'équation 1.19, un pas d'énergie élevé réduit l'incertitude absolue sur la distribution de barrières  $\Delta d^2(E_{c.m.}\sigma_f)/dE_{c.m.}^2$ . Des mesures précises des sections efficaces de fusion avec un pas d'énergie faible entre deux points de mesures consécutifs sont essentielles à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb afin de pouvoir identifier des structures provenant des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, mais aussi à des énergies au-dessus de la barrière de Coulomb en raison des variations plus faibles des sections efficaces de fusion en fonction de l'énergie. Le pas d'énergie utilisé pour calculer les distributions de barrières est généralement de l'ordre de 2 MeV.

Pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , j'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 1,5$  MeV en dessous de la barrière de Coulomb et de 3 MeV au-dessus de la barrière de Coulomb. Les données expérimentales ( $E_{c.m.}/V_b$ ,  $B(D)$  [ $\text{MeV}^{-1}$ ], incertitudes [ $\text{MeV}^{-1}$ ]) de ces deux distributions de barrières sont disponibles dans la Référence [48]. Les deux distributions de barrières sont représentées sur les Figures 1.23 pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 1.24 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Celles-ci présentent toutes les deux une structure principale, centrée autour de  $E_{c.m.}/V_b \simeq 0,94$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 0,93 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Cependant, la distribution de barrières du système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  s'étend à des énergies plus basses que celle du système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Cette particularité a aussi été mise en évidence pour les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ ,  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ , en comparaison des systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ ,  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ ,  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ , et semble donc être caractéristique des systèmes favorables au transfert de nucléons. Les distributions de barrières de ces réactions seront présentées dans les sections 1.3.1 et 1.3.2.

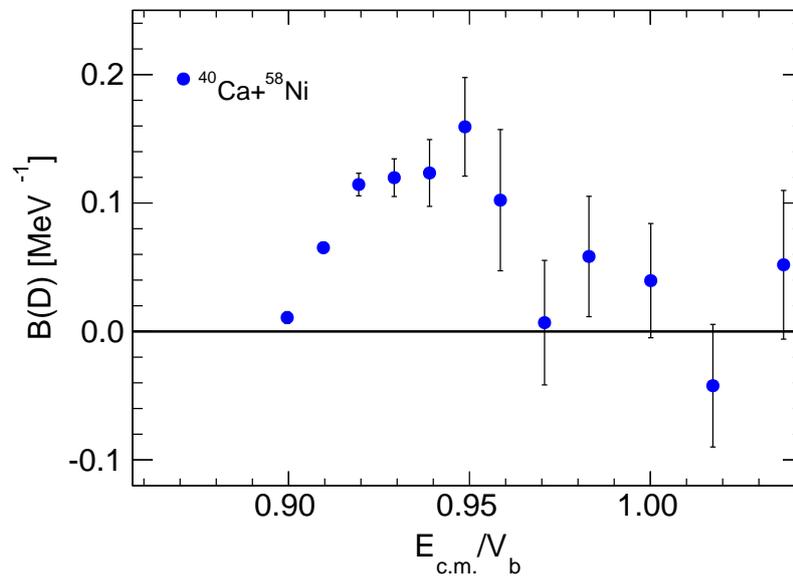


Figure 1.23 – Distribution de barrières expérimentale de  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ .

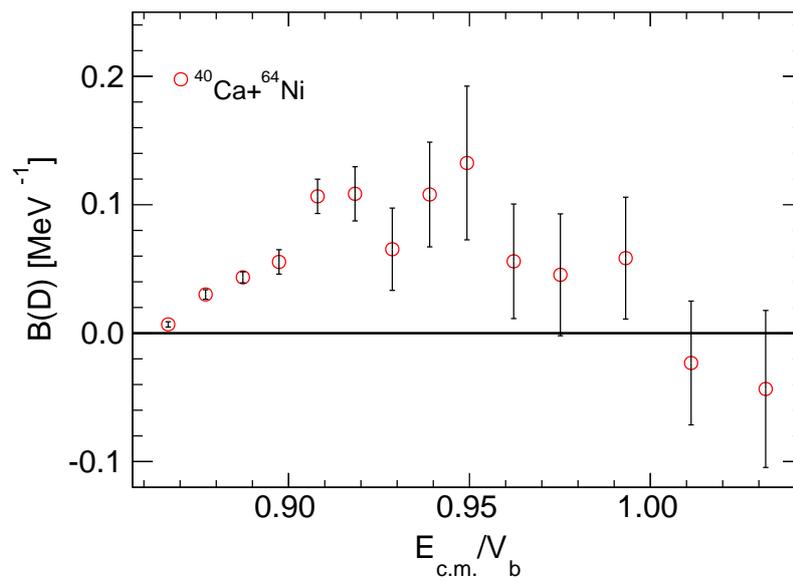


Figure 1.24 – Distribution de barrières expérimentale de  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ .

Les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion [4] peuvent également être explorés en utilisant la formule de Wong [51] (équation 1.20). Pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ , cette formule reproduit bien les sections efficaces de fusion mesurées entre 1 et 700 mb avec seulement trois paramètres : le rayon  $R_C$ , la hauteur  $V_C$  et la courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion. Les valeurs de ces paramètres d'ajustement sont reportées dans le Tableau 1.2. Contrairement au système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , la fonction d'excitation de fusion du système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  présente une pente plus faible (Figure 1.19), correspondant à une courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion plus importante (Tableau 1.2) et donc à une barrière plus mince, favorisant le mécanisme de fusion par effet tunnel. Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.25 par des lignes pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . La distribution de barrières plus large pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  est associée à une influence plus forte des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de chaleur de réaction de transfert positives sur le mécanisme de fusion.

La différence observée entre les deux distributions de barrières proviendrait donc de l'influence des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de chaleur de réaction de transfert positives sur le mécanisme de fusion.

$$\sigma_f = \left( R_C^2 / 2E_{c.m.} \right) \hbar\omega \times \ln \left[ 1 + e^{(2\pi/\hbar\omega)(E_{c.m.} - V_C)} \right] \quad (1.20)$$

avec :

- $R_C$  le rayon de la barrière,
- $V_C$  la hauteur de la barrière,
- $\hbar\omega$  la courbure de la barrière.

$$D(E_{c.m.}) = \frac{d^2(E_{c.m.}\sigma_f)}{dE_{c.m.}^2} = \left( \pi R_C^2 \right) \frac{2\pi}{\hbar\omega} \frac{e^{(2\pi/\hbar\omega)(E_{c.m.} - V_C)}}{\left( 1 + e^{(2\pi/\hbar\omega)(E_{c.m.} - V_C)} \right)^2} \quad (1.21)$$

Tableau 1.2 – Paramètres de la formule de Wong  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ .

Système	$R_C$ [fm]	$V_C$ [MeV]	$\hbar\omega$ [MeV]
$^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$	$8,47 \pm 0,09$	$71,20 \pm 0,08$	$4,77 \pm 0,17$
$^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$	$8,38 \pm 0,08$	$69,11 \pm 0,08$	$6,11 \pm 0,17$

Les fonctions d'excitation de fusion et les distributions de barrières mesurées pour les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  peuvent être interprétées théoriquement en effectuant des calculs en voies couplées. L'approche en voies couplées est communément utilisée pour étudier l'influence de la structure des noyaux en collision sur le mécanisme de fusion, en particulier les effets des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion.

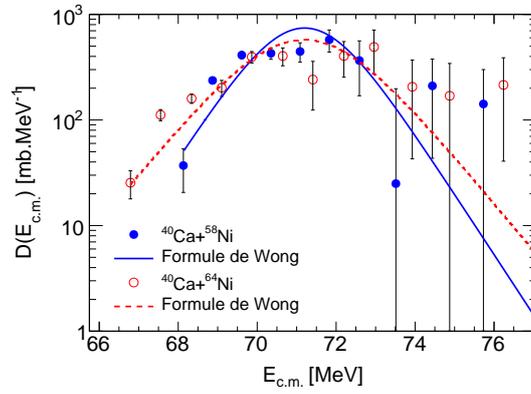


Figure 1.25 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins) et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  ont été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = 2,09$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

### Calculs en voies couplées

Les équations en voies couplées sont définies par l'équation 1.22 et peuvent être résolues avec le programme CCFULL [7]. Les calculs en voies couplées requièrent des paramètres d'entrée, tels que les paramètres du potentiel nucléaire et des modes d'excitation des noyaux en collision. Ces paramètres sont définis ci-dessous.

$$\left\{ \frac{-\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V_N(r) + V_C(r) + \epsilon_n - E_{c.m.} \right\} \Psi_n(r) + \sum_m V_{nm}(r) \Psi_m(r) = 0 \quad (1.22)$$

avec :

- $\mu = \frac{A_p A_t}{A_p + A_t} m_A$  la masse réduite du système,
- $A_p$  et  $A_t$  le nombre de masse du projectile et de la cible,
- $m_A$  la masse d'un nucléon,
- $r$  la composante radiale du mouvement relatif,
- $J$  le moment angulaire total,
- $V_{nm}$  les éléments de matrice de l'Hamiltonien de couplage,
- $V_N(r)$  le potentiel nucléaire,
- $V_C(r)$  le potentiel de Coulomb,
- $\epsilon_n$  l'énergie d'excitation de la n-ième voie couplée,
- $E_{c.m.}$  l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse.

#### • Paramètres du potentiel nucléaire

Le potentiel d'interaction entre deux noyaux en collision est un ingrédient essentiel pour décrire les réactions de fusion. Ce potentiel résulte du potentiel de Coulomb, défini par l'équation 1.23, et d'un potentiel nucléaire. Le potentiel nucléaire choisi dans ce travail est le potentiel de proximité d'Akyüz-Winther (équation 1.24), qui est communément utilisé dans l'approche en voies couplées. Les grandeurs  $\gamma$ ,  $R_{p,t}$  et  $a$  désignent respectivement le coefficient de tension de surface, le rayon du projectile et de la cible et le paramètre de diffusivité. Ces grandeurs sont déterminées à partir d'un ajustement de données expérimentales de diffusion élastique d'ions lourds à des énergies autour de la barrière de Coulomb avec la méthode des moindres carrés [52–54]. Il est intéressant de noter que la dépendance en excès de neutrons du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther est en principe assurée par le coefficient de tension de surface  $\gamma$ .

$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_t e^2}{r} \quad (1.23)$$

avec :

- $Z_p$  et  $Z_t$  le numéro atomique du projectile et de la cible,
- $e$  la charge élémentaire,
- $r$  la composante radiale du mouvement relatif.

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp \frac{r - R_0}{a}} \quad (1.24)$$

avec :

- $V_0 = 16\pi\gamma\bar{R}a$  la profondeur du puits de potentiel,
- $\gamma = 0,95 \left[ 1 - 1,8 \left( \frac{N_p - Z_p}{A_p} \right) \left( \frac{N_t - Z_t}{A_t} \right) \right]$  le coefficient de tension de surface,
- $Z_p$  et  $Z_t$  le numéro atomique du projectile et de la cible,
- $N_p$  et  $N_t$  le nombre de neutrons du projectile et de la cible,
- $A_p$  et  $A_t$  le nombre de masse du projectile et de la cible,
- $\bar{R} = \frac{R_p R_t}{R_p + R_t}$  le rayon réduit,
- $R_{p,t} = 1,20A_{p,t}^{1/3} - 0,09$  le rayon du projectile et de la cible,
- $R_0 = R_p + R_t = r_0 \left( A_p^{1/3} + A_t^{1/3} \right)$  la valeur de  $r$  à mi-profondeur de ce puits (voir équation 1.24),
- $a = \left[ 1,17 \left[ 1 + 0,53 \left( A_p^{-1/3} + A_t^{-1/3} \right) \right] \right]^{-1}$  le paramètre de diffusivité.

La position  $R_b^{AW}$ , hauteur  $V_b^{AW}$  et courbure  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont respectivement définies par les équations 1.25, 1.26 et 1.27 [8].

$$\left. \frac{d}{dr} V(r) \right|_{r=R_b^{AW}} = \left[ \frac{dV_N(r)}{dr} - \frac{Z_p Z_t e^2}{r^2} \right]_{r=R_b^{AW}} = 0 \quad (1.25)$$

$$V_b^{AW} = V_N(R_b^{AW}) + \frac{Z_p Z_t e^2}{R_b^{AW}} \quad (1.26)$$

$$\hbar\omega^{AW} = \hbar \sqrt{-\frac{\left. \frac{d^2 V_N(r)}{dr^2} \right|_{r=R_b^{AW}} + \frac{2Z_p Z_t e^2}{(R_b^{AW})^3}}{\mu}} \quad (1.27)$$

Les valeurs des paramètres  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et  $R_b^{AW}$ ,  $V_b^{AW}$  et  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion des systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  sont reportées dans le Tableau 1.3.

Tableau 1.3 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$	67,41	8,57	0,66	10,15	73,81	3,82
$^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$	68,70	8,72	0,66	10,36	72,47	3,69

• Paramètres des modes d'excitation des noyaux en collision

Le noyau  $^{40}\text{Ca}$  est un noyau magique à couches fermées de protons ( $Z = 20$ ) et de neutrons ( $N = 20$ ). D'après le Tableau 1.1, les énergies des premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  de ce noyau sont très proches, mais le paramètre de déformation quadripolaire du premier état excité  $2_1^+$  est bien plus faible que celui de la déformation octupolaire du premier état excité  $3_1^-$ . La voie d'excitation dominante du noyau  $^{40}\text{Ca}$  est donc la transition électrique octupolaire de l'état  $J^\pi = 0_{gs}^+$  à l'état  $3_1^-$ . Cette voie sera incluse dans les calculs en voies couplées.

Les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  sont des noyaux semi-magiques à couche fermée de protons ( $Z = 28$ ). D'après le Tableau 1.1, les paramètres des déformations quadripolaire du premier état excité  $2_1^+$  et octupolaire du premier état excité  $3_1^-$  sont comparables, mais l'énergie du premier état excité  $3_1^-$  est bien plus élevée que l'énergie du premier état excité  $2_1^+$ . La voie d'excitation dominante des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  est donc la transition électrique quadripolaire de l'état  $J^\pi = 0_{gs}^+$  à l'état  $2_1^+$ . Cette voie sera incluse dans les calculs en voies couplées.

Le paramètre de déformation de multipolarité  $\lambda$ , noté  $\beta_\lambda$ , est déterminé à partir de la probabilité de transition électrique réduite d'excitation de multipolarité  $\lambda$ , notée  $B(E\lambda; 0_{gs}^+ \rightarrow J^\pi)$ , [55]. Les grandeurs  $\beta_\lambda$  et  $B(E\lambda; 0_{gs}^+ \rightarrow J^\pi)$  sont respectivement définies par les équations 1.28 et 1.29.

$$\beta_\lambda = \frac{4\pi}{3ZR^\lambda} \sqrt{\frac{B(E\lambda; 0_{gs}^+ \rightarrow J^\pi)}{e^2}} \quad (1.28)$$

avec :

- $Z$  le numéro atomique du noyau,
- $R = 1,20A^{1/3}$  le rayon du noyau,
- $\lambda$  la multipolarité,
- $B(E\lambda; 0_{gs}^+ \rightarrow J^\pi)$  la probabilité de transition électrique réduite d'excitation de multipolarité  $\lambda$ ,
- $e$  la charge élémentaire.

$$B(E\lambda; 0_{gs}^+ \rightarrow J^\pi) = B(E\lambda) \uparrow = \frac{2J+1}{2J_0+1} \times B(E\lambda) \downarrow = \frac{2J+1}{2J_0+1} \times \frac{9}{4\pi(\lambda+3)^2} e^2 R^{2\lambda} \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_W(E\lambda)} \quad (1.29)$$

avec :

- $\lambda$  la multipolarité,
- $J_0$  le spin du niveau d'énergie inférieur,
- $J$  le spin du niveau d'énergie supérieur,
- $B(E\lambda) \downarrow$  la probabilité de transition électrique réduite de désexcitation de multipolarité  $\lambda$ ,
- $R = 1,20A^{1/3}$  le rayon du noyau,
- $\Gamma_\gamma = \frac{\hbar}{\tau_\gamma} = \ln(2) \frac{\hbar}{\tau_{1/2}}$  la largeur de la transition,
- $\tau$  la durée de vie moyenne de l'état,  $\tau_{1/2}$  sa demi-vie,

- si  $\lambda = 2$ ,  $\Gamma_W(E2) = 4,9 \times 10^{-8} A^{4/3} E^5$  l'estimation Weisskopf,
- si  $\lambda = 3$ ,  $\Gamma_W(E3) = 2,3 \times 10^{-14} A^2 E^7$  l'estimation Weisskopf,
- $S = \Gamma_\gamma / \Gamma_W(E\lambda)$  la force de la transition électrique de multipolarité  $\lambda$  vers le niveau fondamental,
- $E$  l'énergie de l'état.

Connaissant à présent les paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther ( $V_0 = 16\pi\gamma\bar{R}a$ ,  $r_0$  et  $a$ ) et des modes d'excitation des noyaux  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ( $E$  et  $\beta_{2,3}$ ), les sections efficaces de fusion des deux réactions étudiées peuvent être calculées.

• Fonctions d'excitation de fusion et distributions de barrières calculées

J'ai effectué des calculs en voies couplées pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du noyau  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de  $2 \times 2 = 4$  voies (le premier 2 est pour l'excitation octupolaire du  $^{40}\text{Ca}$  et le second 2 est pour l'excitation quadripolaire du  $^{58,64}\text{Ni}$ ). Les fonctions d'excitation de fusion calculées sont montrées sur la Figure 1.26 par des lignes.

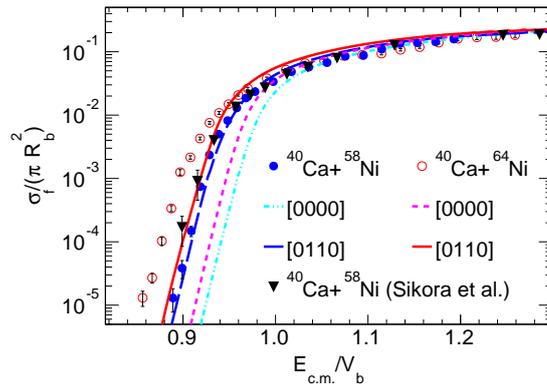


Figure 1.26 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins),  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides) et  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  de Sikora *et al.* (triangles) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

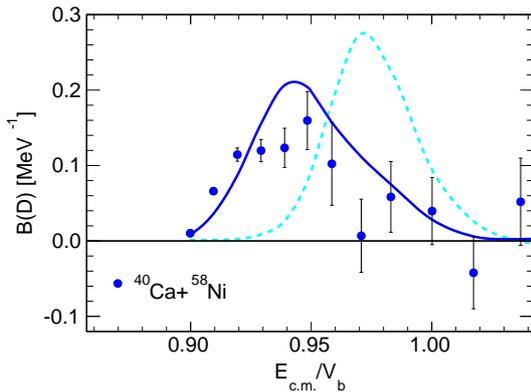


Figure 1.27 – Distributions de barrières expérimentale (cercles pleins) et théorique sans couplages (ligne en pointillé) et avec des couplages (ligne continue) aux voies inélastiques pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  en coordonnées réduites.

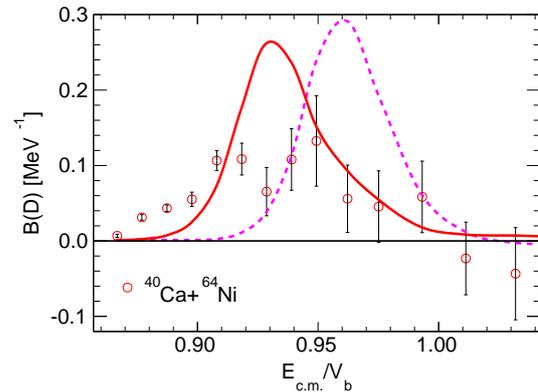


Figure 1.28 – Distributions de barrières expérimentale (cercles vides) et théorique sans couplages (ligne en pointillé) et avec des couplages (ligne continue) aux voies inélastiques pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  en coordonnées réduites.

Des distributions de barrières ont ensuite été extraites des sections efficaces de fusion calculées. Puisque la distribution de barrières est sensible à la valeur du pas d'énergie, un pas d'énergie identique à celui de la distribution de barrières mesurée a été choisi afin de pouvoir

les comparer entre elles. Les distributions de barrières mesurées et calculées sont représentées sur les Figures 1.27 pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 1.28 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ .

Les calculs en voies couplées avec des couplages aux voies inélastiques sont notés  $[N_{\text{ph quad}}^{Ca}, N_{\text{ph oct}}^{Ca}; N_{\text{ph quad}}^{Ni}, N_{\text{ph oct}}^{Ni}]$ . Ici,  $N_{\text{ph quad}}$  et  $N_{\text{ph oct}}$  désignent le nombre de phonons quadripolaires et octupolaires considérés dans le projectile  $^{40}\text{Ca}$  et les noyaux cibles  $^{58,64}\text{Ni}$ .

Selon la Figure 1.26, les sections efficaces de fusion calculées avec un potentiel de base, c'est-à-dire sans couplages aux voies inélastiques, noté [0000], reproduisent bien les sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb, i.e.  $E_{c.m.}/V_b > 1$ , pour les deux systèmes. Cependant, un écart de deux ordres de grandeur environ est observé entre les sections efficaces de fusion calculées et mesurées en dessous de la barrière de Coulomb, i.e.  $E_{c.m.}/V_b < 1$ .

Les sections efficaces de fusion calculées avec des couplages aux voies inélastiques, notés [0110], sont également reportés sur la Figure 1.26. Le paramètre de diffusivité  $a$  du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther a été légèrement augmenté à 0,69 fm pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  afin d'ajuster les sections efficaces de fusion calculées aux sections efficaces de fusion mesurées autour de la barrière (Figure 1.26). L'augmentation de  $a$  conduit à une augmentation des sections efficaces de fusion. Les calculs en voies couplées pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  sont en bon accord avec les données expérimentales au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. La situation est différente pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  puisque les calculs en voies couplées avec des couplages aux voies inélastiques mais sans couplages aux voies de transfert sous-estiment toujours les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb. Les effets des couplages aux voies de transfert de nucléons pourraient donc être significatifs pour ce système.

Concernant les distributions de barrières, un déplacement vers des énergies plus basses de la distribution de barrières calculée avec des couplages aux voies inélastiques est observé par rapport à la distribution de barrières calculée sans couplages aux voies inélastiques pour les deux systèmes. Ce déplacement en énergie est environ de 2 MeV dans le référentiel du centre de masse.

Le système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  a une valeur de chaleur de réaction de transfert négative pour la voie de transfert  $+1n$  et des valeurs de chaleur de réaction de transfert positives pour les voies  $+2n$ ,  $+3n$ ,  $-1p$ ,  $-2p$  et  $-3p$ , alors que  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  a seulement des valeurs de chaleur de réaction de transfert négatives. Le couplage à la voie de transfert d'une paire de nucléons peut être inclus dans le programme CCFULL [7], utilisant le facteur de forme donné par l'équation 1.30 [56].

$$F_{trans}(r) = \beta_p \frac{dV_N}{dA_t} \simeq F_{tr} \frac{dV_N}{dr} \quad (1.30)$$

avec :

- $r$  la composante radiale du mouvement relatif,
- $V_N$  le potentiel nucléaire,
- $F_{tr} = \beta_p R_0 / 3A_t$  la force du couplage,
- $\beta_p$  le paramètre de déformation d'appariement,
- $R_0 = R_p + R_t = r_0 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$  la valeur de  $r$  à mi-profondeur du puits de potentiel,
- $A_p$  et  $A_t$  le nombre de masse du projectile et de la cible,
- $R_p$  et  $R_t$  le rayon du projectile et de la cible.

Seule la voie de transfert d'une paire de neutrons du noyau  $^{64}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  dans la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  a été prise en compte car :

- le couplage à la voie de transfert d'une paire de nucléons a une influence plus forte que le couplage à la voie de transfert d'un seul nucléon sur les sections efficaces de fusion calculées à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb (choix d'une paire de nucléons et non d'un seul nucléon),
- les neutrons sont insensibles à la barrière de Coulomb, donc le transfert de neutrons peut se produire à des distances plus élevées entre le projectile et le noyau cible, avant que le projectile ne soit capturé par le noyau cible (choix d'une paire de neutrons et non d'une paire de protons).

Les deux paramètres  $Q_{tr}$ , i.e. la chaleur de réaction de transfert d'une paire de neutrons, et  $F_{tr}$ , i.e. la force du couplage, ont été ajustés aux valeurs suivantes pour obtenir le meilleur accord entre les fonctions d'excitation de fusion calculée et mesurée, tout en essayant de faire un lien avec les états  $0^+$  du  $^{42}\text{Ca}$  :

- $Q_{tr} = 3,47$  MeV et  $F_{tr} = 0,50$  fm. Cette valeur de  $Q_{tr}$  correspondrait au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  à l'état fondamental  $0_{gs}^+$  du  $^{42}\text{Ca}$ .
- $Q_{tr} = 1,63$  MeV et  $F_{tr} = 0,60$  fm. Cette valeur de  $Q_{tr}$  correspondrait au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  au premier état excité  $0_1^+$  du  $^{42}\text{Ca}$  à l'énergie 1,84 MeV.
- $Q_{tr} = 0,17$  MeV et  $F_{tr} = 0,70$  fm. Cette valeur de  $Q_{tr}$  correspondrait au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  au deuxième état excité  $0_2^+$  du  $^{42}\text{Ca}$  à l'énergie 3,30 MeV.

Les fonctions d'excitation de fusion et les distributions de barrières théoriques du système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , incluant le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons du  $^{64}\text{Ni}$  au  $^{40}\text{Ca}$ , sont représentées sur les Figures 1.29 et 1.30.

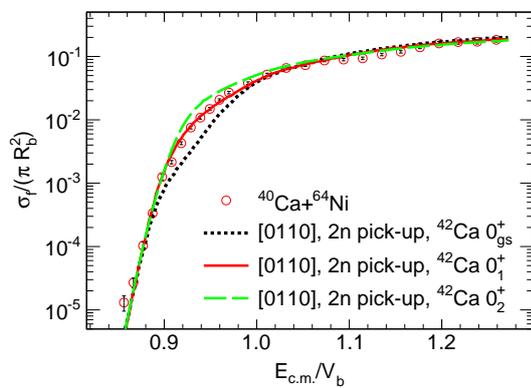


Figure 1.29 – Fonction d'excitation de fusion expérimentale de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées, incluant le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons, sont montrés par des lignes.

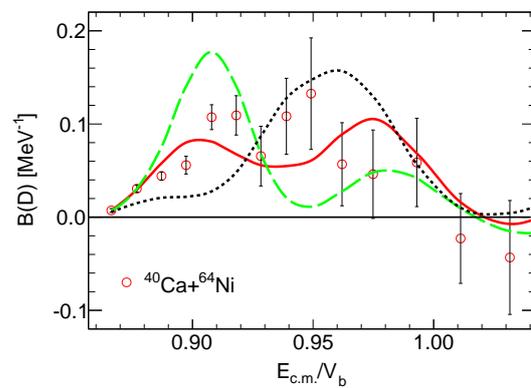


Figure 1.30 – Distribution de barrières expérimentale de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées, incluant le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons, sont montrés par des lignes.

Les sections efficaces de fusion mesurées à basse et haute énergies sont bien reproduites par les calculs en voies couplées avec  $Q_{tr} = 1,63$  MeV et  $F_{tr} = 0,60$  fm. Cette valeur de  $Q_{tr}$  correspondrait au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  au premier état excité  $0_1^+$  du  $^{42}\text{Ca}$  à l'énergie 1,84 MeV. Il convient de noter que cette description du transfert d'une paire de neutrons du noyau  $^{64}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  est schématique. Afin d'explorer directement les effets des couplages aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion, des mesures de probabilités de transfert de nucléons pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  ont été réalisées récemment. Les voies de transfert de nucléons dans ces deux réactions seront étudiées dans le chapitre suivant.

Pour résumer, les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  sont bien reproduites par les calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du noyau  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du noyau  $^{58}\text{Ni}$ . Pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb sont sous-estimées par les calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les mêmes couplages aux voies inélastiques que pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , puisque les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ont des propriétés nucléaires très similaires. Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , le coulage à la voie de transfert d'une paire de neutrons du noyau  $^{64}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  s'est révélé nécessaire pour décrire les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb.

Afin de m'affranchir des paramètres d'entrée requis pour les calculs en voies couplées, tels que les paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther ( $V_0$ ,  $r_0$  et  $a$ ), des couplages aux états vibrationnels des noyaux  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ( $E$  et  $\beta_{2,3}$ ) et du facteur de forme pour le couplage à la voie transfert d'une paire de neutrons ( $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$ ), j'ai effectué des calculs Hartree-Fock dépendants du temps (TDHF) pour les deux réactions étudiées.

## Calculs Hartree-Fock dépendants du temps

La théorie Hartree-Fock dépendante du temps est une approximation de champ moyen à particules indépendantes. Cette approche utilise une interaction effective entre nucléons comme seul paramètre d'entrée, dont la fonctionnelle de la densité d'énergie est ajustée de manière à reproduire certaines propriétés des systèmes nucléaires, telles que la densité de saturation et l'énergie de liaison par nucléon de la matière nucléaire infinie. De plus, cette approche incorpore les effets dynamiques dans l'approximation de champ moyen, tels que les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons.

Un inconvénient des calculs de champ moyen est l'impossibilité de décrire l'effet tunnel. Le mécanisme de fusion en dessous de la barrière de Coulomb ne peut donc pas être étudié directement. Cependant, les seuils de fusion incluant les effets dynamiques peuvent être calculés [57–62].

Les sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb peuvent être estimées de la manière suivante : le potentiel d'interaction noyau-noyau de base, c'est-à-dire sans couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, est calculé à partir de l'approche *frozen* Hartree-Fock (HF) [57, 58], puis un programme de calculs en voies couplées est utilisé pour incorporer les couplages aux états excités des noyaux en collision (états vibrationnels ou rotationnels). Cette approche, proposée dans la Référence [63], est résumée ci-dessous :

- le potentiel d'interaction noyau-noyau sans couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons est calculé avec l'approche *frozen* HF,
- les sections efficaces de fusion sont calculées avec l'approche en voies couplées (programme CCFULL [7]), utilisant le potentiel déterminé précédemment et les propriétés des états excités. Pour les noyaux  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , les énergies et paramètres de déformation des premiers états excités sont expérimentalement bien connus.
- les distributions de barrières expérimentales de fusion sont comparées aux seuils de fusion calculés directement avec la méthode TDHF, incorporant les effets dynamiques dans l'approximation de champ moyen, tels que les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons,
- l'importance des voies de transfert de nucléons est estimée avec des calculs TDHF de probabilités de transfert près de la barrière de fusion, utilisant la technique de projection sur le nombre de particules. Cette technique est développée dans la Référence [64].

Appliquons cette approche pour les réactions de fusion  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  afin d'étudier les effets des couplages aux voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion.

L'état fondamental des deux noyaux en collision, i.e. énergie de l'état fondamental et fonction d'onde, a été construit en résolvant l'équation HF 1.31 de manière auto-cohérente avec le programme EV8 [65]. L'interaction de Skyrme SLy4d [66–68] a été utilisée. L'appariement entre nucléons a été inclus dans ces calculs statiques avec l'approximation BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) pour les noyaux semi-magiques  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  à couches ouvertes de neutrons, et les nombres d'occupation sont restés constants au cours du temps. L'interaction d'appariement de type surface [69] a été utilisée.

L'évolution des états occupés au cours du temps a été obtenue en résolvant l'équation TDHF 1.32 avec le programme TDHF3D [68]. L'interaction de Skyrme SLy4d [66–68] a été utilisée. Ces calculs ont été effectués avec une discrétisation spatiale de 0,8 fm et une discrétisation temporelle de  $1,5 \times 10^{-24}$  s.

$$[\hat{h}[\rho], \hat{\rho}] = 0 \quad (1.31)$$

avec :

- $\hat{h}$  l'opérateur hamiltonien
- $\hat{\rho}$  l'opérateur matrice densité

$$i\hbar \frac{d}{dt} \hat{\rho} = [\hat{h}[\rho], \hat{\rho}] \quad (1.32)$$

- Fonctions d'excitation de fusion

Le potentiel *frozen* HF a été calculé à partir des matrices densités à un corps de l'état fondamental HF des deux noyaux en collision  $\rho_{1,2}$  à une distance  $R$  entre leur centre de masse. L'énergie totale  $E[\rho_1 + \rho_2](R)$  du système est donnée par la fonctionnelle de la densité d'énergie incluant l'énergie de Coulomb. Le potentiel d'interaction noyau-noyau sans couplages est donc obtenu en retirant l'énergie HF des états fondamentaux :  $V(R) = E[\rho_1 + \rho_2](R) - E_{HF}[\rho_1] - E_{HF}[\rho_2]$ . Le rayon et la hauteur de la barrière de potentiel ( $R_b^{Frozen}$ ,  $V_b^{Frozen}$ ) des systèmes  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  sont reportés dans le Tableau 1.4. Les barrières prédites avec la méthode *frozen* HF sont significativement plus faibles que les barrières de Coulomb de Bass [43].

Une paramétrisation Woods-Saxon du potentiel nucléaire a été obtenue à partir du potentiel *frozen* pour être utilisée dans les calculs en voies couplées. La profondeur du puits de potentiel  $V_0$ , le rayon nucléaire  $r_0$  et le paramètre de diffusivité  $a$  pour  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  sont reportés dans le tableau 1.5. Les sections efficaces de fusion ont ensuite été calculées avec le programme CCFULL [7] et sont représentées sur les Figures 1.31 pour  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  et 1.32 pour  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  par des lignes en pointillé. Pour les deux systèmes, les calculs en voies couplées sans couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb de deux ordres de grandeur environ.

Tableau 1.4 – Caractéristiques de la barrière de potentiel sans couplages calculées à partir de la méthode *frozen* HF ( $R_b^{Frozen}$ ,  $V_b^{Frozen}$ ) et du modèle de Bass ( $R_b, V_b$ ) [43]. Seuils de fusion TDHF  $V_b^{TDHF}$  pour  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ .

Caractéristiques de la barrière	$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$
$V_b^{Frozen}$ [MeV]	74,15	72,26
$R_b^{Frozen}$ [fm]	10,11	10,40
$V_b$ [MeV]	75,73	74,66
$R_b$ [fm]	10,65	10,80
$V_b^{TDHF}$ [MeV]	71,70	69,06

Tableau 1.5 – Paramétrisation Woods-Saxon du potentiel nucléaire extraite du potentiel *frozen* pour  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ .

Système	$V_0$ [MeV]	$r_0$ [fm]	$a$ [fm]
$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	87,16	1,16	0,62
$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$	106,12	1,15	0,64

J'ai ensuite effectué des calculs en voies couplées en incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du noyau  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  des noyaux  $^{58,64}\text{Ni}$ . Les sections efficaces de fusion calculées sont montrées sur les Figures 1.31 pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 1.32 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  par des lignes continues.

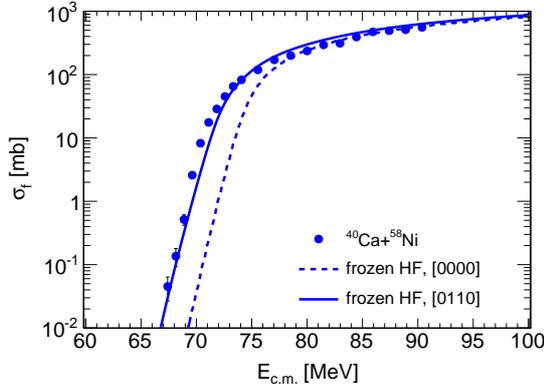


Figure 1.31 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentale et théorique de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel *frozen* HF et les paramètres des couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58}\text{Ni}$ .

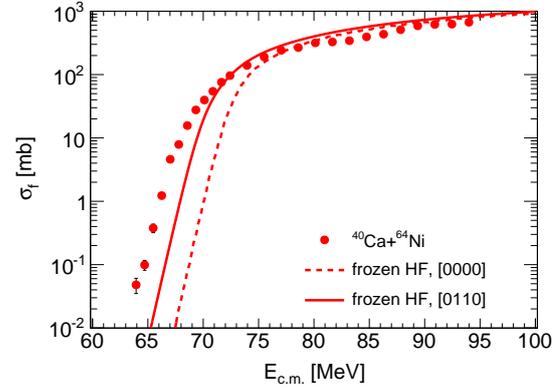


Figure 1.32 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentale et théorique de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel *frozen* HF et les paramètres des couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{64}\text{Ni}$ .

Pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb sont assez bien reproduites. Les couplages aux états  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58}\text{Ni}$  expliquent l'augmentation des sections efficaces de fusion mesurées dans ce domaine d'énergie. Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées avec des couplages aux voies inélastiques sous-estiment toujours les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb. Ces couplages sont naturellement identiques à ceux de la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  puisque les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ont des propriétés nucléaires très voisines (Tableau 1.1). Des résultats similaires avaient été obtenus dans la section précédente, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les mêmes couplages aux voies inélastiques. Cependant, le paramètre de diffusivité du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther avait été légèrement augmenté pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  afin d'ajuster les sections efficaces de fusion calculées aux sections efficaces de fusion mesurées autour de la barrière, alors que les seuls paramètres d'entrée dans la méthode *frozen* HF sont ceux de la fonctionnelle de la densité d'énergie de Skyrme.

Les couplages aux voies de transfert de nucléons pourraient aussi jouer un rôle important dans le mécanisme de fusion. La réaction de fusion  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  a une valeur de  $Q_{tr}$  négative pour la voie de transfert  $+1n$  et des valeurs de  $Q_{tr}$  positives pour les voies  $+2n$ ,  $+3n$ ,  $-1p$ ,  $-2p$  et  $-3p$ , alors que  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  a seulement des valeurs de  $Q_{tr}$  négatives. L'importance du transfert de neutrons dans  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sera confirmée avec des calculs TDHF dans la suite de ce travail.

- **Seuils de fusion TDHF et distributions de barrières expérimentales**

Basée sur une approximation de champ moyen déterministe, la théorie TDHF peut seulement donner des probabilités de fusion qui sont 0 ou 1 pour une énergie initiale et un paramètre d'impact initial [70] ainsi que pour une orientation initiale dans le cas de noyaux déformés [60]. La méthode TDHF peut ainsi être utilisée pour calculer des seuils de fusion incorporant les effets dynamiques dues aux excitations internes, à la déformation à tous les ordres, à la formation d'un col et à l'échange de nucléons entre les deux noyaux en collision.

Les évolutions en fonction du temps de la distance entre les noyaux en collision dans  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sont montrées sur la Figure 1.33. Cette distance est définie comme la distance entre les centres de masse calculés de chaque côté du col. Les énergies de collision choisies se situent juste au-dessus et en dessous du seuil de fusion avec une différence de 50 keV seulement. Les deux réactions de fusion montrent des comportements similaires. En particulier, les fragments sont en contact durant  $\sim 1$  zs ( $10^{-21}$  s) avant qu'ils ne fusionnent (lignes continues) ou ne se reséparent (lignes en pointillé). Ce temps est relativement court comparé à des systèmes plus lourds où les temps de contact sont de quelques zeptosecondes [71] et où un important transfert de nucléons peut se produire. Cependant, des temps de contact de  $\sim 1$  zs sont suffisants pour permettre le transfert d'un ou de plusieurs nucléons, en particulier pour les réactions dont les valeurs de  $Q_{tr}$  sont positives. Les évolutions en fonction du temps de la densité de nucléons dans  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sont respectivement montrées sur les Figures 1.36 et 1.37. Les énergies de collision choisies correspondent aux seuils de fusion. Pour les deux systèmes, la déformation octupolaire (forme de *poire*) du  $^{40}\text{Ca}$  au cours du mécanisme de fusion est clairement visible à  $t = 1,425$  zs (troisième image en partant du haut), comparée à  $t = 0,975$  zs (deuxième image en partant du haut).

Les seuils de fusion calculés pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sont reportés dans le Tableau 1.4. Ces seuils sont plus faibles que les hauteurs de barrières de potentiel sans couplages calculées avec la méthode *frozen* HF de 2,45 MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et de 3,20 MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Cette diminution de la hauteur de la barrière de fusion est induite par des effets dynamiques tels que les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert. Ces couplages sont également responsables de l'augmentation des sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de fusion. Les hauteurs de la barrière de potentiel sans couplages et de la barrière de fusion peuvent être comparées aux centroïdes des distributions de barrières mesurées et calculées, illustrées sur les Figures 1.34 pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 1.35 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ .

D'après cette Figure, le seuil de fusion TDHF pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  est en bon accord avec la structure principale de la distribution de barrières mesurée ainsi qu'avec le maximum de la distribution de barrières déterminée avec les calculs en voies couplées (ligne continue). Puisque la méthode TDHF inclut tous les types de couplages, ceci indique que la diminution du seuil de fusion provient des couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58}\text{Ni}$ . Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , le seuil de fusion TDHF est également en accord avec la structure principale de la distribution de barrières mesurée mais est plus faible que le maximum de la distribution de barrières déterminée avec les calculs en voies couplées (ligne continue). Ceci indique que les couplages aux voies de transfert, qui sont inclus dans la méthode TDHF mais pas dans les calculs en voies couplées, joueraient un rôle important dans la diminution du seuil de fusion.

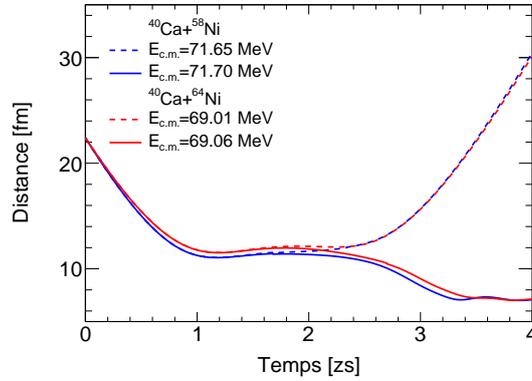


Figure 1.33 – Evolutions en fonction du temps de la distance entre les noyaux en collision dans  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  juste au-dessus (lignes continues) et en dessous (lignes en pointillé) du seuil de fusion.

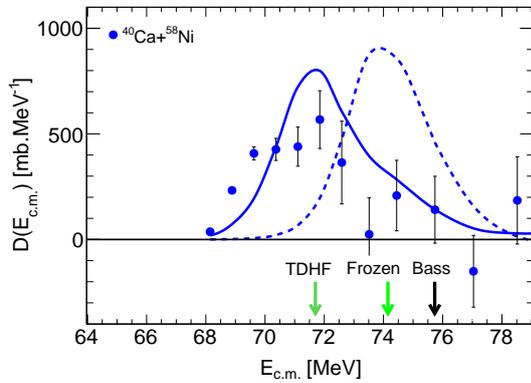


Figure 1.34 – Distributions de barrières expérimentale et théorique de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel HF *frozen* et les paramètres des couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58}\text{Ni}$ . Les barrières de Bass, *frozen* HF et TDHF sont indiquées par des flèches sur l'axe des énergies.

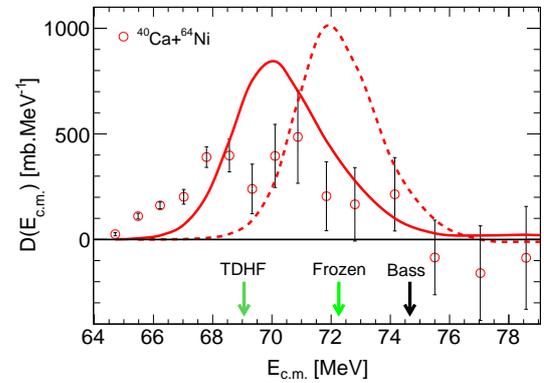


Figure 1.35 – Distributions de barrières expérimentale et théorique de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées ont été effectués avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel HF *frozen* et les paramètres des couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{64}\text{Ni}$ . Les barrières de Bass, *frozen* HF et TDHF sont indiquées par des flèches sur l'axe des énergies.

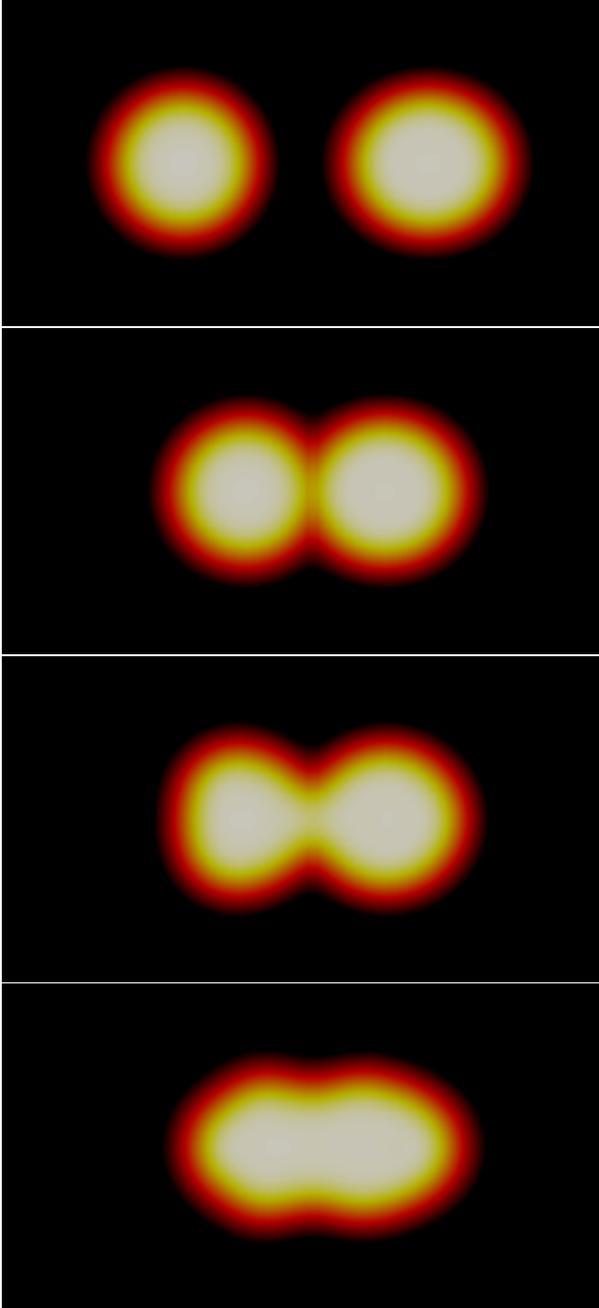


Figure 1.36 – De haut en bas : évolution en fonction du temps de la densité de nucléons dans  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  au seuil de fusion  $E_{c.m.} = 71,70$  MeV pour  $(t = 0,15$  zs,  $r = 19,94$  fm),  $(t = 0,975$  zs,  $r = 11,34$  fm),  $(t = 1,425$  zs,  $r = 11,24$  fm) et  $(t = 3,15$  zs,  $r = 7,66$  fm).

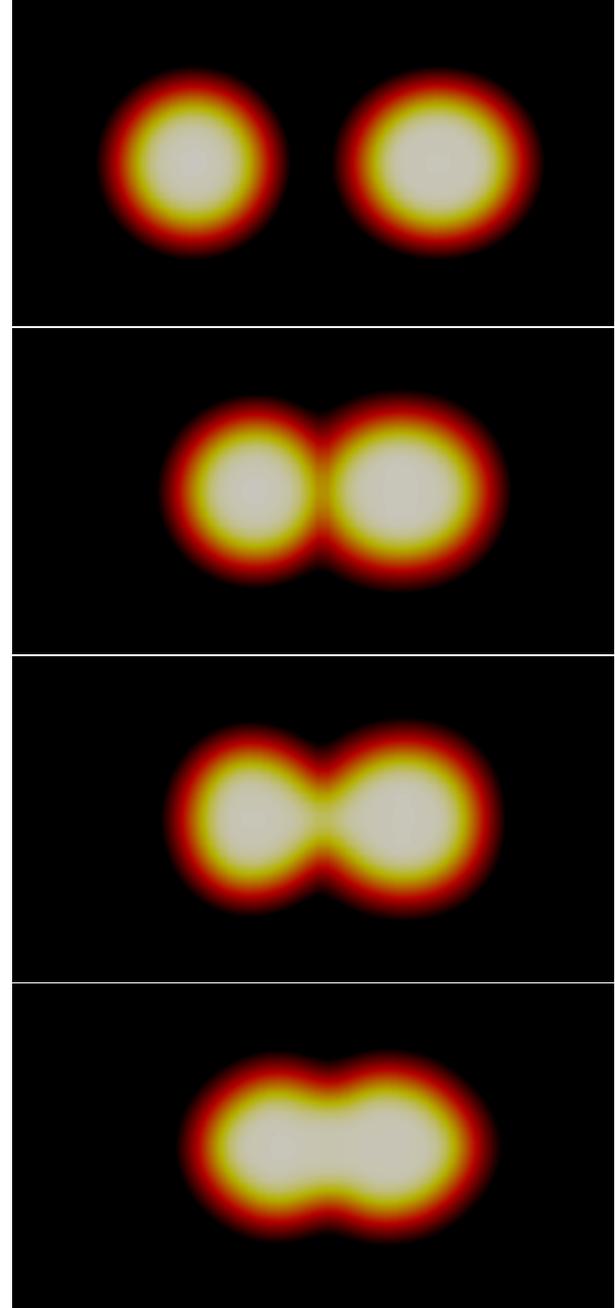


Figure 1.37 – De haut en bas : évolution en fonction du temps de la densité de nucléons dans  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  au seuil de fusion  $E_{c.m.} = 69,06$  MeV pour  $(t = 0,15$  zs,  $r = 20,08$  fm),  $(t = 0,975$  zs,  $r = 11,85$  fm),  $(t = 1,425$  zs,  $r = 11,71$  fm) et  $(t = 3,15$  zs,  $r = 8,29$  fm).

- Probabilités de transfert en dessous de la barrière de fusion

Les probabilités de transfert de nucléons ont été calculées avec la technique de projection sur le nombre de particules, qui a été développée dans la Référence [64]. Par simplicité, ces calculs ont été effectués sans appariement, mais ceci est suffisant pour estimer l'importance du transfert.

Les distributions du nombre de neutrons dans le quasi-projectile Ca en voie de sortie ont été calculées à  $E_{c.m.} = 71,65$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et à  $E_{c.m.} = 69,01$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Ces énergies sont situées juste en dessous du seuil de fusion TDHF.

Ces distributions sont représentées sur les Figures 1.38 pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 1.39 pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Selon ces Figures, la somme des probabilités de transfert n'excède pas 0,04 dans  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  pour une collision proche de la barrière. Ceci confirme que l'impact des voies de transfert sur le mécanisme de fusion est faible pour cette réaction, dont les valeurs de  $Q_{tr}$  sont toutes négatives. Les probabilités de transfert sont beaucoup plus élevées pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , avec une probabilité de transfert totale de  $\sim 0,7$ . Ici la voie de transfert dominante est le transfert d'un neutron de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{40}\text{Ca}$ , suivie de la voie de transfert de deux neutrons. Cependant, le poids relatif entre les différentes voies peut être fortement modifié en incluant l'appariement [72], favorisant les voies de transfert d'une paire de nucléons [73, 74].

Quantitativement, les couplages aux états vibrationnels induisent une diminution de la hauteur de la barrière de  $\sim 2$  MeV dans  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , alors que les calculs TDHF prédisent une diminution du seuil de fusion de  $\sim 3$  MeV. Il semblerait donc que les voies de transfert soient responsables de cette différence. Les voies de transfert peuvent en effet influencer le mécanisme de fusion, en facilitant par exemple la formation d'un col entre les fragments.

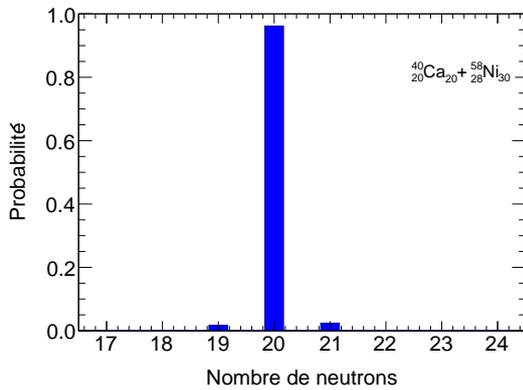


Figure 1.38 – Calculs TDHF de la distribution du nombre de neutrons dans le quasi-projectile Ca en voie de sortie pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à  $E_{c.m.} = 71,65$  MeV.

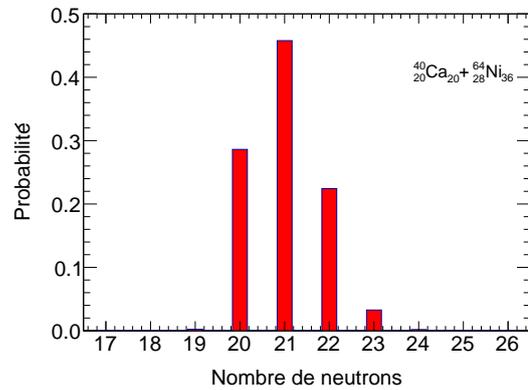


Figure 1.39 – Calculs TDHF de la distribution du nombre de neutrons dans le quasi-projectile Ca en voie de sortie de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  à  $E_{c.m.} = 69,01$  MeV.

### Conclusions de l'étude des réactions de fusion-évaporation Ca+Ni

Dans le cadre de cette thèse, deux expériences de fusion-évaporation ont été réalisées :  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les sections efficaces de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (respectivement  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ) ont été mesurées de 19% (respectivement 26%) au-dessus de la barrière de Coulomb à 11% (respectivement 14%) en dessous de la barrière de Coulomb. Afin d'étudier l'influence des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb, j'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées et effectué des calculs en voies couplées ainsi que des calculs TDHF. Les résultats obtenus peuvent être résumés de la façon suivante :

- d'un point de vue expérimental :
  - les sections efficaces de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sont plus élevées que celles de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb,
  - la distribution de barrières de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  s'étend à des énergies plus basses que celle de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ ,
  - le système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  présente des valeurs de  $Q_{tr}$  positives, contrairement à  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ .
- d'un point de vue théorique :
  - les calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58,64}\text{Ni}$ , reproduisent bien les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  mais sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ,
  - pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons du noyau  $^{64}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  s'est révélé nécessaire pour décrire les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb,
  - le seuil de fusion TDHF de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  est en bon accord avec le maximum de la distribution de barrières déterminées avec les calculs en voies couplées. La diminution du seuil de fusion provient donc des couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58}\text{Ni}$ .
  - le seuil de fusion TDHF de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  est plus faible que le maximum de la distribution de barrières déterminées avec les calculs en voies couplées. Les couplages aux voies de transfert jouent donc un rôle important dans la diminution du seuil de fusion.
  - les probabilités de transfert de neutrons sont beaucoup plus élevées pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  que pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . La voie de transfert dominante pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  est le transfert d'un neutron de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{40}\text{Ca}$ , suivie de la voie de transfert de deux neutrons. Le poids relatif entre les différentes voies peut cependant être fortement modifié en incluant l'appariement.

La structure nucléaire joue donc un rôle important dans le mécanisme de fusion par effet tunnel pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ .

Examinons à présent le comportement des fonctions d'excitation de fusion de ces deux systèmes à des énergies au-dessus de la barrière de Coulomb, profitant des sections efficaces de fusion mesurées dans ce domaine d'énergie. Cette étude a été étendue aux systèmes  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  [31, 75–77] et  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  [26–28, 78], dont les sections efficaces de fusion mesurées ont été extraites de la littérature. Dans la plupart de ces expériences, les résidus d'évaporation ont été détectés à des angles vers l'avant proches de  $0^\circ$ , utilisant soit le sélecteur de vitesse du MIT-BNL [79], soit le spectromètre de masse de recul du LNL [80, 81], soit l'analyseur de masse des fragments d'Argonne [82], soit le défecteur électrostatique du LNL [41].

### Etude de $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ , $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ et $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ au-dessus de la barrière de Coulomb

Les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  sont respectivement représentées sur les Figures 1.40, 1.41 et 1.42. Les sections efficaces de fusion mesurées à des énergies comprises entre une et deux fois la hauteur de la barrière de Coulomb ont été ajustées avec la formule classique donnée par l'équation 1.33. Les paramètres  $(R_b^{exp}, V_b^{exp})$  de la barrière de fusion qui ont été extraits des sections efficaces de fusion mesurées ainsi que les paramètres  $(R_b, V_b)$  de la barrière de Coulomb qui ont été calculés à partir du modèle de Bass [43] sont reportés dans les Tableaux 1.6 pour Ca+Ni, 1.7 pour Ni+Ni et 1.8 pour Ca+Ca.

$$\sigma_f(E_{c.m.}) = \pi(R_b^{exp})^2 \left(1 - \frac{V_b^{exp}}{E_{c.m.}}\right) \quad (1.33)$$

avec :

- $R_b^{exp}$  le rayon de la barrière de fusion,
- $V_b^{exp}$  la hauteur de la barrière de fusion,
- $E_{c.m.}$  l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse.

$$V_N(R_b^{exp}) = V_b^{exp} - \frac{Z_p Z_t e^2}{R_b^{exp}} \quad (1.34)$$

avec :

- $Z_p$  et  $Z_t$  le numéro atomique du projectile et de la cible,
- $e$  la charge élémentaire.

Nous remarquons que le rayon et la hauteur  $(R_b^{exp}, V_b^{exp})$  de la barrière de fusion sont tous les deux plus faibles que le rayon et la hauteur  $(R_b, V_b)$  de la barrière de Coulomb. De plus, plus le rapport  $N/Z$  du noyau composé est grand, plus le rayon de la barrière de Coulomb est élevé et plus la hauteur de la barrière de Coulomb est faible.  $N$  et  $Z$  désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé. Les probabilités de fusion augmentent donc avec l'ajout de neutrons dans ces réactions.

Cependant, les rayons  $R_b^{exp}$  de la barrière de fusion pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont respectivement plus faibles que ceux pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ , alors que les rapports  $N/Z$  des noyaux composés pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont plus grands. Un rayon plus faible conduit à un potentiel nucléaire à la barrière de fusion  $V_N(R_b^{exp})$  plus élevé, comme le montrent les Tableaux 1.6 pour Ca+Ni et 1.8 pour Ca+Ca. Ces valeurs inattendues des rayons pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$

et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  pourraient provenir des effets du transfert de nucléons et de formation d'un col, se produisant avant que le projectile soit capturé par le noyau cible. Les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont favorables au transfert de nucléons, contrairement aux systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , d'après leurs chaleurs de réaction de transfert de nucléons de l'état fondamental à l'état fondamental. Cependant, ce phénomène n'est pas observé pour  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , qui est favorable au transfert de nucléons, contrairement à  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , d'après leurs chaleurs de réaction de transfert de nucléons de l'état fondamental à l'état fondamental. Il convient de noter que, pour  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , peu de points de données à des énergies au-dessus de la barrière de Coulomb sont disponibles dans la littérature.

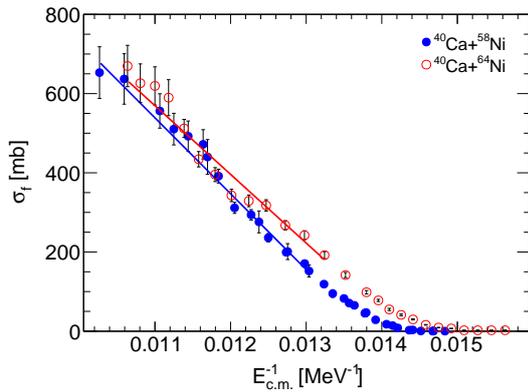


Figure 1.40 – Sections efficaces de fusion des réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  [44, 47] en fonction de l'inverse de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse. La ligne montre le résultat d'un ajustement des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb avec la formule classique donnée par l'équation 1.33.

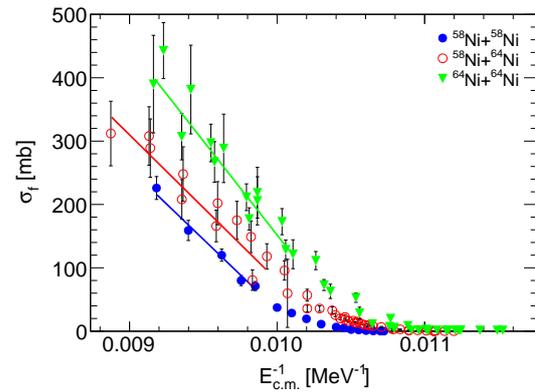


Figure 1.41 – Sections efficaces de fusion des réactions  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  [31, 75–77] en fonction de l'inverse de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse. La ligne montre le résultat d'un ajustement des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb avec la formule classique donnée par l'équation 1.33.

Tableau 1.6 –  $(R_b^{exp}, V_b^{exp})$  de la barrière de fusion extraits des sections efficaces de fusion,  $(R_b, V_b)$  de la barrière de Coulomb calculés à partir du modèle de Bass [43], et  $(R_b^{AW}, V_b^{AW})$  de la barrière de fusion calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52, 53] pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ .  $N$  et  $Z$  désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé.  $V_N(R_b^{exp})$  est défini par l'équation 1.34.

System	$^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$	$^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$
$N/Z$	1,04	1,17
$R_b$ [fm]	10,65	10,80
$V_b$ [MeV]	75,73	74,66
$R_b^{AW}$ [fm]	10,15	10,36
$V_b^{AW}$ [MeV]	73,81	72,47
$V_N(R_b^{AW})$ [MeV]	-5,65	-5,42
$R_b^{exp}$ [fm]	$9,18 \pm 0,18$	$8,88 \pm 0,12$
$V_b^{exp}$ [MeV]	$72,40 \pm 0,31$	$70,01 \pm 0,32$
$V_N(R_b^{exp})$ [MeV]	$-15,48 \pm 1,77$	$-20,81 \pm 1,30$

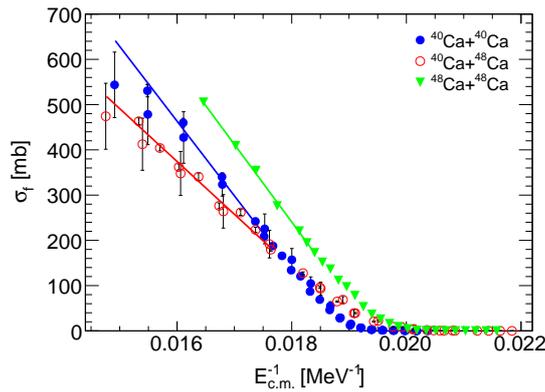


Figure 1.42 – Sections efficaces de fusion des réactions  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  [26–28, 78] en fonction de l'inverse de l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse. La ligne montre le résultat d'un ajustement des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb avec la formule classique donnée par l'équation 1.33.

Tableau 1.7 –  $(R_b^{exp}, V_b^{exp})$  de la barrière de fusion extraits des sections efficaces de fusion,  $(R_b, V_b)$  de la barrière de Coulomb calculés à partir du modèle de Bass [43], et  $(R_b^{AW}, V_b^{AW})$  de la barrière de fusion calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52, 53] pour les réactions  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ .  $N$  et  $Z$  désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé.  $V_N(R_b^{exp})$  est défini par l'équation 1.34.

System	$^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$	$^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$	$^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$
$N/Z$	1,07	1,18	1,29
$R_b$ [fm]	11,19	11,34	11,49
$V_b$ [MeV]	100,93	99,58	98,26
$R_b^{AW}$ [fm]	10,55	10,75	10,94
$V_b^{AW}$ [MeV]	99,41	97,71	96,18
$V_N(R_b^{AW})$ [MeV]	-7,59	-7,29	-7,05
$R_b^{exp}$ [fm]	$8,50 \pm 0,44$	$8,70 \pm 0,56$	$9,97 \pm 0,48$
$V_b^{exp}$ [MeV]	$98,53 \pm 0,50$	$96,63 \pm 0,93$	$95,13 \pm 0,65$
$V_N(R_b^{exp})$ [MeV]	$-34,35 \pm 6,82$	$-33,20 \pm 8,44$	$-18,18 \pm 5,46$

Tableau 1.8 –  $(R_b^{exp}, V_b^{exp})$  de la barrière de fusion extraits des sections efficaces de fusion,  $(R_b, V_b)$  de la barrière de Coulomb calculés à partir du modèle de Bass [43], et  $(R_b^{AW}, V_b^{AW})$  de la barrière de fusion calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52, 53] pour les réactions  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ .  $N$  et  $Z$  désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé.  $V_N(R_b^{exp})$  est défini par l'équation 1.34.

System	$^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	$^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	$^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$
$N/Z$	1,0	1,2	1,4
$R_b$ [fm]	10,11	10,37	10,62
$V_b$ [MeV]	56,97	55,56	54,22
$R_b^{AW}$ [fm]	9,74	10,08	10,38
$V_b^{AW}$ [MeV]	54,93	53,19	51,75
$V_N(R_b^{AW})$ [MeV]	-4,26	-3,97	-3,76
$R_b^{exp}$ [fm]	$9,94 \pm 0,14$	$8,45 \pm 0,08$	$10,29 \pm 0,07$
$V_b^{exp}$ [MeV]	$53,17 \pm 0,16$	$52,06 \pm 0,14$	$51,54 \pm 0,05$
$V_N(R_b^{exp})$ [MeV]	$-4,80 \pm 0,84$	$-16,14 \pm 0,66$	$-4,45 \pm 0,36$

Le potentiel d'interaction entre deux noyaux en collision est un ingrédient essentiel pour décrire les réactions de fusion. Ce potentiel résulte du potentiel de Coulomb et d'un potentiel nucléaire. Nous avons choisi le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther [52, 53] (équation 1.24 de la section 1.2.3) pour examiner le comportement des fonctions d'excitation de fusion des systèmes Ca+Ni, Ni+Ni et Ca+Ca à des énergies au-dessus de la barrière de Coulomb, puisque ce potentiel est communément utilisé dans l'approche en voies couplées. Il est intéressant de noter que la dépendance en excès de neutrons de ce potentiel est en principe assurée par le coefficient de tension de surface.

Les paramètres ( $R_b^{AW}$ ,  $V_b^{AW}$ ) de la barrière de fusion qui ont été calculés à partir du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  sont aussi reportées dans les Tableaux 1.6, 1.7 et 1.8. D'après ces Tableaux, le rayon et la hauteur ( $R_b^{AW}$ ,  $V_b^{AW}$ ) de la barrière de fusion sont tous les deux plus faibles que le rayon et la hauteur ( $R_b$ ,  $V_b$ ) de la barrière de Coulomb. De plus, le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther reproduit bien les hauteurs  $V_b^{exp}$  qui ont été extraites des sections efficaces de fusion mesurées avec une différence maximale de 5% pour tous les systèmes étudiés, comme le montre la Figure 1.43. Cependant, les rayons  $R_b^{exp}$  qui ont été extraits des sections efficaces de fusion mesurées pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont, en moyenne, 15% plus faible que ceux qui ont été calculés, comme le montre la Figure 1.44. Les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  sont des noyaux semi-magiques à couches ouvertes de neutrons, et les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  ainsi que  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  présentent des valeurs de  $Q_{tr}$  positives. Le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther décrit bien seulement les rayons  $R_b^{exp}$  pour  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  avec une différence maximale de 2%, les noyaux  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}$  étant des noyaux magiques à couches fermées de protons ( $Z = 20$ ) et de neutrons ( $N = 20, 28$ ).

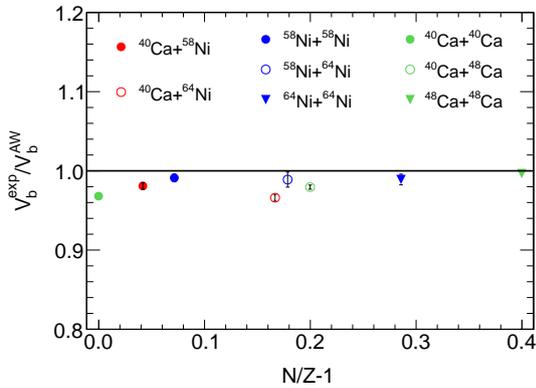


Figure 1.43 – Rapport entre les hauteurs des barrières de fusion extraites des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb et calculées en utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour les réactions  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  en fonction de  $N/Z-1$ .  $N$  et  $Z$  désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé.

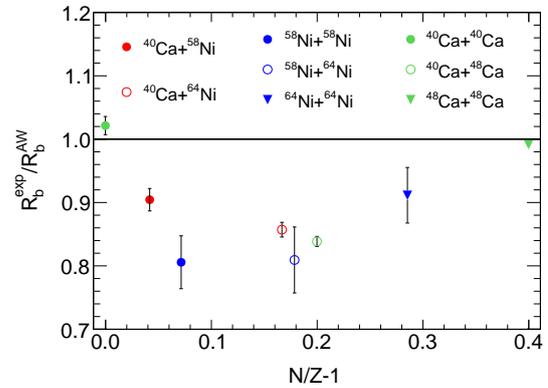


Figure 1.44 – Rapport entre les rayons de barrières de fusion extraites des sections efficaces de fusion mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb et calculés en utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour les réactions  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  en fonction de  $N/Z-1$ .  $N$  et  $Z$  désignent respectivement les nombres de neutrons et protons du noyau composé.

Des mesures précises et détaillées de sections efficaces de fusion ainsi que des mesures de probabilités de transfert de nucléons à des énergies au-dessus de la barrière de Coulomb seraient d'un grand intérêt pour étudier le rôle joué par la structure nucléaire dans le mécanisme de fusion, en particulier par les couplages aux voies de transfert de nucléons.

Jusqu'ici, l'influence des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb a été étudiée pour les deux réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Afin de positionner cette étude dans le contexte expérimental actuel de la fusion entre ions lourds par effet tunnel, j'ai effectué une étude systématique de sections efficaces de fusion reportées dans la littérature. Cette étude a porté sur des systèmes comprenant des noyaux de la couche *sd*, tels que  $^{24,26}\text{Mg}$ ,  $^{28,30}\text{Si}$ ,  $^{32,34,36}\text{S}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , et de la couche *fp*, tels que  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , qui présentent des structures différentes, telles que sphérique, vibrationnelle et rotationnelle. J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées et effectué des calculs en voies couplées. Les résultats expérimentaux et les interprétations théoriques seront présentés dans la suite de ce travail.

## 1.3 Réactions de fusion-évaporation impliquant des noyaux des couches *sd* et *fp*

Par convention, dans la réaction binaire  $a + A$ ,  $a$  désigne le projectile et  $A$  le noyau cible.

### 1.3.1 Réactions de fusion-évaporation :



- ${}^{58,64}\text{Ni} + {}^{58,64}\text{Ni}$

Les sections efficaces de fusion des systèmes  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$  [75],  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  [31] et  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  [77] ont été mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Les fonctions d'excitation de fusion sont représentées sur la Figure 1.45 par des cercles pleins pour  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$ , par des triangles pour  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  et par des cercles vides pour  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$ .

Les trois fonctions d'excitation de fusion se rejoignent au-dessus de la barrière de Coulomb mais diffèrent l'une de l'autre en dessous de la barrière de Coulomb. Aux basses énergies, la pente de la fonction d'excitation de fusion du système asymétrique  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  est plus faible que celles des fonctions d'excitation de fusion des deux systèmes symétriques  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$  et  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$ . Le système  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  est en particulier favorable au transfert de neutrons de  ${}^{64}\text{Ni}$  à  ${}^{58}\text{Ni}$  (*neutron pick-up*) et de protons de  ${}^{58}\text{Ni}$  à  ${}^{64}\text{Ni}$  (*proton stripping*), contrairement aux systèmes  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$  et  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$ . Les  $Q_{tr}$  de  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  sont montrées sur la Figure 1.46.

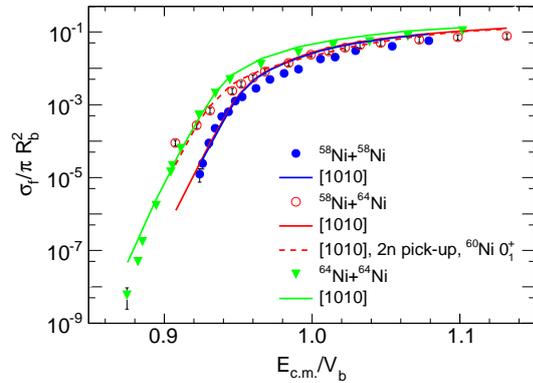


Figure 1.45 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{58}\text{Ni}$  [75] (cercles pleins),  ${}^{64}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  [31] (triangles) et  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  [77] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

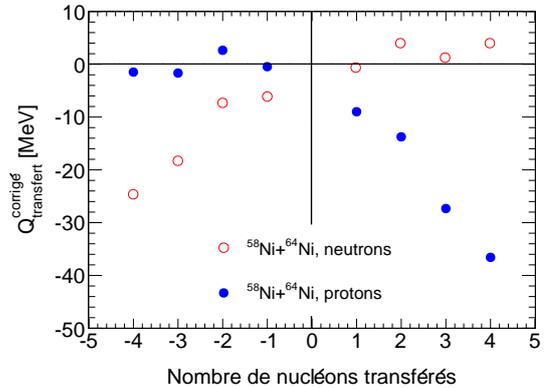


Figure 1.46 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  ${}^{58}\text{Ni} + {}^{64}\text{Ni}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible  ${}^{64}\text{Ni}$  au projectile  ${}^{58}\text{Ni}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  ${}^{58}\text{Ni}$  au noyau cible  ${}^{64}\text{Ni}$ .

J'ai également effectué des calculs en voies couplées avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $2_1^+$  des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 4 voies pour  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.45. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther ainsi que les valeurs des énergies  $E$  des états, des forces des transitions électriques quadripolaire et octupolaire  $S = \Gamma_\gamma/\Gamma_{W(E2,3)}$  vers le niveau fondamental et des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  sont reportées dans les Tableaux 1.9 et 1.10. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement augmenté pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière.

Tableau 1.9 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$	72,82	9,11	0,67	10,55	99,41	3,79
$^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$	73,84	9,42	0,68	10,94	96,18	3,53
$^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$	73,87	9,27	0,67	10,75	97,71	3,66

Tableau 1.10 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . Les forces des transitions électriques  $S$  vers le niveau fondamental et les paramètres de déformation quadripolaire  $\beta_2$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49], à l'exception des paramètres de déformation octupolaire  $\beta_3$  déterminés à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{58}\text{Ni}$	$2_1^+$	1454	9,78	0,18
	$3_1^-$	4475	12,6	0,20
$^{64}\text{Ni}$	$2_1^+$	1346	7,57	0,16
	$3_1^-$	3560	12,6	0,20

Pour  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont surestimées au-dessus de la barrière de Coulomb mais sont bien reproduites en dessous de la barrière de Coulomb. Pour  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont bien décrites au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Pour ces deux systèmes symétriques à  $Q_{fus} < 0$ , les sections efficaces de fusion mesurées aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb diminuent bien plus rapidement que celles prédites par les calculs en voies couplées. Le facteur astrophysique  $S(E_{c.m.})$  (équation 1.4 de la section 1.1.5) et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion  $L(E_{c.m.})$  (équation 1.3 de la section 1.1.5) permettent de mettre en évidence un phénomène de suppression de la fusion. En effet, le facteur astrophysique présente un maximum à  $E_{c.m.} \simeq 93,9$  MeV pour  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  (Figure 1.47) et à  $E_{c.m.} \simeq 87,5$  MeV pour  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  (Figure 1.49) et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à  $E_{c.m.} \simeq 93,9$  MeV pour  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  (Figure 1.48) et à  $E_{c.m.} \simeq 87,5$  MeV pour  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  (Figure 1.50). La dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à l'énergie à laquelle le facteur astrophysique présente un maximum.

Pour  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées ne peuvent être reproduites par les calculs en voies couplées qu'en incluant les couplages aux voies inélastiques ainsi que le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{58}\text{Ni}$ . Ce calcul est montré par une ligne en pointillé sur la Figure 1.45. J'ai ajusté les deux paramètres  $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$  à 1,63 MeV et 0,32 fm pour obtenir le meilleur accord entre les données expérimentales et théoriques, tout en essayant de faire un lien avec les états  $0^+$  du  $^{60}\text{Ni}$ . La valeur de  $Q_{tr}$  correspondrait au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  au premier état excité  $0_1^+$  du  $^{60}\text{Ni}$  à l'énergie 2,28 MeV.

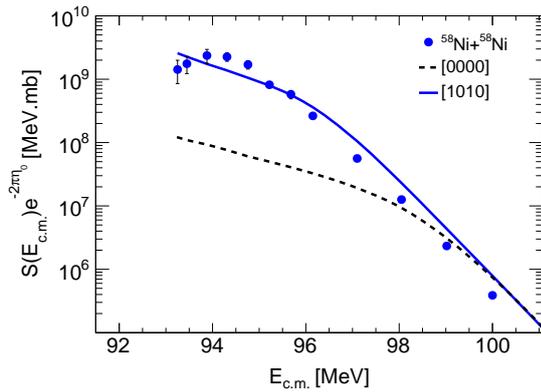


Figure 1.47 – Facteur astrophysique expérimental de  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

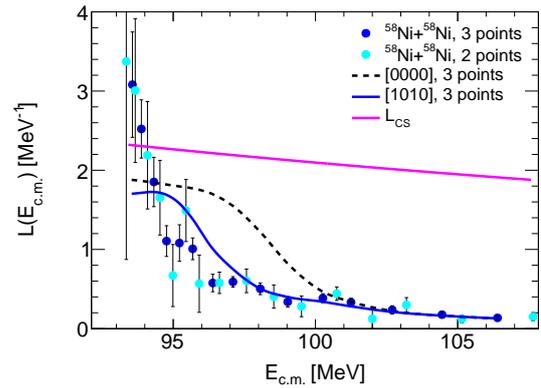


Figure 1.48 – Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

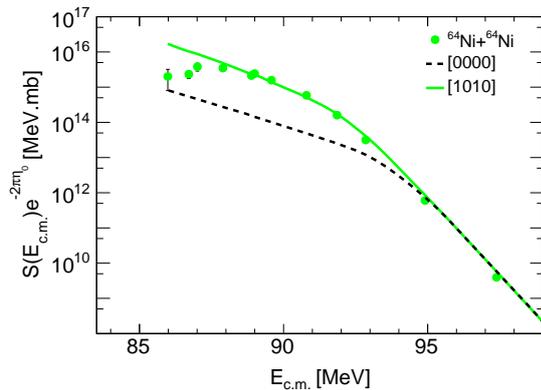


Figure 1.49 – Facteur astrophysique expérimental de  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

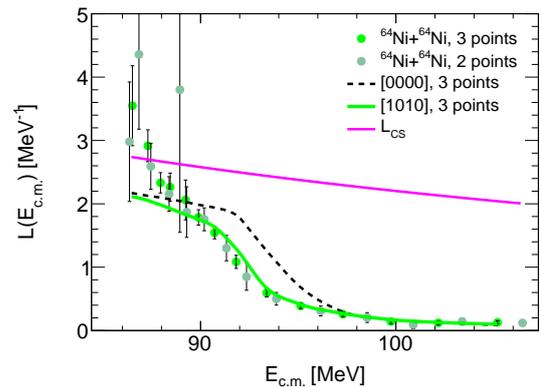


Figure 1.50 – Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

Je n'ai pas extrait les distributions de barrières des systèmes  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  en raison d'un nombre insuffisant de points de données en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ .

- $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$

Les sections efficaces de fusion des systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  [26],  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [27] et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [28] ont été mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Les fonctions d'excitation de fusion sont représentées sur la Figure 1.51 par des cercles pleins pour  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ , par des triangles pour  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et par des cercles vides pour  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ .

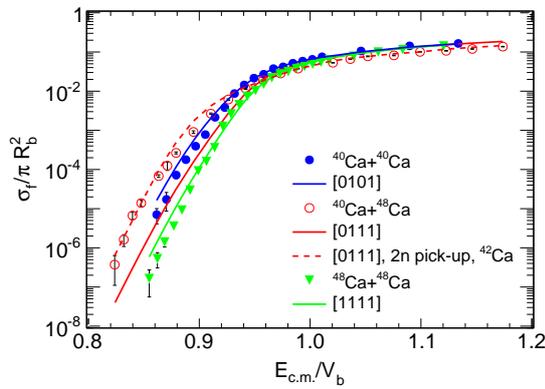


Figure 1.51 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  [26] (cercles pleins),  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [27] (triangles) et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [28] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

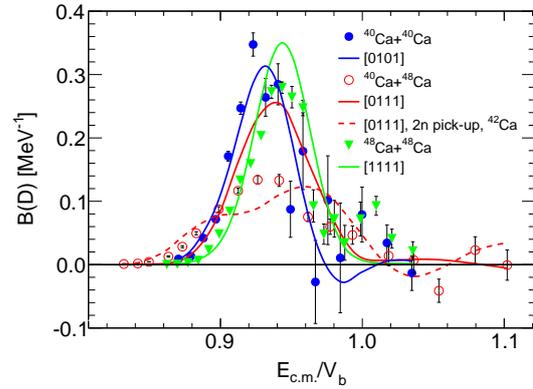


Figure 1.52 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  [26] (cercles pleins),  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [27] (triangles) et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  [28] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

D'après la Figure 1.51, les sections efficaces de fusion du système  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont plus faibles que celles du système  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb. En comparaison du noyau  $^{40}\text{Ca}$ , l'énergie d'excitation du premier état excité  $3_1^-$  du noyau  $^{48}\text{Ca}$  est non seulement plus élevée mais le paramètre de déformation octupolaire associé est aussi plus faible. Les premiers états excités des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}$  ainsi que leurs transitions électromagnétiques sont montrés sur la Figure 1.53. Les valeurs des énergies  $E$  des états, des forces des transitions électriques quadripolaire et octupolaire  $S = \Gamma_\gamma/\Gamma_{W(E2,3)}$  vers le niveau fondamental et des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  sont reportées dans le Tableau 1.11. J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces deux systèmes symétriques avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 1,5$  MeV pour  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et 1,6 MeV pour  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Ces deux distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.52 et présentent toutes les deux une structure principale.

Tableau 1.11 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}$ . Les forces des transitions électriques  $S$  et les paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49], à l'exception du paramètre de déformation octupolaire  $\beta_3$  du noyau  $^{48}\text{Ca}$  déterminé à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{40}\text{Ca}$	$3_1^-$	3736	25,95	0,40
	$2_1^+$	3904	2,21	0,12
$^{48}\text{Ca}$	$2_1^+$	3832	1,67	0,10
	$3_1^-$	4507	9	0,23

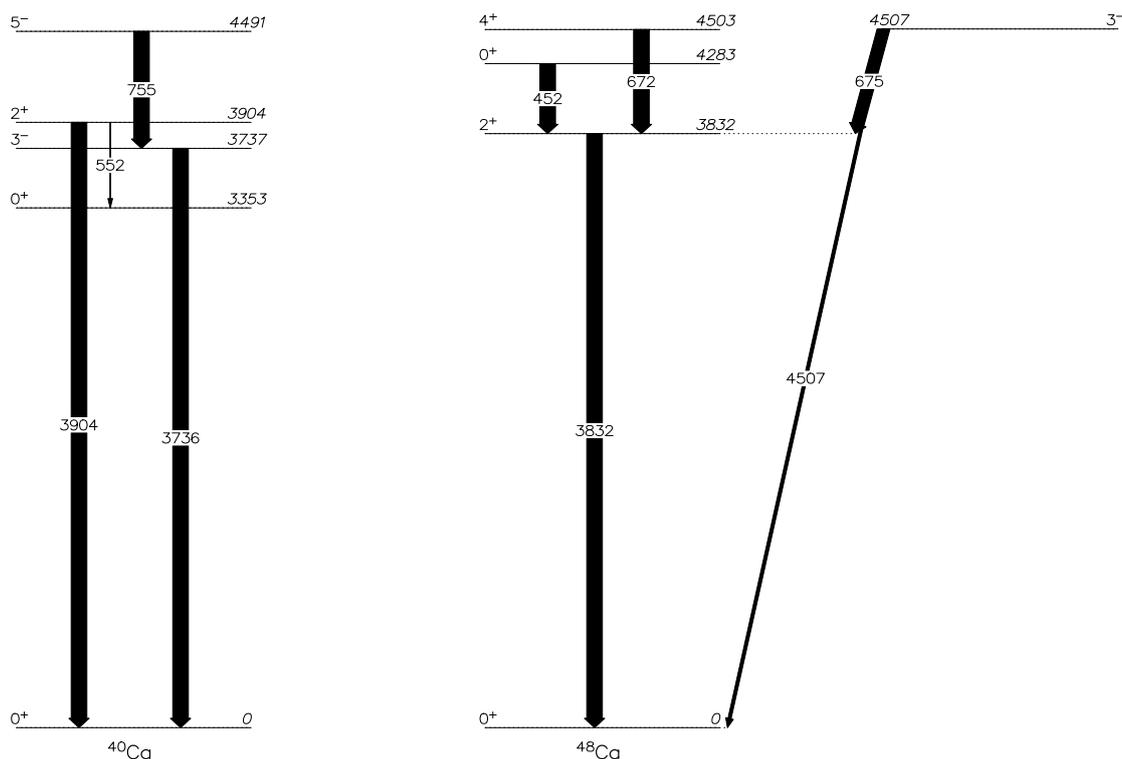


Figure 1.53 – Premiers états excités des noyaux  $^{40,48}\text{Ca}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

Les sections efficaces de fusion du système asymétrique  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont plus élevées que celles des systèmes symétriques  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb. Le système  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  est favorable au transfert de neutrons de  $^{48}\text{Ca}$  à  $^{40}\text{Ca}$  (*neutron pick-up*) et de protons de  $^{40}\text{Ca}$  à  $^{48}\text{Ca}$  (*proton stripping*), contrairement aux systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ . Les  $Q_{tr}$  de  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  sont montrées sur la Figure 1.54. J'ai extrait la distribution de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ce système asymétrique avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 2,1$  MeV en dessous de la barrière de Coulomb. Cette distribution de barrières est représentée sur la Figure 1.52 et s'étend à des énergies plus basses que celles de  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ .

Afin d'explorer les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion, j'ai ajusté les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  par la formule de Wong [51] (équation 1.20) pour des sections efficaces comprises entre 1 et 600 mb. Les valeurs des paramètres d'ajustement  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  sont reportées dans le Tableau 1.12. Contrairement aux deux systèmes symétriques  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , la fonction d'excitation de fusion du système asymétrique  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  présente une pente plus faible (Figure 1.51), correspondant à une courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion plus importante (Tableau 1.12) et donc à une barrière plus mince, favorisant le mécanisme de fusion par effet tunnel. Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.55. La distribution de barrières plus large pour  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  est associée à une influence plus forte des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives sur le mécanisme de fusion.

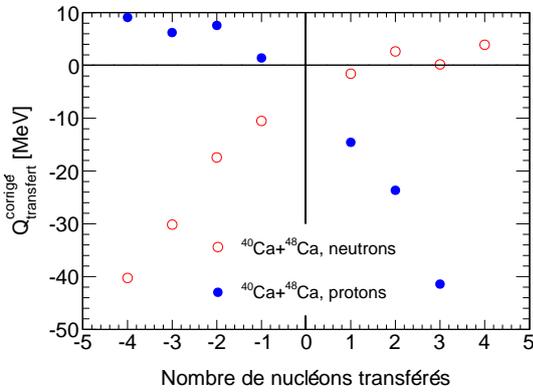


Figure 1.54 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{48}\text{Ca}$  au projectile  $^{40}\text{Ca}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{40}\text{Ca}$  au noyau cible  $^{48}\text{Ca}$ .

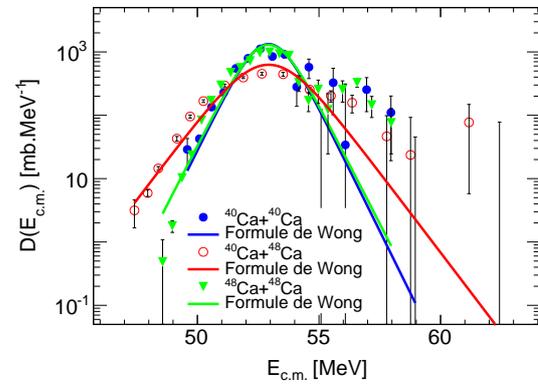


Figure 1.55 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  (cercles pleins),  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  (triangles) et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  (cercles vides). Pour les trois systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  ont respectivement été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = 1,82$  et  $1,19$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

Tableau 1.12 – Paramètres de la formule de Wong  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  pour  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ .

Système	$R_C$ [fm]	$V_C$ [MeV]	$\hbar\omega$ [MeV]
$^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	$9,72 \pm 0,06$	$52,93 \pm 0,03$	$3,51 \pm 0,07$
$^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	$8,29 \pm 0,04$	$51,74 \pm 0,05$	$5,41 \pm 0,13$
$^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	$9,78 \pm 0,04$	$51,11 \pm 0,02$	$3,64 \pm 0,05$

J'ai également effectué des calculs en voies couplées avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du noyau  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  et  $3_1^-$  du noyau  $^{48}\text{Ca}$ . Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 4 voies pour  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ , 6 voies pour  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et 9 voies pour  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.51. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.13. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière.

Tableau 1.13 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	62,53	8,03	0,65	9,74	54,93	3,76
$^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	64,10	8,54	0,66	10,38	51,75	3,25
$^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$	64,92	8,29	0,66	10,08	53,19	3,50

Pour  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb, les sections efficaces de fusion mesurées diminuent bien plus rapidement que celles prédites par les calculs en voies couplées, mais les facteurs astrophysiques  $S(E_{c.m.})$  (équation 1.4 de la section 1.1.5) ne présentent pas de maximum et les dérivées logarithmiques des fonctions d'excitation de fusion  $L(E_{c.m.})$  (équation 1.3 de la section 1.1.5) ne croisent pas la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$ . Il est ainsi possible que le phénomène de suppression de la fusion se manifeste à des énergies plus basses.

Pour  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , les sections efficaces de fusion mesurées ne peuvent être reproduites par les calculs en voies couplées qu'en incluant les couplages aux voies inélastiques ainsi que le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{48}\text{Ca}$  à  $^{40}\text{Ca}$ . Ce calcul est montré par une ligne en pointillé sur la Figure 1.51. Les valeurs des deux paramètres  $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$  qui donnent le meilleur accord entre les données expérimentales et théoriques sont respectivement de 1,70 MeV et 0,725 fm. De plus, le facteur astrophysique  $S(E_{c.m.})$  (équation 1.4 de la section 1.1.5) et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion  $L(E_{c.m.})$  (équation 1.3 de la section 1.1.5) de ce système asymétrique à  $Q_{fus} > 0$  permettent de mettre en évidence un phénomène de suppression de la fusion. En effet, le facteur astrophysique (Figure 1.57) présente un maximum à  $E_{c.m.} \simeq 46,7$  MeV et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion (Figure 1.56) croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à  $E_{c.m.} \simeq 46,7$  MeV. La dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à l'énergie à laquelle le facteur astrophysique présente un maximum. Le phénomène de suppression de la fusion est repoussé à des énergies plus basses en raison des couplages aux voies de transfert de nucléons.

L'étude de la réaction de fusion  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  a non seulement mis en lumière le phénomène d'augmentation des sections efficaces de fusion aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb en raison des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, mais aussi le phénomène de suppression de la fusion aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb en raison de l'incompressibilité de la matière nucléaire [37].

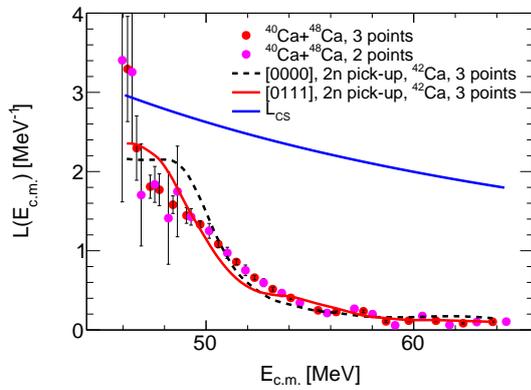


Figure 1.56 – Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

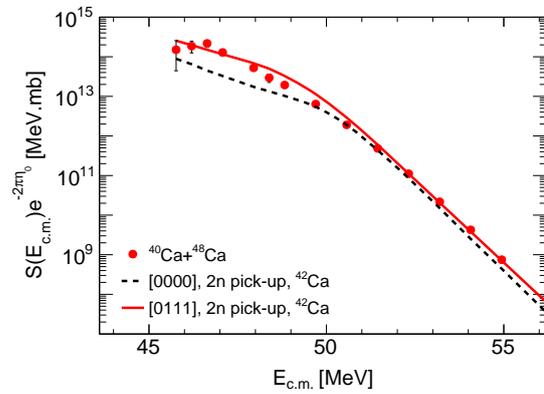


Figure 1.57 – Facteur astrophysique expérimental de  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

### Conclusions de l'étude des réactions de fusion-évaporation Ca+Ni, Ni+Ni et Ca+Ca

Les réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$  ont été étudiées à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb. Les résultats obtenus peuvent être résumés de la façon suivante :

- les couplages aux voies inélastiques conduisent à une augmentation des sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb pour tous ces systèmes,
- le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons conduit à augmentation supplémentaire des sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb pour les systèmes  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , qui sont favorables au transfert d'une paire de neutrons,
- le phénomène de suppression de la fusion a été observé à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb pour les systèmes à  $Q_{fus} < 0$   $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , mais aussi pour le système à  $Q_{fus} > 0$   $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ .

La structure nucléaire joue donc un rôle important dans le mécanisme de fusion par effet tunnel pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ ,  $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ .

Pour les systèmes à  $Q_{fus} < 0$   $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , il serait intéressant de mesurer des sections efficaces de fusion à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb afin d'étudier le phénomène de suppression de la fusion. Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , ce phénomène devrait être repoussé à des énergies plus basses en raison des couplages aux voies de transfert de nucléons.

## 1.3.2 Réactions de fusion-évaporation :


 •  ${}^{32,34,36}\text{S} + {}^{58,64}\text{Ni}$ 

Les sections efficaces de fusion des systèmes  ${}^{32}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{32}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$ ,  ${}^{34}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$ ,  ${}^{34}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$ ,  ${}^{36}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$  et  ${}^{36}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$  ont été mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb [83]. Les fonctions d'excitation de fusion sont représentées sur les Figures 1.58 pour  ${}^{32}\text{S} + {}^{58,64}\text{Ni}$ , 1.60 pour  ${}^{34}\text{S} + {}^{58,64}\text{Ni}$  et 1.62 pour  ${}^{36}\text{S} + {}^{58,64}\text{Ni}$ .

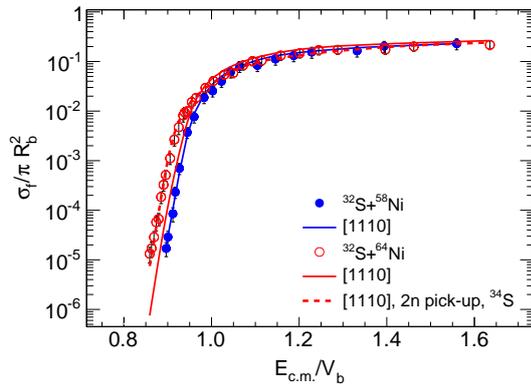


Figure 1.58 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  ${}^{32}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$  [83] (cercles pleins) et  ${}^{32}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$  [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

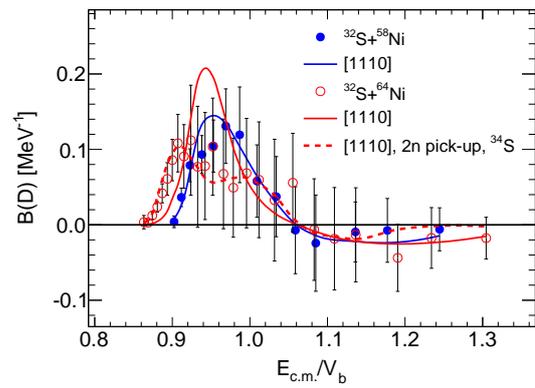


Figure 1.59 – Distributions de barrières expérimentales de  ${}^{32}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$  [83] (cercles pleins) et  ${}^{32}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$  [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

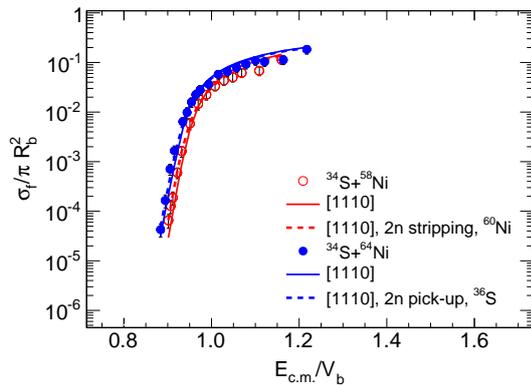


Figure 1.60 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  ${}^{34}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$  [83] (cercles vides) et  ${}^{34}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$  [83] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

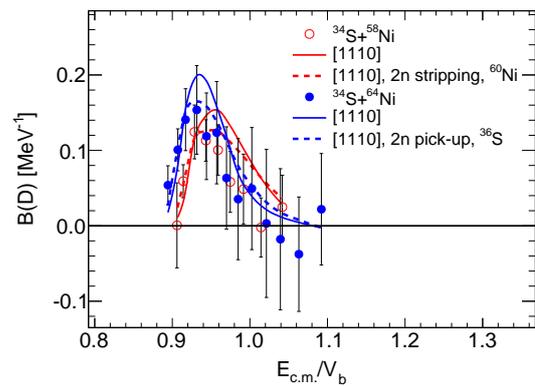


Figure 1.61 – Distributions de barrières expérimentales de  ${}^{34}\text{S} + {}^{58}\text{Ni}$  [83] (cercles vides) et  ${}^{34}\text{S} + {}^{64}\text{Ni}$  [83] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

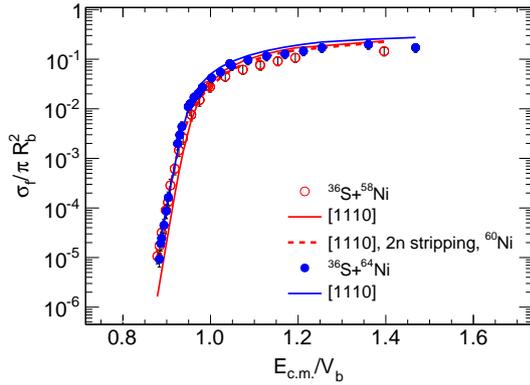


Figure 1.62 – Fonctions d’excitation de fusion expérimentales de  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  [83] (cercles pleins) et  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

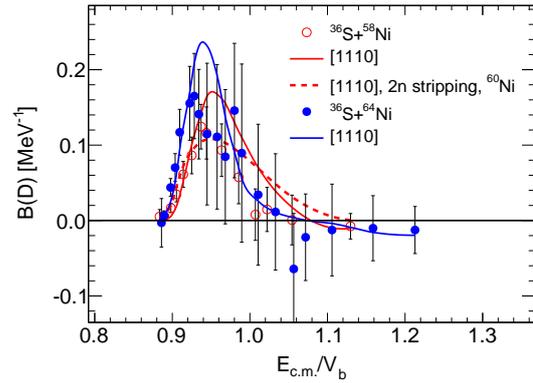


Figure 1.63 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  [83] (cercles pleins) et  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  [83] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

Pour les systèmes  $^{32}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion de  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  sont plus élevées que celles de  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb.  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  est en particulier favorable au transfert de nucléons, contrairement à  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ . Les  $Q_{tr}$  de  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  sont montrées sur la Figure 1.66.

J’ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces deux systèmes avec un pas d’énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 3,08$  MeV pour  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et 1,96 MeV pour  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Le pas d’énergie choisi pour  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  est relativement élevé en raison d’importantes incertitudes sur les sections efficaces de fusion mesurées à basse énergie. Ces distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.59. La distribution de barrières du système favorable au transfert de nucléons  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  s’étend à des énergies plus basses que celle du système défavorable au transfert de nucléons  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ .

Afin d’explorer les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion, j’ai ajusté les fonctions d’excitation de fusion des systèmes  $^{32}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$  par la formule de Wong [51] (équation 1.20) pour des sections efficaces comprises entre 1 et 800 mb. Les valeurs des paramètres d’ajustement  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  sont reportées dans le Tableau 1.15. La courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion de  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  est plus importante que celle de  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  (Tableau 1.15), favorisant le mécanisme de fusion par effet tunnel. Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.70. La distribution de barrières plus large pour le système  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  est associée à une influence plus forte des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives sur le mécanisme de fusion.

J’ai également effectué des calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d’Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  du noyau  $^{32}\text{S}$  et le premier état excité  $2_1^+$  des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  (Figure 1.64 et Tableau 1.14). Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 6 voies pour  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.58. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d’Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.16. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière. Pour  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites en dessous de la barrière de Coulomb en incluant les couplages aux voies inélastiques (ligne

continue). Pour  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites en dessous de la barrière de Coulomb en incluant les couplages aux voies inélastiques ainsi qu' à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{32}\text{S}$  (ligne en pointillé). Les valeurs des deux paramètres  $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$  qui donnent le meilleur accord entre les données expérimentales et théoriques sont respectivement de 3 MeV et 0,85 fm.

Pour les systèmes  $^{34}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion de  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  sont plus élevées que celles de  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb. Ces deux systèmes ont la particularité d'être tous les deux favorables aux transfert de nucléons, comme le montrent les Figures 1.68 pour  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et 1.69 pour  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ .

J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces deux systèmes avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 3,08$  MeV pour  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et 2,96 MeV pour  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Les pas d'énergie choisis pour  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  sont relativement élevés en raison d'importantes incertitudes sur les sections efficaces de fusion mesurées à basse énergie. Ces distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.61. La distribution de barrières de  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  s'étend à des énergies plus basses que celle de  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ . Afin d'explorer les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion, j'ai ajusté les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{34}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$  par la formule de Wong [51] (équation 1.20) pour des sections efficaces comprises entre 1 et 700 mb. Les valeurs des paramètres d'ajustement  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  sont reportées dans le Tableau 1.15. La courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion de  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  est plus importante que celle de  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  (Tableau 1.15), favorisant le mécanisme de fusion par effet tunnel. Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.71. La distribution de barrières plus large pour le système  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  est associée à une influence plus forte des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives sur le mécanisme de fusion.

J'ai également effectué des calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  du noyau  $^{34}\text{S}$  et le premier état excité  $2_1^+$  des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  (Figure 1.65 et Tableau 1.14). Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 6 voies pour  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.60. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.16. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière. Pour ces systèmes, les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites en dessous de la barrière de Coulomb en incluant les couplages aux voies inélastiques ainsi qu'à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{34}\text{S}$  à  $^{58}\text{Ni}$  pour  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  ( $Q_{tr} = 0,46$  MeV et  $F_{tr} = 0,29$  fm) et de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{34}\text{S}$  pour  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  ( $Q_{tr} = 0,53$  MeV et  $F_{tr} = 0,23$  fm). La valeur de  $Q_{tr} = 0,46$  MeV correspondrait au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  au troisième état excité  $0_3^+$  du  $^{60}\text{Ni}$  à l'énergie 3,59 MeV. La valeur de  $Q_{tr} = 0,53$  MeV correspondrait, quant à elle, au transfert d'une paire de neutrons de spin-parité  $J^\pi = 0^+$  à l'état fondamental  $0_{gs}^+$  du  $^{36}\text{S}$ .

L'influence du couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons sur les sections efficaces de fusion en dessous de la barrière de Coulomb est plus importante pour  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  que pour  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  compte tenue des fonctions d'excitation de fusion et des distributions de barrières.

Pour les systèmes  $^{36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ , la fonction d'excitation de fusion de  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  rejoint celle de  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Les sections efficaces de fusion de  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  sont cependant légèrement plus élevées que celles de  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  aux énergies les plus basses.

J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces deux systèmes avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 2,48$  MeV pour  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et 1,84 MeV pour  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Ces distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.63. Les deux distributions de barrières sont similaires, les fonctions d'excitation de fusion étant similaires en dessous de la barrière de Coulomb.

Afin d'explorer les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion, j'ai ajusté les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$  par la formule de Wong [51] (équation 1.20) pour des sections efficaces comprises entre 1 et 700 mb. Les valeurs des paramètres d'ajustement  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  sont reportées dans le Tableau 1.15. La courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion du système  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  est cependant plus importante que celle du système  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  (Tableau 1.15), favorisant le mécanisme de fusion par effet tunnel. Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.72.  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  est en particulier favorable au transfert de nucléons, contrairement à  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ . Les  $Q_{tr}$  de  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  sont montrées sur la Figure 1.67. La distribution de barrières plus large pour le système  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  est associée à une influence plus forte des couplages aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives sur le mécanisme de fusion.

J'ai également effectué des calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  du noyau  $^{36}\text{S}$  et le premier état excité  $2_1^+$  des noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  (Figure 1.64 et Tableau 1.14). Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 6 voies pour  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.62. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.16. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière. Pour  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites en dessous de la barrière de Coulomb en incluant les couplages aux voies inélastiques (ligne continue). Pour  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$ , les sections efficaces de fusion mesurées ne peuvent être reproduites en dessous de la barrière de Coulomb qu'en incluant les couplages aux voies inélastiques ainsi qu' à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{36}\text{S}$  à  $^{58}\text{Ni}$  (ligne en pointillé). Les valeurs des deux paramètres  $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$  qui donnent le meilleur accord entre les données expérimentales et théoriques sont respectivement de 1,09 MeV et 0,42 fm.

Tableau 1.14 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{32}\text{S}$ ,  $^{34}\text{S}$ ,  $^{36}\text{S}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . Les forces des transitions électriques  $S$  et les paramètres de déformation quadripolaire  $\beta_2$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire  $\beta_3$  des noyaux  $^{32}\text{S}$ ,  $^{34}\text{S}$ ,  $^{36}\text{S}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ont été déterminés à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{32}\text{S}$	$2_1^+$	2231	9,82	0,31
	$3_1^-$	5006	30	0,53
$^{34}\text{S}$	$2_1^+$	2128	6,10	0,24
	$3_1^-$	4624	17	0,40
$^{36}\text{S}$	$2_1^+$	3291	2,45	0,15
	$3_1^-$	4193	15	0,38
$^{58}\text{Ni}$	$2_1^+$	1454	9,78	0,18
	$3_1^-$	4475	12,6	0,20
$^{64}\text{Ni}$	$2_1^+$	1346	7,57	0,16
	$3_1^-$	3560	12,6	0,20

Tableau 1.15 – Paramètres de la formule de Wong  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  pour  $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ .

Système	$R_C$ [fm]	$V_C$ [MeV]	$\hbar\omega$ [MeV]
$^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$	$8,19 \pm 0,42$	$59,41 \pm 0,39$	$4,55 \pm 0,79$
$^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$	$7,97 \pm 0,27$	$57,13 \pm 0,24$	$4,93 \pm 0,43$
$^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$	$7,46 \pm 0,42$	$58,34 \pm 0,36$	$3,90 \pm 0,74$
$^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$	$8,57 \pm 0,38$	$56,86 \pm 0,28$	$4,40 \pm 0,58$
$^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$	$7,43 \pm 0,35$	$57,99 \pm 0,33$	$4,48 \pm 0,70$
$^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$	$8,42 \pm 0,32$	$56,66 \pm 0,27$	$3,93 \pm 0,87$

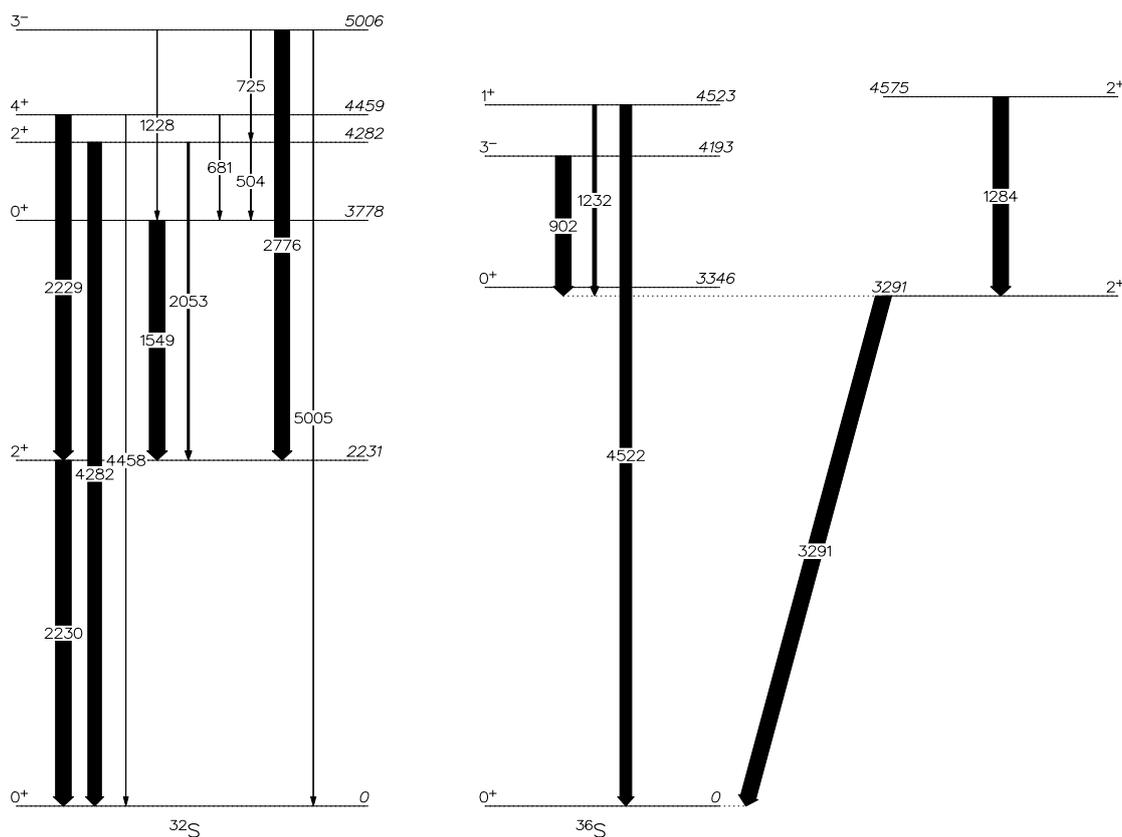


Figure 1.64 – Premiers états excités des noyaux  $^{32,36}\text{S}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

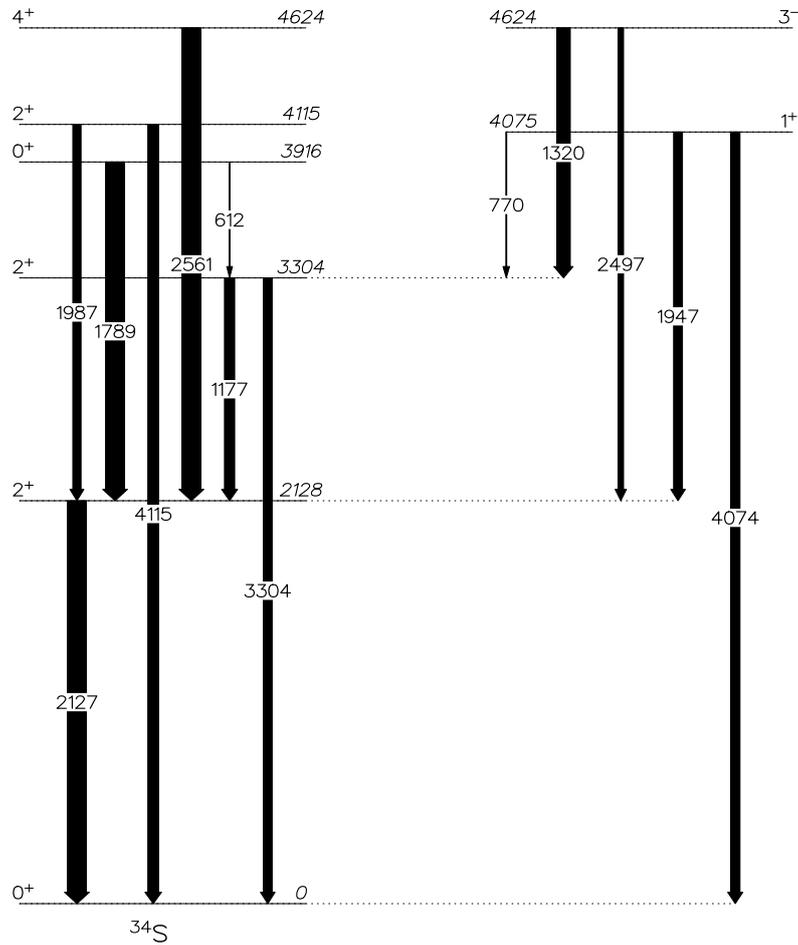


Figure 1.65 – Premiers états excités du noyau  $^{34}\text{S}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

Tableau 1.16 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$	64,10	8,27	0,66	9,95	60,23	3,81
$^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$	65,28	8,43	0,66	10,16	59,13	3,69
$^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$	64,76	8,35	0,66	10,06	59,66	3,70
$^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$	65,33	8,51	0,66	10,25	58,61	3,59
$^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$	65,39	8,43	0,66	10,16	59,12	3,61
$^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$	65,40	8,58	0,66	10,34	58,13	3,49

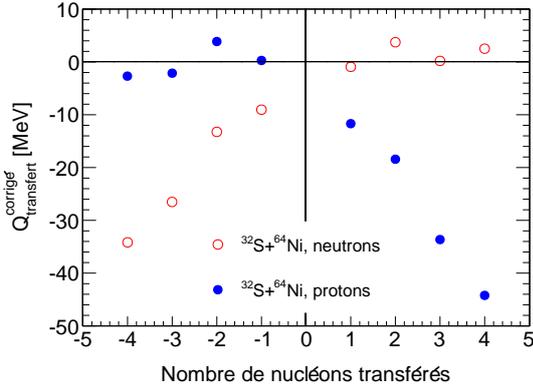


Figure 1.66 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{64}\text{Ni}$  au projectile  $^{32}\text{S}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{32}\text{S}$  au noyau cible  $^{64}\text{Ni}$ .

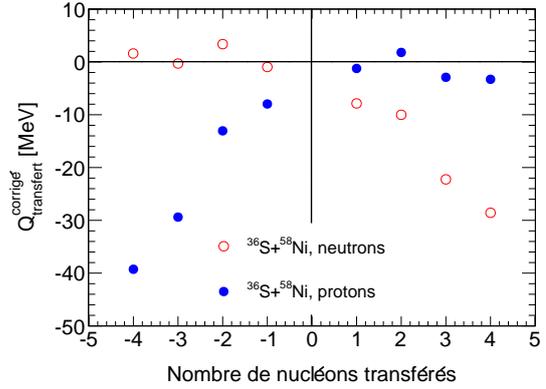


Figure 1.67 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{36}\text{S}$  au noyau cible  $^{58}\text{Ni}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{58}\text{Ni}$  au projectile  $^{36}\text{S}$ .

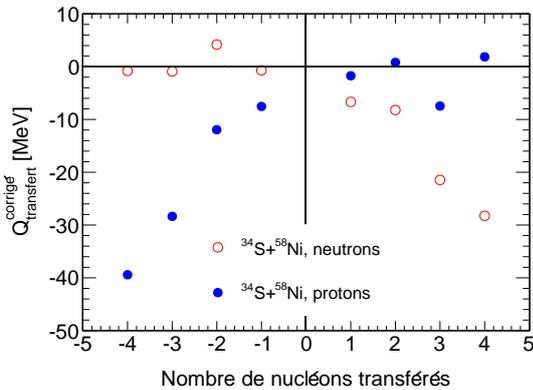


Figure 1.68 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{34}\text{S}$  au noyau cible  $^{58}\text{Ni}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{58}\text{Ni}$  au projectile  $^{34}\text{S}$ .

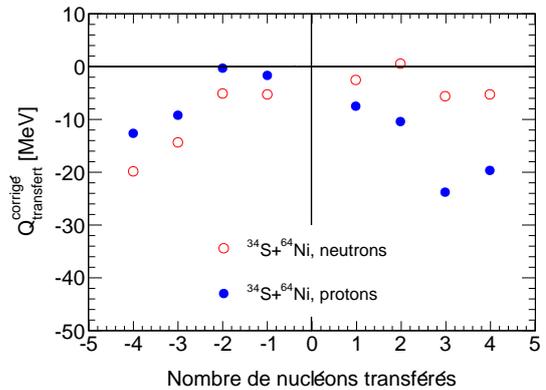


Figure 1.69 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{64}\text{Ni}$  au projectile  $^{34}\text{S}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{34}\text{S}$  au noyau cible  $^{64}\text{Ni}$ .

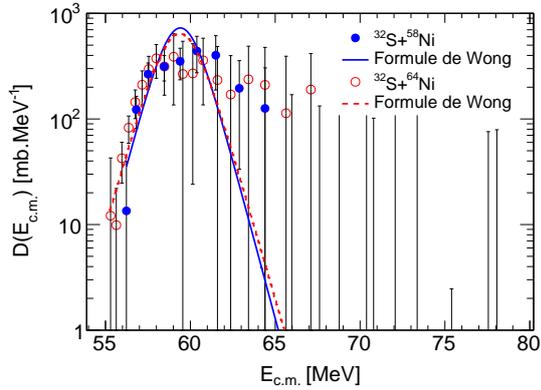


Figure 1.70 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{32}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins) et  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{32}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  ont été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = 2,28$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

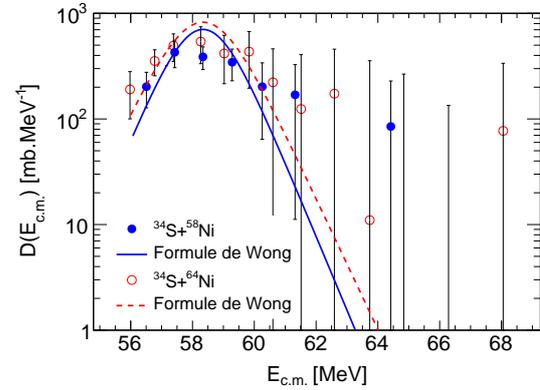


Figure 1.71 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{34}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins) et  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{34}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  ont été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = 1,48$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

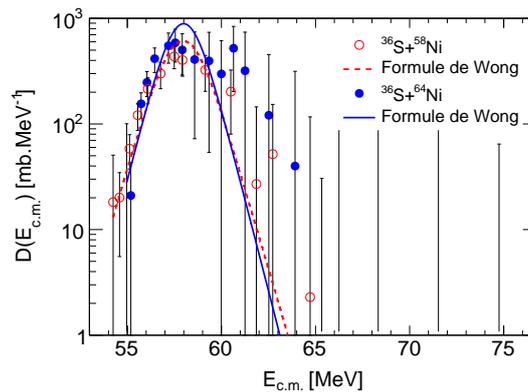


Figure 1.72 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{36}\text{S}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins) et  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$  ont été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = 1,33$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

•  $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ 

Les sections efficaces de fusion des systèmes  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  ont été mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb [84]. Les fonctions d'excitation de fusion sont représentées sur la Figure 1.73 par des cercles vides pour  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et par des cercles pleins pour  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ . Les sections efficaces de fusion du système  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  sont plus élevées que celles de  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb.

J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces deux systèmes avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 2,80$  MeV pour  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et 1,65 MeV pour  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Ces distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.74. La distribution de barrières de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  présente une structure plus large que celle de  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et s'étend à des énergies plus basses.

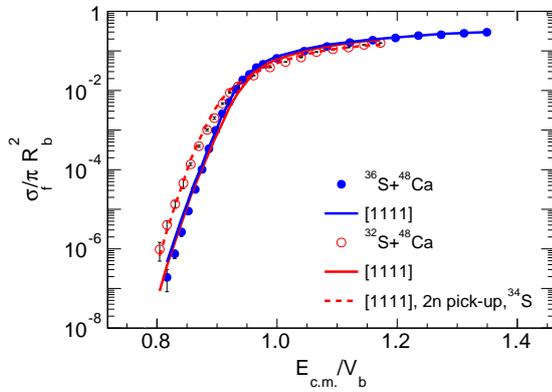


Figure 1.73 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  [84] (cercles vides) et  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  [84] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

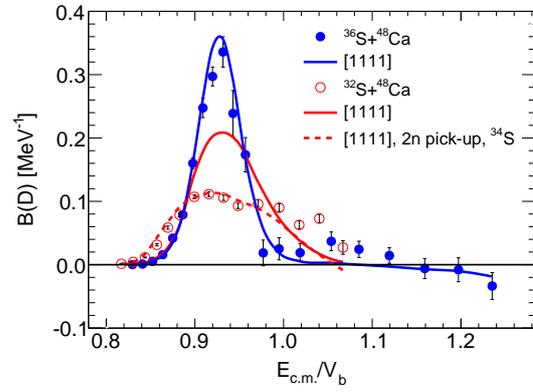


Figure 1.74 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  [84] (cercles vides) et  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  [84] (cercles pleins) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

Afin d'explorer les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion, j'ai ajusté les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  par la formule de Wong [51] (équation 1.20) pour des sections efficaces comprises entre 1 et 1000 mb. Les valeurs des paramètres d'ajustement  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  sont reportées dans le Tableau 1.18. La courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  est bien plus importante que celle de  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  (Tableau 1.18). Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.76. La distribution de barrières de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  est bien plus large que celle de  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ .

Le noyau  $^{32}\text{S}$  est un noyau à couches ouvertes de protons et de neutrons, et le noyau  $^{36}\text{S}$  est un noyau semi-magique à couche fermée de neutrons ( $N = 20$ ). Les premiers états excités des noyaux  $^{32}\text{S}$  et  $^{36}\text{S}$  ainsi que leurs transitions électromagnétiques sont montrés sur la Figure 1.64. Les valeurs des énergies  $E$  des états, des forces des transitions électriques quadripolaire et octupolaire  $S = \Gamma_\gamma / \Gamma_{W(E2,3)}$  vers le niveau fondamental et des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  sont reportées dans le Tableau 1.17. En comparaison du noyau  $^{36}\text{S}$ , l'énergie d'excitation du premier état excité  $2_1^+$  du noyau  $^{32}\text{S}$  est non seulement plus faible

mais le paramètre de déformation quadripolaire associé est aussi plus élevé.  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  est de plus favorable au transfert de neutrons de  $^{48}\text{Ca}$  à  $^{32}\text{S}$  (*neutron pick-up*) et de protons de  $^{32}\text{S}$  à  $^{48}\text{Ca}$  (*proton stripping*), contrairement à  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ . Les  $Q_{tr}$  de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  sont montrées sur la Figure 1.75.

En comparaison du système  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ , la pente plus faible de la fonction d'excitation de fusion ainsi que la distribution de barrières plus large du système  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  résultent d'une influence plus forte des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives sur le mécanisme de fusion.

Tableau 1.17 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{S}$  et  $^{48}\text{Ca}$  utilisées dans CCFULL [7]. Les forces des transitions électriques  $S$  et les paramètres de déformation quadripolaire  $\beta_2$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire  $\beta_3$  des noyaux  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{S}$  et  $^{48}\text{Ca}$  ont été déterminés à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{32}\text{S}$	$2_1^+$	2231	9,82	0,31
	$3_1^-$	5006	30	0,53
$^{36}\text{S}$	$2_1^+$	3291	2,45	0,15
	$3_1^-$	4193	15	0,38
$^{48}\text{Ca}$	$2_1^+$	3832	1,67	0,10
	$3_1^-$	4507	9	0,23

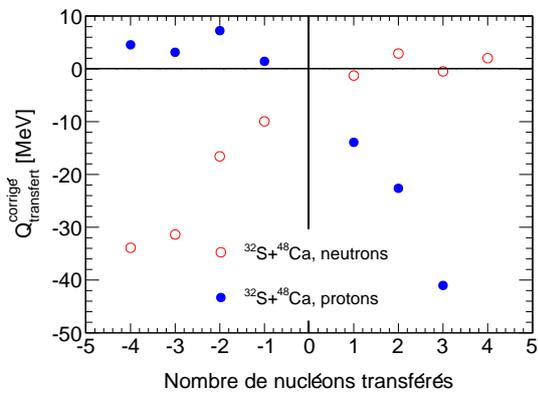


Figure 1.75 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,\text{voie d'entrée}} - V_{b,\text{voie de sortie}}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{48}\text{Ca}$  au projectile  $^{32}\text{S}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{32}\text{S}$  au noyau cible  $^{48}\text{Ca}$ .

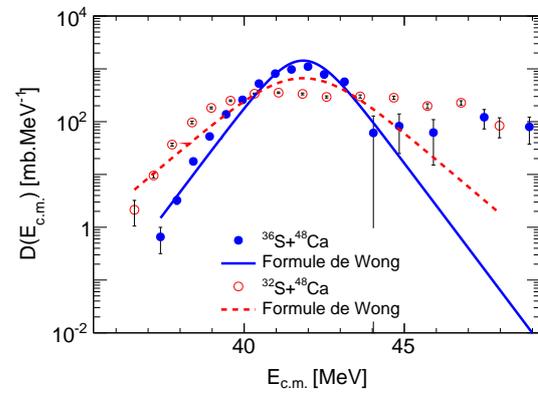


Figure 1.76 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  (cercles vides rouges) et  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  (cercles vides magentas). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  ont été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = -0,85$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

J'ai également effectué des calculs en voies couplées avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  des noyaux  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{S}$  et  $^{48}\text{Ca}$ . Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 9 voies pour  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.73. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.19. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière.

Pour  $^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ , les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb, les sections efficaces de fusion mesurées sont surestimées par les calculs en voies couplées. Cependant, le facteur astrophysique  $S(E_{c.m.})$  (équation 1.4 de la section 1.1.5) ne présente pas de maximum et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion  $L(E_{c.m.})$  (équation 1.3 de la section 1.1.5) ne croise pas la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$ . Pour ce système à  $Q_{fus} > 0$ , il serait intéressant de mesurer des sections efficaces de fusion à des énergies encore plus basses afin d'étudier le phénomène de suppression de la fusion.

Pour  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ , les sections efficaces de fusion mesurées ne peuvent être reproduites par les calculs en voies couplées qu'en incluant les couplages aux premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$  des noyaux  $^{32}\text{S}$  et  $^{48}\text{Ca}$  ainsi que le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{48}\text{Ca}$  à  $^{32}\text{S}$ . Ce calcul est montré par une ligne en pointillé sur la Figure 1.73. Les valeurs des deux paramètres  $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$  qui donnent le meilleur accord entre les données expérimentales et théoriques sont respectivement de 1 MeV et 0,875 fm.

Tableau 1.18 – Paramètres de la formule de Wong  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  pour  $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ .

Système	$R_C$ [fm]	$V_C$ [MeV]	$\hbar\omega$ [MeV]
$^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$	$8,45 \pm 0,05$	$42,69 \pm 0,05$	$5,30 \pm 0,08$
$^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$	$9,92 \pm 0,03$	$41,84 \pm 0,03$	$3,39 \pm 0,06$

Tableau 1.19 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$	61,81	7,99	0,65	9,87	43,43	3,46
$^{36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$	61,34	8,14	0,65	10,05	42,71	3,29

## Conclusions de l'étude des réactions de fusion-évaporation S+Ni et S+Ca

L'étude des réactions de fusion-évaporation  $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{32,36}\text{S}+^{48}\text{Ca}$  à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb confirme l'importance du rôle joué par les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion. Les réactions de fusion  $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$  et  $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$  ont aussi été analysées et seront présentées dans la section suivante. Alors que les réactions étudiées jusqu'ici impliquaient des noyaux présentant une déformation dynamique (états vibrationnels), les réactions étudiées dans la suite de ce travail impliquent des noyaux présentant une déformation statique (états rotationnels) à l'exception du noyau  $^{30}\text{Si}$ .

### 1.3.3 Réactions de fusion-évaporation :



- $^{28}\text{Si} + ^{28,30}\text{Si}$

Les sections efficaces de fusion des systèmes  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  et  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  ont été mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb [85]. Les fonctions d'excitation de fusion sont représentées sur la Figure 1.77 par des cercles pleins pour  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  et par des cercles vides pour  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$ . Les sections efficaces de fusion du système asymétrique  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  sont un peu plus élevées que celles du système symétrique  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb, mais deviennent un peu plus faibles aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb.

J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces deux systèmes avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 1,56$  MeV pour  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  et 1,96 MeV pour  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Ces distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.78. La distribution de barrières de  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  présente une structure un peu plus large que celle de  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ .

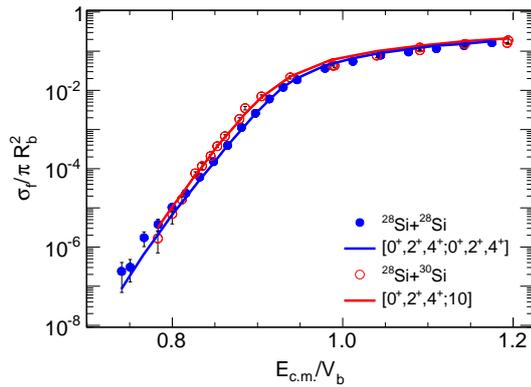


Figure 1.77 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  [85] (cercles pleins) et  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  [85] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

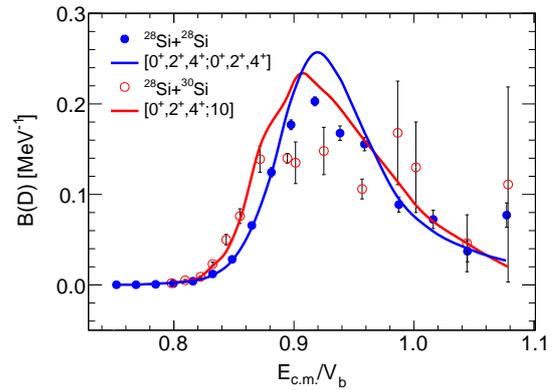


Figure 1.78 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  [85] (cercles pleins) et  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  [85] (cercles vides) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

Afin d'explorer les effets des voies de transfert de nucléons sur le mécanisme de fusion, j'ai ajusté les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{28}\text{Si} + ^{28,30}\text{Si}$  par la formule de Wong [51] (équation 1.20) pour des sections efficaces comprises entre 1 et 500 mb. Les valeurs des paramètres d'ajustement  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  sont reportées dans le Tableau 1.20. La courbure  $\hbar\omega$  de la barrière de fusion de  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  est un peu plus importante que celle de  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$  (Tableau 1.20). Les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong (équation 1.21) sont représentées sur la Figure 1.79. La distribution de barrières de  $^{28}\text{Si} + ^{30}\text{Si}$  est un peu plus large que celle de  $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ .

Tableau 1.20 – Paramètres de la formule de Wong  $R_C$ ,  $V_C$  et  $\hbar\omega$  pour  $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$ .

Système	$R_C$ [fm]	$V_C$ [MeV]	$\hbar\omega$ [MeV]
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	$7,77 \pm 0,04$	$28,53 \pm 0,03$	$3,59 \pm 0,05$
$^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$	$7,70 \pm 0,09$	$28,19 \pm 0,09$	$4,03 \pm 0,16$

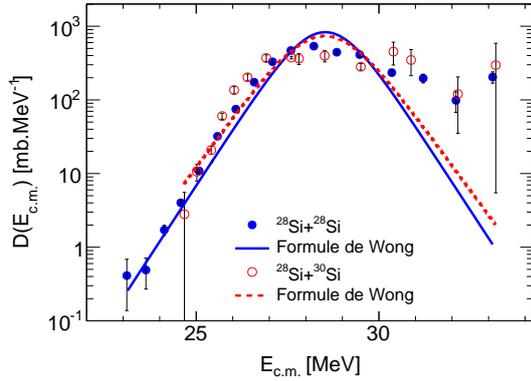


Figure 1.79 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$  (cercles pleins) et  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  (cercles vides). Pour les deux systèmes, les distributions de barrières analytiques obtenues à partir de la formule de Wong sont montrées par des lignes. Les énergies du projectile dans le référentiel du centre de masse pour  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  ont été déplacées de  $\Delta E_{c.m.} = 0,34$  MeV afin de pouvoir comparer les largeurs des distributions de barrières entre elles.

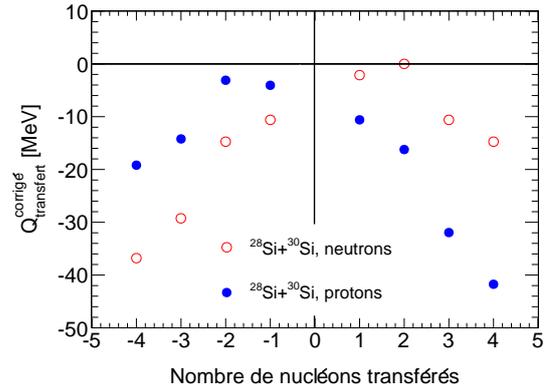


Figure 1.80 – Valeurs de  $Q_{tr}^c$  du système  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  ( $Q_{tr}^c = Q_{tr} + V_{b,voie\ d'entree} - V_{b,voie\ de\ sortie}$  avec  $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb [43]) [19]. Un nombre de nucléons transférés positif indique un transfert de nucléons du noyau cible  $^{30}\text{Si}$  au projectile  $^{28}\text{Si}$ , et un nombre de nucléons transférés négatif indique un transfert de nucléons du projectile  $^{28}\text{Si}$  au noyau cible  $^{30}\text{Si}$ .

La réaction  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$  ne diffère de la réaction  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  que par le noyau cible :  $^{28}\text{Si}$  (noyau *pauvre en neutrons*) versus  $^{30}\text{Si}$  (noyau *riche en neutrons*). Les premiers états excités de ces noyaux ainsi que leurs transitions électromagnétiques sont montrés sur la Figure 1.81. Les valeurs des énergies  $E$  des états, des forces des transitions électriques quadripolaire et octupolaire  $S = \Gamma_\gamma/\Gamma_{W(E2,3)}$  vers le niveau fondamental et des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  sont reportées dans le Tableau 1.21. Le noyau  $^{30}\text{Si}$  présente une déformation dynamique quadripolaire avec l'état vibrationnel  $2_1^+$ . Le noyau  $^{28}\text{Si}$  présente, quant à lui, une déformation statique oblate avec les états rotationnels  $0_{gs}^+$ ,  $2_1^+$  et  $4_1^+$ . Le moment quadripolaire spectroscopique ou statique de l'état  $2_1^+$ , noté  $Q_{2_1^+}$ , est défini par l'équation 1.35 [86] dans le système du laboratoire. Ce moment est relié au moment quadripolaire intrinsèque, noté  $Q_0$ , défini dans le système intrinsèque ou à la probabilité de transition électrique quadripolaire réduite d'excitation, notée  $B(E2) \uparrow$ .  $Q_{2_1^+}$  est négatif pour une forme prolate et positif pour une forme oblate. Le moment quadripolaire électrique nucléaire du noyau  $^{28}\text{Si}$  est expérimentalement de  $Q_{2_1^+} = +16 \pm 3 \text{ e.f.m}^2$  [87] (forme oblate). Le système  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  est par ailleurs favorable au transfert élastique (valeur de chaleur de réaction de transfert nulle) de deux neutrons de  $^{30}\text{Si}$  à  $^{28}\text{Si}$  (*neutron pick-up*), contrairement à  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ . Les  $Q_{tr}$  de  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  sont montrées sur la Figure 1.80.

En comparaison du système  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ , la pente un peu plus faible de la fonction d'excitation de fusion ainsi que la distribution de barrières un peu plus large du système  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$  résultent d'une influence un peu plus forte des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons avec des valeurs de  $Q_{tr}$  positives sur le mécanisme de fusion.

Tableau 1.21 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{28}\text{Si}$  et  $^{30}\text{Si}$  utilisées dans CCFULL [7]. Les forces des transitions électriques  $S$  et les paramètres de déformation quadripolaire  $\beta_2$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire  $\beta_3$  ont été déterminés à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{28}\text{Si}$	$2_1^+$	1779	12,94	-0,41
	$3_1^-$	6879	12,9	0,40
$^{30}\text{Si}$	$2_1^+$	2235	8,33	0,33
	$3_1^-$	5488	6	0,28

$$|Q_{2_1^+}| = \left| -\frac{2}{7}Q_0 \right| = 0,9059 \times \sqrt{B(E2) \uparrow} \quad (1.35)$$

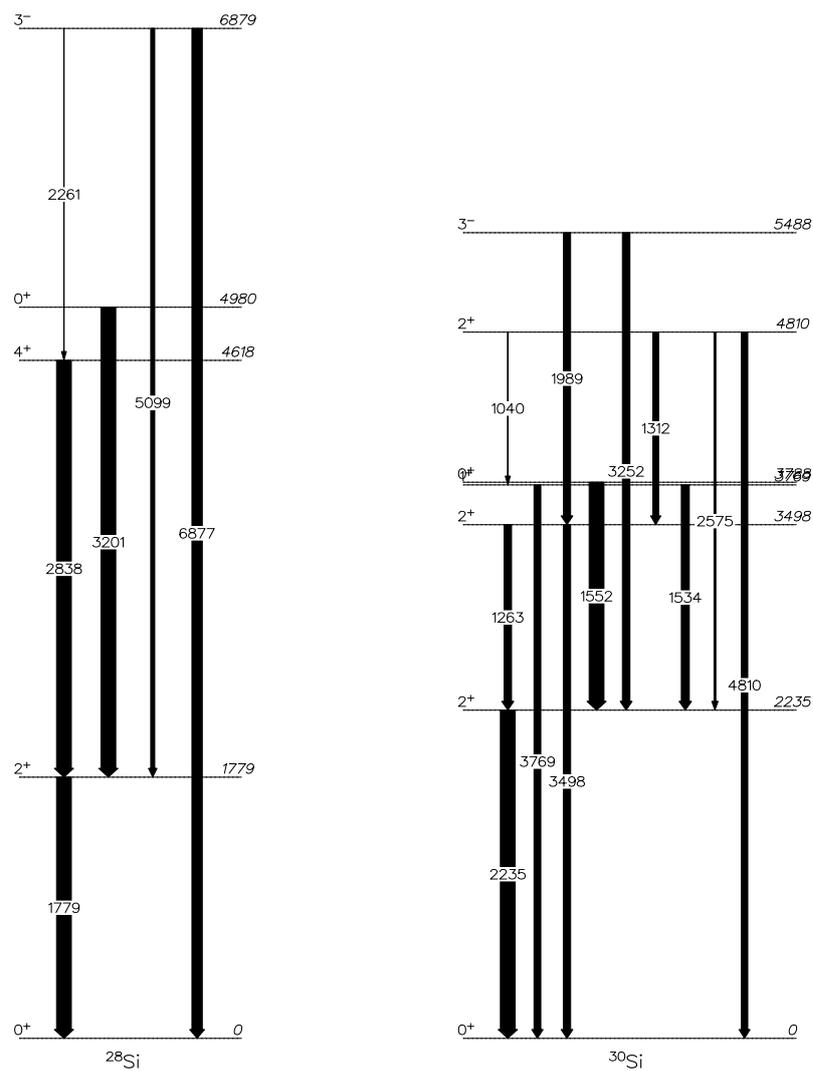


Figure 1.81 – Premiers états excités des noyaux  $^{28,30}\text{Si}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

J'ai également effectué des calculs en voies couplées avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages à l'état excité  $2_1^+$  du  $^{30}\text{Si}$  et aux états rotationnels  $0_{gs}^+$ ,  $2_1^+$  et  $4_1^+$  du  $^{28}\text{Si}$ . Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 9 voies pour  $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$  et de 6 voies pour  $^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes continues sur la Figure 1.77. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.22. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière. Pour les deux systèmes, les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. La voie de transfert élastique de deux neutrons de  $^{30}\text{Si}$  à  $^{28}\text{Si}$  n'a donc pas été incluse dans les calculs en voies couplés et ne paraît pas influencer significativement le mécanisme de fusion.

Tableau 1.22 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	53,76	7,11	0,63	9,09	28,80	3,53
$^{28}\text{Si}+^{30}\text{Si}$	54,55	7,19	0,64	9,21	28,46	3,43

•  $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$

Les sections efficaces de fusion des systèmes  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  [88],  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  [36, 88],  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  [88] et  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  [88] ont été mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Les fonctions d'excitation de fusion sont représentées sur la Figure 1.82 par des cercles pleins pour  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ , par des triangles vers le haut pour  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , par des cercles vides pour  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  et par des triangles vers le bas pour  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ . Ces fonctions d'excitation de fusion se rejoignent au-dessus de la barrière de Coulomb mais diffèrent l'une de l'autre en dessous de la barrière de Coulomb.

J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées pour ces quatre systèmes avec un pas d'énergie de  $\Delta E_{c.m.} = 1,84$  MeV pour  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ , 1,72 MeV pour  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , 1,72 MeV pour  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  et 1,64 MeV pour  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  en dessous de la barrière de Coulomb. Ces distributions de barrières sont représentées sur la Figure 1.83 et présentent une structure plus ou moins larges en dessous de la barrière de Coulomb. Aucune de ces réactions n'est favorable au transfert de nucléons mais les noyaux en collision ont des propriétés nucléaires différentes influençant le mécanisme de fusion.

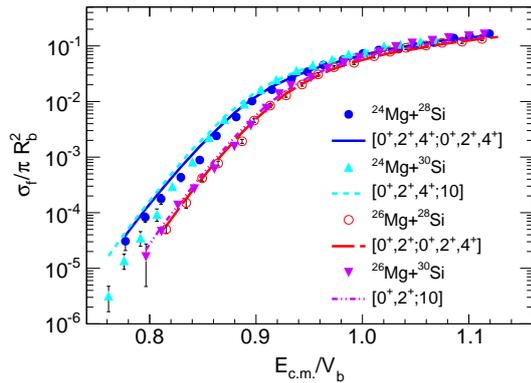


Figure 1.82 – Fonctions d'excitation de fusion expérimentales de  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  [88] (cercles pleins),  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  [36, 88] (triangles vers le haut),  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  [88] (cercles vides) et  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  [88] (triangles vers le bas) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

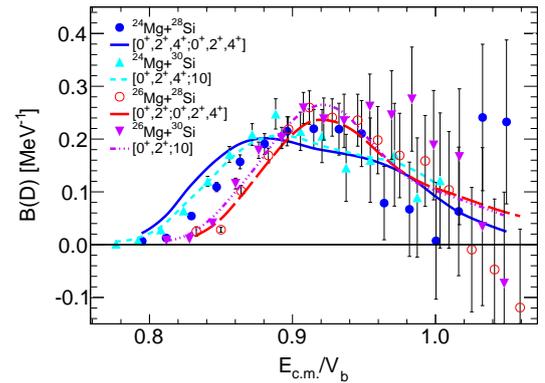


Figure 1.83 – Distributions de barrières expérimentales de  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  [88] (cercles pleins),  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  [36, 88] (triangles vers le haut),  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  [88] (cercles vides) et  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  [88] (triangles vers le bas) en coordonnées réduites. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

Les premiers états excités des noyaux  $^{24,26}\text{Mg}$  et  $^{28,30}\text{Si}$  ainsi que leurs transitions électromagnétiques sont respectivement montrés sur les Figures 1.84 et 1.81.

- Le noyau  $^{24}\text{Mg}$  présente une déformation statique prolate avec les états rotationnels  $0_{gs}^+$ ,  $2_1^+$  et  $4_1^+$  : le moment quadripolaire de l'état  $2_1^+$  est expérimentalement de  $Q_{2+} = -18 \pm 2 e.f.m^2$  [87].
- Le noyau  $^{26}\text{Mg}$  présente une déformation statique prolate avec les états rotationnels  $0_{gs}^+$  et  $2_1^+$  : le moment quadripolaire de l'état  $2_1^+$  est expérimentalement de  $Q_{2+} = -13 \pm 4 e.f.m^2$  [87].

- Le noyau  $^{28}\text{Si}$  présente une déformation statique oblate avec les états rotationnels  $0_{gs}^+$ ,  $2_1^+$  et  $4_1^+$  : le moment quadripolaire de l'état  $2_1^+$  est expérimentalement de  $Q_{2+} = +16 \pm 3 \text{ e.f.m}^2$  [87].
- Le noyau  $^{30}\text{Si}$  présente une déformation dynamique quadripolaire avec l'état vibrationnel  $2_1^+$ .

Les valeurs des énergies  $E$  des états, des forces des transitions électriques quadripolaire et octupolaire  $S = \Gamma_\gamma/\Gamma_{W(E2,3)}$  vers le niveau fondamental et des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  sont reportées dans le Tableau 1.23.

Comparons les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  versus  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  et  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  versus  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , qui ne diffèrent que par le projectile :  $^{24}\text{Mg}$  versus  $^{26}\text{Mg}$ . Les sections efficaces de fusion de  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  sont plus élevées que celles de  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ , et les sections efficaces de fusion de  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  sont aussi plus élevées que celles de  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ . Ces résultats montrent que l'influence sur les sections efficaces de fusion de la déformation statique prolata du noyau  $^{24}\text{Mg}$  est plus forte que celle de la déformation statique prolata du noyau  $^{26}\text{Mg}$ . Ceci confirme que la déformation statique prolata du noyau  $^{24}\text{Mg}$  ( $Q_{2+} = -18 \pm 2 \text{ e.f.m}^2$ ) est plus grande que celle du noyau  $^{26}\text{Mg}$  ( $Q_{2+} = -13 \pm 4 \text{ e.f.m}^2$ ).

De même, comparons les fonctions d'excitation de fusion des systèmes  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  versus  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  et  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  versus  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , qui ne diffèrent que du noyau cible :  $^{28}\text{Si}$  versus  $^{30}\text{Si}$ . Les sections efficaces de fusion de  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  sont très proches de celles de  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , et les sections efficaces de fusion de  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  sont aussi très proches de celles de  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ . Ces résultats montrent que l'influence sur les sections efficaces de fusion de la déformation statique oblate du noyau  $^{28}\text{Si}$  est très proche de celle de la déformation dynamique quadripolaire du noyau  $^{30}\text{Si}$ .

Tableau 1.23 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{24,26}\text{Mg}$  et  $^{28,30}\text{Si}$  utilisées dans CCFULL [7]. Les forces des transitions électriques  $S$  et les paramètres de déformation quadripolaire  $\beta_2$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49]. Les paramètres de déformation octupolaire  $\beta_3$  ont été déterminés à partir de  $S$  donnée dans la Référence [50].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$S$ [W.u.]	$\beta_{2,3}$
$^{24}\text{Mg}$	$2_1^+$	1369	21,06	+0,61
	$3_1^-$	7616	6,3	0,33
$^{26}\text{Mg}$	$2_1^+$	1809	13,12	+0,48
	$3_1^-$	6876	2,7	0,21
$^{28}\text{Si}$	$2_1^+$	1779	12,94	-0,41
	$3_1^-$	6879	12,9	0,40
$^{30}\text{Si}$	$2_1^+$	2235	8,33	0,33
	$3_1^-$	5488	6	0,28

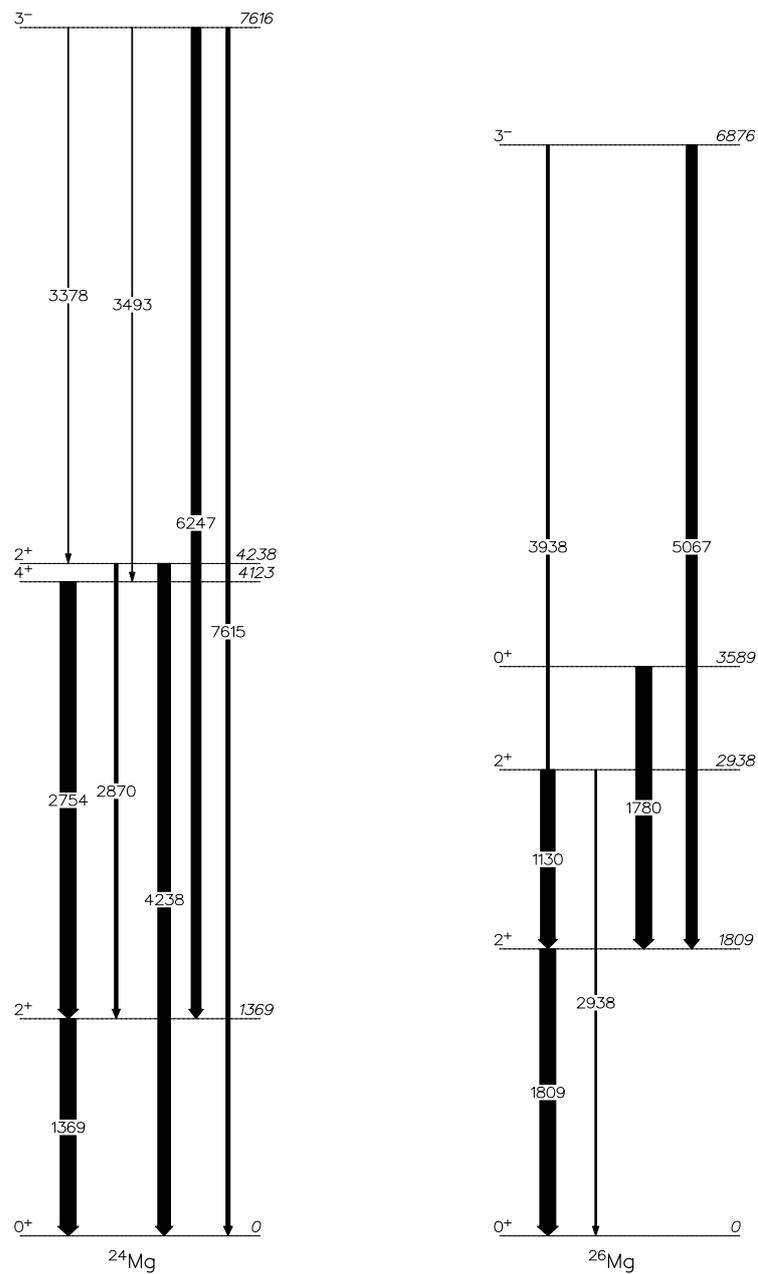


Figure 1.84 – Premiers états excités des noyaux  $^{24,26}\text{Mg}$  et leurs transitions électromagnétiques. Les énergies sont en keV.

J'ai également effectué des calculs en voies couplées avec le programme CCFULL [7], utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux états rotationnels  $0_{gs}^+$ ,  $2_1^+$  et  $4_1^+$  du  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{28}\text{Si}$ , aux états rotationnels  $0_{gs}^+$  et  $2_1^+$  du  $^{26}\text{Mg}$  et à l'état excité  $2_1^+$  du  $^{30}\text{Si}$ . Ces couplages aux voies inélastiques conduisent à un nombre total de 9 voies pour  $^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$ , de 6 voies pour  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , de 6 voies pour  $^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$  et de 4 voies pour  $^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ . Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes sur la Figure 1.82. Les valeurs des paramètres ( $V_0$ ,  $R_0$ ,  $a$ ) du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther sont reportées dans le Tableau 1.24. Le paramètre  $R_0$  a été légèrement diminué pour ajuster les sections efficaces de fusion autour de la barrière. Pour les quatre systèmes, les sections efficaces de fusion mesurées sont bien reproduites au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Pour  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  à  $Q_{fus} > 0$ , les sections efficaces de fusion mesurées aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb diminuent bien plus rapidement que celles prédites par les calculs en voies couplées. Le facteur astrophysique  $S(E_{c.m.})$  (équation 1.4 de la section 1.1.5) et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion  $L(E_{c.m.})$  (équation 1.3 de la section 1.1.5) permettent de mettre en évidence un phénomène de suppression de la fusion. En effet, le facteur astrophysique (Figure 1.85) présente un maximum à  $E_{c.m.} \simeq 20,7$  MeV et la dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion (Figure 1.86) croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à  $E_{c.m.} \simeq 20,7$  MeV. La dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion croise la courbe  $L_{CS}(E_{c.m.})$  à l'énergie à laquelle le facteur astrophysique présente un maximum. Ce maximum est le plus prononcé parmi les systèmes à  $Q_{fus} > 0$  étudiés jusqu'ici.

Tableau 1.24 – Paramètres du potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther pour  $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$ .  $V_0$ ,  $R_0$  et  $a$  désignent respectivement la profondeur du potentiel, la somme des rayons des noyaux en collision et le paramètre de diffusivité. Les positions  $R_b^{AW}$ , hauteurs  $V_b^{AW}$  et courbures  $\hbar\omega^{AW}$  de la barrière de fusion sont aussi indiquées.

Système	$V_0$ [MeV]	$R_0$ [fm]	$a$ [fm]	$R_b^{AW}$ [fm]	$V_b^{AW}$ [MeV]	$\hbar\omega^{AW}$ [MeV]
$^{24}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$	51,99	6,93	0,63	8,96	25,04	3,47
$^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$	52,74	7,01	0,63	9,08	24,74	3,38
$^{26}\text{Mg}+^{28}\text{Si}$	52,91	7,02	0,63	9,09	24,70	3,36
$^{26}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$	53,18	7,10	0,63	9,20	24,43	3,26

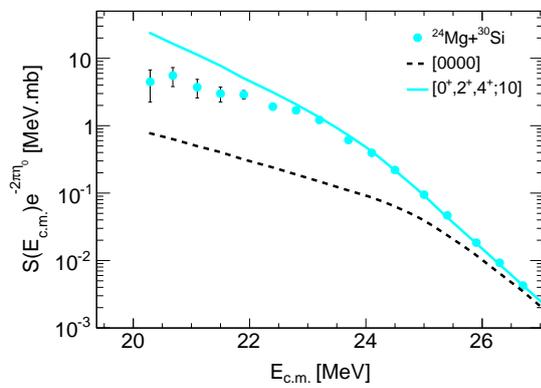


Figure 1.85 – Facteur astrophysique expérimental de  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  (cercles pleins). Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

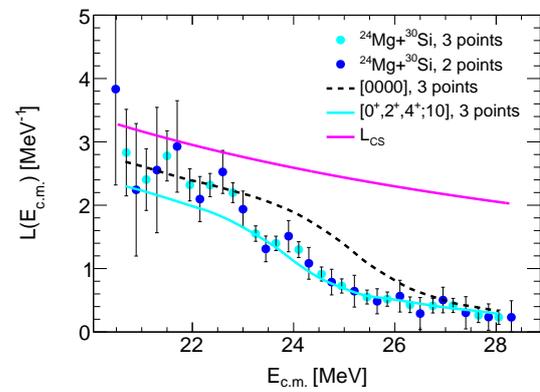


Figure 1.86 – Dérivée logarithmique de la fonction d'excitation de fusion expérimentale de  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$  (cercles pleins), utilisant deux ou trois points de données adjacents. Les calculs en voies couplées sont montrés par des lignes.

## Conclusions de l'étude des réactions de fusion-évaporation Si+Si et Mg+Si

L'étude des réactions de fusion-évaporation  $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$  et  $^{24,26}\text{Mg}+^{28,30}\text{Si}$  à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb confirme également l'importance du rôle joué par les couplages aux voies inélastiques sur le mécanisme de fusion (déformation dynamique pour le noyau  $^{30}\text{Si}$  et déformations statiques pour les noyaux  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{Mg}$ ).

## 1.4 Conclusions du chapitre

Dans le cadre de cette thèse, les deux expériences de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  ont été réalisées au LNL. Le faisceau de  $^{40}\text{Ca}$  a été délivré par l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et a bombardé des cibles de  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  à différentes énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Après fusion projectile-cible, les résidus d'évaporation, émis aux angles vers l'avant proches de  $0^\circ$ , ont été séparés des ions du faisceau transmis à travers la cible par un déflecteur électrostatique et ont été identifiés par un système de détection comprenant deux détecteurs MCP, une chambre d'ionisation et un détecteur au silicium. Ces expériences ont été entreprises à la suite des résultats expérimentaux et des interprétations théoriques obtenus pour les systèmes  $^{58,64}\text{Ni}+^{58,64}\text{Ni}$  et  $^{40,48}\text{Ca}+^{40,48}\text{Ca}$ . Les fonctions d'excitation de fusion et les distributions de barrières ont été extraites des données expérimentales obtenues pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Celles-ci présentent des caractéristiques différentes à basse énergie. Bien que les deux noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  aient des propriétés nucléaires très similaires d'après l'énergie et le paramètre de déformation quadripolaire de leur premier état excité  $2_1^+$ , le système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  est favorable au transfert de nucléons entre les deux noyaux en collision, contrairement au système  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , d'après leurs chaleurs de réaction de transfert de nucléons de l'état fondamental à l'état fondamental.

Les résultats expérimentaux ont été interprétés théoriquement en effectuant des calculs en voies couplées et des calculs Hartree-Fock dépendants du temps. Les calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58,64}\text{Ni}$ , reproduisent bien les sections efficaces de fusion mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  mais sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Pour ce système, il s'est révélé nécessaire d'inclure le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons à  $Q_{tr}^{2n} > 0$  pour expliquer les sections efficaces de fusion mesurées à basse énergie. L'importance de l'excitation à un phonon octupolaire ( $0_{gs}^+ \rightarrow 3_1^-$ ) dans le noyau  $^{40}\text{Ca}$  et les excitations à un phonon quadripolaire ( $0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+$ ) dans les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , ainsi que l'importance des voies de transfert de nucléons dans  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , ont été confirmées avec des calculs TDHF.

Afin de positionner cette étude dans le contexte expérimental actuel de la fusion entre ions lourds par effet tunnel, j'ai effectué une étude systématique de sections efficaces de fusion reportées dans la littérature. Cette étude a porté sur des systèmes comprenant des noyaux de la couche *sd*, tels que  $^{24,26}\text{Mg}$ ,  $^{28,30}\text{Si}$ ,  $^{32,34,36}\text{S}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , et de la couche *fp*, tels que  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , qui présentent des structures différentes, telles que sphérique, vibrationnelle et rotationnelle. J'ai extrait les distributions de barrières des sections efficaces de fusion mesurées et effectué des calculs en voies couplées. Cette étude confirme l'augmentation des sections efficaces de fusion aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb en raison des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons. De plus, aux énergies très en des-

sous de la barrière de Coulomb, une diminution rapide des sections efficaces de fusion a été observée pour les réactions à  $Q_{fus} < 0$   $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , mais aussi pour les réactions à  $Q_{fus} > 0$   $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , en raison de l'incompressibilité de la matière nucléaire [37].

Afin d'explorer directement l'influence des couplages aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion à des énergies autour de la barrière de Coulomb, j'ai proposé de mesurer les probabilités de transfert des voies  $+1n$  ( $^{41}\text{Ca}$ ),  $-1p$  ( $^{39}\text{K}$ ),  $+2n$  ( $^{42}\text{Ca}$ ) et  $-2p$  ( $^{38}\text{Ar}$ ) dans les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Aucune donnée expérimentale pour ce mécanisme n'existe dans la littérature. Les voies de transfert de nucléons dans les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  seront étudiées dans le chapitre suivant.

# Chapitre 2

## Réactions de transfert de nucléons autour de la barrière de Coulomb

L'objet de ce chapitre est l'étude des voies de transfert de nucléons dans les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  à des énergies autour de la barrière de Coulomb. Ces expériences, réalisées récemment au Laboratoire National de Legnaro (LNL) en Italie, seront présentées en premier lieu. L'analyse des données expérimentales obtenues pour ces deux réactions sera ensuite décrite. Les résultats expérimentaux et les interprétations théoriques seront enfin discutés.

### 2.1 Introduction

Les réactions de transfert de nucléons à des énergies proches de la barrière de Coulomb jouent un rôle important dans l'étude de la structure nucléaire et des mécanismes de réaction. Ces réactions offrent la possibilité d'étudier les corrélations nucléon-nucléon au sein des noyaux (i.e. appariement) [89], l'évolution du régime quasi-élastique (i.e. perte d'énergie cinétique totale faible et/ou transfert d'un petit nombre de nucléons) au régime profondément inélastique (i.e. perte d'énergie cinétique totale élevée et/ou transfert d'un nombre plus important de nucléons) et les effets des couplages aux voies de transfert dans les réactions de fusion-évaporation [54,90]. De plus, les réactions de transfert de nucléons se sont révélées être un outils puissant pour la production et l'étude de noyaux loin de la ligne de stabilité [91–93].

Différentes techniques ont été utilisées pour identifier les noyaux produits par les réactions de transfert de nucléons. Les produits de réaction peuvent être identifiés en charge nucléaire, en masse et en énergie en utilisant un spectromètre magnétique. Afin de pouvoir mesurer des voies de transfert faibles, l'angle solide des spectromètres magnétiques a été augmenté ( $\simeq 100$  msr). Cependant, afin de préserver la séparation en charge nucléaire et en masse, la configuration des éléments magnétiques (quadripôles et dipôles) a été simplifiée et un algorithme de reconstruction de la trajectoire des produits de réaction dans les spectromètres a été utilisé. Cette idée a été testée avec succès avec les spectromètres de grande acceptation PRISMA du Laboratoire National de Legnaro (Italie) [94–97], VAMOS du laboratoire Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (France) [98] et MAGNEX du Laboratoire National du Sud (Italie) [99]. Ces spectromètres ont pu être couplés à des ensembles de détection  $\gamma$ , tels que CLARA [100], AGATA [101] et EXOGAM [102], afin d'étudier la structure nucléaire de noyaux riches en neutrons peuplés par des réactions de transfert de nucléons. Par exemple, le système de détection particule- $\gamma$  PRISMA-CLARA a été utilisé récemment pour étudier la structure d'isotones riches en neutrons  $^{50}\text{Ca}$  et  $^{51}\text{Sc}$  [103] ainsi que la structure d'isotopes riches en neutrons du chlore

$^{37-43}\text{Cl}$  [104] et du phosphore  $^{34-38}\text{P}$  [105].

## 2.2 Dispositif expérimental

Nous avons réalisé les deux réactions  $^{64}\text{Ni}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  en cinématique inverse au LNL, utilisant l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et un dispositif expérimental constitué d'une chambre à réaction et d'un système de détection des produits de réaction : le spectromètre magnétique PRISMA. Ces différents éléments sont décrits dans les sections suivantes.

### 2.2.1 Accélérateur Tandem XTU

Dans nos expériences, des ions  $^{64}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni}$  ont été produits dans la source de l'accélérateur par la pulvérisation progressive d'une pastille de nickel (mélange de  $^{64}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni}$ ) par un faisceau de césium. La source de l'accélérateur a été utilisée dans le mode "cocktail". La sélection des ions de masse 64 (pour un faisceau de  $^{64}\text{Ni}$ ) et de masse 58 (pour un faisceau de  $^{58}\text{Ni}$ ) avec un état de charge  $1^-$  a été réalisée grâce à un aimant placé à la sortie de la source. Les ions de nickel ont été accélérés jusqu'à l'électrode terminale à haute tension située au centre de l'accélérateur. Les ions sont ensuite passés à l'intérieur du terminal à travers une fine feuille de carbone épluchant les électrons des ions  $^{64}\text{Ni}$  ou  $^{58}\text{Ni}$ . Les ions produits avec des états de charge positifs ont à nouveau été accélérés dans la deuxième partie de l'accélérateur. La sélection des ions  $^{64}\text{Ni}$  ou  $^{58}\text{Ni}$  avec un état de charge spécifique a été réalisée grâce à l'aimant d'analyse à  $90^\circ$ . Le faisceau d'ions  $^{64}\text{Ni}$  ou  $^{58}\text{Ni}$  a ensuite été dirigé vers la chambre à réaction grâce à l'aimant de *switching*.

### 2.2.2 Chambre à réaction

Le faisceau d'ions de Ni a été focalisé grâce à des quadripôles magnétiques et aligné grâce à des *steerers* et un système de fentes situé à l'entrée de la chambre à réaction. Il a visuellement été contrôlé par ce système de fentes et un quartz placé sur le porte-cible de la chambre à réaction. L'intérieur de la chambre à réaction et le porte-cible sont visibles sur les Figures 2.1 et 2.2. La cible, d'une épaisseur de  $100 \mu\text{g.cm}^{-2}$  de  $\text{CaF}_2$  et enrichie à 99,99% en  $^{40}\text{Ca}$ , a été déposée sur un support de  $^{12}\text{C}$  d'une épaisseur de  $15 \mu\text{g.cm}^{-2}$ . Deux détecteurs au silicium, polarisés à une tension de +80 V, ont été utilisés pour normaliser les différentes prises de données entre elles, en mesurant la section efficace de diffusion de Rutherford des projectiles  $^{58,64}\text{Ni}$  sur les noyaux cibles  $^{40}\text{Ca}$ . Ces détecteurs sont appelés moniteurs car les comptages rendent compte d'éventuels déplacements du faisceau ainsi que de changements d'intensité du faisceau et d'épaisseur de la cible. Ils ont été placés d'un seul côté du faisceau aux angles de diffusion  $\theta_{lab}^{mon,1} = 53^\circ$  et  $\theta_{lab}^{mon,2} = 63^\circ$ . L'angle solide des deux moniteurs au silicium est de  $\Delta\Omega_{mon} = 0,048 \text{ msr}$  et a été déterminé à partir de leur distance par rapport à la cible et de leur surface effective.



Figure 2.1 – Photographie de l'intérieur de la chambre à réaction du spectromètre magnétique PRISMA comportant les deux moniteurs au silicium. L'axe et le sens du faisceau de Ni sont indiqués par une flèche.



Figure 2.2 – Photographie du porte-cible de la chambre à réaction comportant, de haut en bas, un quartz, un collimateur et trois cibles de  $^{40}\text{Ca}$ . Un dépôt d'une largeur de 2 mm a été imposé sur les cibles afin de s'assurer que le faisceau soit au centre de la cible.

### 2.2.3 Système de détection

Les produits de réaction, c'est-à-dire les produits de diffusion (élastique et inélastique) ainsi que les produits de transfert de nucléons, ont été identifiés par le spectromètre magnétique PRISMA comprenant un détecteur MCP, un détecteur MWPPAC et une chambre d'ionisation. Ces différents éléments sont illustrés sur les Figures 2.3 et 2.4 et sont décrits ci-dessous. De plus, les principales caractéristiques du spectromètre et les distances entre ses différents éléments sont reportées dans les Tableaux 2.1 et 2.2.

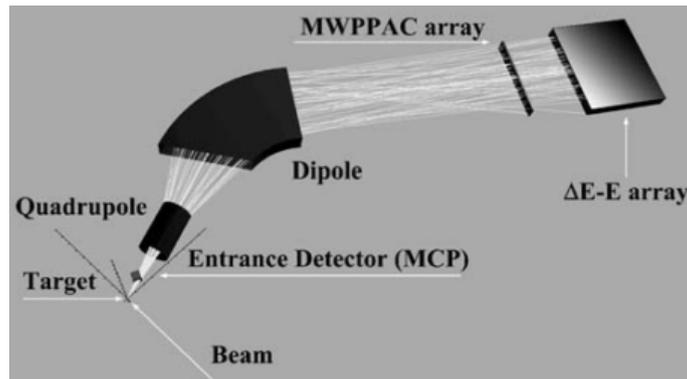


Figure 2.3 – Représentation schématique du spectromètre magnétique PRISMA du LNL [96].

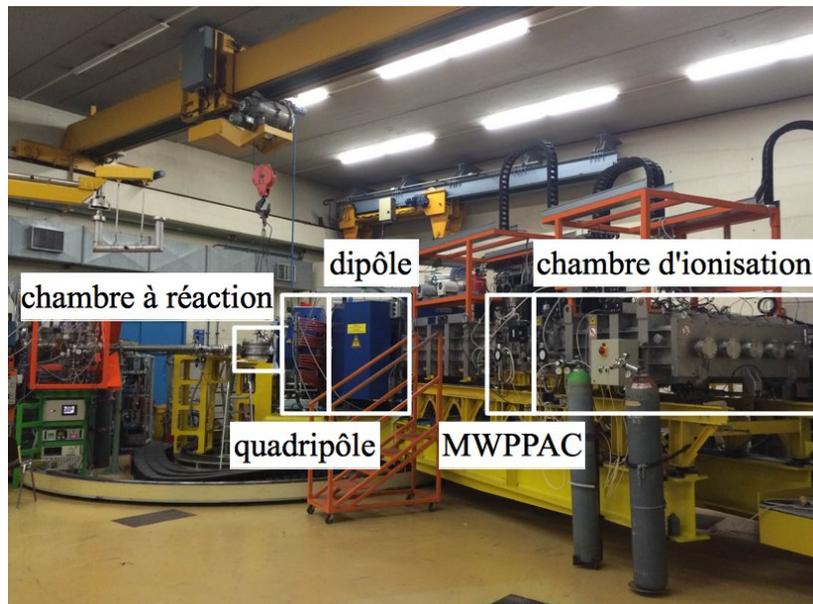


Figure 2.4 – Photographie du spectromètre magnétique PRISMA du LNL.

Tableau 2.1 – Principales caractéristiques de PRISMA [96].

Angle solide	$\Delta\Omega$	80 msr
Acceptance angulaire dans le plan horizontal	$\Delta\theta$	$\pm 6^\circ$
Acceptance angulaire dans le plan vertical	$\Delta\phi$	$\pm 11^\circ$
Acceptance en énergie	$\Delta E$	$\pm 20\%$
Acceptance en impulsion	$\Delta p$	$\pm 10\%$
Résolution en énergie	$\Delta E/E$	jusqu'à 1/1000 (via TOF)
Résolution en masse	$\Delta A/A$	$\simeq 1/300$ (via TOF)
Résolution en charge nucléaire	$\Delta Z/Z$	$\simeq 1/60$
Taux de comptage	R	jusqu'à 100 kHz
Résolution en temps	$\Delta t$	300-400 ps
Résolution en position selon les axes $X$ et $Y$	$\Delta X, Y$	1-2 mm

Tableau 2.2 – Distances entre les différents éléments de PRISMA [96].

Éléments	Distance [mm]
Cible - MCP	250
MCP - Quadripôle	250
Quadripôle - Dipôle	250
Dipôle - MWPPAC	3285
MWPPAC - Chambre d'ionisation	720

## Détecteur MCP

Le détecteur MCP [95], placé entre la cible et le quadripôle magnétique, fournit les positions horizontale  $X$  et verticale  $Y$  ainsi qu'un signal en temps des produits de réaction entrant dans le spectromètre. Sa surface active est de  $80 \times 100 \text{ mm}^2$  et couvre la totalité de l'angle solide de PRISMA à une distance de 25 cm de la cible. Les produits de réaction interagissent avec une fine feuille de carbone de  $20 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  dans le détecteur à un angle de  $135^\circ$  par rapport à l'axe optique du spectromètre, créant des électrons secondaires qui sont détectés par le MCP. Les électrons sont accélérés à  $\simeq 300 \text{ eV}$ . Un champ magnétique, parallèle au champ électrique, est appliqué afin de réduire la dispersion des électrons, préservant ainsi l'information sur la position. Les électrons sont collectés sur une anode constituée de deux lignes à retard orthogonales. L'information sur la position est obtenue à partir de la différence en temps d'arrivée du signal à l'extrémité de la ligne de retard par rapport à un signal en temps de référence.

## Détecteurs au plan focal

La détection des produits de réaction au plan focal est effectuée par un MWPPAC (Multi-Wire Parallel Plate Avalanche Counter) et une chambre d'ionisation [96].

- MWPPAC

Le détecteur MWPPAC [96] (Figure 2.5), placé entre le dipôle et la chambre d'ionisation, fournit les positions  $X$  et  $Y$  ainsi qu'un signal en temps des produits de réaction. Ce signal en temps est utilisé pour effectuer des mesures de temps de vol (TOF) en coïncidence avec le détecteur MCP. Sa surface active est de  $13 \times 100 \text{ mm}^2$  et se compose de trois électrodes : une cathode centrale et deux plans de fils orthogonaux (anodes  $X$  et  $Y$ ). La cathode est divisée en dix sections de taille égale et indépendantes et est constituée de 3300 fils espacés de 0,3 mm. Le plan horizontal  $X$  est divisé en 10 sections de taille égale et indépendantes, comme la cathode, et chaque section est constituée de 100 fils espacés de 1 mm. Le plan vertical  $Y$  est commun à toutes les sections de la cathode avec 130 fils, d'une longueur de 100 cm et espacés de 1 mm, préservant la symétrie du champ électrique. Les anodes  $X$  et  $Y$  sont placées symétriquement par rapport à la cathode à une distance de 2,4 mm de celle-ci.

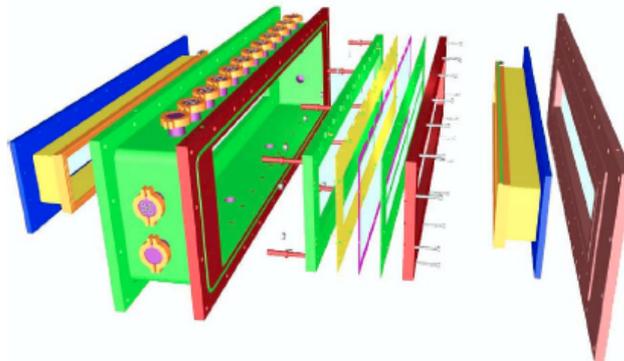


Figure 2.5 – Vue tridimensionnelle du détecteur MWPPAC [96].

- **Chambre d'ionisation**

Le détecteur MWPPAC est suivi d'une chambre d'ionisation [96] (Figure 2.6) afin de pouvoir mesurer l'énergie cinétique totale  $E$  des ions ainsi que leur perte d'énergie  $\Delta E$  dans le gaz. Le volume actif de la chambre est de  $120 \times 13 \times 100 \text{ cm}^3$  (largeur  $\times$  hauteur  $\times$  profondeur). Une telle profondeur a été choisie afin de pouvoir arrêter tous les ions, d'avoir une portée d'ionisation suffisante pour les ions lourds de faible énergie et d'utiliser une faible pression pour le gaz. Dans nos expériences, un gaz de méthane ( $\text{CH}_4$ ) d'une pureté de 99,99% a été utilisé. Sa pression a été ajustée afin d'assurer une résolution optimale en charge nucléaire des produits de réaction. La chambre d'ionisation est divisée en 10 sections de taille égale selon l'axe horizontal, notées de 0 à 9 sur la Figure 2.7, et en 4 sections en profondeur, notées de  $a$  à  $d$  sur la Figure 2.7. Les 10 sections de la chambre d'ionisation selon l'axe horizontal sont corrélées aux 10 sections du détecteur MWPPAC. La segmentation en profondeur permet de mesurer la perte d'énergie des ions dans la première section ou les deux premières sections ainsi que l'énergie totale définie par la somme des pertes d'énergie dans toutes les sections. Des sections supplémentaires, notées  $A$  et  $B$  sur la Figure 2.7, sont placées des deux côtés de la chambre d'ionisation afin de rejeter des données les ions de trajectoires très courbées allant en dehors du volume actif de la chambre d'ionisation et pour lesquels l'énergie totale n'est pas correctement mesurée. Les 40 sections sont indépendantes vis-à-vis de la perte d'énergie des ions. L'anode de la chambre d'ionisation est divisée en 40 sections. La grille de Frisch et la cathode sont communes à toutes les sections. La fenêtre d'entrée de la chambre d'ionisation est faite d'une feuille de mylar de  $1,5 \mu\text{m}$  d'épaisseur, pouvant résister à une pression maximale de 100 mbar avec une déformation maximale de 3 mm.

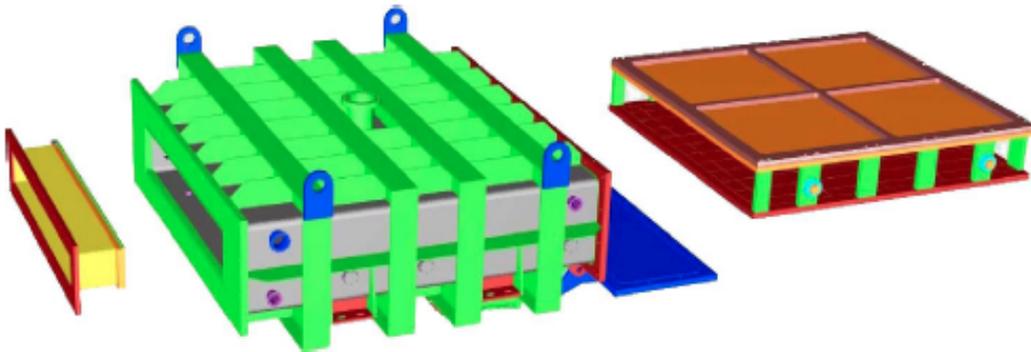


Figure 2.6 – Vue tridimensionnelle de la chambre d'ionisation [96].

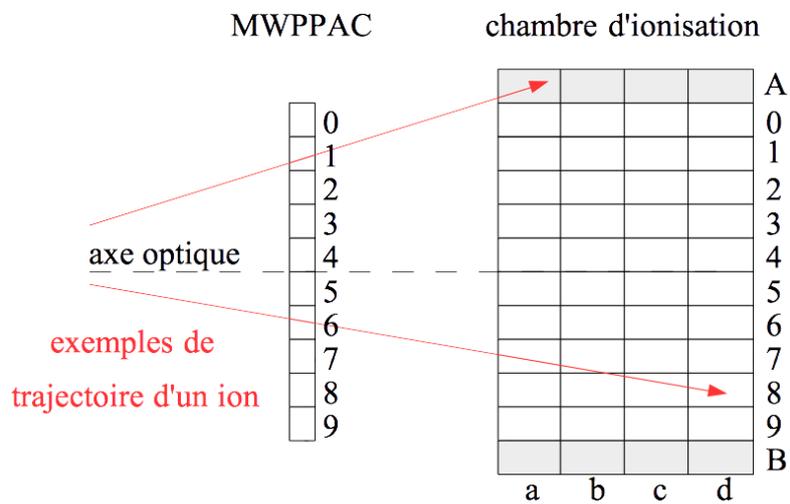


Figure 2.7 – Représentation schématique du détecteur MWPPAC et de la chambre d'ionisation du spectromètre magnétique PRISMA. Deux exemples de trajectoire d'un ion sont montrés par des flèches. Si l'ion est arrêté dans une des 40 sections de la chambre d'ionisation, l'évènement est pris en compte. Si l'ion va en dehors du volume actif de la chambre d'ionisation, activant les sections supplémentaires A ou B, l'évènement est rejeté.

## 2.3 Expériences et analyse des données

Dans cette section seront présentées les caractéristiques des voies de transfert de nucléons dans les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . L'analyse des données expérimentales, obtenues pour ces deux réactions, sera ensuite décrite. De plus, la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{\text{lab}} = 210$  MeV et  $\theta_{\text{pri}} = 45^\circ$  sera prise comme exemple.

### 2.3.1 Expériences

Nous avons réalisé les deux réactions  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à différentes énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Ces énergies sont montrées par des flèches sur les fonctions d'excitation de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  représentées sur la Figure 2.8. Des faisceaux de  $^{64}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni}$  ont été délivrés par l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et ont bombardé une cible de  $^{40}\text{Ca}$ . Les produits de réaction ont été identifiés par le spectromètre magnétique PRISMA comprenant un détecteur MCP, un détecteur MWPPAC et une chambre d'ionisation. La cinématique inverse et la détection vers l'avant ont été utilisées afin que l'énergie cinétique des quasi-cibles de Ca soit la plus élevée possible, assurant ainsi leur meilleure identification en masse possible. Pour les deux systèmes et à toutes les énergies choisies, le spectromètre de grande acceptation PRISMA a été placé à  $\theta_{\text{pri}} = 45^\circ$ , couvrant donc la plage angulaire  $40^\circ$ - $50^\circ$ . Pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et à l'énergie choisie la plus basse, PRISMA a aussi été placé à  $\theta_{\text{pri}} = 35^\circ$ , couvrant donc la plage angulaire  $30^\circ$ - $40^\circ$ . Les caractéristiques de ces deux expériences sont reportées dans le Tableau 2.3. La pression du gaz  $\text{CH}_4$  dans la chambre d'ionisation  $P_{\text{CH}_4}$  ainsi que les intensités des champs magnétiques créés par les éléments optiques de PRISMA, i.e le quadripôle  $B_q$  et le dipôle  $B_d$ , sont également précisées dans le Tableau.

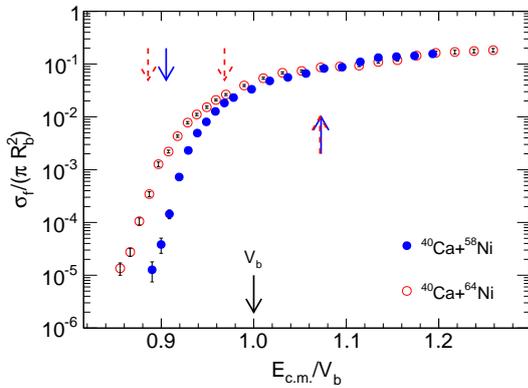


Figure 2.8 – Fonctions d'excitation de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (cercles pleins) et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (cercles vides) en coordonnées réduites. Les flèches indiquent les énergies auxquelles les probabilités de transfert de nucléons ont été mesurées pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  (flèches continues) et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  (flèches en pointillé).

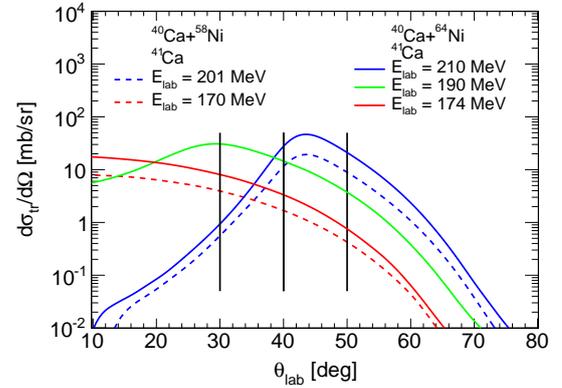


Figure 2.9 – Distributions angulaires du produit de transfert  $^{41}\text{Ca}$  (+1n) des réactions  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{63}\text{Ni}+^{41}\text{Ca}$  (lignes continues) et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{57}\text{Ni}+^{41}\text{Ca}$  (lignes en pointillé) calculées à toutes les énergies choisies avec le programme GRAZING [53, 106, 107].

Tableau 2.3 – Caractéristiques des deux expériences de transfert de nucléons de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ .

Faisceau	$E_{lab}$ [MeV]	Cible	$\theta_{mon}$ [°]	$\theta_{pri}$ [°]	$B_q$ [T]	$B_d$ [T]	$P_{CH_4}$ [mbar]
$^{64}\text{Ni}$	210	$^{40}\text{Ca}$	53 ; 63	$45 \pm 5$	0,431653	0,475285	32
$^{64}\text{Ni}$	190	$^{40}\text{Ca}$	53 ; 63	$45 \pm 5$	0,417337	0,459502	32
$^{64}\text{Ni}$	174	$^{40}\text{Ca}$	53 ; 63	$45 \pm 5$	0,405805	0,446778	29
$^{64}\text{Ni}$	174	$^{40}\text{Ca}$	63 ; 73	$35 \pm 5$	0,446369	0,491493	35,5
$^{58}\text{Ni}$	201	$^{40}\text{Ca}$	53 ; 63	$45 \pm 5$	0,406482	0,447526	32
$^{58}\text{Ni}$	170	$^{40}\text{Ca}$	53 ; 63	$45 \pm 5$	0,405494	0,446435	26

Dans le cadre de la préparation de ces deux expériences, les distributions angulaires du produit de transfert  $^{41}\text{Ca}$  (+1n) des réactions  $^{64,58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{63,57}\text{Ni}+^{41}\text{Ca}$  ont été calculées à toutes les énergies choisies avec le programme GRAZING [53, 106, 107] afin de se placer à l'angle d'effleurement. Les sections efficaces de transfert sont prédites pour être maximales à cet angle à une énergie donnée. Les sections efficaces différentielles de transfert  $d\sigma_{tr}/d\Omega$  en fonction de l'angle de diffusion du  $^{41}\text{Ca}$  dans le référentiel du laboratoire  $\theta_{lab}$  sont représentées sur la Figure 2.9. D'après cette Figure, pour les deux systèmes, l'angle d'effleurement est bien défini aux énergies choisies au-dessus de la barrière de Coulomb (lignes continue et en pointillé bleues) et vaut  $45^\circ$  environ, contrairement aux énergies choisies en-dessous de la barrière de Coulomb (lignes continue et en pointillé rouges). Plus l'énergie choisie est basse, plus la distribution angulaire est plate vers des angles de diffusion faibles. Le spectromètre a donc été placé à  $45^\circ$  pour l'énergie choisie au-dessus de la barrière de Coulomb mais aussi pour les deux énergies choisies en dessous de la barrière de Coulomb. Pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , PRISMA a aussi été placé à  $35^\circ$  à l'énergie choisie la plus basse en raison de probabilités de transfert plus élevées à des angles de diffusion plus faibles. Les deux plages angulaires couvertes par PRISMA  $40^\circ$ - $50^\circ$  et  $30^\circ$ - $40^\circ$  sont représentées sur la Figure 2.9 par des traits verticaux.

Dans nos expériences, des faisceaux de Ni ont bombardé une cible sous forme de  $\text{CaF}_2$  déposée sur un support de  $^{12}\text{C}$ . Différents produits de réaction peuvent donc être détectés par le spectromètre. D'après des calculs de cinématique :

- pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et aux trois énergies choisies, les quasi-cibles de Ca de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  ainsi que les composants légers de la cible, i.e.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  et  $^{19}\text{F}$ , des réactions  $^{64}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ , ont été détectés par PRISMA placé à  $45^\circ$ . Les quasi-projectiles de Ni de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  ont aussi été détectés par PRISMA placé à  $35^\circ$ .
- pour  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et aux deux énergies choisies, les quasi-cibles de Ca et les quasi-projectiles de Ni de la réaction  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  ainsi que les composants légers de la cible, i.e.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  et  $^{19}\text{F}$ , des réactions  $^{58}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ , ont été détectés par PRISMA placé à  $45^\circ$ .

A présent, il me semble intéressant de mentionner la procédure qui a été appliquée pour mesurer une probabilité de transfert de nucléons à une énergie et un angle donnés pour les deux réactions  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  :

- choix d'un faisceau de  $^{64}\text{Ni}$  ou  $^{58}\text{Ni}$ ,
- choix de l'énergie de bombardement du faisceau de nickel  $E_{lab}$ ,
- calcul des états de charge les plus probables  $q$  des ions du faisceau,
- pour les états de charge les plus probables  $q$ , calcul de la valeur de la tension  $V$  à appliquer au terminal à haute tension de l'accélérateur afin que  $E_{lab} = (1 + q)V$ , sachant que la tension maximale du terminal est de 14,5 MV,
- choix du meilleur compromis entre l'état de charge le plus probable  $q$  des ions de nickel et la valeur acceptable de la tension du terminal  $V$ ,
- réglage du champ magnétique créé par l'aimant d'analyse à  $90^\circ$  afin de sélectionner les ions de nickel avec l'état de charge choisi,
- optimisation du faisceau par les opérateurs de l'accélérateur : minimisation du courant sur le système de fentes situé à l'entrée de la chambre à réaction et centrage du faisceau sur le quartz placé sur le porte-cible de la chambre à réaction,
- choix de l'angle de détection des produits de réaction (position angulaire de PRISMA),
- calcul de l'état de charge le plus probable des produits de diffusion  $^{40}\text{Ca}$ ,

- réglage des champs magnétiques créés par le quadripôle et le dipôle magnétiques afin que l'état de charge le plus probable des ions  $^{40}\text{Ca}$  soit positionné au centre du détecteur au plan focal,
- ajustement de la pression du gaz de méthane ( $\text{CH}_4$ ) de la chambre d'ionisation afin d'assurer une résolution optimale en charge nucléaire  $Z$  des produits de réaction,
- contrôle de l'expérience en visualisant en temps réel les histogrammes des deux moniteurs au silicium placés dans la chambre à réaction ainsi que des histogrammes bidimensionnels, tels que  $X_{MCP}$  versus  $Y_{MCP}$ ,  $X_{fp}$  versus  $TOF$  et  $E$  versus  $\Delta E$ . Les grandeurs  $X_{MCP}$  et  $Y_{MCP}$  sont obtenues à partir du détecteur MCP. La grandeur  $X_{fp}$  est obtenue à partir du détecteur MWPPAC. La grandeur  $TOF$  est obtenue à partir des détecteurs MCP et MWPPAC. Les grandeurs  $E$  et  $\Delta E$  sont obtenues à partir de la chambre d'ionisation.

Cette procédure a été réitérée à chaque mesure de probabilité de transfert, à une nouvelle énergie de bombardement du faisceau de nickel et à un nouvel angle de détection des produits de réaction.

### 2.3.2 Analyse des données

#### Étalonnage des détecteurs

- MCP

L'étalonnage en position du détecteur MCP (unités en canaux  $\rightarrow$  unités en mm) est réalisé grâce à cinq points de référence, indiqués dans le Tableau 2.4. Ces points correspondent aux quatre extrémités et au centre d'une croix métallique, placée à 1 cm environ devant la feuille de carbone dans le MCP. Une ombre de cette croix, résultant de l'arrêt des ions entrant dans le spectromètre, est visible sur l'histogramme bidimensionnel  $X_{MCP}$  versus  $Y_{MCP}$ .  $X_{MCP}$  et  $Y_{MCP}$  désignent respectivement les positions horizontale et verticale du détecteur MCP.

Tableau 2.4 – Coordonnées des points de référence utilisés pour étalonner le détecteur MCP.

Point	$X_{MCP}$ [mm]	$Y_{MCP}$ [mm]
Centre	0	0
Extrémités		
1	-21,5	26,5
2	21,5	26,5
3	21,5	-26,5
4	-21,5	-26,5

Les histogrammes bidimensionnels  $X_{MCP}$  versus  $Y_{MCP}$  non étalonné (unités en canaux) et étalonné (unités en mm) de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  sont respectivement montrés sur les Figures 2.10 et 2.11. Les deux lignes visibles sur la droite de la Figure 2.10 correspondent aux ombres des vis du dipôle magnétique du spectromètre. Pour un étalonnage correct, la matrice du MCP a dû être réfléchiée par rapport à l'axe vertical afin que les lignes se situent sur la gauche (Figure 2.11). Une rotation de  $3^\circ$  de la matrice du MCP autour de son centre a également dû être effectuée afin que les deux lignes soient à nouveau verticales. Les coordonnées spatiales sont utilisées pour déterminer la position des ions entrant

dans le spectromètre.

La conversion des coordonnées spatiales ( $X_{MCP}$ ,  $Y_{MCP}$ ) en coordonnées angulaires ( $\theta_{lab}$ ,  $\phi_{lab}$ ) a également été réalisée, le centre de la croix métallique ( $\theta_{lab} = 45^\circ$ ,  $\phi_{lab} = 0^\circ$ ) coïncidant avec la position angulaire du spectromètre ( $\theta_{pri} = 45^\circ$ ,  $\phi_{pri} = 0^\circ$ ). L'histogramme bidimensionnel  $\theta_{lab}$  versus  $\phi_{lab}$  étalonné (unités en  $^\circ$ ) de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  est représenté sur la Figure 2.12. Les acceptances angulaires nominales dans les plans horizontal et vertical sont respectivement de  $\Delta\theta = \pm 6^\circ$  et  $\Delta\phi = \pm 11^\circ$ . Les coordonnées angulaires sont utilisées pour déterminer les angles d'entrée des ions entrant dans le spectromètre.

Une région d'intérêt a été tracée sur l'histogramme  $\theta_{lab}$  versus  $\phi_{lab}$ , i.e.  $40^\circ \leq \theta_{lab} \leq 50^\circ$  et  $-16^\circ \leq \phi_{lab} \leq 13^\circ$ , afin de ne sélectionner que les événements d'intérêt et de diminuer le bruit de fond.

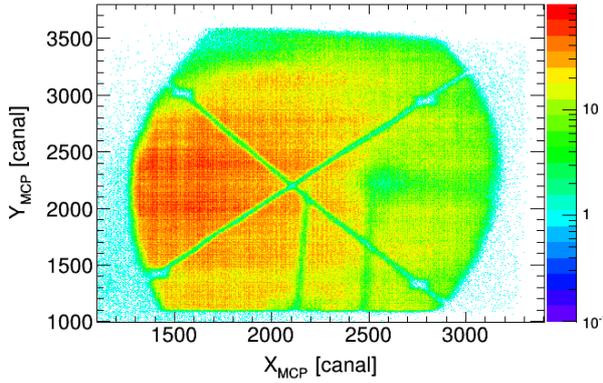


Figure 2.10 – Histogramme bidimensionnel  $X_{MCP}$  versus  $Y_{MCP}$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  non étalonné (unités en canaux).

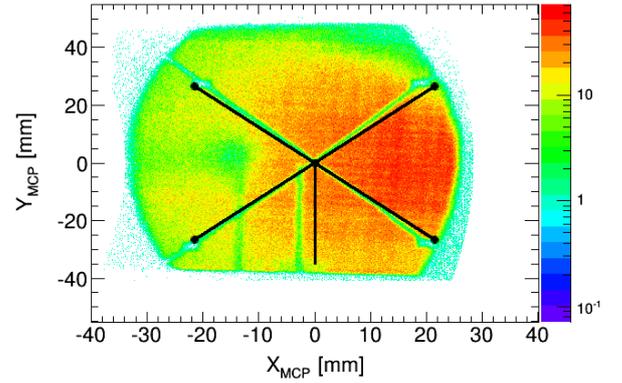


Figure 2.11 – Histogramme bidimensionnel  $X_{MCP}$  versus  $Y_{MCP}$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  étalonné (unités en mm) grâce à cinq points de référence.

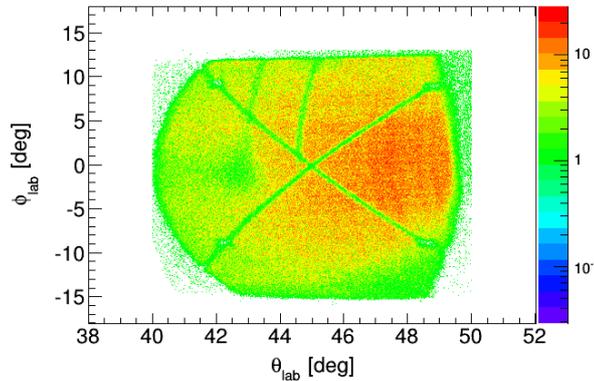


Figure 2.12 – Histogramme bidimensionnel  $\theta_{lab}$  versus  $\phi_{lab}$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  étalonné (unités en  $^\circ$ ) grâce à la conversion des coordonnées spatiales en coordonnées angulaires.

• MWPPAC

Le détecteur MWPPAC est divisé en 10 sections égales et indépendantes. Chaque section fournit 6 signaux :

- 2 signaux pour la position horizontale :  $x_{left}$  et  $x_{right}$ ,
- 2 signaux pour la position verticale :  $y_{up}$  et  $y_{down}$ ,
- 1 signal en temps de la cathode pour le temps de vol :  $TOF$ ,
- 1 signal en énergie de la cathode.

Pour chaque section, l'information sur la position est obtenue à partir de la différence entre les signaux des extrémités gauche et droite des lignes de retard :  $X_{fp} = x_{right} - x_{left}$ . La position du plan focal  $X_{fp}$  est ensuite étalonnée (unité en canaux  $\rightarrow$  unité en mm). Pour maximiser le transport des ions dans le spectromètre, les champs magnétiques ont été réglés afin que l'état de charge le plus probable des ions diffusés  $^{40}\text{Ca}$  soit positionné au centre du détecteur au plan focal. Les ions  $^{40}\text{Ca}$  ont été considérés car la voie de diffusion (élastique et inélastique) est la voie de réaction dominante. L'histogramme  $X_{fp}$  étalonné (unité en mm) de la réaction  $^{64}\text{Ni} + ^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  est montré sur la Figure 2.13.

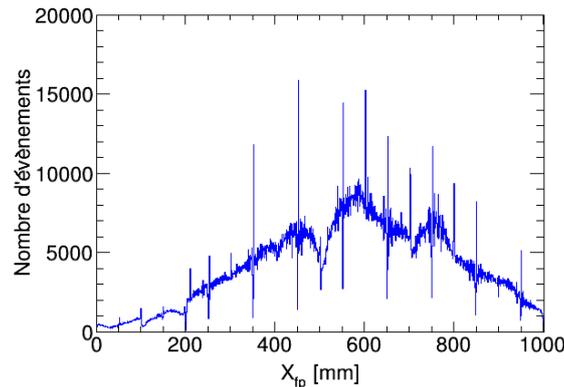


Figure 2.13 – Histogramme  $X_{fp}$  de  $^{64}\text{Ni} + ^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  étalonné (unité en mm). Les structures correspondent aux différents états de charge des ions diffusés  $^{40}\text{Ca}$ . L'état de charge le plus probable est  $q = 16^+$  d'après la formulation de Shima [108].

• Temps de vol

Le temps de vol des produits de réaction est mesuré entre les signaux en temps de la cathode du détecteur MWPPAC et le signal en temps du détecteur MCP. Les signaux *start* et *stop* sont respectivement obtenus à partir des détecteurs MWPPAC et MCP car le taux de comptage du MWPPAC est naturellement plus faible que celui du MCP, diminuant ainsi la possibilité de coïncidences fortuites. Dans un premier temps, des coefficients de calibration *off-line* sont appliqués pour étalonner les signaux temps de vol (unité en canaux  $\rightarrow$  unité en ns). Les dix sections du détecteur MWPPAC doivent ensuite être alignées les unes par rapport aux autres.

De plus, un offset absolu doit être défini. Celui-ci peut tout d'abord être ajusté selon une estimation du temps de vol des ions  $^{40}\text{Ca}$  entre les détecteurs MCP et MWPPAC. Le temps de

vol peut être calculé selon l'équation suivante :  $\Delta t = D/v \simeq 6000/21,653 \simeq 277,1$  ns.  $D \simeq 6$  m désigne la distance entre les détecteurs MCP et MWPPAC et  $v$  la vitesse des ions  $^{40}\text{Ca}$ . La réaction considérée ici est  $^{64}\text{Ni}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Le pic du temps de vol peut donc être centré en cette valeur de  $\Delta t$ . Puisque le temps de vol est une quantité importante pour la reconstruction de la trajectoire des produits de réaction, donc pour leur identification, celui-ci est réajusté à partir de la valeur du rapport  $A/q$  pour des ions diffusés  $^{40}\text{Ca}$  ( $A = 40$ ) avec l'état de charge le plus probable  $q = 16^+$ . La valeur moyenne du temps de vol des ions  $^{40}\text{Ca}$  est finalement de 286,6 ns.

L'histogramme bidimensionnel  $X_{fp}$  versus  $TOF$  étalonné (unité en mm pour  $X_{fp}$  et unité en ns pour  $TOF$ ) et aligné de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  est représenté sur la Figure 2.14. L'histogramme de projection en  $TOF$  est, quant à lui, montré sur la Figure 2.15. Les structures visibles sur la Figure 2.14 correspondent à différentes valeurs de  $A/q$  des ions atteignant le plan focal.  $A$  et  $q$  désignent respectivement le nombre de masse et l'état de charge des produits de réaction. La structure la plus intense située à ( $650 \text{ mm} \leq x_{fp} \leq 850$  mm,  $270 \text{ ns} \leq TOF \leq 290$  ns) correspond à des ions  $^{40}\text{Ca}$  avec un état de charge  $q = 16^+$ . L'état de charge le plus probable est  $q = 16^+$  d'après la formulation de Shima [108].

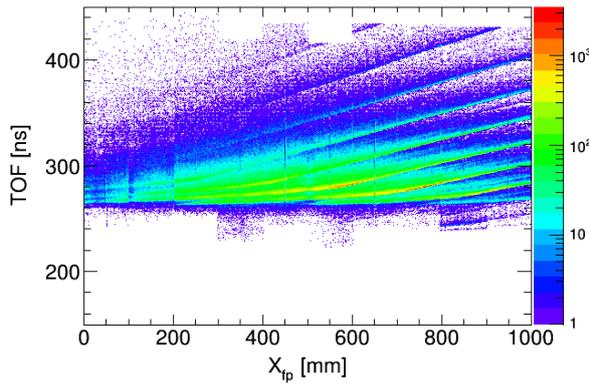


Figure 2.14 – Histogramme bidimensionnel  $X_{fp}$  versus  $TOF$  étalonné (unité en mm pour  $X_{fp}$  et unité en ns pour  $TOF$ ) et aligné de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

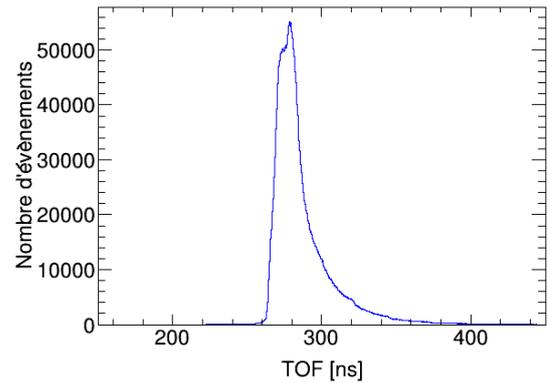


Figure 2.15 – Histogramme de projection en  $TOF$ . La valeur moyenne des ions  $^{40}\text{Ca}$  est de 286,6 ns.

### • Chambre d'ionisation

L'alignement des signaux dans chaque section de la chambre d'ionisation est réalisé par un étalonnage *off-line*. Une adaptation du gain des différentes sections est donc obtenue. Cet étalonnage ne fournit cependant pas une conversion des signaux en MeV.

### Reconstruction de la trajectoire des produits de réaction

L'identification des produits de réaction en état de charge et en masse est basée sur la reconstruction de leur trajectoire, utilisant les informations mesurées avec PRISMA (détecteurs étalonnés selon la procédure présentée dans la section précédente) et les équations de mouvement à l'intérieur des éléments magnétiques (quadripôle et dipôle magnétiques). Les trajectoires sont supposées se situer dans le plan  $(xy)$  de PRISMA et les éléments magnétiques idéaux (sans champ de fuite).

Le quadripôle et le dipôle magnétiques sont représentés sur la Figure 2.16. Les référentiels du laboratoire et de PRISMA utilisés pour la reconstruction de la trajectoire des ions dans le spectromètre sont également indiqués sur la Figure.

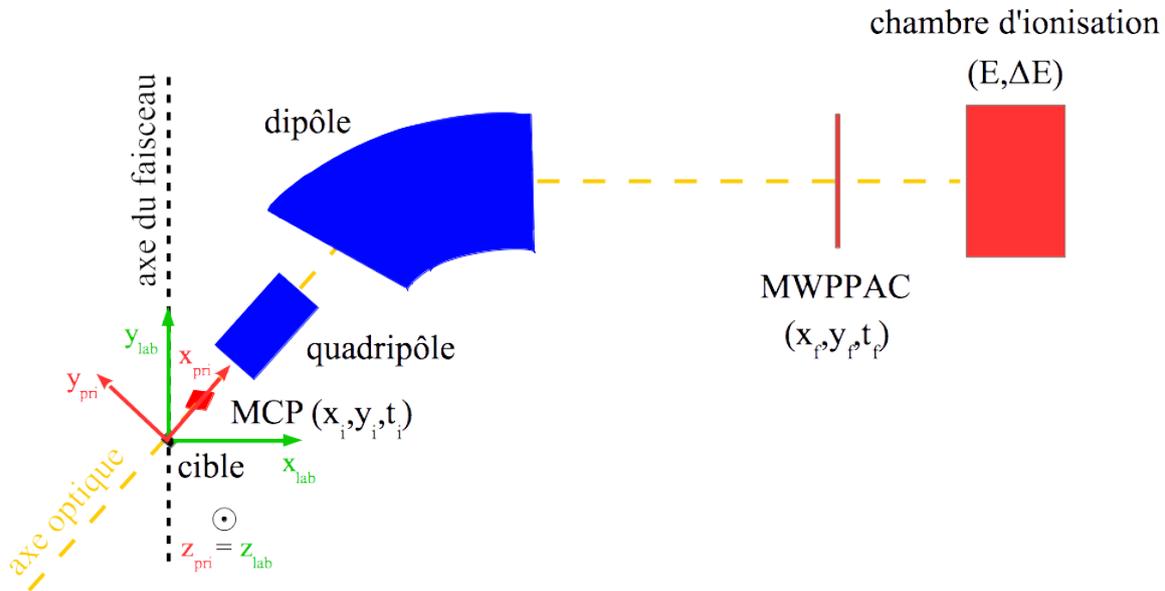


Figure 2.16 – Représentation schématique de PRISMA, constitué d'un détecteur MCP, d'un quadripôle, d'un dipôle, d'un détecteur MWPPAC et d'une chambre d'ionisation. Les référentiels du laboratoire et de PRISMA utilisés pour la reconstruction de la trajectoire des ions dans le spectromètre sont indiqués sur la Figure.

#### • Trajectoire d'un ion à l'intérieur d'un quadripôle magnétique

Le premier élément optique du spectromètre est un quadripôle magnétique, utilisé pour focaliser les ions dans le plan vertical du plan focal. Les ions sont cependant dispersés dans le plan horizontal, appelé plan de dispersion. Les principales caractéristiques du quadripôle sont reportées dans le Tableau 2.5.

Tableau 2.5 – Caractéristiques principales du quadripôle magnétique de PRISMA.

Diamètre d'entrée	320 mm
Longueur	420 mm
Champ magnétique maximal	0,848 T

La position des ions à l'entrée du quadripôle est déterminée par les coordonnées fournies par le détecteur MCP. Le champ magnétique créé par le quadripôle est défini par l'équation 2.1. La force agissant sur une particule chargée dans un champ magnétique est donnée par l'équation de Lorentz 2.2. La résolution de cette équation conduit aux deux composantes suivantes :  $F_y = -q \frac{B_{max}}{R_q} v_x y$  et  $F_z = q \frac{B_{max}}{R_q} v_x z$ . L'application des lois de la dynamique conduit à un système d'équations différentielles d'ordre deux dont les solutions, décrivant la trajectoire d'un ion à l'intérieur d'un quadripôle, sont des fonctions hyperboliques dans le plan horizontal ( $xy$ ) et sinusoïdales dans le plan vertical ( $yz$ ). Les ions sont donc dispersés horizontalement et focalisés verticalement. Les coordonnées des ions en sortie du quadripôle peuvent être calculées à partir de la longueur du quadripôle qui est connue. De la sortie du quadripôle à l'entrée du dipôle, la trajectoire des ions est considérée rectiligne puisque les champs magnétiques des éléments magnétiques sont supposés idéaux (sans champ de fuite).

$$\vec{B}_q = \vec{\nabla} U_q \quad (2.1)$$

avec :

- $U_q = \frac{B_{max}}{R} yz$  le potentiel quadripolaire,
- $B_{max}$  l'intensité maximale du champ magnétique créé par le quadripôle,
- $R$  le rayon de gorge.

$$\vec{F}_q = q \vec{v} \times \vec{B}_q \quad (2.2)$$

avec :

- $q$  l'état de charge de l'ion,
- $v$  la vitesse de l'ion à l'intérieur du quadripôle,
- $B_q$  l'intensité du champ magnétique créé par le quadripôle.

### • Trajectoire d'un ion à l'intérieur d'un dipôle magnétique

Le second élément optique du spectromètre est un dipôle magnétique (Figure 2.16), utilisé pour courber la trajectoire des ions allant aux détecteurs du plan focal selon leur rapport  $p/q$ ,  $p$  et  $q$  désignant respectivement la quantité de mouvement et l'état de charge. Le champ magnétique créé est uniforme. L'angle de courbure de cet aimant est de  $60^\circ$  et le rayon de courbure  $\rho$  est de 1,2 m pour une trajectoire centrale. Puisque l'intensité maximale du champ magnétique est de  $B_{max} = 1$  T, la rigidité magnétique maximale est de  $B_{max}\rho = 1,2$  Tm. Les principales caractéristiques du dipôle sont reportées dans le Tableau 2.6.

Tableau 2.6 – Caractéristiques principales du dipôle magnétique de PRISMA.

Angle d'entrée	$-20^\circ$
Angle de sortie	$5^\circ$
Angle de courbure	$60^\circ$
Rayon de courbure	1200 mm
Champ magnétique maximal	1 T

Les coordonnées des ions à l'entrée du dipôle peuvent être calculées par les équations citées précédemment. Le champ magnétique créé par le dipôle courbe la trajectoire des ions grâce à la force de Lorentz. Les ions suivent une trajectoire circulaire d'équation 2.3.

$$m \frac{v_x^2}{\rho} = q v_x B_d \quad (2.3)$$

avec :

- $m$  la masse de l'ion,
- $v_x$  la vitesse tangentielle de l'ion à l'intérieur du dipôle,
- $\rho$  le rayon de courbure,
- $q$  l'état de charge de l'ion,
- $B_d$  l'intensité du champ magnétique créé par le dipôle.

Puisque la vitesse radiale des ions est négligeable, la vitesse tangentielle  $v_x$  peut être considérée comme la vitesse totale des ions à l'intérieur du dipôle. Une quantité importante est la rigidité magnétique définie par l'équation 2.4.

$$B_d \rho = \frac{m v_x}{q} \quad (2.4)$$

À la sortie du dipôle, la trajectoire des ions est supposée rectiligne jusqu'au détecteur MWPPAC puisque les ions ne sont plus soumis à la force du champ magnétique créé par le dipôle.

L'algorithme de reconstruction de la trajectoire des produits de réaction requiert les informations mesurées par PRISMA, puis calcule, événement par événement, leur trajectoire jusqu'au plan focal. Ces paramètres, indiqués sur la Figure 2.16, sont :

- les positions au plan d'entrée  $(x_i, y_i)$  et au plan focal  $(x_f, y_f)$  obtenues à partir des détecteurs MCP et MWPPAC,
- le temps de vol ( $TOF = t_f - t_i$ ) obtenu à partir des détecteurs MCP et MWPPAC.

Les paramètres reliés au spectromètre, tels que sa position angulaire ou l'intensité des champs magnétiques créés par le quadripôle et le dipôle, sont définis avant le début de l'analyse des données. Les effets de bord du quadripôle magnétique sont pris en compte par une longueur effective du quadripôle. Les trajectoires sont uniquement déterminées par deux paramètres : le rayon de courbure  $\rho$  dans le dipôle et le rapport entre les intensités des champs magnétiques créés par le quadripôle et le dipôle. Les champs magnétiques étant connus, seul le rayon de courbure reste à déterminer.

L'algorithme est initialisé avec la valeur  $\rho = 1200$  mm, correspondant à une trajectoire centrale. Si le point calculé dans le plan focal est à moins d'un millimètre du point mesuré, l'itération prend fin, sinon l'algorithme continue avec des valeurs légèrement différentes de  $\rho$ . L'algorithme recherche les paramètres qui coïncident avec les données expérimentales, parmi toutes les trajectoires possibles atteignant le plan focal. Les résultats de la reconstruction de la trajectoire sont :

- la longueur de la trajectoire des ions :  $L$ ,
- le rayon de courbure à l'intérieur du dipôle :  $\rho$ ,
- l'énergie totale déposée dans la chambre d'ionisation :  $E$ ,

- le parcours des ions dans la chambre d'ionisation :  $r$ .

La longueur totale de la trajectoire des produits de réaction dans le spectromètre est obtenue en sommant les différents parcours (équation 2.5).

$$L = L_{MCP} + L_q + L_{q-d} + L_d + L_{MWPPAC} \quad (2.5)$$

avec :

- $L_{MCP}$  la longueur de la trajectoire rectiligne de la cible à l'entrée du quadripôle,
- $L_q$  la longueur de la trajectoire hyperbolique à l'intérieur du quadripôle,
- $L_{q-d}$  la longueur de la trajectoire rectiligne entre la sortie du quadripôle et l'entrée du dipôle,
- $L_d$  la longueur de la trajectoire circulaire à l'intérieur du dipôle,
- $L_{MWPPAC}$  la longueur de la trajectoire rectiligne de la sortie du dipôle au plan focal.

La reconstruction du parcours des produits de réaction dans la chambre d'ionisation est effectuée après la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre. Puisque la chambre d'ionisation est segmentée longitudinalement et transversalement, la procédure est la suivante :

- tous les événements, dont le parcours dans la chambre d'ionisation n'est pas compatible avec la reconstruction de la trajectoire dans le spectromètre, sont rejetés en se basant sur les sections qui ont été activées,
- l'énergie totale déposée  $E$  est obtenue en sommant les énergies déposées dans chaque section :  $E = \sum_{i=0}^9 \Delta E_i$ ,
- une distance  $L_w$  est construite entre le détecteur MWPPAC et chaque section de la chambre d'ionisation pondérée par l'énergie déposée dans chaque section  $\Delta E_i$  de la chambre d'ionisation. Une estimation du parcours  $r$  des produits de réaction est obtenue par l'équation 2.6.

$$r = L_w - L_{MWPPAC-IC} = \frac{\sum_i L_i \Delta E_i}{E} - L_{MWPPAC-IC} \quad (2.6)$$

avec :

- $L_{MWPPAC-IC}$  la distance entre le détecteur MWPPAC et la chambre d'ionisation.

Identification des produits de réaction

• Identification en  $Z$

L'identification des produits de réaction en charge nucléaire  $Z$  est obtenue par la mesure de la perte d'énergie  $\Delta E$  dans la chambre d'ionisation, fournissant également l'énergie totale  $E$ . La charge nucléaire  $Z$  est reliée à la perte d'énergie  $\Delta E$  et à l'énergie totale  $E$  par la formule approchée de Bethe-Bloch donnée par l'équation 2.7. L'histogramme bidimensionnel  $E$  versus  $\Delta E$  ou  $r$  versus  $E$ ,  $r$  désignant le parcours du produit de réaction dans la chambre d'ionisation, est utilisé pour identifier les produits de réaction en  $Z$ . Les grandeurs  $\Delta E$ ,  $E$  et  $r$  mesurées par le spectromètre correspondent respectivement aux variables  $dE$ ,  $E$  et  $dx$  dans la formule approchée de Bethe-Bloch.

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} \ln \left( \frac{E}{A} \right) \quad (2.7)$$

avec :

- $dE/dx$  la perte d'énergie par unité de longueur de l'ion traversant le gaz de la chambre d'ionisation,
- $A$  et  $Z$  le nombre de masse et le numéro atomique de l'ion,
- $E$  la somme des énergies déposées par l'ion traversant le gaz de la chambre d'ionisation.

Les histogrammes  $E$  versus  $\Delta E$  et  $r$  versus  $E$  de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  sont respectivement représentées sur les Figures 2.17 et 2.18. La perte d'énergie  $\Delta E$  est l'énergie déposée par les produits de réaction dans les deux premières sections de la chambre d'ionisation.

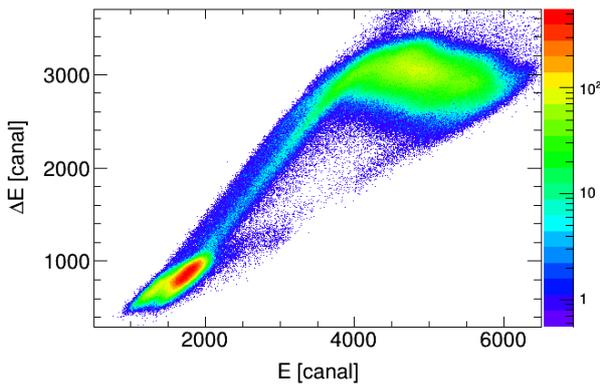


Figure 2.17 – Histogramme bidimensionnel  $E$  versus  $\Delta E$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

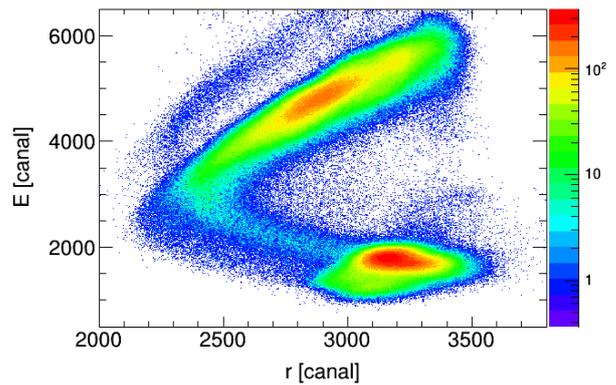


Figure 2.18 – Histogramme bidimensionnel  $r$  versus  $E$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

Deux régions sont visibles sur ces Figures :

- la première région correspond aux composants légers de la cible, i.e.  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  et  $^{19}\text{F}$ , des réactions  $^{64}\text{Ni}+^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$  pour  $(1000 \leq E \leq 2000, 600 \leq \Delta E \leq 1000)$  sur l'histogramme  $E$  versus  $\Delta E$  et  $(2900 \leq r \leq 3500, 1000 \leq E \leq 2000)$  sur l'histogramme  $r$  versus  $E$ ,

- la seconde région correspond aux quasi-cibles de Ca de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  pour ( $3000 \leq E \leq 6000$ ,  $2500 \leq \Delta E \leq 3400$ ) sur l'histogramme  $E$  versus  $\Delta E$  et ( $2400 \leq r \leq 3400$ ,  $3000 \leq E \leq 6000$ ) sur l'histogramme  $r$  versus  $E$ .

Dans la seconde région, aucune des lignes associées aux isotopes de Ca ( $Z = 20$ ), K ( $Z = 19$ ) et Ar ( $Z = 18$ ) n'est visible. La séparation en  $Z$  des produits de réaction n'est donc pas possible pour la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

La non-séparation des produits de réaction en  $Z$  pourrait provenir du fait que :

- les énergies de bombardement des noyaux Ni étaient relativement faibles, conduisant à des énergies totales déposées dans la chambre d'ionisation des quasi-cibles de Ca relativement faibles. Par exemple, en comparaison de la réaction  $^{116}\text{Sn}+^{60}\text{Ni}$  [74] aussi étudiées à des énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb, les barrières de Coulomb des réactions  $^{64,58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont bien plus faibles ( $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} : V_b = 75,73$  MeV,  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca} : V_b = 74,66$  MeV et  $^{116}\text{Sn}+^{60}\text{Ni} : V_b = 162,40$  MeV).
- bien que les réactions  $^{64,58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  aient été effectuées en cinématique inverse, ces deux réactions sont relativement symétriques, en comparaison de la réaction  $^{116}\text{Sn}$  sur  $^{60}\text{Ni}$  [74] par exemple,
- la voie de diffusion (élastique et inélastique), qui est la voie de réaction dominante, "submerge" les voies de transfert de nucléons dans les deux réactions étudiées, en particulier à des énergies autour de la barrière de Coulomb.

Dans la suite de l'analyse, seuls les événements de la seconde région ont été considérés en traçant une région d'intérêt sur l'histogramme  $r$  versus  $E$ .

#### • Identification en $q$

Les produits de réaction sont ensuite identifiés en état de charge  $q$ . L'état de charge  $q$  est relié aux grandeurs  $\rho\beta$  et  $E$ ,  $\rho$  désignant le rayon de courbure,  $\beta = v/c$  la vitesse réduite et  $E$  l'énergie totale déposée par l'ion dans la chambre d'ionisation. En prenant en compte l'influence de la force de Lorentz sur la trajectoire de l'ion (équation 2.8) et l'expression de son énergie cinétique (équation 2.9), nous obtenons l'équation 2.10. L'histogramme bidimensionnel  $\rho\beta$  versus  $E$  est donc utilisé pour identifier les produits de réaction en  $q$ .

$$\frac{Av^2}{\rho} = qvB_d \Rightarrow \frac{A}{q} = \frac{\rho B_d}{v} \Rightarrow \frac{A}{q} = \frac{\rho B_d}{\frac{D}{TOF}} \quad (2.8)$$

avec :

- $A$  le nombre de masse de l'ion,
- $q$  l'état de charge de l'ion,
- $v$  la vitesse de l'ion,
- $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire suivie par l'ion à l'intérieur du dipôle,
- $B_d$  l'intensité du champ magnétique créé par le dipôle,
- $D$  la longueur de parcours de l'ion du détecteur MCP au détecteur MWPPAC,
- $TOF$  le temps de vol de l'ion du détecteur MCP au détecteur MWPPAC.

$$E = \frac{1}{2}Av^2 \quad (2.9)$$

Donc :

$$q = \frac{2E}{B_d \rho v} \Rightarrow q \propto \frac{E}{\rho v} \quad (2.10)$$

L'histogramme  $\rho\beta$  versus  $E$  de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  est représenté sur la Figure 2.19. Aucune des lignes associées aux différents états de charges des produits de réaction n'est visible. La séparation en  $q$  des produits de réaction n'est donc pas possible pour la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

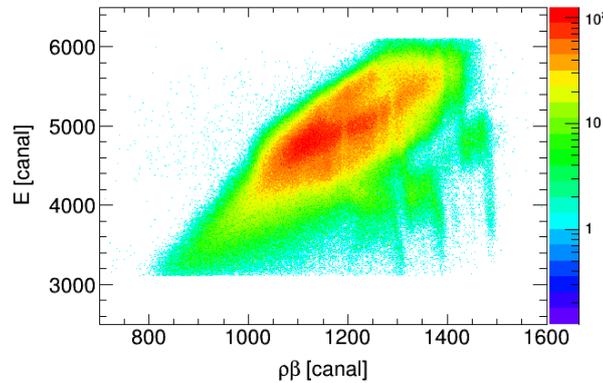


Figure 2.19 – Histogramme bidimensionnel  $\rho\beta$  versus  $E$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

La non-séparation des produits de réaction en  $q$  pourrait provenir de leur non-séparation en  $Z$  car nous nous retrouvons avec les états de charge  $q$  de tous les produits de réaction et non les états de charge d'un seul produit de réaction sélectionné en  $Z$ .

### • Identification en $A$

L'identification des produits de réaction en masse  $A$  est réalisée sur l'histogramme bidimensionnel  $A/q$  versus  $X_{fp}$ . L'histogramme  $A/q$  versus  $X_{fp}$  de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  est représenté sur la Figure 2.20.

Chaque ligne est associée à une valeur de  $A/q$  particulière et donc à une voie de réaction et à un état de charge particuliers. Toutes les lignes sont horizontales, garantissant une reconstruction correcte des trajectoires des produits de réaction à l'intérieur du spectromètre. Ces lignes présentent de plus aucune rupture entre les différentes sections du détecteur MWPPAC, assurant une bonne correspondance entre les différentes sections.

Les différentes lignes sur cet histogramme sont identifiées à partir de la valeur du rapport  $A/q$  étalonnés à partir de la voie de diffusion (élastique et inélastique) des ions  $^{40}\text{Ca}$  et de leur

état de charge le plus probable.

La valeur de référence du rapport  $A/q$  est déterminée de la manière suivante :

- nous considérons la voie de réaction la plus intense, à savoir la voie de diffusion (élastique et inélastique) des ions  $^{40}\text{Ca}$ . Dans ce cas, la valeur du nombre de masse  $A$  du rapport  $A/q$  vaut 40.
- l'état de charge moyen des ions  $^{40}\text{Ca}$  est ensuite calculée avec la formulation de Shima [108] (équation 2.11). Nous obtenons  $\bar{q} \simeq 15,9^+$ , en bon accord avec la formulation de Sayer [109] où  $\bar{q} \simeq 15,7^+$ . Les états de charge ne peuvent pas être attribués directement à partir des données car l'étalonnage de l'énergie déposée dans la chambre d'ionisation n'est pas absolue. La valeur de l'état de charge le plus probable  $q$  du rapport  $A/q$  vaut donc 16.

La valeur du rapport  $A/q$  de la ligne la plus intense vaut donc  $40/16 = 2,5$ . L'offset absolu sur le temps de vol est ensuite ajusté afin de faire coïncider l'ordonnée à l'origine de cette ligne avec la valeur de  $A/q = 2,5$ . Les autres lignes peuvent donc être associées à une voie de réaction et à un état de charge particuliers selon la valeur de leur rapport  $A/q$ . Les différentes voies de réaction identifiées pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  sont les suivantes :

- la voie de diffusion (élastique et inélastique) des ions  $^{40}\text{Ca}$ ,
- la voie de transfert associée à  $A = 41$ ,
- la voie de transfert associée à  $A = 39$ ,
- la voie de transfert associée à  $A = 42$ ,
- la voie de transfert associée à  $A = 38$ .

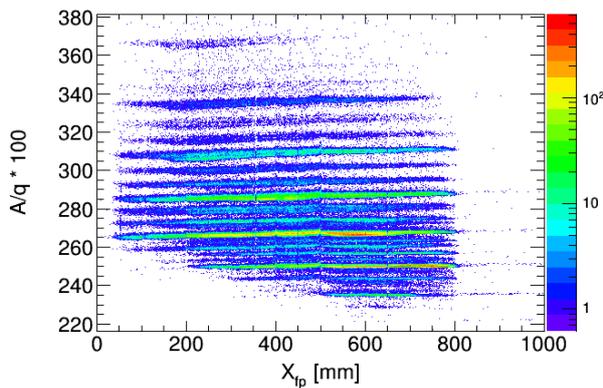


Figure 2.20 – Histogramme bidimensionnel  $A/q$  versus  $X_{fp}$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

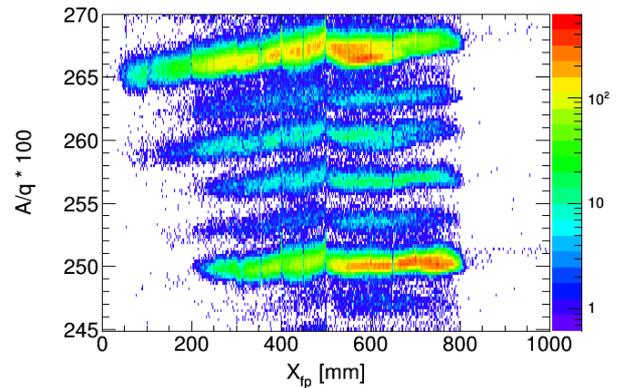


Figure 2.21 – Histogramme bidimensionnel  $A/q$  versus  $X_{fp}$  de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  pour  $245 \leq A/q \times 100 \leq 270$ .

Ces différentes voies sont particulièrement visibles sur l'histogramme  $A/q$  versus  $X_{fp}$  pour  $245 \leq A/q \times 100 \leq 270$ , comme le montre la Figure 2.21. De haut en bas, nous pouvons identifier la voie de diffusion (élastique et inélastique) des ions  $^{40}\text{Ca}$  avec un état de charge  $q = 15^+$ , la voie de transfert associée à  $A = 42$  avec un état de charge  $q = 16^+$ , la voie de transfert associée à  $A = 39$  avec un état de charge  $q = 15^+$ , la voie de transfert associée à  $A = 41$  avec un état de

charge  $q = 16^+$ , la voie de transfert associée à  $A = 38$  avec un état de charge  $q = 15^+$  et enfin la voie de diffusion (élastique et inélastique) des ions  $^{40}\text{Ca}$  avec un état de charge  $q = 16^+$ .

$$\bar{q} = Z_1 \left[ 1 - e^{-1,25X+0,32X^2-0,11X^3} \right] \left[ 1 - 0,0019 (Z_2 - 6) \sqrt{X} + 0,00001(Z_2 - 6)^2 X \right] \quad (2.11)$$

avec :

- $Z_1$  le numéro atomique de l'ion après avoir traversé la cible,
- $Z_2$  le numéro atomique de la cible,
- $X = v/[3,6 \times 10^8(\text{cm/s})Z_1^{0,45}]$  la vitesse réduite de l'ion.

La distribution en masse est obtenue de la façon suivante :

- nous sélectionnons tous les évènements associés à un même état de charge sur l'histogramme  $A/q$  versus  $X_{fp}$  et multiplions le rapport  $A/q$  par la valeur de cet état de charge. Une distribution en masse est donc obtenue pour un état de charge particulier.
- nous réitérons l'étape précédente pour tous les autres états de charge et sommions toutes les distributions en masse entre elles.

La distribution en masse de la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  est montrée sur la Figure 2.22.

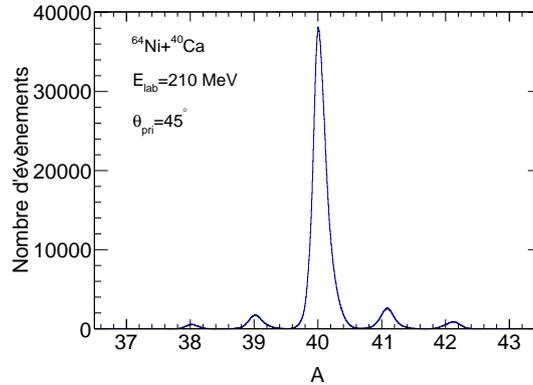


Figure 2.22 – Distribution en masse de  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

J'ai effectué le même type d'analyse pour les voies de transfert de nucléons dans les deux réactions  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  réalisées à différentes énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Dans tous les cas étudiés, les produits de réaction n'ont pas pu être identifiés ni en charge nucléaire  $Z$ , en utilisant l'histogramme  $E$  versus  $\Delta E$  ou  $r$  versus  $E$ , ni en état de charge  $q$ , en utilisant l'histogramme  $\rho\beta$  versus  $E$  ou  $\rho\beta$  versus  $TOF$ . Ces produits de réaction ont pu être identifiés en masse  $A$ , en utilisant l'histogramme  $A/q$  versus  $X_{fp}$ .

Cependant, l'identification des produits de transfert en masse  $A$  n'est pas suffisante pour déterminer la nature des voies de transfert observées sur l'histogramme  $A/q$  versus  $X_{fp}$ . Par exemple, les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 41$  peuvent correspondre aussi bien à la voie de transfert d'un neutron du noyau  $^{64,58}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  (+1n) qu'à la voie de transfert d'un proton du noyau  $^{64,58}\text{Ni}$  au noyau  $^{40}\text{Ca}$  (+1p). Afin de déterminer la contribution de la

voie de transfert  $+1n$  par rapport à la voie de transfert  $+1p$ , les probabilités de transfert des voies  $+1n$  et  $+1p$  ont été calculées avec la méthode TDHF+BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) par G. Scamps [110]. Cette méthode sera explicitée dans la section 2.4.2. Les probabilités de transfert des voies  $-1n$  et  $-1p$  pour  $A = 39$ ,  $+2n$  et  $+2p$  pour  $A = 42$ , et  $-2n$  et  $-2p$  pour  $A = 38$ , ont aussi été calculées.

Les résultats obtenus peuvent être résumés de la façon suivante :

- pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  :
  - le rapport entre  $P_{tr,+1p}$  et  $P_{tr,+1n}$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 41$  correspondent donc principalement à la voie de transfert  $+1n$ ,
  - le rapport entre  $P_{tr,-1n}$  et  $P_{tr,-1p}$  est de l'ordre de  $0,1\%$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 39$  correspondent donc principalement à la voie de transfert  $-1p$ ,
  - le rapport entre  $P_{tr,+2p}$  et  $P_{tr,+2n}$  est de l'ordre de  $10^{-8}$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 42$  correspondent donc principalement à la voie de transfert  $+2n$ ,
  - le rapport entre  $P_{tr,-2n}$  et  $P_{tr,-2p}$  est de l'ordre de  $0,1\%$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 38$  correspondent donc principalement à la voie de transfert  $-2p$ .
- pour  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  :
  - le rapport entre  $P_{tr,+1p}$  et  $P_{tr,+1n}$  est de l'ordre de  $1\%$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 41$  correspondent donc principalement à la voie de transfert  $+1n$ ,
  - le rapport entre  $P_{tr,-1n}$  et  $P_{tr,-1p}$  est de l'ordre de  $30\%$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 39$  correspondent donc en grande partie à la voie de transfert  $-1p$ , bien que la contribution de la voie de transfert  $-1n$  ne soit pas aussi négligeable que dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ ,
  - le rapport entre  $P_{tr,+2p}$  et  $P_{tr,+2n}$  est de l'ordre de  $10^{-4}$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 42$  correspondent donc principalement à la voie de transfert  $+2n$ ,
  - le rapport entre  $P_{tr,-2n}$  et  $P_{tr,-2p}$  est de l'ordre de  $10\%$  : les lignes associées aux valeurs  $A/q$  avec  $A = 38$  correspondent donc en grande partie à la voie de transfert  $-2p$ , bien que la contribution de la voie de transfert  $-2n$  ne soit pas aussi négligeable que dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ .

Les différentes voies identifiées sont donc :

- pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  :
  - à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  :
    - la voie de diffusion (élastique et inélastique)  $^{40}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un neutron  $^{41}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un proton  $^{39}\text{K}$ ,
    - la voie de transfert de deux neutrons  $^{42}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert de deux protons  $^{38}\text{K}$ .
  - à  $E_{lab} = 190$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  :
    - la voie de diffusion (élastique et inélastique)  $^{40}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un neutron  $^{41}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un proton  $^{39}\text{K}$ ,
    - la voie de transfert de deux neutrons  $^{42}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert de deux protons  $^{38}\text{K}$ .
  - à  $E_{lab} = 174$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  :
    - la voie de diffusion (élastique et inélastique)  $^{40}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un neutron  $^{41}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un proton  $^{39}\text{K}$ .
  - à  $E_{lab} = 174$  MeV et  $\theta_{pri} = 35^\circ$  :
    - la voie de diffusion (élastique et inélastique)  $^{40}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un neutron  $^{41}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un proton  $^{39}\text{K}$ .
- pour  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  :
  - à  $E_{lab} = 201$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  :
    - la voie de diffusion (élastique et inélastique)  $^{40}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un neutron  $^{41}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un proton  $^{39}\text{K}$ ,
    - la voie de transfert de deux neutrons  $^{42}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert de deux protons  $^{38}\text{K}$ .
  - à  $E_{lab} = 170$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  :
    - la voie de diffusion (élastique et inélastique)  $^{40}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un neutron  $^{41}\text{Ca}$ ,
    - la voie de transfert d'un proton  $^{39}\text{K}$ .

Les voies de transfert de deux neutrons et de deux protons n'ont pas pu être identifiées dans les deux réactions étudiées à l'énergie choisie la plus basse en raison d'une statistique insuffisante. En effet, la probabilité de transfert de ces voies est très faible, et le temps de faisceau était limité.

## 2.4 Résultats et interprétations

Dans cette section seront présentés les résultats expérimentaux obtenus à partir de l'analyse des données expérimentales des voies de transfert de nucléons dans les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  : distributions de la chaleur de réaction et probabilités de transfert de nucléons. Ces probabilités seront comparées à des calculs TDHF+BCS.

### 2.4.1 Distributions de la chaleur de réaction

La chaleur de réaction peut être utilisée pour étudier l'effet de différents mécanismes tels que les réactions quasi-élastique et profondément inélastique [92]. Lors d'une réaction quasi-élastique, le projectile a perdu une faible quantité d'énergie et peut avoir échangé un petit nombre de nucléons avec la cible. Cette réaction est supposée être une collision d'effleurement, c'est-à-dire que le projectile interagit seulement avec la surface de la cible ou avec des constituants individuels de celle-ci. Lors d'une réaction profondément inélastique, le projectile a perdu une quantité d'énergie plus élevée, convertie en énergie d'excitation, et peut avoir échangé un nombre de nucléons plus important avec la cible. En comparaison des réactions quasi-élastiques, les deux noyaux en collision restent en contact pendant un temps plus long (formation d'un col entre le projectile et la cible) mais insuffisamment long pour que les deux noyaux fusionnent. Un temps de collision court et une perte d'énergie élevée suggèrent que les modes d'excitation jouent un rôle important. La contribution relative de la composante quasi-élastique ou profondément inélastique dans une réaction dépend principalement de l'énergie du projectile.

Dans une réaction binaire  $a + A \rightarrow b + B$ , où  $a$  désigne le projectile et  $A$  le noyau cible qui est au repos, un éjectile  $b$  et un noyau de recul  $B$  sont produits. L'énergie cinétique totale avant et après la collision est  $K^i = K_a$  et  $K^f = K_b + K_B$ . La perte d'énergie cinétique totale, notée  $TKEL$ , est donc définie par  $K^i - K^f$  (équation 2.12). L'énergie cinétique du projectile  $K_a$  est connue, celle de l'éjectile  $K_b$  est mesurée par PRISMA et celle du noyau de recul  $K_B$  est reconstruite. La perte d'énergie cinétique totale est par définition l'opposée de la chaleur de réaction, notée  $Q$  (équation 2.13).

$$TKEL = K^i - K^f = K_a - (K_b + K_B) \quad (2.12)$$

$$TKEL = -Q \quad (2.13)$$

Pour un mécanisme binaire et par conservation de l'énergie, nous obtenons les équations 2.14 et 2.15. Ici,  $m_{a,A}$  désignent les masses du projectile et du noyau cible,  $m_{b,B}$  les masses de l'éjectile et du noyau de recul,  $c$  la vitesse de la lumière et  $E_{b,B}^*$  les énergies d'excitation des deux noyaux produits après la collision. La chaleur de réaction ou la perte d'énergie cinétique totale définit donc les énergies d'excitation des deux noyaux produits après la collision.

$$m_a c^2 + m_A c^2 + K_a = m_b c^2 + m_B c^2 + K_b + K_B + E_b^* + E_B^* \quad (2.14)$$

$$-Q = K_a - (K_b + K_B) = (m_b + m_B - m_a - m_A)c^2 + E_b^* + E_B^* = -Q_{gs} + E_b^* + E_B^* \quad (2.15)$$

La quantité  $Q_{gs} = -(m_b + m_B - m_a - m_A)c^2$  correspond à la chaleur de réaction de transfert de l'état fondamental à l'état fondamental. Si  $Q = Q_{gs}$ , les deux noyaux produits après la

collision sont dans leur état fondamental. Les valeurs de  $Q_{gs}$  des voies de transfert +1n, +2n, -1p et -2p pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont indiquées dans le Tableau 2.7. Pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ ,  $Q_{gs}$  est négatif pour les voies de transfert +1n et -1p mais positif pour les voies de transfert +2n et -2p. Pour  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ ,  $Q_{gs}$  est négatif pour toutes les voies de transfert.

Tableau 2.7 – Chaleurs de réaction de transfert de l'état fondamental à l'état fondamental des voies +1n, +2n, -1p et -2p pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ .

Réaction	Voie de transfert	$Q_{gs}$ [MeV]
$^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	+1n	-1,29
	+2n	3,35
	-1p	-0,87
	-2p	1,67
$^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	+1n	-3,85
	+2n	-2,62
	-1p	-4,91
	-2p	-6,19

Les mécanismes de transfert sont principalement gouvernés par des facteurs de forme, tenant à la fois compte de la structure et de la dynamique des noyaux en collision, et des considérations de la chaleur de réaction optimale  $Q_{opt}$  (équilibre entre l'énergie d'excitation et l'énergie de liaison des noyaux en collision). La distribution de la chaleur de réaction définit la valeur de la probabilité de transition dont le maximum est à  $Q_{opt}$ . La chaleur de réaction optimale est donnée par l'équation 2.16 [92]. Celle-ci dépend à la fois de la réaction de transfert et de l'énergie de bombardement du faisceau.  $Q_{opt}$  peut également être définie par l'équation 2.17 en première approximation. Cette relation est indépendante du nombre de neutrons des noyaux en voie d'entrée et en voie de sortie. Par conséquent,  $Q_{opt} \simeq 0$  MeV pour une réaction de transfert de neutrons. Les valeurs de  $Q_{opt}$  des voies de transfert +1n, +2n, -1p et -2p pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  calculées à partir des équations 2.16 [92] et 2.17 sont indiquées dans le Tableau 2.8. Les valeurs données par ces deux équations sont très proches pour les voies de transfert +1n, +2n, -1p et -2p.

$$Q_{opt} = \left( \frac{Z_d}{Z_A} - \frac{Z_d}{Z_b} \right) V_b + \left( \frac{m_d}{m_b} - \frac{m_d}{m_A} \right) (E_{c.m.} - V_b) + \frac{m_d \ddot{r}_0}{m_a + m_A} (R_A m_b - R_a m_B) \quad (2.16)$$

avec :

- $V_b$  la hauteur de la barrière de Coulomb,
- $E_{c.m.}$  l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse,
- $Z_d$  et  $m_d$  le numéro atomique et la masse de la particule transférée,
- $Z_A$  et  $m_A$  le numéro atomique et la masse du noyau cible,
- $Z_b$  et  $m_b$  le numéro atomique et la masse de l'éjectile,
- $m_B$  la masse du noyau de recul,
- $R_a$  et  $R_A$  les rayons du projectile et de la cible,
- $\ddot{r}_0$  l'accélération radiale à la distance d'approche minimale pour l'onde partielle d'effleurement.

$$Q_{opt} \approx E_{c.m.} \left[ \frac{Z_b Z_B}{Z_a Z_A} - 1 \right] \quad (2.17)$$

avec :

- $E_{c.m.}$  l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse,
- $Z_a$  et  $Z_A$  les numéros atomiques du projectile et du noyau cible,
- $Z_b$  et  $Z_B$  les numéros atomiques de l'éjectile et du noyau de recul.

Tableau 2.8 – Chaleurs de réaction optimales des voies de transfert +1n, +2n, -1p et -2p dans  $^{64,58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  calculées à partir des équations 2.16 et 2.17.

Système	$E_{lab}$ [MeV]	Voie de transfert	$Q_{opt}$ [MeV] (Eq. 2.16)	$Q_{opt}$ [MeV] (Eq. 2.17)
$^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	210	+1n	0,13	0
		+2n	0,20	0
		-1p	-1,31	-1,29
		-2p	-2,83	-2,86
$^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	190	+1n	0,15	0
		+2n	0,26	0
		-1p	-1,32	-1,16
		-2p	-2,85	-2,58
$^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	174	+1n	0,18	0
		+2n	0,33	0
		-1p	-1,35	-1,06
		-2p	-2,90	-2,36
$^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	201	+1n	0,10	0
		+2n	0,15	0
		-1p	-1,31	-1,31
		-2p	-2,85	-2,90
$^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$	170	+1n	0,14	0
		+2n	0,24	0
		-1p	-1,34	-1,10
		-2p	-2,89	-2,45

Les distributions de la chaleur de réaction obtenues pour les différentes voies identifiées dans la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$  sont par exemple montrées sur les Figures 2.23, 2.25, 2.26, 2.27 et 2.28 et sont décrites ci-dessous.

La figure 2.23 représente la distribution de la chaleur de réaction obtenue pour la voie de diffusion (élastique et inélastique) des ions  $^{40}\text{Ca}$ . Les voies d'entrée et de sortie d'une diffusion élastique étant identiques, le pic élastique est centrée en  $Q = 0$  MeV (voir équations 2.16 et 2.17). La résolution en énergie du spectromètre peut être déterminée en ajustant le pic élastique par une fonction gaussienne. La largeur totale à mi-hauteur, définie par la relation  $FWHM = 2\sqrt{2\ln(2)}\sigma$ , avec  $\sigma$  l'écart type de la fonction gaussienne, est environ de 3 MeV. Les états inélastiques des produits de réaction sont donc définis à  $\pm 1,5$  MeV. Cependant, l'excitation mutuelle des ions  $^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}$  est comprise dans la distribution de la chaleur de réaction. Les états excités des produits de réaction ne peuvent donc pas être précisément identifiés.

Les figures 2.25 et 2.26 représentent les distributions de la chaleur de réaction obtenues pour les voies de transfert de neutrons  $+1n$  ( $^{41}\text{Ca}$ ) et  $+2n$  ( $^{42}\text{Ca}$ ). La structure principale de la distribution de la voie de transfert  $+1n$  est proche de la valeur de la chaleur de réaction optimale  $Q_{opt} \simeq 0$  MeV et est environ centrée en la valeur de la chaleur de réaction de transfert de l'état fondamental à l'état fondamental  $Q_{gs} = -1,29$  MeV. Les ions  $^{41}\text{Ca}$  produits par la réaction de transfert d'un neutron de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{40}\text{Ca}$  sont donc plutôt dans leur état fondamental. Cependant, la structure principale de la distribution de la voie de transfert  $+2n$  est éloignée de  $Q_{opt} \simeq 0$  MeV et de  $Q_{gs} = +3,35$  MeV vers des pertes d'énergie cinétique totale plus élevées ( $TKEL = -Q$ ). L'énergie d'excitation des ions  $^{42}\text{Ca}$  produits par la réaction de transfert de deux neutrons de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{40}\text{Ca}$  serait de  $Q_{gs} - Q_{max} \simeq +6$  MeV. Notons que cette valeur est compatible avec le groupe d'états excités  $0^+$  du noyau  $^{42}\text{Ca}$  situés à 5,87, 6,02, 6,51 et 6,70 MeV. Ces quatre états excités sont indiqués par des flèches sur la Figure 2.26. La population de ces états a aussi été observée lors de l'étude de la voie de transfert  $+2n$  dans la réaction  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{208}\text{Pb}$  [111], utilisant les accélérateurs Tandem XTU et ALPI ainsi que le spectromètre à temps de vol PISOLO.

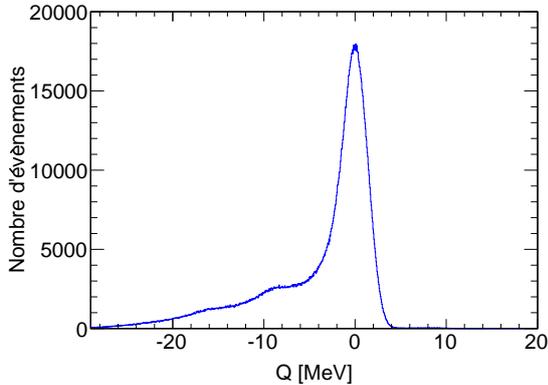


Figure 2.23 – Distribution de la chaleur de réaction de la voie de diffusion (élastique et inélastique,  $^{40}\text{Ca}$ ) dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

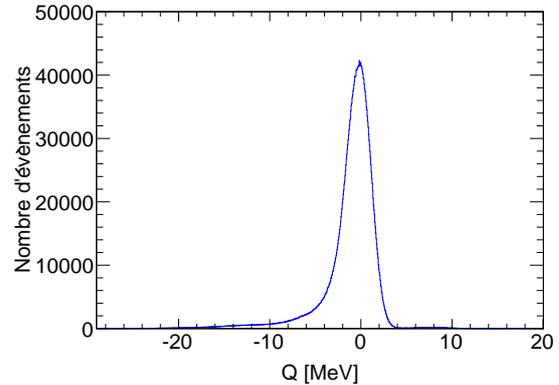


Figure 2.24 – Distribution de la chaleur de réaction de la voie de diffusion (élastique et inélastique,  $^{40}\text{Ca}$ ) dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 190$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ .

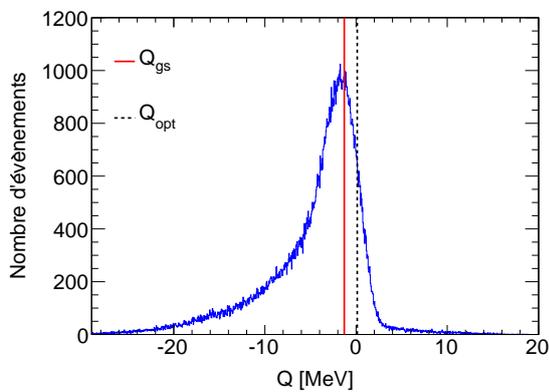


Figure 2.25 – Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert +1n ( $^{41}\text{Ca}$ ) dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de  $Q_{gs}$  et  $Q_{opt}$  (équation 2.16).

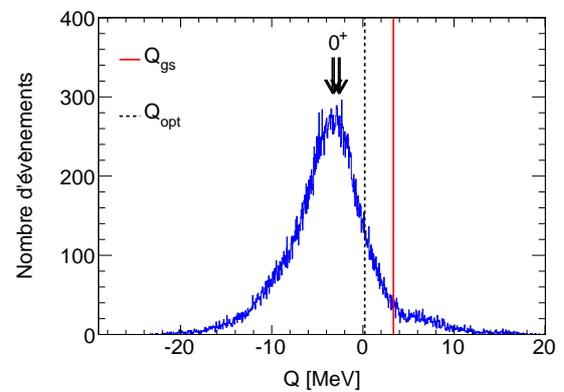


Figure 2.26 – Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert +2n ( $^{42}\text{Ca}$ ) dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de  $Q_{gs}$  et  $Q_{opt}$  (équation 2.16). Les flèches indiquent les quatre états excités  $0^+$  du  $^{42}\text{Ca}$  situés à 5,87, 6,02, 6,51 et 6,70 MeV.

Les distributions de la chaleur de réaction obtenues pour les voies de transfert de protons -1p ( $^{39}\text{K}$ ) et -2p ( $^{38}\text{Ar}$ ) sont représentées sur les figures 2.27 et 2.28. La tendance des voies de transfert de protons est similaire à celle des voies de transfert de neutrons, mais avec des pertes d'énergie cinétique totale plus élevées ( $TKEL = -Q$ ). Plus le nombre de protons est élevé, plus la structure principale de la distribution est éloignée de  $Q_{opt}$  et de  $Q_{gs}$  vers des pertes d'énergie cinétique totale plus élevées. L'énergie d'excitation des ions  $^{39}\text{K}$  produits par la réaction de transfert d'un proton de  $^{40}\text{Ca}$  à  $^{64}\text{Ni}$  serait de  $Q_{gs} - Q_{max} \simeq +2$  MeV. L'énergie d'excitation des ions  $^{38}\text{Ar}$  produits par la réaction de transfert de deux protons de  $^{40}\text{Ca}$  à  $^{64}\text{Ni}$  serait de  $Q_{gs} - Q_{max} \simeq +10$  MeV.

Les distributions de la chaleur de réaction obtenues pour les différentes voies identifiées dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  aux deux énergies en dessous de la barrière de Coulomb ( $E_{lab} = 190$  et  $174$  MeV,  $\theta_{pri} = 45^\circ$ ) sont similaires à celles mesurées au-dessus de la barrière de Coulomb ( $E_{lab} = 210$  MeV,  $\theta_{pri} = 45^\circ$ ) mais avec des pertes d'énergie cinétique totale plus faibles. Plus l'énergie de bombardement du faisceau est basse, plus l'énergie d'excitation des produits de diffusion (élastique et inélastique) ainsi que des produits de transfert est faible. Par exemple, d'après les Figures 2.23 et 2.24, la distribution de la chaleur de réaction à  $E_{lab} = 210$  MeV s'étend jusqu'à  $\sim 30$  MeV alors que celle à  $E_{lab} = 190$  MeV s'étend jusqu'à  $\sim 20$  MeV.

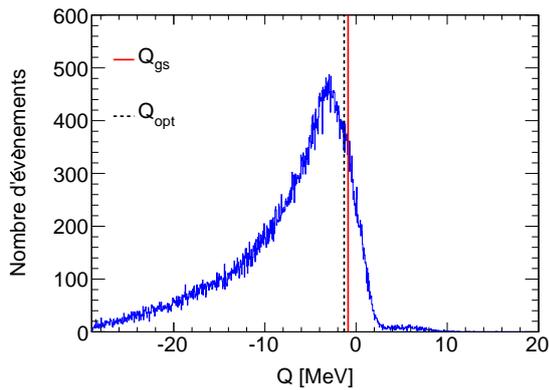


Figure 2.27 – Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert -1p ( $^{39}\text{K}$ ) dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de  $Q_{gs}$  et  $Q_{opt}$  (équation 2.16).

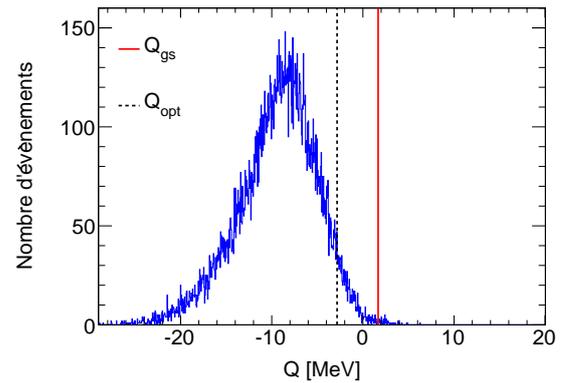


Figure 2.28 – Distribution de la chaleur de réaction de la voie de transfert -2p ( $^{38}\text{Ar}$ ) dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  à  $E_{lab} = 210$  MeV et  $\theta_{pri} = 45^\circ$ . Les lignes verticales continue et en pointillé indiquent respectivement les positions de  $Q_{gs}$  et  $Q_{opt}$  (équation 2.16).

## 2.4.2 Probabilités de transfert de nucléons

### • Résultats expérimentaux

Les données expérimentales peuvent être décrites par les probabilités de transfert  $P_{tr}$  représentées en fonction de la distance d'approche minimale  $D$  entre les deux noyaux en collision. La probabilité de transfert est définie par l'équation 2.18 [43]. Les événements des voies de transfert et de diffusion (élastique et inélastique) ont été sélectionnés sur l'histogramme  $A/q$  versus  $X_{fp}$ . La distance d'approche minimale est définie par l'équation 2.19 [43] en supposant que la trajectoire suivie par les noyaux est coulombienne. Puisque  $D$  dépend à la fois de l'énergie de bombardement du faisceau  $E_{lab}$  et de l'angle de diffusion des produits de réaction  $\theta_{lab}$ , toutes les données expérimentales peuvent être représentées sur le graphe  $P_{tr}/\sin(\theta_{c.m.}/2)$  versus  $D$ . De plus, en traçant des régions d'intérêt sur l'histogramme  $\theta_{lab}$  versus  $\phi_{lab}$ , des probabilités de transfert ont pu être calculées à différents angles de diffusion  $\theta_{lab}$  pour chaque énergie choisie  $E_{lab}$ .

$$P_{tr} = \frac{d\sigma_{tr}}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{él+inéél}}{d\Omega} = \frac{N_{tr}}{N_{él+inéél}} \quad (2.18)$$

avec :

- $\sigma_{tr}$  la section efficace des produits de transfert de nucléons,
- $\sigma_{él+inéél}$  la section efficace des produits de diffusion (élastique et inélastique),
- $N_{tr}$  le nombre d'événements de la voie de transfert de nucléons,
- $N_{él+inéél}$  le nombre d'événements de la voie de diffusion (élastique et inélastique).

$$D = \frac{Z_p Z_t e^2}{2E_{c.m.}} \left( 1 + \frac{1}{\sin(\theta_{c.m.}/2)} \right) \quad (2.19)$$

avec :

- $Z_p$  le numéro atomique du projectile,
- $Z_t$  le numéro atomique de la cible,
- $e^2$  la charge élémentaire,
- $E_{c.m.}$  l'énergie du projectile dans le référentiel du centre de masse,
- $\theta_{c.m.}$  l'angle de diffusion du produit de transfert dans le référentiel du centre de masse.

Les probabilités de transfert en fonction de la distance d'approche minimale obtenues pour les voies  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$  dans les réactions  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont respectivement représentées sur les Figures 2.29 et 2.30. Les énergies de bombardement du faisceau  $E_{lab}$  ainsi que les positions angulaires de PRISMA  $\theta_{pri}$  auxquelles les probabilités de transfert ont été mesurées sont indiquées sur les Figures.

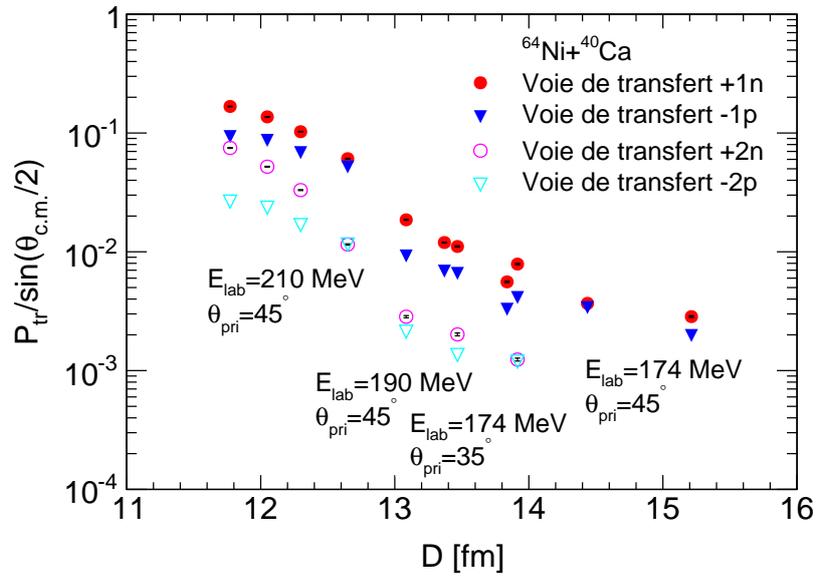


Figure 2.29 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées.

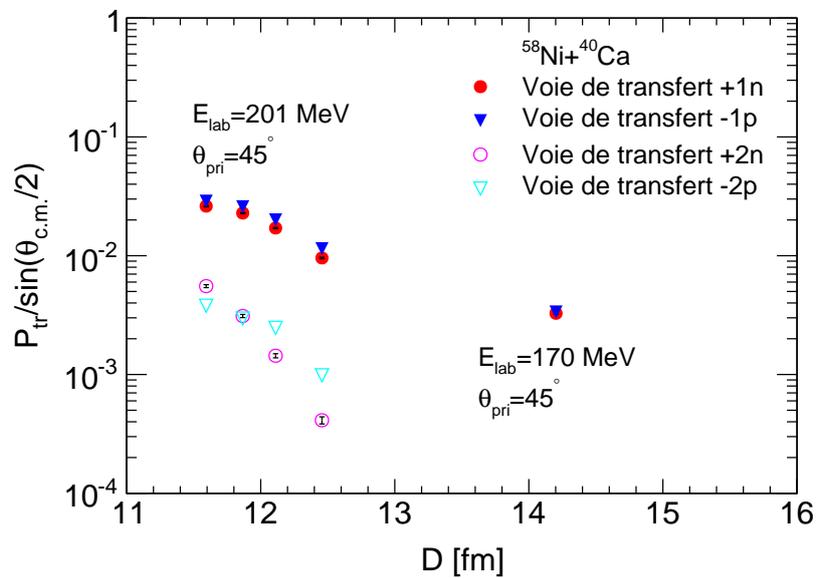


Figure 2.30 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées.

Pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , nous remarquons que les probabilités de transfert des voies +1n et +2n sont supérieures à celles des voies -1p et -2p d'un facteur 2 environ. Puisque les neutrons sont insensibles à la barrière de Coulomb (contrairement aux protons), le transfert de neutrons est favorisé. Les probabilités de transfert des voies +1n et -1p sont supérieures à celles des voies +2n et -2p d'un facteur 4 environ. Pour  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , les probabilités de transfert des voies +1n et -1p sont du même ordre de grandeur, ainsi que celles des voies +2n et -2p. Pour ce système dont les valeurs de  $Q_{tr}$  sont toutes négatives, des mesures complémentaires de probabilités de transfert à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb seraient requises pour approfondir l'étude de ces voies de transfert. Les probabilités de transfert des voies +1n et -1p sont supérieures à celles des voies +2n et -2p d'un facteur 8 environ.

De plus, les probabilités de transfert des voies +1n et -1p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont plus élevées que celles des voies +1n et -1p dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  d'un facteur 5 environ, et les probabilités de transfert des voies +2n et -2p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont plus élevées que celles des voies +2n et -2p dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  d'un facteur 20 environ. Ces résultats confirment l'importance des voies de transfert dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ .

Selon un modèle semi-classique proposé par R. Bass [43], le rapport  $P_{tr}/\sin(\theta_{c.m.}/2)$  dépend exponentiellement de la distance d'approche minimale entre les deux noyaux en collision :  $P_{tr}/\sin(\theta_{c.m.}/2) \propto \exp(-2\alpha D)$  avec  $\alpha = \sqrt{2\mu E_l/\hbar^2}$ . Plus la distance d'approche minimale est faible, donc plus l'énergie de bombardement du faisceau est élevée et plus l'angle de diffusion des produits de réaction est faible, plus la probabilité de transfert est élevée. La constante de décroissance exponentielle  $\alpha$  est déterminée à partir de l'énergie de liaison  $E_l$  du noyau donneur (ou accepteur) avant (ou après) la réaction. Ici,  $\mu$  désigne la masse réduite du ou des nucléons transférés.

Les probabilités de transfert des voies +1n, -1p, +2n et -2p dans la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  ont été ajustées par une fonction exponentielle pour  $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$  afin d'extraire la valeur de la constante de décroissance exponentielle.

A des distances d'approche minimale élevées (énergies en dessous de la barrière de Coulomb), les noyaux en collision sont seulement soumis à la force répulsive de Coulomb de longue portée. Dans cette région, la probabilité de transfert dépend exponentiellement de la distance d'approche minimale. A des distances d'approche minimale plus faibles (énergies autour et au-dessus de la barrière de Coulomb), les noyaux en collision sont soumis à la fois à la force répulsive de Coulomb de longue portée et à la force attractive nucléaire de courte portée. Dans cette région, la probabilité de transfert diminue en raison de la contribution de la composante profondément inélastique, due à l'interaction nucléaire. Il s'agit de l'effet d'absorption. Puisque  $D$  est définie en supposant que la trajectoire suivie par les noyaux est coulombienne, l'ajustement des probabilités de transfert a été effectué pour des distances minimales d'approche élevées, soit  $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$ , excluant les deux points de données aux distances d'approche minimale les plus faibles. Les ajustements sont représentés sur les Figures 2.31, 2.32, 2.33 et 2.34.

Les probabilités de transfert mesurées aux énergies les plus basses s'écartent de la fonction exponentielle. Cette différence a aussi été observée lors de l'étude de la voie de transfert +1n dans la réaction  $^{96}\text{Zr}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  [112], utilisant les accélérateurs Tandem XTU et ALPI ainsi que le spectromètre magnétique PRISMA. Les valeurs de la constante de décroissance obtenues

expérimentalement  $\alpha_{exp}$  et théoriquement  $\alpha_{th}^{donneur} = \sqrt{2\mu^{donneur} E_l^{donneur} / \hbar^2}$  ou  $\alpha_{th}^{accepteur} = \sqrt{2\mu^{accepteur} E_l^{accepteur} / \hbar^2}$  sont reportées dans le Tableau 2.9. Les constantes de décroissance expérimentales et théoriques des voies +1n, -1p, +2n et -2p sont plutôt en bon accord. De plus, les probabilités de transfert des voies +2n et -2p décroissent plus rapidement que celles des voies +1n et -1p à des distances d'approche minimale élevées, donc pour des énergies de bombardement du faisceau faibles et des angles de diffusion des produits de réaction élevés.

Tableau 2.9 – Constantes de décroissance exponentielle expérimentales  $\alpha_{exp}$  et théoriques  $\alpha_{th}^{donneur,accepteur}$  des voies de transfert +1n, -1p, +2n et -2p dans la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ .

Voie de transfert	$\alpha_{exp}$ [fm <sup>-1</sup> ]	$\alpha_{th}^{donneur}$ [fm <sup>-1</sup> ]	$\alpha_{th}^{accepteur}$ [fm <sup>-1</sup> ]
+1n ( $^{41}\text{Ca}$ )	0,900 ± 0,004	0,67	0,85
-1p ( $^{39}\text{K}$ )	0,996 ± 0,009	0,62	0,77
+2n ( $^{42}\text{Ca}$ )	1,36 ± 0,01	1,24	1,62
-2p ( $^{38}\text{Ar}$ )	1,09 ± 0,03	1,16	1,45

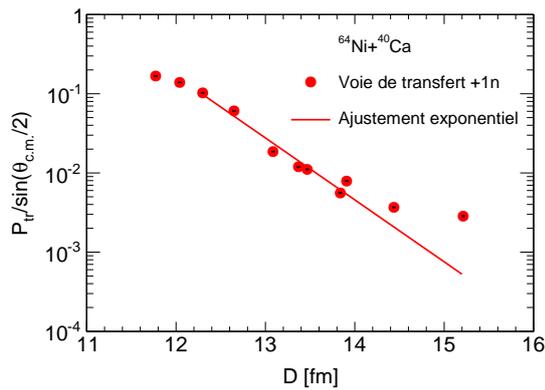


Figure 2.31 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour la voie +1n dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L’ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour  $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$  est montré par une ligne.

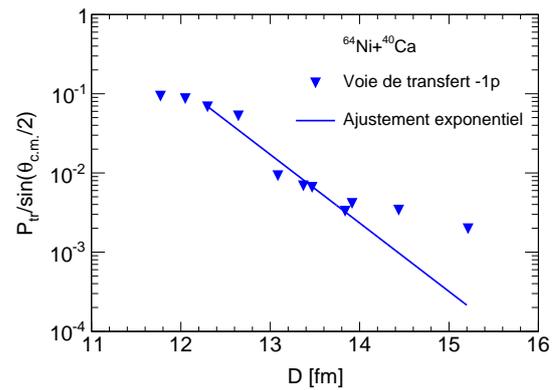


Figure 2.32 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour la voie -1p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L’ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour  $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$  est montré par une ligne.

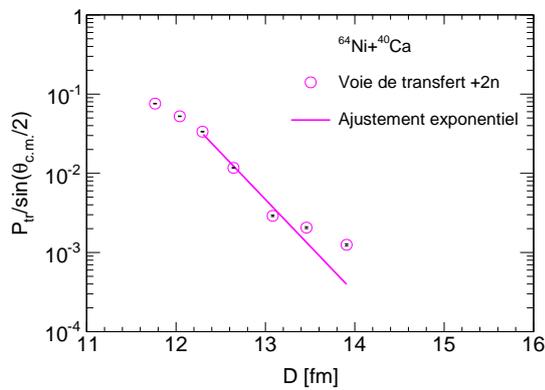


Figure 2.33 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour la voie +2n dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L’ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour  $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$  est montré par une ligne.

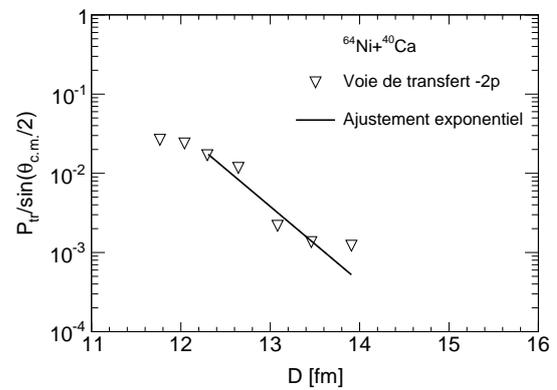


Figure 2.34 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour la voie -2p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Seules les incertitudes statistiques ont été considérées. L’ajustement des probabilités de transfert par une fonction exponentielle pour  $12,2 \text{ fm} \leq D \leq 15,5 \text{ fm}$  est montré par une ligne.

• **Résultats théoriques**

Les probabilités de transfert de nucléons mesurées pour les réactions  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  peuvent être interprétées théoriquement en effectuant des calculs TDHF+BCS. La procédure de cette méthode peut être résumée de la façon suivante :

- résolution de l'équation HF (équation 1.31 de la section 1.2.3 du chapitre précédent) de manière auto-cohérente avec le programme EV8 [65] afin de construire l'état fondamental des deux noyaux en collision (énergie de l'état fondamental et fonction d'onde). L'interaction de Skyrme SLy4d [66–68] a été utilisée. L'appariement entre nucléons a été inclus dans ces calculs statiques avec l'approximation BCS pour les noyaux semi-magiques  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  à couches ouvertes de neutrons, et les nombres d'occupation sont restés constants au cours du temps. L'interaction d'appariement de type surface [69], avec une intensité de  $-1300 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$  pour les neutrons et de  $-1462 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$  pour les protons, a été utilisée.
- résolution de l'équation TDHF (équation 1.32 de la section 1.2.3 du chapitre précédent) avec le programme TDHF3D [68] afin d'obtenir l'évolution des états occupés au cours du temps. L'interaction de Skyrme SLy4d [66–68] a été utilisée. Ces calculs ont été effectués avec une discrétisation spatiale de 0,8 fm et une discrétisation temporelle de  $1,5 \times 10^{-24} \text{ s}$ .
- calcul des probabilités de transfert de nucléons avec la technique de double projection [72]. La technique de projection sur le nombre de particules a été développée pour la théorie TDHF afin de calculer la probabilité  $P_B(N)$  associée à la composante ayant un nombre de particules  $N$  dans un sous-espace  $B$  [64]. Cette technique a ensuite été généralisée pour la théorie TDHF+BCS dans le cas d'une collision entre un noyau superfluide et un noyau à couches fermées. La seconde projection est nécessaire de manière à supprimer les composantes non-physiques de l'état BCS.

Les résultats des calculs TDHF+BCS [110] sont montrés sur les Figures 2.35 et 2.36 par des lignes.

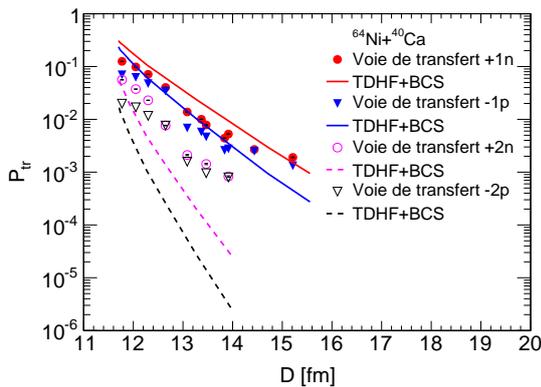


Figure 2.35 – Probabilités de transfert mesurées en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les résultats des calculs TDHF+BCS [110] sont montrés par des lignes.

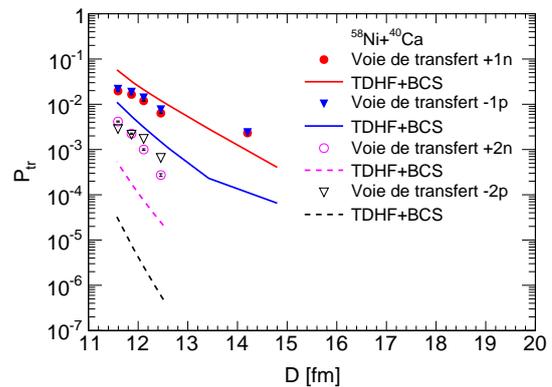


Figure 2.36 – Probabilités de transfert mesurées en fonction de la distance d'approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les résultats des calculs TDHF+BCS [110] sont montrés par des lignes.

Pour la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+1n$  et  $-1p$  sont en assez bon accord avec les probabilités de transfert mesurées. En particulier, les rapports  $P_{tr,+1n}^{exp}/P_{tr,-1p}^{exp}$  et  $P_{tr,+1n}^{th}/P_{tr,-1p}^{th}$  sont très proches. De plus, les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+2n$  et  $-2p$  sous-estiment les probabilités de transfert mesurées. Cette sous-estimation pourrait provenir du fait que toutes les corrélations entre nucléons ne sont pas incluses dans le cas de la méthode TDHF+BCS [113]. Plus de corrélations pourraient être incluses dans le cas de la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov dépendante du temps (TDHFB) [114], favorisant les voies de transfert d'une paire de nucléons [73, 74]. Des méthodes, telles que la matrice densité dépendante du temps (TDDM) [115] ou le champ moyen stochastique [116], permettraient d'inclure des corrélations allant au-delà de l'appariement.

Pour la réaction  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+1n$  et  $-1p$  sur-estiment et sous-estiment respectivement les probabilités de transfert mesurées. Pour ce système à  $Q_{tr} < 0$ , des mesures complémentaires de probabilités de transfert à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb seraient requises pour approfondir l'étude de ces voies de transfert. De plus, les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+2n$  et  $-2p$  sous-estiment les probabilités de transfert mesurées.

Dans ce travail, les sections efficaces de fusion et les probabilités de transfert de nucléons ont été mesurées à différentes énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb pour les deux réactions étudiées. Dans le chapitre précédent, les sections efficaces de fusion mesurées pour le système  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  ont pu être expliquées par les calculs en voies couplées, incluant les couplages aux voies inélastiques ainsi que le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons de  $^{64}\text{Ni}$  à  $^{40}\text{Ca}$ . L'effet de la voie de transfert d'une paire de neutrons a été simulé par un facteur forme [56] (équation 1.30 de la section 1.2.3 du chapitre précédent) en ajustant les deux paramètres  $Q_{tr}$  et  $F_{tr}$  pour obtenir le meilleur accord entre les fonctions d'excitation de fusion calculée et mesurée. Bénéficiant à présent des probabilités de transfert des voies  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$  dans la réaction  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , les paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert peuvent être extraits des probabilités de transfert mesurées pour être utilisés dans les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion. Une description conjointe des probabilités de transfert de nucléons et des sections efficaces de fusion pour les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  sera ainsi présentée dans la section suivante.

## 2.5 Description conjointe des probabilités de transfert de nucléons et des sections efficaces de fusion pour $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$

Une approche en voies couplées a été utilisée pour décrire conjointement les probabilités de transfert de nucléons et les sections efficaces de fusion pour les deux réactions étudiées. Les différents paramètres requis pour ces calculs en voies couplées sont présentés ci-dessous.

### 2.5.1 Paramètres des potentiels nucléaires réel et imaginaire

Le potentiel nucléaire réel utilisé dans cette approche est un potentiel de forme Woods-Saxon, dont l'expression est donnée par l'équation 2.20. Les paramètres de ce potentiel ( $V_0$ ,  $r_0$ ,  $a$ ) ont été ajustés pour reproduire les probabilités de transfert mesurées pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ , utilisant le modèle du transfert direct de deux nucléons [117] avec les valeurs de  $Q_{tr}$  optimales. Les valeurs des paramètres de ce potentiel sont reportées dans le Tableau 2.10.

Un potentiel nucléaire imaginaire a aussi été utilisé dans cette approche afin de prendre en compte l'effet d'absorption, résultant en une diminution de la probabilité de transfert vers des distances d'approche minimale faibles en raison de la contribution de la composante profondément inélastique, due à l'interaction nucléaire. L'expression de ce potentiel est donnée par l'équation 2.21. Les paramètres de ce potentiel ( $W_0$ ,  $r_W$ ,  $a_W$ ) ont aussi été ajustés pour reproduire les probabilités de transfert mesurées pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ , utilisant le modèle du transfert direct de deux nucléons [117] avec les valeurs de  $Q_{tr}$  optimales. Les valeurs des paramètres de ce potentiel sont aussi reportées dans le Tableau 2.10.

Tableau 2.10 – Paramétrisation Woods-Saxon des potentiels nucléaires réel et imaginaire pour  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  utilisée dans les calculs en voie couplées.

Système	$V_0$ [MeV]	$r_0$ [fm]	$a$ [fm]	$W_0$ [MeV]	$r_W$ [fm]	$a_W$ [fm]
$^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$	60,41	1,17	0,66	35	1,1	0,2
$^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$	68,70	1,16	0,66	35	1,1	0,2

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp \frac{r - R_0}{a}} \quad (2.20)$$

$$iW(r) = \frac{-iW_0}{1 + \exp \frac{r - R_W}{a_W}} \quad (2.21)$$

### 2.5.2 Paramètres des couplages aux voies inélastiques

Les excitations inélastiques prises en compte dans cette approche sont l'excitation à un phonon octupolaire ( $0_{gs}^+ \rightarrow 3_1^-$ ) dans le noyau  $^{40}\text{Ca}$  et les excitations à un phonon quadripolaire ( $0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+$ ) dans les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ . Les énergies des premiers états excités  $2_1^+$  et  $3_1^-$ , ainsi que les valeurs des paramètres des déformations quadripolaire et octupolaire sont reportées dans le Tableau 2.11. Les couplages aux voies inélastiques inclus dans ces calculs sont identiques à

ceux qui ont été inclus dans les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  présentés dans la section 1.2.3 du chapitre précédent.

Tableau 2.11 – Informations spectroscopiques nucléaires des noyaux  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  utilisées dans les calculs en voies couplées. Les paramètres de déformation quadripolaire et octupolaire  $\beta_{2,3}$  ont été déterminés à partir des énergies  $E$  des états et de leurs durées de vie moyennes  $\tau$  données dans la Référence [49].

Noyau	$J^\pi$	$E$ [keV]	$\beta_{2,3}$
$^{40}\text{Ca}$	$3_1^-$	3736	0,40
$^{58}\text{Ni}$	$2_1^+$	1454	0,18
$^{64}\text{Ni}$	$2_1^+$	1346	0,16

### 2.5.3 Paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert de nucléons

Les voies de transfert de nucléons considérées dans cette approche sont  $+1n$  ( $^{41}\text{Ca}$ ),  $-1p$  ( $^{39}\text{K}$ ),  $+2n$  ( $^{42}\text{Ca}$ ) et  $-2p$  ( $^{38}\text{Ar}$ ) dans les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ . Les paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert d'un nucléon ( $\alpha_{01}$ ,  $\beta_{01}$ ) et de deux nucléons ( $\alpha_{02}$ ,  $\beta_{02}$ ) ont été ajustés pour reproduire les probabilités de transfert mesurées, utilisant le modèle du transfert direct de deux nucléons [117] avec les valeurs de  $Q_{tr}$  optimales ( $Q_{01}$ ,  $Q_{02}$ ). Les valeurs de ces paramètres sont reportées dans le Tableau 2.12.

Tableau 2.12 – Paramètres des facteurs de formes pour les couplages aux voies de transfert de nucléons dans  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  utilisés dans les calculs en voie couplées.  $\alpha_{01}$  et  $\beta_{01}$  sont ceux du couplage entre la voie d'entrée et la voie de transfert d'un nucléon.  $\alpha_{02}$  et  $\beta_{02}$  sont ceux du couplage entre la voie d'entrée et la voie de transfert de deux nucléons. Ces paramètres ont été obtenus avec les valeurs de  $Q_{tr}$  optimales des voies de transfert d'un nucléon  $Q_{01} = \min(0, Q_{gs})$  et de deux nucléons  $Q_{02} = \min(0, Q_{gs})$ .

Système	$\alpha_{01}$ [fm]	$\beta_{01}$ [MeV.fm]	$Q_{01}$ [MeV]	$\alpha_{02}$ [fm]	$\beta_{02}$ [MeV.fm]	$Q_{02}$ [MeV]
$^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$						
proton	1,96	-16	-4,91	1,06	-12	-6,19
neutron	1,96	-6	-3,85	1,06	-3	-2,62
$^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$						
proton	1,16	-30	-0,87	1,06	-20,39	0
neutron	1,16	-37	-1,29	1,06	-27,39	0

Les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons pour les deux réactions étudiées conduisent à un nombre total de  $2 \times 2 \times 5 = 20$  voies (le premier 2 est pour l'excitation octupolaire du  $^{40}\text{Ca}$ , le second 2 est pour l'excitation quadripolaire du  $^{58,64}\text{Ni}$  et le 5 est pour les voies de transfert  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$ ).

Connaissant à présent les paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$  dans la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$ , des calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion peuvent être effectuées pour ces deux réactions. Les équations en

voies couplées ont été résolues avec une version modifiée du programme CCFULL [7] par G. Scamps [110]. Les résultats obtenus sont présentés dans la section suivante.

### 2.5.4 Résultats et interprétations

Les résultats des calculs en voies couplées des probabilités de transfert de nucléons et des sections efficaces de fusion pour les réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  sont montrés sur les Figures 2.37, 2.38, 2.39 et 2.40 par des lignes.

Pour la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion, incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, reproduisent assez bien les sections efficaces de fusion mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb (Figure 2.38). La contribution des couplages aux voies de transfert +1n, -1p, +2n et -2p par rapport aux couplages aux voies inélastiques est très faible pour ce système à  $Q_{tr} < 0$ .

Pour la réaction  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion, incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert +1n, -1p, +2n et -2p, sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb (Figure 2.40), et la contribution des couplages aux voies de transfert par rapport aux couplages aux voies inélastiques est faible. Puisque les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ont des propriétés nucléaires très similaires, le modèle du transfert direct de deux nucléons [117] ne semble donc pas pouvoir expliquer l'importance des voies de transfert de nucléons pour ce système à  $Q_{tr} > 0$ . Notons qu'une sous-estimation des sections efficaces de fusion par les calculs en voies couplées, incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, a aussi été observée pour la réaction à  $Q_{tr} > 0$   $^{40}\text{Ca}+^{96}\text{Zr}$  [117].

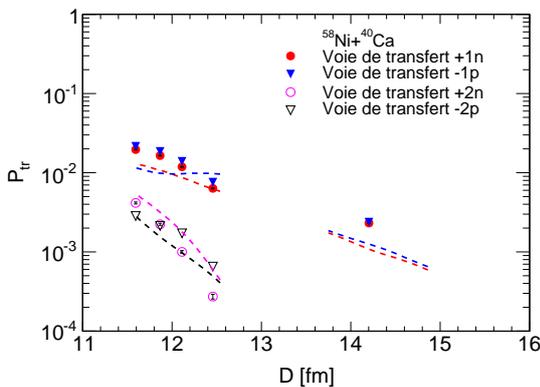


Figure 2.37 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par des lignes en pointillé.

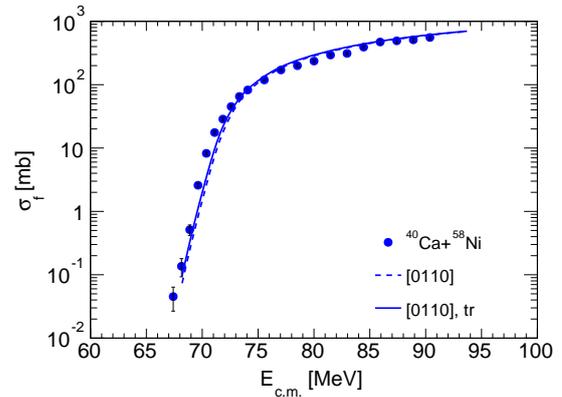


Figure 2.38 – Fonctions d’excitation de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, sont montrés par une ligne en pointillé. Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par une ligne continue.

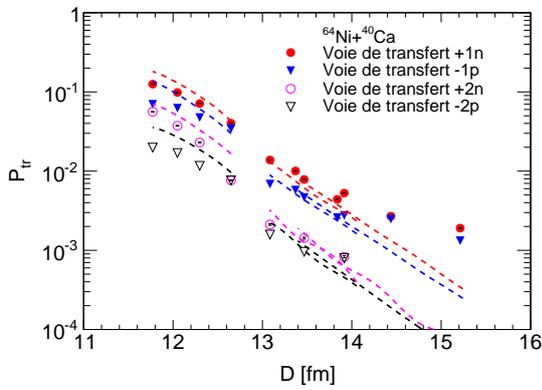


Figure 2.39 – Probabilités de transfert en fonction de la distance d’approche minimale pour les voies +1n, -1p, +2n et -2p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par des lignes en pointillé.

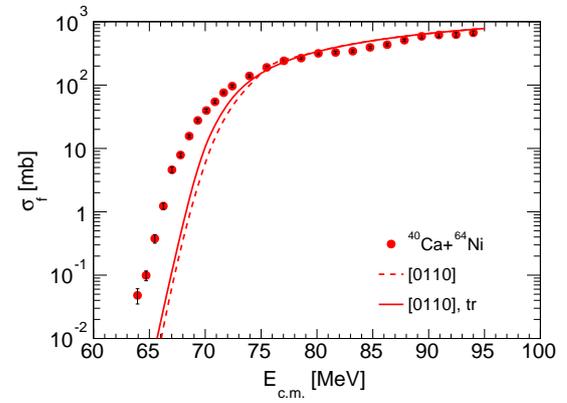


Figure 2.40 – Fonctions d’excitation de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les calculs en voies couplées [110], incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, sont montrés par une ligne en pointillé. Les calculs en voies couplées [110], incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons, sont montrés par une ligne continue.

## 2.6 Conclusions du chapitre

Dans le cadre de cette thèse, les deux expériences de transfert de nucléons  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  ont été réalisées au LNL en cinématique inverse. Des faisceaux de  $^{64}\text{Ni}$  et  $^{58}\text{Ni}$  ont été délivrés par l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et ont bombardé une cible de  $^{40}\text{Ca}$  à différentes énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. Après collision projectile-cible, les produits de réaction ont été détectés par le spectromètre magnétique PRISMA. Ces expériences font suite aux résultats expérimentaux et aux interprétations théoriques obtenus pour les réactions de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Les distributions de la chaleur de réaction et les probabilités de transfert de nucléons ont été extraites des données expérimentales obtenues pour  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ . Les probabilités de transfert des voies  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$  dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont plus élevées que celles des voies  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$  dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , confirmant l'importance des voies de transfert dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ .

Les probabilités de transfert mesurées pour les systèmes  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  ont été interprétées théoriquement en effectuant des calculs TDHF+BCS. Les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+1n$  et  $-1p$  dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont en assez bon accord avec les probabilités de transfert mesurées, mais les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+1n$  et  $-1p$  dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sur-estiment et sous-estiment respectivement les probabilités de transfert mesurées. Pour ce système à  $Q_{tr} < 0$ , des mesures complémentaires de probabilités de transfert à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb seraient requises pour approfondir l'étude de ces voies de transfert. De plus, les probabilités de transfert calculées pour les voies  $+2n$  et  $-2p$  dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sous-estiment les probabilités de transfert mesurées. Cette sous-estimation pourrait provenir du fait que toutes les corrélations entre nucléons ne sont pas incluses dans le cas de la méthode TDHF+BCS.

De plus, une approche en voies couplées a été utilisée pour décrire conjointement les probabilités de transfert de nucléons et les sections efficaces de fusion pour les deux réactions étudiées. Les paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert ont été ajustés pour reproduire les probabilités de transfert mesurées, utilisant le modèle du transfert direct de deux nucléons [117] avec les valeurs de  $Q_{tr}$  optimales. Pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion, incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, reproduisent assez bien les sections efficaces de fusion mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. La contribution des couplages aux voies de transfert  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$  par rapport aux couplages aux voies inélastiques est très faible pour ce système à  $Q_{tr} < 0$ . Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion, incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert  $+1n$ ,  $-1p$ ,  $+2n$  et  $-2p$ , sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb, et la contribution des couplages aux voies de transfert par rapport aux couplages aux voies inélastiques est faible. Puisque les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ont des propriétés nucléaires très similaires, le modèle du transfert direct de deux nucléons ne semble donc pas pouvoir expliquer l'importance des voies de transfert de nucléons pour ce système à  $Q_{tr} > 0$ .

# Conclusions

Dans le cadre de cette thèse, les voies de fusion-évaporation et de transfert de nucléons dans les deux réactions  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  ont été étudiées à des énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb afin d'explorer les effets corrélés entre la structure nucléaire et les mécanismes de réaction.

Les expériences de fusion-évaporation  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}$  sur  $^{64}\text{Ni}$  ont été réalisées au Laboratoire National de Legnaro (LNL) en Italie, utilisant l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et le déflecteur électrostatique du LNL. Les fonctions d'excitation de fusion et les distributions de barrières ont été extraites des données expérimentales obtenues pour ces deux réactions. Les résultats expérimentaux ont été interprétés théoriquement en effectuant des calculs en voies couplées et des calculs Hartree-Fock dépendants du temps. Les calculs en voies couplées, utilisant le potentiel nucléaire d'Akyüz-Winther et incluant les couplages aux premiers états excités  $3_1^-$  du  $^{40}\text{Ca}$  et  $2_1^+$  du  $^{58,64}\text{Ni}$ , reproduisent bien les sections efficaces de fusion mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  mais sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Pour ce système, il s'est révélé nécessaire d'inclure le couplage à la voie de transfert d'une paire de neutrons à  $Q_{tr}^{2n} > 0$  pour expliquer les sections efficaces de fusion mesurées à basse énergie. L'importance de l'excitation à un phonon octupolaire ( $0_{gs}^+ \rightarrow 3_1^-$ ) dans le noyau  $^{40}\text{Ca}$  et les excitations à un phonon quadripolaire ( $0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+$ ) dans les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , ainsi que l'importance des voies de transfert de nucléons dans  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , ont été confirmées avec des calculs TDHF. Afin de positionner cette étude dans le contexte expérimental actuel de la fusion entre ions lourds par effet tunnel, une étude systématique de sections efficaces de fusion reportées dans la littérature a été effectuée. Cette étude a porté sur des systèmes comprenant des noyaux de la couche *sd*, tels que  $^{24,26}\text{Mg}$ ,  $^{28,30}\text{Si}$ ,  $^{32,34,36}\text{S}$  et  $^{40}\text{Ca}$ , et de la couche *fp*, tels que  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , qui présentent des structures différentes, telles que sphérique, vibrationnelle et rotationnelle. Les distributions de barrières ont été extraites des sections efficaces de fusion mesurées, et des calculs en voies couplées ont été effectués. Cette étude confirme l'augmentation des sections efficaces de fusion aux énergies en dessous de la barrière de Coulomb en raison des couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert de nucléons. De plus, aux énergies très en dessous de la barrière de Coulomb, une diminution rapide des sections efficaces de fusion a été observée pour les réactions à  $Q_{fus} < 0$   $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , mais aussi pour les réactions à  $Q_{fus} > 0$   $^{40}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$  et  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , en raison de l'incompressibilité de la matière nucléaire [37].

Afin d'explorer directement l'influence des couplages aux voies de transfert de nucléons sur les sections efficaces de fusion à des énergies autour de la barrière de Coulomb, les expériences de transfert de nucléons  $^{64}\text{Ni}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}$  sur  $^{40}\text{Ca}$  ont été réalisées au LNL, utilisant l'accélérateur électrostatique Tandem XTU et le spectromètre magnétique PRISMA. Les distributions de la chaleur de réaction et les probabilités de transfert de nucléons ont été extraites des données expérimentales obtenues pour ces deux réactions. Les probabilités de transfert mesurées ont été interprétées théoriquement en effectuant des calculs TDHF+BCS. Les probabilités de transfert calculées pour les voies +1n et -1p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sont en assez bon accord avec les probabilités de transfert mesurées, mais les probabilités de transfert calculées pour les voies +1n et -1p dans  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sur-estiment et sous-estiment respectivement les probabilités de transfert mesurées. Pour ce système à  $Q_{tr} < 0$ , des mesures complémentaires de probabilités de transfert à des énergies en dessous de la barrière de Coulomb seraient requises pour approfondir l'étude de ces voies de transfert. De plus, les probabilités de transfert calculées pour les voies +2n et -2p dans  $^{64}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  et  $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$  sous-estiment les probabilités de transfert mesurées. Cette sous-estimation pourrait provenir du fait que toutes les corrélations entre nucléons ne sont pas incluses dans le cas de la méthode TDHF+BCS. De plus, une approche en voies couplées a été utilisée pour décrire conjointement les probabilités de transfert de nucléons et les sections efficaces de fusion pour les deux réactions étudiées. Les paramètres des facteurs de forme pour les couplages aux voies de transfert ont été ajustés pour reproduire les probabilités de transfert mesurées, utilisant le modèle du transfert direct de deux nucléons [117] avec les valeurs de  $Q_{tr}$  optimales. Pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion, incluant seulement les couplages aux voies inélastiques, reproduisent assez bien les sections efficaces de fusion mesurées au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb. La contribution des couplages aux voies de transfert +1n, -1p, +2n et -2p par rapport aux couplages aux voies inélastiques est très faible pour ce système à  $Q_{tr} < 0$ . Pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , les calculs en voies couplées des sections efficaces de fusion, incluant les couplages aux voies inélastiques et aux voies de transfert +1n, -1p, +2n et -2p, sous-estiment les sections efficaces de fusion mesurées en dessous de la barrière de Coulomb, et la contribution des couplages aux voies de transfert par rapport aux couplages aux voies inélastiques est faible. Puisque les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$  ont des propriétés nucléaires très similaires, le modèle du transfert direct de deux nucléons ne semble donc pas pouvoir expliquer l'importance des voies de transfert de nucléons pour ce système à  $Q_{tr} > 0$ .

Afin d'approfondir l'étude des effets corrélés entre la structure nucléaire et les mécanismes de réaction, plusieurs pistes pourraient être suivies :

- étendre les mesures de probabilités de transfert de nucléons à des énergies autour de la barrière de Coulomb pour la réaction à  $Q_{tr} < 0$   $^{58}\text{Ni}+^{40}\text{Ca}$ , pour confronter les données expérimentales avec des modèles théoriques de transfert. Il est intéressant de noter que, jusqu'à présent, très peu de mesures de probabilités de transfert ont été effectuées en comparaison de mesures de sections efficaces de fusion.
- mesurer des sections efficaces de fusion à des énergies très en dessous de la barrière de Coulomb pour les deux réactions à  $Q_{fus} < 0$   $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ , jusqu'à la limite du dispositif expérimental actuel, qui est de 0,5-1  $\mu\text{b}$ , pour sonder les effets du potentiel d'interaction noyau-noyau sur les sections efficaces de fusion. Dans nos expériences, les énergies les plus basses auxquelles les sections efficaces de fusion ont été mesurées sont  $E_{c.m.} = 67,40$  MeV ( $\sigma_f = 45 \pm 19$   $\mu\text{b}$ ) pour  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et 63,94 MeV ( $\sigma_f = 48 \pm 13$   $\mu\text{b}$ ) pour  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Ces mesures à très basse énergie constitueraient un défi expérimental, tant d'un point de vue accélérateur (faisceau d'ions intense) que système de détection (faible bruit de fond).

- mesurer des sections efficaces de fusion à des énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb pour des réactions Ni+<sup>40</sup>Ca avec des isotopes de nickel riches en neutrons et instables, pour étudier l'influence des couplages aux voies inélastiques ( $E_{2_1^+}$  et  $\beta_2$  du Ni) et aux voies de transfert de nucléons ( $Q_{tr}$ ) sur les sections efficaces de fusion. Ces mesures constitueraient un défi expérimental pour les accélérateurs de faisceaux exotiques intenses.



# Bibliographie

- [1] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, and A. M. Stefanini, Measuring barriers to fusion, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 401 (1998) and references therein.
- [2] A. B. Balantekin and N. Takigawa, Quantum tunneling in nuclear fusion, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 77 (1998) and references therein.
- [3] B. B. Back, H. Esbensen, C. L. Jiang, and K. E. Rehm, Recent developments in heavy-ion fusion reactions, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 317 (2014) and references therein.
- [4] C. L. Jiang, K. E. Rehm, B. B. Back, H. Esbensen, R. V. F. Janssens, A. M. Stefanini, and G. Montagnoli, Influence of heavy-ion transfer on fusion reactions, *Phys. Rev. C* **89**, 051603 (2014).
- [5] M. H. Macfarlane and S. C. Pieper, Code Ptolemy, ANL-76-11 Rev. 1, ANL Report (1978).
- [6] I. J. Thompson, Code Fresco, [www.fresco.org.uk](http://www.fresco.org.uk), 2006.
- [7] K. Hagino, N. Rowley, and A. T. Kruppa, A program for coupled-channels calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions, *Comput. Phys. Commun.* **123**, 143 (1999).
- [8] K. Hagino and N. Takigawa, Subbarrier fusion reactions and many-particle quantum tunneling, *Prog. Th. Phys.* **128**, 1061 (2012).
- [9] O. Tanimura, Reduction of coupled equations for heavy ion reactions, *Phys. Rev. C* **35**, 1600 (1987).
- [10] O. Tanimura, Coupled channel approach to subbarrier fusion cross section, *Z. Phys. A* **327**, 413 (1987).
- [11] H. Esbensen and B. B. Back, Coupled channels analysis of high precision fusion data, *Phys. Rev. C* **54**, 3109 (1996).
- [12] K. Hagino and N. Rowley, Large-angle scattering and quasielastic barrier distributions, *Phys. Rev. C* **69**, 054610 (2004).
- [13] H. Esbensen, S. Landowne, and C. Price, Comment on "Reduction of coupled equations for heavy ion reactions", *Phys. Rev. C* **36**, 1216 (1987).
- [14] H. Esbensen, S. Landowne, and C. Price, High-spin excitations in the rotating frame and sudden approximations, *Phys. Rev. C* **36**, 2359 (1987).
- [15] H. Esbensen and S. Landowne, Coupled-channels calculations for transfer reactions, *Nucl. Phys. A* **492**, 473 (1989).
- [16] J. G. Keller, K. -H. Schmidt, F. P. Hessberger, G. Munzenberg, W. Reisdorf, H. -G. Clerc, and C. -C. Sahn, Cold fusion in symmetric  $^{90}\text{Zr}$ -induced reactions, *Nucl. Phys. A* **452**, 173 (1986).
- [17] 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).

- [18] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball, A. DiRienzo, S. Gazes, Y. Chen, J. D. Molitoris, and M. Nai-Feng, Dynamic influence of valence neutrons upon the complete fusion of massive nuclei, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1472 (1980).
- [19] R. A. Broglia, C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, Possible effect of transfer reactions on heavy ion fusion at sub-barrier energies, *Phys. Rev. C* **27**, 2433 (1983).
- [20] C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, A study of Q-value effects on barrier penetration, *Nucl. Phys. A* **407**, 221 (1983).
- [21] C. Simenel, In *Clusters in Nuclei 3*, edited by C. Beck, Lecture Notes in Physics (Springer-Verlag, Berlin, 2014), Vol. **875**, p. 95.
- [22] A. S. Umar and V. E. Oberacker, Three-dimensional unrestricted time-dependent Hartree-Fock fusion calculations using the full Skyrme interaction, *Phys. Rev. C* **73**, 054607 (2006).
- [23] A. S. Umar and V. E. Oberacker,  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$  fusion reaction calculated with the density-constrained time-dependent Hartree-Fock formalism, *Phys. Rev. C* **77**, 064605 (2008).
- [24] A. S. Umar and V. E. Oberacker, Heavy-ion interaction potential deduced from density-constrained time-dependent Hartree-Fock calculation, *Phys. Rev. C* **74**, 021601 (2006).
- [25] R. Keser, A. S. Umar, and V. E. Oberacker, Microscopic study of Ca+Ca fusion, *Phys. Rev. C* **85**, 044606 (2012).
- [26] G. Montagnoli *et al.*, Fusion of  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  and other Ca+Ca systems near and below the barrier, *Phys. Rev. C* **85**, 024607 (2012).
- [27] A. M. Stefanini *et al.*, How does fusion hindrance show up in medium-light systems? The case of  $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ , *Phys. Lett. B* **679**, 95 (2009).
- [28] C. L. Jiang *et al.*, Fusion hindrance for Ca+Ca systems : influence of neutron excess, *Phys. Rev. C* **82**, 041601 (2010).
- [29] K. Hagino, N. Takigawa, M. Dasgupta, D. J. Hinde, and J. R. Leigh, Adiabatic quantum tunneling in heavy-ion sub-barrier fusion, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2014 (1997).
- [30] C. L. Jiang *et al.*, Unexpected behavior of heavy-ion fusion cross sections at extreme sub-barrier energies, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 052701 (2002).
- [31] C. L. Jiang *et al.*, Influence of nuclear structure on sub-barrier hindrance in Ni+Ni fusion, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 012701 (2004).
- [32] C. L. Jiang, H. Esbensen, B. B. Back, R. V. F. Janssens, and K. E. Rehm, Analysis of heavy-ion fusion reactions at extreme sub-barrier energies, *Phys. Rev. C* **69**, 014604 (2004).
- [33] C. N. Davids and J. D. Larson, The argonne fragment mass analyzer, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **40-41**, 1224 (1989).
- [34] C. N. Davids, Computer control of the fragment mass analyzer at ATLAS, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **345**, 528 (1994).
- [35] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, Synthesis of the elements in stars, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
- [36] C. L. Jiang *et al.*, Fusion hindrance for a positive-Q-value system  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ , *Phys. Rev. Lett.* **113**, 022701 (2014).
- [37] S. Misiu and H. Esbensen, Hindrance of heavy-ion fusion due to nuclear incompressibility, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 112701 (2006).
- [38] Laboratori Nazionali di Legnaro - Tandem-XTU, <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/tandem-xtu>.

- [39] G. Montagnoli and A. M. Stefanini, private communication.
- [40] S. Beghini *et al.*, An electrostatic beam separator for evaporation residue detection, *Nucl. Instrum. Methods A* **239**, 585 (1985).
- [41] A. M. Stefanini *et al.*, Fusion hindrance for  $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ , *Phys. Rev. C* **82**, 014614 (2010).
- [42] H. Bichsel, American Institute of Physics Handbook, Nuclear Physics, 1963, L. F. Curtiss, The National Bureau of Standards.
- [43] R. Bass, Nuclear reactions with heavy ions, (Springer-Verlag, Heidelberg, 1980).
- [44] D. Bourgin *et al.*, Barrier distributions and signatures of transfer channels in the  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  fusion reactions at energies around and below the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* **90**, 044610 (2014).
- [45] D. Bourgin, C. Simenel, S. Courtin, and F. Haas, Microscopic study of  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  fusion reactions, *Phys. Rev. C* **93**, 034604 (2016).
- [46] A. Gavron, Statistical model calculations in heavy ion reactions, *Phys. Rev. C* **21**, 230 (1980).
- [47] B. Sikora, J. Bisplinghoff, W. Scobel, M. Beckerman, and M. Blann, Fusion of  $^{58,60,62}\text{Ni}$  with 113-170 MeV  $^{40}\text{Ca}$  ions, *Phys. Rev. C* **20**, 2219 (1979).
- [48] D. Bourgin,  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$  fusion reactions, <http://sbgfusionreactions.in2p3.fr>.
- [49] National Nuclear Data Center, [http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx\\_adopted.jsp](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_adopted.jsp).
- [50] T. Kibedi and R. H. Spear, Reduced electric-octupole transition probabilities,  $B(E3; 0_1^+ \rightarrow 3_1^-)$  - an update, *At. Data Nucl. Data Tables* **80**, 35 (2002).
- [51] C. Y. Wong, Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 766 (1973).
- [52] O. Akyüz and A. Winther, In *Nuclear Structure and Heavy-Ion Physics*, Proc. Int. School of Physics "Enrico Fermi", Varenna, edited by R. A. Broglia and R. A. Ricci (North Holland, Amsterdam, 1981), p. 492.
- [53] A. Winther, Dissipation, polarization and fluctuation in grazing heavy-ion collisions and the boundary to the chaotic regime, *Nucl. Phys. A* **594**, 203 (1995).
- [54] R. A. Broglia and A. Winther, Heavy ion reactions (Addison-Wesley Pub. Co., Redwood City CA, 1991).
- [55] P. M. Endt, Strengths of gamma-ray transitions in  $A=5-44$  nuclei, IV, *At. Data Nucl. Data Tables* **55**, 171 (1993).
- [56] C. H. Dasso and A. Vitturi, Macroscopic description of pair transfer in heavy-ion collisions with deformed nuclei, *Phys. Lett. B* **179**, 337 (1986).
- [57] K. Washiyama and D. Lacroix, Energy dependence of the nucleus-nucleus potential close to the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* **78**, 024610 (2008).
- [58] C. Simenel and A. Benoit, Time-dependent Hartree-Fock description of heavy ions fusion, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 31 (2008).
- [59] A. S. Umar, C. Simenel, and V. E. Oberacker, Energy dependence of potential barriers and its effect on fusion cross sections, *Phys. Rev. C* **89**, 034611 (2014).
- [60] C. Simenel, Ph. Chomaz, and G. de France, Quantum calculations of Coulomb reorientation for sub-barrier fusion, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 102701 (2004).

- [61] L. Guo and T. Nakatsukasa, Time-Dependent Hartree-Fock studies of the dynamical fusion threshold, EPJ Web of Conferences **38**, 09003 (2012).
- [62] K. Washiyama, Microscopic analysis of fusion hindrance in heavy nuclear systems, Phys. Rev. C **91**, 064607 (2015).
- [63] C. Simenel, M. Dasgupta, D. J. Hinde, and E. Williams, Microscopic approach to coupled-channels effects on fusion, Phys. Rev. C **88**, 064604 (2013).
- [64] C. Simenel, Particle transfer reactions with the Time-Dependent Hartree-Fock theory using a particle number projection technique, Phys. Rev. Lett. **105**, 192701 (2010).
- [65] P. Bonche, H. Flocard, and P. -H. Heenen, Solution of the Skyrme HF+BCS equation on a 3D mesh, Comput. Phys. Commun. **171**, 49 (2005).
- [66] T. Skyrme, The nuclear surface, Phil. Mag. **1**, 1043 (1956).
- [67] D. Vautherin and D. M. Brink, Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical Nuclei, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
- [68] K. -H. Kim, T. Otsuka, and P. Bonche, Three-dimensional TDHF calculations for reactions of unstable nuclei, J. Phys. G **23**, 1267 (1997).
- [69] K. Bennaceur, P. Bonche, and J. Meyer, Mean field theories and exotic nuclei, C. R. Physique **4**, 555 (2003).
- [70] P. Bonche, B. Grammaticos, and S. Koonin, Three-dimensional Time-Dependent Hartree-Fock calculations of  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$  and  $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$  fusion cross sections, Phys. Rev. C **17**, 1700 (1978).
- [71] C. Simenel, D. J. Hinde, R. du Rietz, M. Dasgupta, M. Evers, C. J. Lin, D. H. Luong, and A. Wakhle, Influence of entrance-channel magicity and isospin on quasi-fission, Phys. Lett. B **710**, 607 (2012).
- [72] G. Scamps and D. Lacroix, Effect of pairing on one- and two-nucleon transfer below the Coulomb barrier : a time-dependent microscopic description, Phys. Rev. C **87**, 014605 (2013).
- [73] W. von Oertzen and A. Vitturi, Pairing correlations of nucleons and multi-nucleon transfer between heavy nuclei, Rep. Prog. Phys. **64**, 1247 (2001).
- [74] D. Montanari *et al.*, Neutron pair transfer in  $^{60}\text{Ni}+^{116}\text{Sn}$  far below the Coulomb barrier Phys. Rev. Lett. **113**, 052501 (2014) and references therein.
- [75] M. Beckerman, J. Ball, H. Enge, M. Salomaa, A. Sperduto, S. Gazes, A. DiRienzo, and J. D. Molitoris, Near- and sub-barrier fusion of  $^{58}\text{Ni}$  with  $^{58}\text{Ni}$ , Phys. Rev. C **23**, 1581 (1981).
- [76] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, J. D. Molitoris, and A. DiRienzo, Sub-barrier fusion of  $^{58,64}\text{Ni}$  with  $^{64}\text{Ni}$  and  $^{74}\text{Ge}$ , Phys. Rev. C **25**, 837 (1982).
- [77] D. Ackermann *et al.*, Cross sections and average angular momenta in the fusion of  $^{28}\text{Si}+^{94,100}\text{Mo}$  and  $^{58,64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ , Nucl. Phys. A **609**, 91 (1996).
- [78] H. A. Aljuwair, R. J. Ledoux, M. Beckerman, S. B. Gazes, J. Wiggins, E. R. Cosman, R. R. Betts, S. Saini, and O. Hansen, Isotopic effects in the fusion of  $^{40}\text{Ca}$  with  $^{40,44,48}\text{Ca}$ , Phys. Rev. C **30**, 1223 (1984).
- [79] M. Salomaa and H. A. Enge, Velocity selector for heavy-ion separation, Nucl. Instrum. Methods **145**, 279 (1977).
- [80] P. Spolaore, J. D. Larson, C. Signorini, S. Beghini, Z. Xi-Kai, and S. Hou-Zhi, A recoil mass spectrometer for the XTU tandem at LNL, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **238**, 381 (1985).

- [81] C. Signorini *et al.*, Performance of the LNL recoil mass spectrometer, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **339**, 531 (1994).
- [82] C. N. Davids *et al.*, Startup of the Fragment Mass Analyzer at ATLAS, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B **70**, 358 (1992).
- [83] A. M. Stefanini *et al.*, Heavy-ion fusion below the Coulomb barrier : the systems  $^{28,30}\text{Si}+^{58,62,64}\text{Ni}$  and  $^{32,34,36}\text{S}+^{58,64}\text{Ni}$ , Nucl. Phys. A **456**, 509 (1986).
- [84] G. Montagnoli *et al.*, Effects of transfer channels on near- and sub-barrier fusion of  $^{32}\text{S}+^{48}\text{Ca}$ , Phys. Rev. C **87**, 014611 (2013).
- [85] G. Montagnoli *et al.*, Fusion of  $^{28}\text{Si}+^{28,30}\text{Si}$  : different trends at sub-barrier energies, Phys. Rev. C **90**, 044608 (2014).
- [86] R. H. Spear, Static quadrupole moments of first  $2^+$  states in the 2s-1d shell : a review of experiment and theory, Phys. Rep. **73**, 369 (1981).
- [87] N. J. Stone, Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, At. Data Nucl. Data Tables **90**, 75 (2005).
- [88] A. Morsad *et al.*, Sub-barrier fusion of  $^{28,30}\text{Si}$  with  $^{24,26}\text{Mg}$ , Phys. Rev. C **41**, 988 (1990).
- [89] D. R. Bes, R. A. Broglia, Ole Hansen, and O. Nathan, Isovector pairing vibrations, Phys. Rep. **34**, 1 (1977).
- [90] W. Reisdorf, Heavy-ion reactions close to the Coulomb barrier, J. Phys. G **20**, 1297 (1994).
- [91] R. Broda, Spectroscopic studies with the use of deep-inelastic heavy-ion reactions, J. Phys. G **32**, R151 (2006).
- [92] L. Corradi, G. Pollarolo, and S. Szilner, Multinucleon transfer processes in heavy-ion reactions, J. Phys. G **36**, 113101 (2009).
- [93] V. Zagrebaev and W. Greiner, Production of new heavy isotopes in low-energy multinucleon transfer reactions, Phys. Rev. Lett. **101**, 122701 (2008).
- [94] A. M. Stefanini *et al.*, The heavy-ion magnetic spectrometer PRISMA, Nucl. Phys. A **701**, 217c (2002).
- [95] G. Montagnoli *et al.*, The large-area micro-channel plate entrance detector of the heavy-ion magnetic spectrometer PRISMA, Nucl. Instrum. Methods A **547**, 455 (2005).
- [96] S. Beghini *et al.*, The focal plane detector of the magnetic spectrometer PRISMA, Nucl. Instrum. Methods A **551**, 364 (2005).
- [97] S. Szilner *et al.*, Multinucleon transfer reactions in closed-shell nuclei, Phys. Rev. C **76**, 024604 (2007).
- [98] H. Savajols, and the VAMOS Collaboration, VAMOS : a VArIable MOde high acceptance Spectrometer, Nucl. Phys. A **654**, 1027c (1999).
- [99] A. Cunsolo, F. Cappuzzello, A. Foti, A. Lazzaro, A. L. Melita, C. Nociforo, V. Shchepunov, and J. S. Winfield, Technique for 1st order design of a large-acceptance magnetic spectrometer, Nucl. Instrum. Methods A **481**, 48 (2002).
- [100] A. Gadea, and the EUROBALL and PRISMA-2 Collaborations, Coupling a CLOVER detector array with the PRISMA magnetic spectrometer - investigation of moderately neutron-rich nuclei populated by multinucleon transfer and deep inelastic collisions, Eur. Phys. J. A **20**, 193 (2004).
- [101] A. Gadea *et al.*, Conceptual design and infrastructure for the installation of the first AGATA sub-array at LNL, Nucl. Instrum. Methods A **654**, 88 (2011).

- [102] J. Simpson *et al.*, and the EXOGAM Collaboration, The EXOGAM array : a radioactive beam gamma-ray spectrometer, *Acta Phys. Hung. N. S.* **11**, 159 (2000).
- [103] J. J. Valiente-Dobon *et al.*, Lifetime measurements of the neutron-rich  $N = 30$  isotones  $^{50}\text{Ca}$  and  $^{51}\text{Sc}$  : orbital dependence of effective charges in the  $fp$  shell, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 242502 (2009).
- [104] S. Szilner *et al.*, Structure of chlorine isotopes populated by heavy ion transfer reactions, *Phys. Rev. C* **87**, 054322 (2013).
- [105] R. Chapman *et al.*, Spectroscopy of neutron-rich  $^{34,35,36,37,38}\text{P}$  populated in binary grazing reactions, *Phys. Rev. C* **92**, 044308 (2015).
- [106] A. Winther, Grazing reactions in collisions between heavy nuclei, *Nucl. Phys. A* **572**, 191 (1994).
- [107] GRAZING computer program, <http://personalpages.to.infn.it/~nanni/grazing/>.
- [108] K. Shima, T. Ishihara, and T. Mikumo, Empirical formula for the average equilibrium charge-state of heavy ions behind various foils, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **200**, 605 (1982).
- [109] R. O. Sayer, Semi-empirical formulas for heavy-ion stripping data, *Rev. Phys. Appl. (Paris)* **12**, 1543 (1977).
- [110] G. Scamps, private communication.
- [111] S. Szilner *et al.*, Search for pairing-vibration states in multinucleon transfer reactions, *Nucl. Phys. A* **734**, E49 (2004).
- [112] L. Corradi *et al.*, Single and pair neutron transfers at sub-barrier energies, *Phys. Rev. C* **84**, 034603 (2011).
- [113] G. Scamps and D. Lacroix, Effect of pairing on transfer and fusion reactions, *EPJ Web of Conferences* **86**, 00042 (2015).
- [114] Y. Hashimoto, Time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov calculations using a Lagrange mesh with the Gogny interaction, *Phys. Rev. C* **88**, 034307 (2013).
- [115] M. Assie and D. Lacroix, Probing neutron correlations through nuclear breakup, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 202501 (2009).
- [116] B. Yilmaz, S. Ayik, D. Lacroix, and K. Washiyama, Nucleon exchange mechanism in heavy-ion collisions at near-barrier energies, *Phys. Rev. C* **83**, 064615 (2011).
- [117] G. Scamps and K. Hagino, Coupled-channels description of multinucleon transfer and fusion reactions at energies near and far below the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* **92**, 054614 (2015).

# Annexe A

# Annexe A

Dans cette annexe est présenté l'article D. Bourgin *et al.*, Barrier distributions and signatures of transfer channels in the  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  fusion reactions at energies around and below the Coulomb barrier, Phys. Rev. C **90**, 044610 (2014).

## Barrier distributions and signatures of transfer channels in the $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ fusion reactions at energies around and below the Coulomb barrier

D. Bourgin,<sup>1,2,\*</sup> S. Courtin,<sup>1,2</sup> F. Haas,<sup>1,2</sup> A. M. Stefanini,<sup>3</sup> G. Montagnoli,<sup>4</sup> A. Goasduff,<sup>5</sup> D. Montanari,<sup>1,2,6</sup> L. Corradi,<sup>3</sup> E. Fioretto,<sup>3</sup> J. Huiming,<sup>3</sup> F. Scarlassara,<sup>4</sup> N. Rowley,<sup>7</sup> S. Szilner,<sup>8</sup> and T. Mijatović<sup>8</sup>

<sup>1</sup>*IPHC, Université de Strasbourg, F-67037 Strasbourg, France*

<sup>2</sup>*CNRS, UMR7178, F-67037 Strasbourg, France*

<sup>3</sup>*INFN, Laboratori Nazionali di Legnaro, I-35020 Legnaro (Padova), Italy*

<sup>4</sup>*Dipartimento di Fisica, Università di Padova, and INFN, Sezione di Padova, I-35131 Padova, Italy*

<sup>5</sup>*CSNSM UMR8609 IN2P3-CNRS, Université Paris-Sud 11, F-91404 Orsay, France*

<sup>6</sup>*Institut d'Etudes Avancées de l'Université de Strasbourg, Strasbourg, France*

<sup>7</sup>*Institut de Physique Nucléaire, Orsay, France*

<sup>8</sup>*Ruder Boskovic Institute, HR-10002 Zagreb, Croatia*

(Received 4 September 2014; published 21 October 2014)

**Background:** The nuclear structure of colliding nuclei is known to influence the fusion process. Couplings of the relative motion to nuclear shape deformations and vibrations lead to an enhancement of the sub-barrier fusion cross section in comparison with the predictions of one-dimensional barrier penetration models. This enhancement is explained by coupled-channels calculations including these couplings. The sub-barrier fusion cross section is also affected by nucleon transfer channels between the colliding nuclei.

**Purpose:** The aim of the present experiment is to investigate the influence of the projectile and target nuclear structures on the fusion cross sections in the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  systems.

**Methods:** The experimental and theoretical fusion excitation functions as well as the barrier distributions were compared for these two systems. Coupled-channels calculations were performed using the CCFULL code.

**Results:** Good agreement was found between the measured and calculated fusion cross sections for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  system. The situation is different for the  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  system where the coupled-channels calculations with no nucleon transfer clearly underestimate the fusion cross sections below the Coulomb barrier. The fusion excitation function was, however, well reproduced at low and high energies by including the coupling to the neutron pair-transfer channel in the calculations.

**Conclusions:** The nuclear structure of the colliding nuclei influences the fusion cross sections below the Coulomb barrier for both  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  systems. Moreover, we highlighted the effect of the neutron pair-transfer channel on the fusion cross sections in  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ .

DOI: [10.1103/PhysRevC.90.044610](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.044610)

PACS number(s): 25.70.Jj, 24.10.Eq

### I. INTRODUCTION AND BACKGROUND STUDIES

Heavy-ion fusion cross sections near the Coulomb barrier (CB) are influenced by couplings of the relative motion of the colliding nuclei to nuclear shape deformations and vibrations [1–5]. These couplings lead to an enhancement of the sub-barrier fusion cross section with respect to one-dimensional barrier penetration expectations and can be included into coupled-channels (CC) calculations (see Ref. [6] for a recent review article). The sub-barrier fusion cross section is also affected by nucleon transfer channels between the colliding nuclei [7–10]. The effects of the couplings can be probed by extracting the barrier distribution,  $B(D)$ , from precise and detailed fusion data. Experimental barrier distributions are calculated [11] from the second derivative of  $E_{c.m.} \times \sigma_f$  with respect to  $E_{c.m.}$ , where  $E_{c.m.}$  and  $\sigma_f$  denote the center-of-mass energy and the fusion cross section, respectively. Since the second derivative generates well-defined structures, the barrier distribution displays a sensitive pattern to the projectile and target nuclear structures. More recently, fusion

reactions were studied at deep sub-barrier energies [12,13]. Hindrance of the fusion cross section, in comparison with standard CC calculations using a Woods-Saxon potential, was observed in many medium-mass systems with negative fusion  $Q$  values. The slope of the fusion excitation function keeps increasing with decreasing energies, much faster than predicted by CC calculations. The CC descriptions and the fusion hindrance phenomenon are discussed in detail in a recent review article [14].

For systems involving Ni and Ca isotopes, accurate fusion cross section measurements from well above the CB down to very low energies, to study fusion enhancement and hindrance phenomena in  $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$  and  $^{40,48}\text{Ca} + ^{40,48}\text{Ca}$ , are reported in the literature. The experimental and theoretical results can be summarized as follows.

The fusion excitation functions for  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  and  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  were measured above and below the CB, and are reported in Refs. [12,15–17]. Some of the obtained results are shown in Fig. 1. At above-barrier energies, the fusion excitation functions approach one another. At far sub-barrier energies, the fusion excitation functions differ from one another by up to two orders of magnitude. The addition of neutrons results in large increases in sub-barrier

\*dominique.bourgin@iphc.cnrs.fr

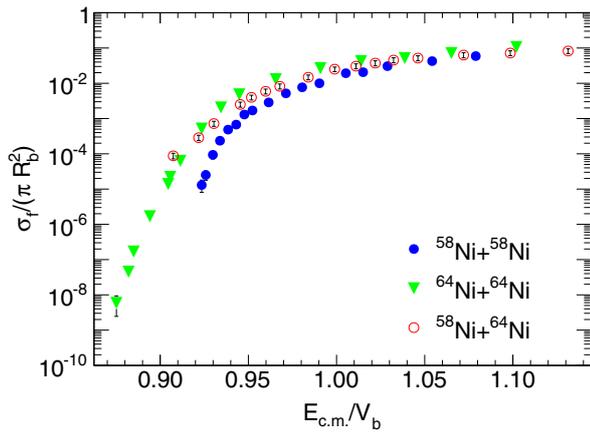


FIG. 1. (Color online) Experimental fusion excitation functions for  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  [15] (filled circles),  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  [12] (solid triangles), and  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  [17] (open circles) in reduced coordinates.  $R_b$  and  $V_b$  denote the Coulomb barrier radius and height, respectively [21].

fusion. However, the fusion excitation function for  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  descends more gradually than that for either  $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$  or  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ . A phenomenological barrier penetration analysis was performed. Above the CB, the experimental fusion excitation functions are well reproduced. Below the CB, the calculated fusion cross sections underestimate the measured fusion cross sections.

In the case of  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  and  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ , measured by Ackermann *et al.* [17], the fusion cross sections were compared with CC calculations using the CCFUS code [18]. The Akyüz-Winther (AW) nuclear potential [19] was used and couplings to the first excited  $2_1^+$  and  $3_1^-$  states of the projectile and target were included. For the symmetric  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  system, where no nucleon transfer channels with positive  $Q$  value are present, the results are well reproduced by the CC calculations, whereas, in the asymmetric  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  system, the additional coupling to the neutron pair-transfer channel with a positive  $Q$  value is needed for a satisfactory agreement between measured and calculated fusion cross sections. Thus evidence for the influence of the  $2n$ -transfer channel with a positive  $Q$  value on the fusion cross section was found in this asymmetric reaction case.

The fusion excitation function for  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  was measured by Jiang *et al.* [12] down to the 10 nb level, while previous measurements from Beckerman *et al.* [16] and Ackermann *et al.* [17] obtained data only down to about 20  $\mu\text{b}$ . CC calculations, previously performed by Esbensen *et al.* [20] for  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  by fitting the Ackermann *et al.* data, were also performed for  $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  by fitting the Jiang *et al.* data. The calculations included  $2_1^+$  and  $3_1^-$  one-phonon excitations, the mutual excitation, and the two-phonon quadrupole excitation estimated within a vibrational model. The measured and calculated fusion cross sections differ at extreme sub-barrier energies and thus a fusion hindrance was proposed for this system.

Concerning the Ca + Ca systems (Fig. 2), the  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  fusion excitation function was measured by Stefanini *et al.* [22] above and well below the CB, down to  $\simeq 500$  nb fusion

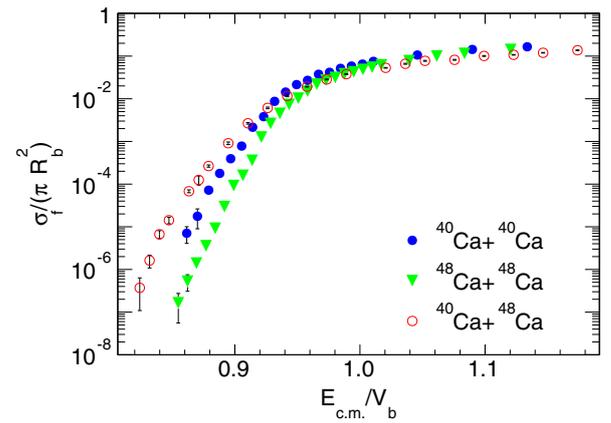


FIG. 2. (Color online) Fusion excitation functions for  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  [24] (filled circles),  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  [22] (solid triangles), and  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  [28] (open circles) in reduced coordinates.  $R_b$  and  $V_b$  denote the Coulomb barrier radius and height, respectively [21].

cross sections, thus largely extending the energy range of the previous Trotta *et al.* [23] experiment. For  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ , the fusion excitation function was measured by Montagnoli *et al.* [24] from well above the CB down to low energies, where the fusion cross section reduces to  $\simeq 20 \mu\text{b}$ . The previous data for  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  by Aljuwair *et al.* [25] extended only down to  $\simeq 200 \mu\text{b}$ . Compared to  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ ,  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  has lower fusion cross sections below the CB since  $^{48}\text{Ca}$  is more “stiff” than  $^{40}\text{Ca}$  essentially because its  $3_1^-$  state is not only at a higher excitation energy but has also a weaker octupole vibration strength. For these symmetric systems, the barrier distributions were extracted [22,24] by using the three-point difference formula [5] with an energy step of  $\simeq 1.5$  MeV. The two barrier distributions have one main peak. In order to estimate the effect of  $3_1^-$  excitations on the sub-barrier fusion cross sections, CC calculations were performed with the CCFULL code [26], using the AW nuclear potential. The calculations with one octupole-phonon excitation ( $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 3_1^-$ ) in each nucleus overestimate the low-energy fusion cross sections for the two systems. CC calculations, using the M3Y+repulsion double-folding potential [27] in order to take into account the fusion hindrance effect and including couplings to low-lying excited states of the projectile and target, i.e., the  $2_1^+$ ,  $3_1^-$  and  $5_1^-$  states, and to all mutual excitations of these one-phonon states, were performed. The two-quadrupole-phonon excitations were also considered, by combining energies and excitation reduced transition probabilities of the three members of the two-phonon multiplet, i.e.,  $0_1^+$ ,  $2_2^+$  and  $4_1^+$ , into one effective two-phonon excitation. These calculations are in good agreement with the  $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  data and the barrier distributions are well reproduced.

Regarding the asymmetric  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  system, the fusion excitation function was extended down to 1  $\mu\text{b}$  by Jiang *et al.* [28], i.e., two orders of magnitude smaller than previous data [23,25], and corresponding to an energy region where fusion hindrance is expected to appear. The fusion cross sections for  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  exceed the ones for the symmetric systems below the CB. The barrier distribution for  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  shows a tail extending towards low energies, contrary to

the ones for the symmetric systems. These two phenomena, observed on the fusion excitation function and the barrier distribution, may be an indication of the influence of couplings to nucleon transfer channels with positive  $Q$  values on the fusion cross section. CC calculations were performed, using the M3Y+repulsion potential and including identical inelastic couplings as previously mentioned. Couplings to one- and two-nucleon transfer channels with positive  $Q$  values were also included. They turned out to be essential to reproduce the large fusion cross sections below the barrier. The fusion hindrance effect is pushed down to low energies because of nucleon transfer couplings.

Based on our knowledge of Ni + Ni and Ca + Ca systems at energies around and below the CB, we decided to investigate the two “cross” systems  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  in this energy range. We recently performed these two reactions at INFN-Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Italy. The present measurements complement earlier studies on  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  [29], essentially at energies above the CB, and provide a detailed picture of the influence of the projectile and target nuclear structures on the fusion cross sections in both systems.

## II. EXPERIMENT

The experiment was performed, using high-quality and intense  $^{40}\text{Ca}^{9+,10+}$  beams ( $\simeq 9$  p nA) from the XTU Tandem accelerator, at laboratory energies ranging from  $E_{\text{lab}} = 104.75$  to 153.5 MeV in steps of 1.25 MeV below the CB and 2.5 MeV above the CB. The Bass model [21] calculated Coulomb barriers in the laboratory frame for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  at  $V_b = 127.96$  and 121.33 MeV, respectively.  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  targets, 99.9% enriched in mass 58 and 99.6% enriched in mass 64, of  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  thickness, were deposited on a  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$   $^{12}\text{C}$  backing. The evaporation residues, emitted at  $\theta_{\text{lab}} = 2^\circ$ , were separated from the beam by using the LNL electrostatic deflector in its upgraded setup mode [30].

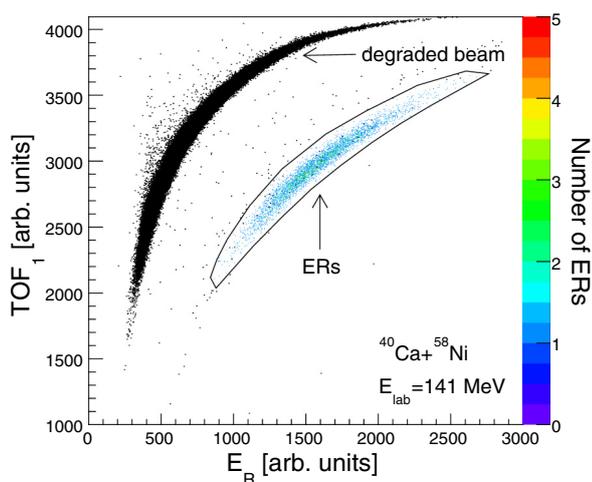


FIG. 3. (Color online) Two-dimensional spectrum of time of flight ( $\text{TOF}_1$ ) vs residual energy ( $E_R$ ) measured in the present experiment. The group of evaporation residues (ERs) is clearly seen and the colored points (see scale on the right) correspond to fusion events satisfying the coincidence conditions mentioned in the text.

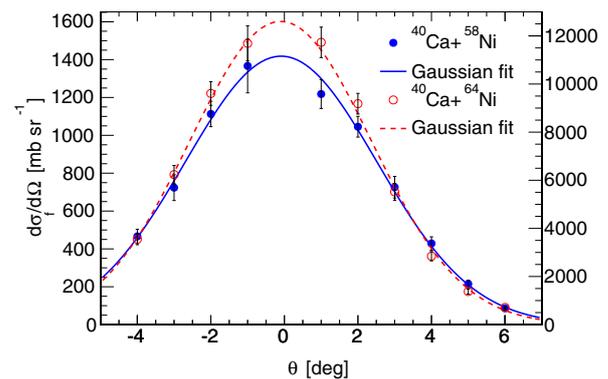


FIG. 4. (Color online) Experimental angular distributions at  $E_{\text{lab}} = 121$  MeV for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (filled circles, scale on the left y axis) and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (open circles, scale on the right y axis). Gaussian fits are shown with lines.

They were first detected by two microchannel plate (MCP) detectors (position and time signals), entered then an ionization chamber (energy loss signal,  $\Delta E$ ) and were finally stopped in a silicon detector. The Si detector provided the residual energy  $E_R$  as well as the starting signal used for the times of flight  $\text{TOF}_1$  (from  $\text{MCP}_1$  to Si detector),  $\text{TOF}_2$  (from  $\text{MCP}_1$  to  $\text{MCP}_2$ ), and  $\text{TOF}_3$  (from  $\text{MCP}_2$  to Si detector), and to trigger the data acquisition. The evaporation residues are identified in two-dimensional spectra, such as  $\Delta E$  vs  $E_R$ ,  $\text{TOF}_{1,2,3}$  vs  $\Delta E$ , and  $\text{TOF}_{1,2,3}$  vs  $E_R$ , as shown in Fig. 3 for instance. Four silicon detectors, located above, below, and to the left and the right of the beam at the same scattering angle  $\theta_{\text{lab}} \simeq 16^\circ$ , were used as monitors for beam control and normalization between the different runs by measuring the Rutherford scattered  $^{40}\text{Ca}$  projectile ions. In the monitors, the elastic scattering from Ni could be easily resolved with that from the C backing due to the very different kinematical conditions of the two reactions. Two angular distributions were measured at  $E_{\text{lab}} = 121$  and 138.5 MeV in the range  $-4^\circ$  to  $+6^\circ$  in steps of  $1^\circ$  to determine the absolute fusion cross section normalization. For instance, Fig. 4 shows the experimental angular distributions at  $E_{\text{lab}} = 121$  MeV for the two systems.

## III. RESULTS AND INTERPRETATION

The measured fusion cross sections for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (filled circles) and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (open circles) systems are plotted in Fig. 5 in reduced coordinates, which allow us to compare systems with different sizes.  $R_b = 10.65$  fm and  $V_b = 75.73$  MeV for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $R_b = 10.80$  fm and  $V_b = 74.66$  MeV for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  denote the Coulomb barrier radius and height [21]. The earlier data from Sikora *et al.* [29] for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (solid triangles in Figs. 5 and 6) are in good agreement with the present measurements except for the two lowest energies. It is worth mentioning that, in the Sikora *et al.* experiment, no electrostatic deflector was used. The detection system consisted in an ionization chamber and a Si detector and resulting error on these two lowest energy points was 50%. The fusion cross sections decrease regularly below the CB and the slope of the fusion excitation function for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$

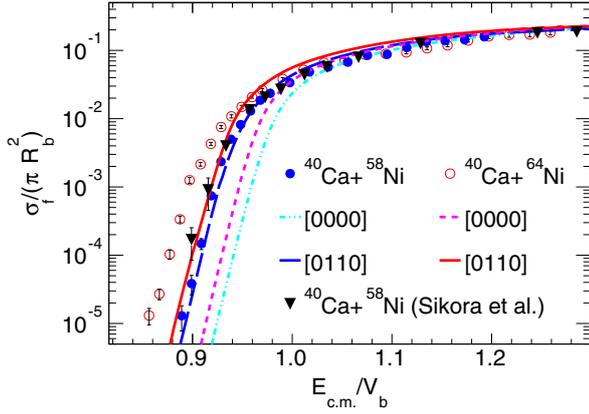


FIG. 5. (Color online) Experimental fusion excitation functions for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (filled circles) and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (open circles) in reduced coordinates. For comparison, the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  data from Ref. [29] are also reported (solid triangles). CC calculations are shown with lines (see text for details).

is smaller (less steep) than the one of the fusion excitation function for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  at these energies. Figure 7 shows the resulting experimental barrier distributions for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (upper panel) and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (lower panel) systems in reduced coordinates. The reduced barrier distributions were derived from the second derivative of  $(E_{c.m.} \times \sigma_f)/(\pi R_b^2)$  with respect to  $E_{c.m.}$ , using the three-point difference formula, with an energy step of  $\Delta E_{c.m.} \simeq 1.5$  MeV below the CB and 3 MeV above the CB. These barrier distributions have a large structure centered around  $E_{c.m.}/V_b \simeq 0.94$  for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and 0.93 for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . According to the values of the quadrupole and octupole deformation parameters given in Table I,  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  have very similar nuclear structures. Despite these similarities, the barrier distribution for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  has a longer tail towards low energies. This may result from additional reaction channels like the nucleon transfer channels. Interestingly enough, in particular, the  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  system has positive  $Q$  values for the transfer of neutrons from  $^{64}\text{Ni}$  to

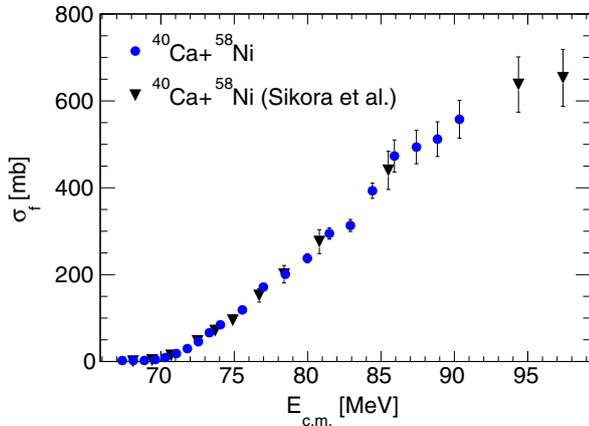


FIG. 6. (Color online) Experimental fusion excitation function for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (filled circles). For comparison, the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  data from Ref. [29] are also reported (solid triangles). In this case, a linear scale is used for  $\sigma_f$ .

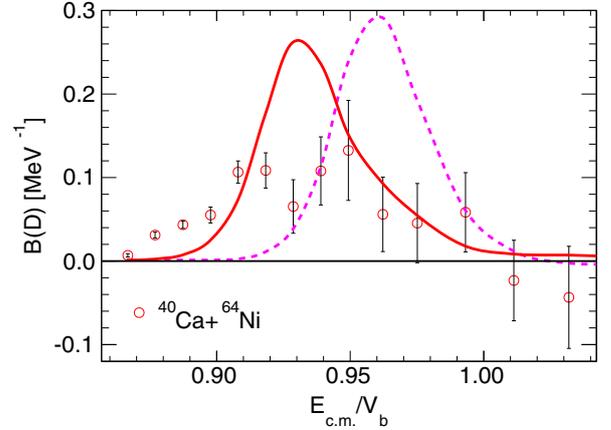
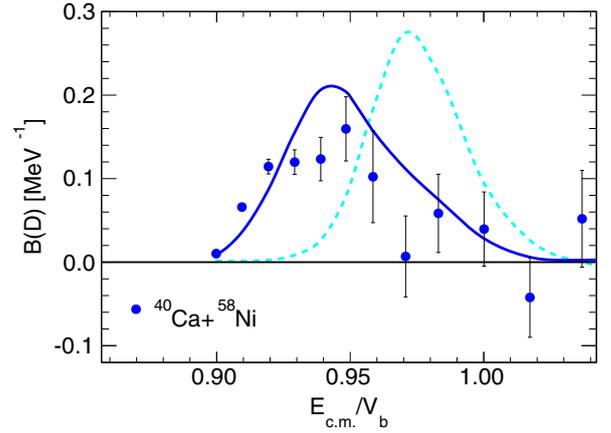


FIG. 7. (Color online) Upper panel: Experimental barrier distribution for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (filled circles) in reduced coordinates. Lower panel: Experimental barrier distribution for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (open circles) in reduced coordinates. For the two systems, CC calculations are shown with lines (see text for details).

$^{40}\text{Ca}$  (neutron pick-up) and protons from  $^{40}\text{Ca}$  to  $^{64}\text{Ni}$  (proton stripping). Corresponding  $Q$  values for the two systems are listed in Table II, which shows that, for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ , all  $Q$  values are negative. The present experimental fusion excitation function and barrier distribution data are available in Ref. [31].

TABLE I. Nuclear spectroscopic informations used for  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ , and  $^{64}\text{Ni}$ . The strength  $S$  of the transitions in Weisskopf units and the deformation parameters  $\beta_{2,3}$  were determined from the  $\gamma$ -ray energies  $E_\gamma$  and the mean lifetimes of the states given in Ref. [32], except for the  $^{58,64}\text{Ni}$  deformation parameters  $\beta_3$  determined from the adopted  $S$  given in Ref. [33].

Nucleus	$J^\pi$	$E_\gamma$ (keV)	$S$ (W.u.)	$\beta_{2,3}$
$^{40}\text{Ca}$	$3_1^-$	3736	25.95	0.40
	$2_1^+$	3904	2.21	0.12
$^{58}\text{Ni}$	$2_1^+$	1454	9.78	0.18
	$3_1^-$	4475	12.6	0.20
$^{64}\text{Ni}$	$2_1^+$	1346	7.57	0.16
	$3_1^-$	3560	12.6	0.20

TABLE II. Corrected  $Q$  values of transfer reactions for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  systems ( $Q_{\text{corr}} = Q_{\text{tr}} + V_b^{\text{in}} - V_b^{\text{out}}$ ) [7]. The indicated “+” sign corresponds to neutron pick-up and the “-” sign to proton stripping.

System	+1n	+2n	+3n	-1p	-2p	-3p
$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	-3.80	-2.52	-11.19	-3.75	-3.60	-11.95
$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$	-1.23	3.47	0.86	0.26	4.19	0.88

We performed CC calculations with the CCFULL code, using the AW nuclear potential. The AW parameters for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  systems are listed in Table III. The corresponding fusion barrier positions  $R_b^{\text{AW}}$ , heights  $V_b^{\text{AW}}$ , and curvatures  $\hbar\omega^{\text{AW}}$  are also listed in Table III. The CC calculations with the bare AW nuclear potential, indicated by [0000] in Fig. 5, for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (dotted-dashed line) and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (short-dashed line), give a good description of the data above the CB. Couplings are noted as  $[N_{\text{quad}}^{\text{Ca}}, N_{\text{oct}}^{\text{Ca}}, N_{\text{quad}}^{\text{Ni}}, N_{\text{oct}}^{\text{Ni}}]$ .  $N_{\text{quad}}$  and  $N_{\text{oct}}$  denote the number of quadrupole and octupole phonons considered in the projectile and target. With the bare potential, a deviation between the calculated and measured fusion cross sections is observed below the CB. This discrepancy can be partially explained by the influence of the nuclear structure of the colliding nuclei on the fusion process.

As can be seen in Table I, the  $^{40}\text{Ca}$  nucleus has a large octupole deformation parameter  $\beta_3$  for the first excited state  $3^-$  and a small quadrupole deformation parameter  $\beta_2$  for the first excited state  $2^+$  with very close excitation energies. Both  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  have comparable  $\beta_2$  and  $\beta_3$  values but the energy of the first excited state  $3^-$  is much higher than the one of the first excited state  $2^+$ . Consequently, one octupole-phonon excitation for  $^{40}\text{Ca}$  ( $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 3_1^-$ ) and one quadrupole-phonon excitation for  $^{58,64}\text{Ni}$  ( $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+$ ) were taken into account in CCFULL. The CC calculations with couplings are also reported in Fig. 5. The diffuseness parameter  $a$  of the AW nuclear potential was slightly increased to 0.69 fm for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  to fit the fusion cross sections around the CB (Fig. 5) and the centroid of the barrier distribution (Fig. 7, lower panel). Increasing  $a$  leads to an enhancement of the fusion cross section in this energy range. The CC calculations for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (long-dashed line) are in good agreement with the data. The situation is different for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (solid line) where effects of nucleon transfer channels could be significant, as the calculations with no transfer clearly still underestimate

TABLE III. AW nuclear potential parameters for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  systems.  $V_0$ ,  $R_0$ , and  $a$  denote the depth of the potential, the sum of the radii of the collision partners, and the diffuseness parameter, respectively. The corresponding fusion barrier positions  $R_b^{\text{AW}}$ , heights  $V_b^{\text{AW}}$ , and curvatures  $\hbar\omega^{\text{AW}}$  are also reported.

System	$V_0$ (MeV)	$R_0$ (fm)	$a$ (fm)	$R_b^{\text{AW}}$ (fm)	$V_b^{\text{AW}}$ (MeV)	$\hbar\omega^{\text{AW}}$ (MeV)
$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	67.41	8.57	0.66	10.15	73.81	3.87
$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$	68.70	8.72	0.66 <sup>a</sup>	10.36	72.47	3.74

<sup>a</sup> $a = 0.69$  fm was used in the CC calculations (see text for details).

the fusion cross sections below the CB. Concerning the barrier distributions shown in Fig. 7, accounting for the couplings induced a shift of  $\Delta E_{\text{c.m.}}/V_b \simeq 0.03$ , i.e.,  $\simeq 5$  MeV in the laboratory frame, towards low energies for the two systems (dashed line vs solid line). For  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ , the calculated and experimental barrier distributions are also in good agreement.

The CCFULL code can schematically take into account the effect of a nucleon pair-transfer channel. This makes use of a macroscopic coupling form factor  $F$  [34] related to the ion-ion potential  $V_N$  by

$$F(r) = F_{\text{tr}} \frac{dV_N}{dr}. \quad (1)$$

Only the neutron pair-transfer channel was considered. Both parameters,  $Q_{\text{tr}}$  for the neutron pair-transfer channel  $Q$  value and  $F_{\text{tr}}$ , for the coupling strength, were treated as free parameters to obtain best agreement between the experimental and theoretical fusion excitation functions for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . The data are well depicted at low and high energies with  $Q_{\text{tr}} = 1.63$  MeV and  $F_{\text{tr}} = 0.60$  fm (Fig. 8, solid line). This  $Q$  value corresponds roughly to that for an eventual neutron pair-transfer to the 1.84 MeV  $0_1^+$  state in  $^{42}\text{Ca}$ . The fusion excitation function could not be well described by setting  $Q_{\text{tr}}$

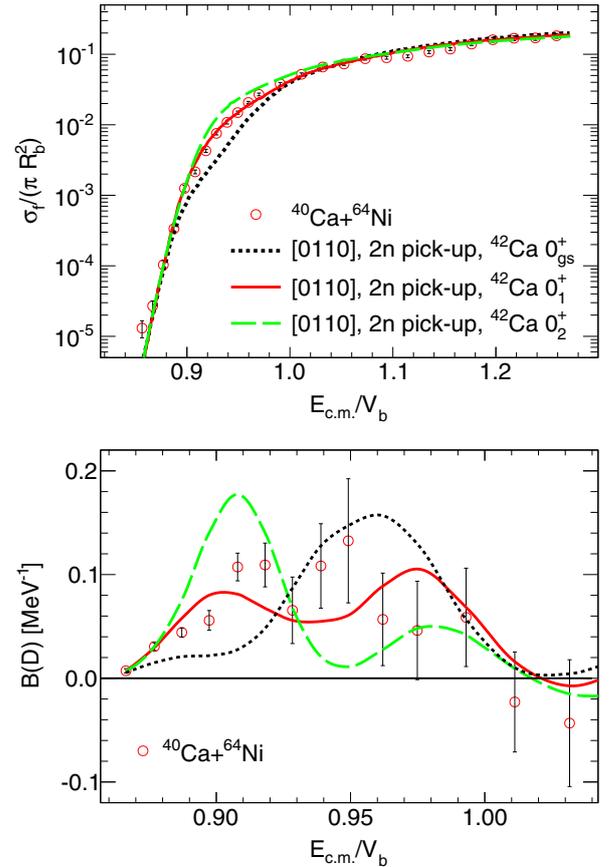


FIG. 8. (Color online) Upper panel: Reduced experimental (open circles) fusion excitation function for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . Lower panel: Reduced experimental (open circles) barrier distribution for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . CC calculations, including the neutron pair-transfer coupling, are shown with lines (see text for details)

to that for the neutron pair-transfer to the ground state in  $^{42}\text{Ca}$  ( $Q_{\text{tr}} = 3.47$  MeV and  $F_{\text{tr}} = 0.50$  fm, dotted line) or by setting  $Q_{\text{tr}}$  to that for the neutron pair-transfer to the 3.30 MeV  $0_2^+$  state in  $^{42}\text{Ca}$  ( $Q_{\text{tr}} = 0.17$  MeV and  $F_{\text{tr}} = 0.70$  fm, dashed line). The validity of such a calculation should be confirmed by directly measuring the nucleon pair transfers in this reaction to observe the role of other  $0^+$  excited states and to see if the relevant transfer cross section is consistent with the value of the coupling strength assumed above. It is worth noting that, in the case of the  $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  transfer reaction to  $^{42}\text{Ca}$  [35], the experimental results and reaction calculations pointed to a selective feeding of  $0^+$  states at  $\simeq 6$  MeV.

#### IV. COMPARISON WITH Ca + Ca AND Ni + Ni SYSTEMS

As can be seen in Figs. 1 and 2, the fusion excitation functions between neutron-poor projectiles and neutron-rich targets, i.e., the asymmetric systems  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ , exhibit a shallower slope than the ones for the symmetric systems. Only  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  have positive nucleon transfer  $Q$  values. The coupling to nucleon transfer channels, included into the CC calculations, for these two systems turned out to be essential for a good agreement between the measured and calculated sub-barrier fusion cross sections. The slope of the fusion excitation function was actually found to be correlated with the strength of the total neutron-transfer cross sections for systems ranging from light to heavy masses [9]. This correlation is also confirmed by the present study of the two ‘‘cross’’ systems  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . The fusion cross section for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  (neutron-poor projectile and neutron-rich target) is larger than the ones for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  (neutron-poor projectile and neutron-poor target) below the CB. Only  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  has positive nucleon transfer  $Q$  values. The fusion excitation function for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  was well reproduced by including the neutron pair-transfer channel into the CC calculations. The barrier distributions for  $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  both show a tail extending towards low energies. These two phenomena, brought to light by the fusion excitation function and the barrier distribution, are good indications of the influence of couplings to nucleon transfer channels with positive  $Q$  values on the fusion cross section.

#### V. SUMMARY

This article has reported on the measurement of the fusion excitation functions for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  at

energies around and below the CB. Regarding  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ , the CC calculations describe well the fusion cross sections above the CB without couplings and below the CB with couplings. One octupole-phonon excitation for  $^{40}\text{Ca}$  and one quadrupole-phonon excitation for  $^{58}\text{Ni}$  were taken into account. Regarding  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ , the CC calculations described well the fusion cross sections above the CB without couplings but clearly underestimates the fusion cross sections below the CB with couplings. The same couplings were included in the CC calculations since  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  have very similar nuclear structures. For this system, the coupling to the neutron pair-transfer channel with a positive  $Q$  value turned out to be essential to explain the fusion cross sections below the CB with CC calculations. The barrier distributions were extracted for the two systems. The CC calculations, including the couplings, reproduced well the structure centered around  $E_{\text{c.m.}}/V_b \simeq 0.94$  for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ , contrary to the structure centered around 0.93 for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . The  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  barrier distribution, which has a longer tail towards low energies, is better reproduced by including the coupling to the neutron pair-transfer channel in the CC calculations, with a  $Q$  value corresponding to the energy of the first excited state  $0_1^+$  for  $^{42}\text{Ca}$ . To summarize, nuclear structure plays a significant role in the sub-barrier fusion process for both studied systems. Nucleon transfer may also influence this process for systems with positive transfer  $Q$  values, such as  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ .

A further step would be to measure fusion cross sections far below the CB for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . This energy range would allow us to explore the influence of nucleon transfer channels on the fusion hindrance. The fusion hindrance phenomenon is predicted [36] to occur far below the Coulomb barrier for medium-mass systems with negative fusion  $Q$  values ( $Q_{\text{fus}} = -17.98$  MeV for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ ). Experiments to measure directly the transfer cross sections would also be of the highest interest to better understand the influence of nucleon transfer channels on  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ .

#### ACKNOWLEDGMENTS

We would like to thank the professional work of the XTU Tandem and target LNL laboratory staff. The research leading to these results has received funding from the European Commission within its Seventh Framework Programme under Grant Agreement No. 262010 ENSAR. A.G. was supported by the P2IO Excellence Laboratory.

- 
- [1] A. M. Stefanini *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 864 (1995).
  - [2] J. R. Leigh *et al.*, *Phys. Rev. C* **52**, 3151 (1995).
  - [3] J. D. Bierman, P. Chan, J. F. Liang, M. P. Kelly, A. A. Sonzogni, and R. Vandenbosch, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1587 (1996).
  - [4] C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, *Nucl. Phys. A* **405**, 381 (1983).
  - [5] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, and A. M. Stefanini, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 401 (1998), and references therein.
  - [6] K. Hagino and N. Takigawa, *Prog. Theor. Phys.* **128**, 1001 (2012).
  - [7] R. A. Broglia, C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, *Phys. Rev. C* **27**, 2433 (1983).
  - [8] R. A. Broglia, C. H. Dasso, S. Landowne, and G. Pollarolo, *Phys. Lett. B* **133**, 34 (1983).
  - [9] C. L. Jiang, K. E. Rehm, B. B. Back, H. Esbensen, R. V. F. Janssens, A. M. Stefanini, and G. Montagnoli, *Phys. Rev. C* **89**, 051603(R) (2014).

- [10] V. A. Rachkov, A. V. Karpov, A. S. Denikin, and V. I. Zagrebaev, *Phys. Rev. C* **90**, 014614 (2014).
- [11] N. Rowley, G. R. Satchler, and P. H. Stelson, *Phys. Lett. B* **254**, 25 (1991).
- [12] C. L. Jiang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 012701 (2004).
- [13] M. Dasgupta, J. Hinde, A. Mukherjee, and J. O. Newton, *Nucl. Phys. A* **787**, 144c (2007).
- [14] B. B. Back, H. Esbensen, C. L. Jiang, and K. E. Rehm, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 317 (2014).
- [15] M. Beckerman, J. Ball, H. Enge, M. Salomaa, A. Sperduto, S. Gazes, A. DiRienzo, and J. D. Molitoris, *Phys. Rev. C* **23**, 1581 (1981).
- [16] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, J. D. Molitoris, and A. DiRienzo, *Phys. Rev. C* **25**, 837 (1982).
- [17] D. Ackermann *et al.*, *Nucl. Phys. A* **609**, 91 (1996).
- [18] C. H. Dasso and S. Landowne, *Comput. Phys. Commun.* **46**, 187 (1987).
- [19] O. Akyüz and A. Winther, in *Nuclear Structure and Heavy-Ion Physics, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Varenna*, edited by R. A. Broglia and R. A. Ricci (North Holland, Amsterdam, 1981), p. 492.
- [20] H. Esbensen and S. Landowne, *Phys. Rev. C* **35**, 2090 (1987).
- [21] R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Springer-Verlag, Berlin, 1980).
- [22] A. M. Stefanini *et al.*, *Phys. Lett. B* **679**, 95 (2009).
- [23] M. Trotta, A. M. Stefanini, L. Corradi, A. Gadea, F. Scarlassara, S. Beghini, and G. Montagnoli, *Phys. Rev. C* **65**, 011601(R) (2001).
- [24] G. Montagnoli *et al.*, *Phys. Rev. C* **85**, 024607 (2012).
- [25] H. A. Aljuwair, R. J. Ledoux, M. Beckerman, S. B. Gazes, J. Wiggins, E. R. Cosman, R. R. Betts, S. Saini, and O. Hansen, *Phys. Rev. C* **30**, 1223 (1984).
- [26] K. Hagino, N. Rowley, and A. T. Kruppa, *Comput. Phys. Commun.* **123**, 143 (1999).
- [27] S. Misiu and H. Esbensen, *Phys. Rev. C* **75**, 034606 (2007).
- [28] C. L. Jiang *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 041601(R) (2010).
- [29] B. Sikora, J. Bisplinghoff, W. Scobel, M. Beckerman, and M. Blann, *Phys. Rev. C* **20**, 2219 (1979).
- [30] A. M. Stefanini *et al.*, *Phys. Rev. C* **82**, 014614 (2010).
- [31] D. Bourgin,  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  fusion reactions, <http://sbgfusionreactions.in2p3.fr>.
- [32] National Nuclear Data Center, [http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx\\_adopted.jsp](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_adopted.jsp)
- [33] T. Kibedi and R. H. Spear, *At. Data Nucl. Data Tables* **80**, 35 (2002).
- [34] C. H. Dasso and A. Vitturi, *Phys. Lett. B* **179**, 337 (1986).
- [35] S. Szilner *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **21**, 87 (2004).
- [36] C. L. Jiang, H. Esbensen, B. B. Back, R. V. F. Janssens, and K. E. Rehm, *Phys. Rev. C* **69**, 014604 (2004).

# Annexe B

# Annexe B

Dans cette annexe est présenté l'article D. Bourgin, C. Simenel, S. Courtin, and F. Haas, Microscopic study of  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  fusion reactions, Phys. Rev. C **93**, 034604 (2016).

**Microscopic study of  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  fusion reactions**D. Bourgin,<sup>1,2,\*</sup> C. Simenel,<sup>3</sup> S. Courtin,<sup>1,2,4</sup> and F. Haas<sup>1,2</sup><sup>1</sup>*IPHC, Université de Strasbourg, F-67037 Strasbourg, France*<sup>2</sup>*CNRS, UMR7178, F-67037 Strasbourg, France*<sup>3</sup>*Department of Nuclear Physics, RSPE, Australian National University, Canberra, Australian Capital Territory 0200, Australia*<sup>4</sup>*USIAS, F-67083 Strasbourg, France*

(Received 7 January 2016; published 4 March 2016)

**Background:** Heavy-ion fusion reactions at energies near the Coulomb barrier are influenced by couplings between the relative motion and nuclear intrinsic degrees of freedom of the colliding nuclei. The time-dependent Hartree-Fock (TDHF) theory, incorporating the couplings at the mean-field level, as well as the coupled-channels (CC) method are standard approaches to describe low energy nuclear reactions.

**Purpose:** To investigate the effect of couplings to inelastic and transfer channels on the fusion cross sections for the reactions  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ .

**Methods:** Fusion cross sections around and below the Coulomb barrier have been obtained from CC calculations, using the bare nucleus-nucleus potential calculated with the frozen Hartree-Fock method and coupling parameters taken from known nuclear structure data. The fusion thresholds and neutron transfer probabilities have been calculated with the TDHF method.

**Results:** For  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ , the TDHF fusion threshold is in agreement with the most probable barrier obtained in the CC calculations including the couplings to the low-lying octupole  $3_1^-$  state for  $^{40}\text{Ca}$  and to the low-lying quadrupole  $2_1^+$  state for  $^{58}\text{Ni}$ . This indicates that the octupole and quadrupole states are the dominant excitations while neutron transfer is shown to be weak. For  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ , the TDHF barrier is lower than predicted by the CC calculations including the same inelastic couplings as those for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ . TDHF calculations show large neutron transfer probabilities in  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  which could result in a lowering of the fusion threshold.

**Conclusions:** Inelastic channels play an important role in  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  reactions. The role of neutron transfer channels has been highlighted in  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ .

DOI: [10.1103/PhysRevC.93.034604](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.034604)**I. INTRODUCTION**

Heavy-ion fusion cross sections near the Coulomb barrier are influenced by couplings of the relative motion to nuclear shape deformations and vibrations [1–3]. The effects of these couplings can be investigated by coupled-channels (CC) calculations [4–11] and time-dependent Hartree-Fock (TDHF) calculations [12–14].

Nucleon transfer channels have also been shown to affect the fusion process [15–19]. However, a deep understanding of the interplay between fusion and transfer is still needed. This is partly due to the difficulty to construct predictive theoretical models of fusion incorporating the dissipation and  $Q$ -value effects of transfer. Transfer channels are indeed incorporated within CC models in a simplified fashion [20]. In addition, recent progresses of the microscopic description of transfer reactions are mostly limited to the mean-field approximation [21–25], to small [26–28] and semi-classical [29–31] fluctuations. Nevertheless, comparison between experimental data and theoretical calculations of fusion properties, such as barriers and cross sections, is expected to shed light on the importance of coupling to transfer channels.

On the one hand, CC calculations treat the couplings to inelastic channels in a fully quantum mechanical approach. However, they require input parameters for the nuclear potential as well as coupling parameters of collective states in the

colliding nuclei. The TDHF approach, on the other hand, often uses Skyrme energy density functionals [32] which are fitted on basic nuclear structure properties [33] as a unique input. It also naturally incorporates both coupling to inelastic and transfer channels. However, these couplings are only treated at the mean-field level. A new approach has been proposed to combine these two complementary theories in Ref. [14]. Other works have also incorporated microscopic ingredients in CC calculations [11].

Recently, the fusion excitation functions of  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  [34] have been measured at energies around and below the Coulomb barrier to study the influence of the projectile and target nuclear structures on the fusion process. CC calculations were performed with the CCFULL code [35], using the Akyüz-Winther nuclear potential [36,37] and including the most relevant inelastic channels, i.e., the octupole-phonon excitation ( $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 3_1^-$ ) for  $^{40}\text{Ca}$  and the quadrupole-phonon excitation ( $0_{\text{gs}}^+ \rightarrow 2_1^+$ ) for both  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$ . The effect of the positive  $Q$  value two-neutron transfer channel in  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  was also schematically taken into account. The  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  system has positive nucleon transfer  $Q$  values, whereas  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  has only negative nucleon transfer  $Q$  values. The fusion cross sections for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  are well reproduced at sub-barrier energies by including couplings to inelastic channels in the CC calculations. For  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ , the fusion cross sections are underestimated by including only couplings to inelastic channels. The additional coupling to the two-neutron transfer channel turned out to

\*dominique.bourgin@iphc.cnrs.fr

be essential to describe the large fusion cross sections at sub-barrier energies for this system [34].

In this work, we have analyzed the two fusion reactions  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  with microscopic calculations, employing the Skyrme-functional SLy4d [38]. The method is described in Sec. II. Results of the calculations are presented in Sec. III and compared with experimental data. In Sec. IV, we summarize our conclusions.

## II. THEORETICAL APPROACH

The TDHF theory is a mean-field approximation of the many-body dynamics. It was initially proposed by Dirac [39] to describe electrons in atoms, in which case the particles interact via the Coulomb interaction. Direct computation of the Hartree-Fock mean field in nuclei remains a problem as the interaction between nucleons in the nuclear medium is still unknown. However, the development of phenomenological Skyrme effective interactions [32] allowed one to bypass the problem by using the resulting energy density functional (instead of the nucleon-nucleon interaction) to express the mean-field potential [33].

Many parametrizations of the Skyrme functional have been developed over the past. However, most of the Skyrme parametrizations have been fitted assuming a one-body center-of-mass correction to describe the nuclei in their intrinsic frame. This is implemented by replacing the nucleon mass  $m$  with  $Am/(A-1)$ , where  $A$  is the number of nucleons. Although this usually improves the structure of light nuclei, such a correction should not be applied when studying collisions as it induces a spurious dependence on the initial number of nucleons of the collision partners. Therefore, we use the SLy4d parametrization [38] which has been derived without the center-of-mass correction. Note that other recent parametrizations have been derived without this correction, such as the quark-meson coupling 700 [40] and the universal nuclear energy density functional [41] parametrizations. A comparison with these interactions will be the subject of a future work.

The TDHF approach has become a standard tool to describe nuclear reactions (see Refs. [42,43] for a review). This has been made possible thanks to calculations in three dimensions including the spin-orbit interaction [38,44–48]. In particular, TDHF predictions of barriers and fusion cross sections are in good agreement with experimental data [12–14,21,49,50]. Importantly, it incorporates dynamical effects such as vibration [45,51] and particle transfer [22,23,28] which are crucial at near-barrier energies [12,50].

An important drawback of mean-field calculations, however, is the impossibility to describe tunneling of the many-body wave function. As a result, sub-barrier fusion cannot be directly investigated in the TDHF method. Nevertheless, TDHF codes can be used to compute fusion thresholds including dynamical effects [12,21,50,52–54].

To estimate sub-barrier fusion cross sections, one has to determine a nucleus-nucleus potential and to compute the sub-barrier transmission with a barrier penetration model. Microscopic potentials can be calculated directly from TDHF dynamics [12,55]. Alternatively, one can start with the bare

potential computed from a frozen Hartree-Fock approach [12,21] and use a CC code to incorporate the dynamical couplings to collective modes following the approach proposed in Ref. [14]. The properties of the collective phonons are either known experimentally or computed theoretically, for instance in the linear response theory with a TDHF code [46–48,56–60]. Therefore, the approach of Ref. [14] allows one to use the same Skyrme functional to compute both the bare potential and the deformation parameters of the collective excited states.

In the present work, we follow the approach of Ref. [14] to extract various information on the fusion dynamics:

- (i) The bare potential is computed with the frozen Hartree-Fock approach.
- (ii) Fusion cross sections incorporating couplings to low-lying vibrational states are computed with the CC approach using the CCFULL code [35] with the above potential and experimental properties of low-lying vibrational states (energy and deformation parameters).
- (iii) The resulting barrier distributions are compared with fusion thresholds computed directly from the TDHF method, and incorporating dynamical effects at the mean-field level, such as couplings to vibrational states and to transfer channels.
- (iv) The importance of transfer channels is estimated with near-barrier TDHF calculations of transfer probabilities using the particle number projection technique developed in Ref. [23].

Combining this information for  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  reactions and comparing it with experimental data will then allow one to identify the impact of transfer mechanisms on fusion in these reactions.

The HF and TDHF calculations are performed with the EV8 [61] and TDHF3D [38] codes, respectively. The SLy4d interaction [38] is used. Unless specified, pairing is included in static calculations at the BCS level, and single-particle occupation numbers are kept constant during the dynamics. The surface pairing interaction is used [62]. All calculations are performed with a mesh space of 0.8 fm and a time step of  $1.5 \times 10^{-24}$  s.

In our calculations, all nuclei are spherical, except for  $^{64}\text{Ni}$  which exhibits a very small triaxial quadrupole deformation with a maximum quadrupole moment of  $1.0 \text{ fm}^2$ . We thus treat it as spherical. Note that other functionals could result in slightly deformed ground states [63–66].

## III. RESULTS

### A. Fusion excitation functions

The frozen Hartree-Fock potential is computed from the HF ground-state one-body density matrices  $\rho_{1,2}$  of the two colliding nuclei at a distance  $R$  between their centers of mass. The total energy  $E[\rho_1 + \rho_2](R)$  of the system is given by the energy density functional including the Coulomb energy. The nucleus-nucleus potential is then obtained by removing the HF energy of the ground states:  $V(R) = E[\rho_1 + \rho_2](R) - E_{HF}[\rho_1] - E_{HF}[\rho_2]$ .

TABLE I. Bare potential barrier characteristics from the frozen HF method and from the Bass model [67] as well as TDHF fusion thresholds for  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ .

Barrier characteristics	$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$
$V_b^{\text{Frozen}}$ [MeV]	74.15	72.26
$R_b^{\text{Frozen}}$ [fm]	10.11	10.40
$V_b^{\text{Bass}}$ [MeV]	75.73	74.66
$R_b^{\text{Bass}}$ [fm]	10.65	10.80
$V_b^{\text{TDHF}}$ [MeV]	71.70	69.06

The resulting bare potential barrier radii  $R_b$  and heights  $V_b$  are listed in Table I. As expected, the bare potential barrier radius is larger, and the height smaller, for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  than for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  due to the larger size of  $^{64}\text{Ni}$ . As a comparison, the bare potential barriers calculated from the frozen HF method and from the Bass model [67] are also reported in Table I. The frozen HF method predicts barriers which are noticeably smaller than the more phenomenological parametrization by Bass.

A Saxon-Woods parametrization of the nuclear potential was extracted from the frozen potential to be used in CC calculations. The potential well depths  $V_0$ , nuclear radii  $r_0$ , and surface diffuseness  $a$  parameters are listed in Table II. The resulting fusion cross sections  $\sigma_f$  were computed with the CCFULL code and are plotted with dashed lines in Fig. 1. The experimental data are taken from Ref. [34]. For the two studied systems, the CC calculations with no couplings to inelastic and transfer channels underestimate the measured fusion cross sections at sub-barrier energies by about two orders of magnitude.

The intensity of the couplings to low-lying vibrations is determined by the energy and deformation parameter of the phonons. The latter can be obtained from nuclear structure experimental data or theoretical calculations. For the present systems, the main effect is expected from the coupling to low-lying octupole modes in  $^{40}\text{Ca}$  and quadrupole modes in  $^{58,64}\text{Ni}$  [68,69]. The energies and deformation parameters of the associated first phonons are experimentally well known for these isotopes and are summarized in Table III.

Coupled-channels calculations have been performed including couplings to the low-lying  $2_1^+$  and  $3_1^-$  states with the CCFULL code [35]. The resulting fusion cross sections are shown with solid lines in Fig. 1. For  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$ , the measured fusion cross sections are well reproduced over the energy range, especially at sub-barrier energies where the fusion process occurs by quantum tunneling. The couplings to the  $3_1^-$  state for  $^{40}\text{Ca}$  and  $2_1^+$  state for  $^{58}\text{Ni}$  explain the enhancement of the fusion cross sections in this energy range.

TABLE II. Saxon-Woods parametrization of the nuclear potential extracted from the frozen potential for  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$ .

System	$V_0$ [MeV]	$r_0$ [fm]	$a$ [fm]
$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	87.16	1.16	0.62
$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$	106.12	1.15	0.64

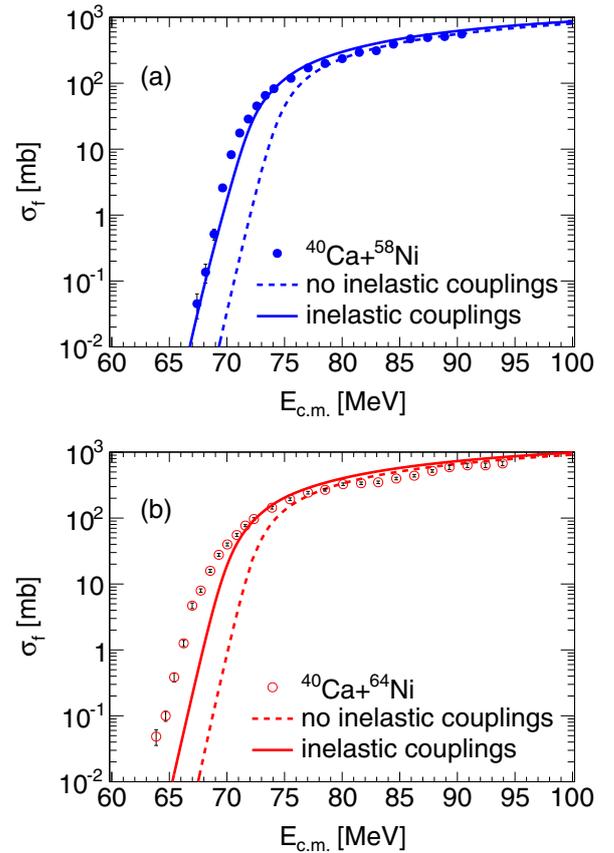


FIG. 1. Experimental and calculated fusion excitation functions for (a)  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and (b)  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . The coupled-channels calculations were performed with the frozen HF potential and the coupling parameters of the low-lying octupole state for  $^{40}\text{Ca}$  and of the low-lying quadrupole states for  $^{58,64}\text{Ni}$ .

For  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ , the CC calculations with couplings to inelastic channels still underestimate the measured fusion cross sections at sub-barrier energies. These couplings are the same as those for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  since  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  have similar nuclear properties. Similar results were obtained in Ref. [34], using the Akyüz-Winther nuclear potential and including the same inelastic couplings. However, the diffuseness parameter of the Akyüz-Winther nuclear potential was slightly increased for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  to fit the fusion cross sections around the Coulomb barrier, whereas the only input parameters in the frozen Hartree-Fock method are those of the Skyrme energy density functional.

TABLE III. Excitation energies  $E$  as well as quadrupole and octupole deformation parameters  $\beta_{2,3}$  of the low-lying vibrational states included in the CC calculations. For references, see the caption of Table I in Ref. [34].

Nucleus	$J^\pi$	$E$ [keV]	$\beta_{2,3}$
$^{40}\text{Ca}$	$3_1^-$	3736	0.40
$^{58}\text{Ni}$	$2_1^+$	1454	0.18
$^{64}\text{Ni}$	$2_1^+$	1346	0.16

TABLE IV. Corrected- $Q$  values in MeV of transfer reactions for  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  ( $Q_{\text{corr}} = Q_{\text{tr}} + V_b^{\text{in}} - V_b^{\text{out}}$ ) [70]. The indicated + signs corresponds to neutron pick-up and the - signs to proton stripping.

System	+1n	+2n	+3n	-1p	-2p	-3p
$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	-3.80	-2.52	-11.19	-3.75	-3.60	-11.95
$^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$	-1.23	3.47	0.86	0.26	4.19	0.88

Couplings to nucleon transfer channels could also play an important role in the fusion process [19]. The  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  fusion reaction has a negative  $Q$  value for the +1n transfer channel, positive  $Q$  values for the +2n and +3n transfer channels (neutron pick-up) and positive  $Q$  values for the -1p, -2p, and -3p transfer channels (proton stripping), whereas  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  has only negative nucleon transfer  $Q$  values. Corresponding  $Q$  values are listed in Table IV. The importance of neutron transfer in  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  will be confirmed with TDHF calculations in Sec. III C.

### B. TDHF fusion thresholds and experimental fusion barrier distributions

Based on a deterministic mean-field approximation, the TDHF theory can only give fusion probabilities which are either 0 or 1 for a given initial energy and impact parameter [49], and for an initial orientation in the case of deformed nuclei [52]. As a result, it can be used to compute fusion thresholds including dynamical effects due to internal excitations, deformation to all orders, neck formation, and nucleon exchange.

Examples of time evolutions of the distance between the colliding nuclei in  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  are plotted in Fig. 2. This distance is defined as the distance between the centers of masses computed on each side of the neck. The energies are chosen to be just above and below the fusion threshold with a difference of only 50 keV.

Interestingly, both systems exhibit similar behaviors. In particular, the fragments are in contact during  $\sim 1$  zs ( $10^{-21}$  s) before fusion is decided. Similar times were obtained for

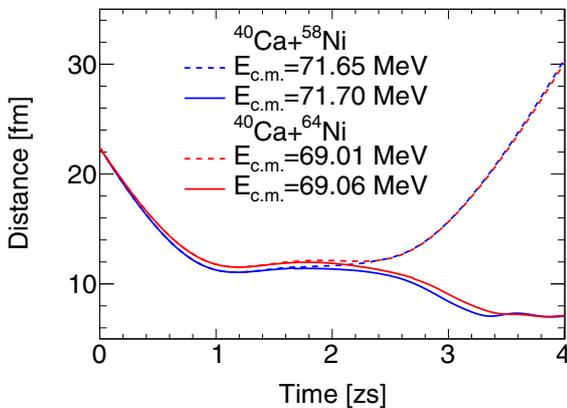


FIG. 2. Time evolutions of the distance between the colliding nuclei in  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  just above (solid lines) and below (dashed lines) the fusion threshold.

near-barrier collisions in lighter [38,71] and similar [14,28] mass regions. These times are relatively short in comparison with heavier systems computed with the TDHF method where typical contact times of few zeptoseconds [72] or more in case of quasi-fission reactions [43,53,73–75] are often obtained, leading to possible large mass transfer [76,77]. Nevertheless, contact times of  $\sim 1$  zs are long enough to allow transfer of one or more nucleons [23,30,31,78], in particular in the case of positive  $Q$  value reactions as will be seen in Sec. III C.

The resulting fusion thresholds are listed in Table I. These thresholds are lower than the bare potential barrier heights computed with the frozen HF method (2.45 for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and 3.20 MeV for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ ). This lowering of the fusion barrier height is induced by dynamical effects such as couplings to inelastic and nucleon transfer channels. These couplings are also responsible for the enhancement of sub-barrier fusion cross sections with respect to the uncoupled case (see Fig. 1).

The fusion and bare potential barrier heights can be compared to the centroids of the measured and calculated barrier distributions which are plotted in Fig. 3. These barrier distributions  $D(E_{c.m.})$  [79] were derived from the second

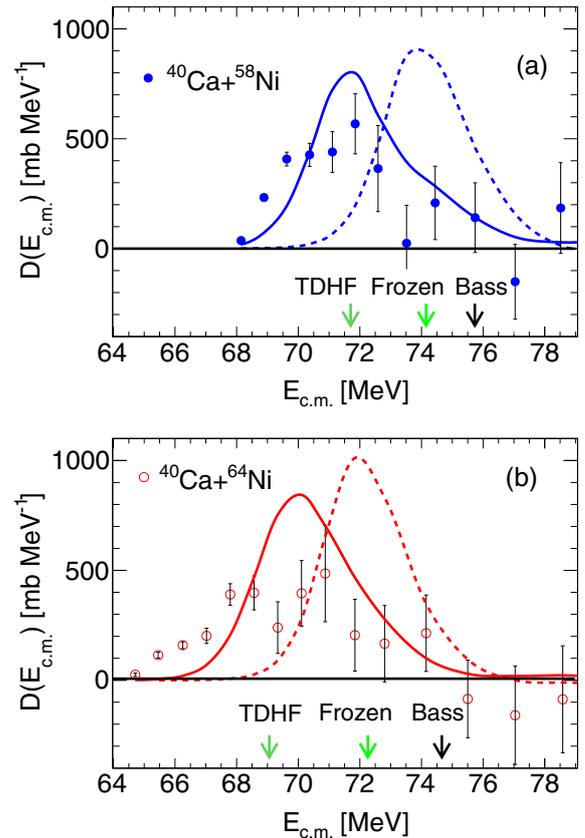


FIG. 3. Experimental and calculated barrier distributions for (a)  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and (b)  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . The coupled-channels calculations were performed with the CCFULL code, using the frozen potential and the coupling parameters of the low-lying octupole state for  $^{40}\text{Ca}$  and of the low-lying quadrupole states for  $^{58,64}\text{Ni}$  given in Table III. The Bass, frozen HF, and TDHF barriers are shown with arrows on the  $E_{c.m.}$  axis.

derivative of the center-of-mass energy  $E_{c.m.}$ , times the fusion cross section  $\sigma_f$  with respect to  $E_{c.m.}$ , using the three-point difference formula [2], with an energy step of  $\Delta E_{c.m.} \simeq 1.5$  below the Coulomb barrier and 3 MeV above the Coulomb barrier.

We see in Fig. 3 that the TDHF fusion threshold for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  is in good agreement with the large structure of the measured barrier distribution as well as the maximum of the CC barrier distribution (solid line). As the TDHF result includes all types of couplings, this indicates that most of the lowering of the fusion threshold is accounted for by the coupling to the  $3_1^-$  state in  $^{40}\text{Ca}$  and to the  $2_1^+$  state in  $^{58}\text{Ni}$ .

For  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ , the TDHF barrier is also in agreement with the large structure of the measured barrier distribution but it is lower than the maximum of the CC barrier distribution (solid line). This indicates that the couplings to transfer channels, which are included in TDHF dynamics but not in the CC calculations, could play a role in the lowering of the fusion threshold.

### C. Sub-barrier transfer probabilities

Neutron transfer probabilities were computed using the particle number projection technique developed in Ref. [23]. For simplicity, these calculations were performed without pairing correlations. This is sufficient to provide a reasonable

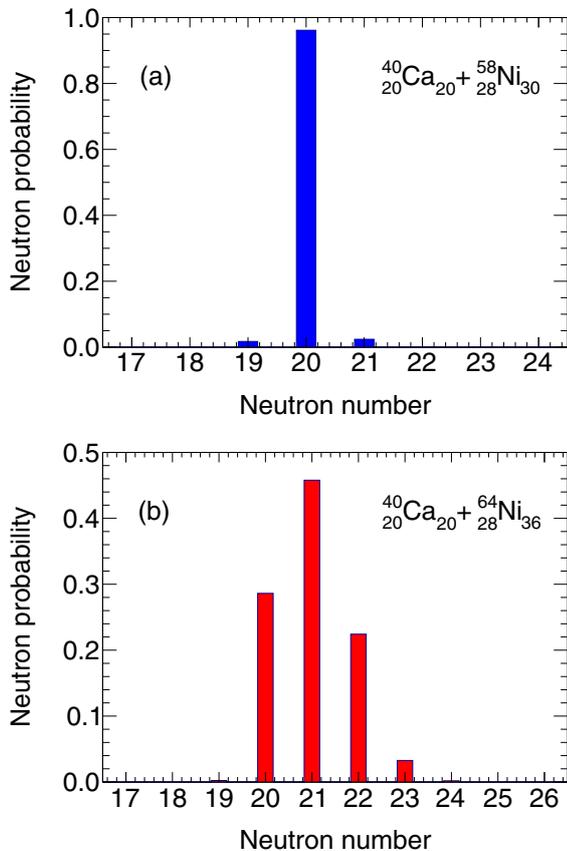


FIG. 4. TDHF calculations of the Ca quasiprojectile neutron number distributions in the exit channel of (a)  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  at  $E_{c.m.} = 71.65$  and (b)  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  at  $E_{c.m.} = 69.01$  MeV.

estimate of the overall importance of transfer. More predictive transfer probabilities for individual transfer channels would require the inclusion of dynamical pairing correlations [80,81].

Neutron number distributions of the Ca projectile-like fragment in the exit channel were calculated at  $E_{c.m.} = 71.65$  for  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  and at  $E_{c.m.} = 69.01$  MeV for  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ . These energies are located just below the TDHF fusion thresholds.

As can be seen in Fig. 4, the sum of the transfer probabilities does not exceed 0.04 in  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  near-barrier collisions. This confirms our previous conclusion that the impact of transfer channels on fusion is small in this reaction. This was expected due to negative  $Q$  values for transfer reactions in this system.

Transfer probabilities are much larger in the  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  system, with a total transfer probability of  $\sim 0.7$ . In this case, the dominant channel is the transfer of one neutron from  $^{64}\text{Ni}$  to  $^{40}\text{Ca}$ , followed by the two-neutron transfer channel. However, the relative weighting between individual channels could be strongly modified with the inclusion of dynamical pairing [81] favoring pair transfer channels [82,83].

Quantitatively, the couplings to the vibrational states accounts for a lowering of the barrier by  $\sim 2$  MeV in  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ , while TDHF calculations predicts that the fusion thresholds should be lowered by more than 3 MeV. It is likely that the transfer channels are responsible for this difference. Indeed, they could easily affect the fusion process by, e.g., facilitating the formation of a neck between the fragments.

## IV. SUMMARY

Microscopic and coupled-channels calculations have been performed for the  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  reactions near the fusion barrier. The only input parameters are those of the Skyrme energy density functional. Fusion cross sections around and below the Coulomb barrier were obtained from CC calculations, using the bare nucleus-nucleus potential computed with the frozen Hartree-Fock method and coupling parameters taken from known nuclear structure data. Couplings to the  $3_1^-$  state in  $^{40}\text{Ca}$  and to the  $2_1^+$  states in  $^{58,64}\text{Ni}$  were included in the CC calculations. The resulting fusion barrier distributions were compared with experimental data as well as TDHF fusion thresholds which include automatically all types of couplings (inelastic and nucleon transfer channels) at the mean-field level.

The lowering of the fusion threshold due to dynamical effects is explained in  $^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$  without invoking transfer channels which are shown to be weak. The case of  $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$  is different as inelastic couplings to low-lying phonons only account for about two-thirds of the lowering of the fusion thresholds. Transfer channels, which are shown to be important near-barrier, could result in a further lowering of the fusion thresholds, possibly via neck formation.

Experimental measurement of the nucleon transfer cross section around the fusion barrier for these two systems was recently performed to investigate directly this effect. It would also be interesting to extend the measurement of fusion cross sections at lower energies for these systems in order to better

understand the role of transfer reactions on the deep sub-barrier fusion hindrance recently observed [84,85].

Further theoretical investigations are also required to better understand the mechanisms of the couplings between transfer channels and fusion. In particular, transfer could favor neck formation and, thus, diffusion towards a compound nucleus. It has also been argued that transfer could be a doorway to dissipation hindering fusion [17].

## ACKNOWLEDGMENTS

The research leading to the experimental results mentioned in this paper has received funding from the European Commission within its Seventh Framework Programme under Grant Agreement No. 262010 ENSAR. This work has been supported by the Australian Research Council Grant No. FT120100760.

- 
- [1] J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, R. C. Lemmon, J. P. Lestone, J. O. Newton, H. Timmers, J. X. Wei, and N. Rowley, Barrier distributions from the fusion of oxygen ions with  $^{144,148,154}\text{Sm}$  and  $^{186}\text{W}$ , *Phys. Rev. C* **52**, 3151 (1995).
- [2] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, and A. M. Stefanini, Measuring barriers to fusion, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **48**, 401 (1998) and references therein.
- [3] B. B. Back, H. Esbensen, C. L. Jiang, and K. E. Rehm, Recent developments in heavy-ion fusion reactions, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 317 (2014) and references therein.
- [4] C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther. Channel-coupling effects in heavy-ion fusion reactions, *Nucl. Phys. A* **405**, 381 (1983).
- [5] C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, A study of Q-value effects on barrier penetration, *Nucl. Phys. A* **407**, 221 (1983).
- [6] R. Lindsay and N. Rowley, Approximate treatment of coupled-channels effects in sub-barrier fusion, *J. Phys. G* **10**, 805 (1984).
- [7] I. J. Thompson, M. A. Nagarajan, J. S. Lilley, and B. R. Fulton, Contribution of multistep transfers to low-energy elastic and reaction cross sections, *Phys. Lett. B* **157**, 250 (1985).
- [8] H. Esbensen and S. Landowne, Higher-order coupling effects in low energy heavy-ion fusion reactions, *Phys. Rev. C* **35**, 2090 (1987).
- [9] A. M. Stefanini *et al.*, Elastic scattering of  $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$  near the Coulomb barrier, *Phys. Lett. B* **240**, 306 (1990).
- [10] A. B. Balantekin and N. Takigawa, Quantum tunneling in nuclear fusion, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 77 (1998).
- [11] K. Hagino and N. Takigawa, Subbarrier fusion reactions and many-particle quantum tunneling, *Prog. Th. Phys.* **128**, 1061 (2012).
- [12] K. Washiyama and D. Lacroix, Energy dependence of the nucleus-nucleus potential close to the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* **78**, 024610 (2008).
- [13] C. Simenel, R. Keser, A. S. Umar, and V. E. Oberacker, Microscopic study of  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  fusion, *Phys. Rev. C* **88**, 024617 (2013).
- [14] C. Simenel, M. Dasgupta, D. J. Hinde, and E. Williams, Microscopic approach to coupled-channels effects on fusion, *Phys. Rev. C* **88**, 064604 (2013).
- [15] A. M. Stefanini, D. Ackermann, L. Corradi, J. H. He, G. Montagnoli, S. Beghini, F. Scarlassara, and G. F. Segato, Signatures of multiphonon and neutron transfer couplings in the fusion of  $^{36,32}\text{S} + ^{110}\text{Pd}$ , *Phys. Rev. C* **52**, R1727(R) (1995).
- [16] C. L. Jiang, A. M. Stefanini, H. Esbensen, K. E. Rehm, L. Corradi, E. Fioretto, P. Mason, G. Montagnoli, F. Scarlassara, R. Silvestri, P. P. Singh, S. Szilner, X. D. Tang, and C. A. Ur, Fusion hindrance for Ca+Ca systems: Influence of neutron excess, *Phys. Rev. C* **82**, 041601(R) (2010).
- [17] M. Evers, M. Dasgupta, D. J. Hinde, D. H. Luong, R. Rafiei, R. du Rietz, and C. Simenel, Cluster transfer in the reaction  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  at energies well below the fusion barrier: A possible doorway to energy dissipation, *Phys. Rev. C* **84**, 054614 (2011).
- [18] G. Montagnoli, A. M. Stefanini, H. Esbensen, C. L. Jiang, L. Corradi, S. Courtin, E. Fioretto, A. Goasduff, J. Grebosz, F. Haas, M. Mazzocco, C. Michelagnoli, T. Mijatovic, D. Montanari, C. Parascandolo, K. E. Rehm, F. Scarlassara, S. Szilner, X. D. Tang, and C. A. Ur, Effects of transfer channels on near- and sub-barrier fusion of  $^{32}\text{S} + ^{48}\text{Ca}$ , *Phys. Rev. C* **87**, 014611 (2013).
- [19] C. L. Jiang, K. E. Rehm, B. B. Back, H. Esbensen, R. V. F. Janssens, A. M. Stefanini, and G. Montagnoli, Influence of heavy-ion transfer on fusion reactions, *Phys. Rev. C* **89**, 051603 (2014).
- [20] A. V. Karpov, V. A. Rachkov, and V. V. Samarin, Quantum coupled-channels model of nuclear fusion with a semiclassical consideration of neutron rearrangement, *Phys. Rev. C* **92**, 064603 (2015).
- [21] C. Simenel and A. Benoit, Time-dependent Hartree-Fock description of heavy ions fusion, *Int. J. Mod. Phys. E* **17**, 31 (2008).
- [22] A. S. Umar, V. E. Oberacker, and J. A. Maruhn, Neutron transfer dynamics and doorway to fusion in time-dependent Hartree-Fock theory, *Eur. Phys. J. A* **37**, 245 (2008).
- [23] C. Simenel, Particle Transfer Reactions with the Time-Dependent Hartree-Fock Theory Using a Particle Number Projection Technique, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 192701 (2010).
- [24] K. Sekizawa and K. Yabana, Time-dependent Hartree-Fock calculations for multinucleon transfer processes in  $^{40,48}\text{Ca} + ^{124}\text{Sn}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ , and  $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$  reactions, *Phys. Rev. C* **88**, 014614 (2013).
- [25] K. Sekizawa and K. Yabana, Particle-number projection method in time-dependent Hartree-Fock theory: Properties of reaction products, *Phys. Rev. C* **90**, 064614 (2014).
- [26] J. B. Marston and S. E. Koonin, Mean-Field Calculations of Fluctuations in Nuclear Collisions, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1139 (1985).
- [27] P. Bonche and H. Flocard, Dispersion of one-body operators with the Balian-Vénéroni variational principle, *Nucl. Phys. A* **437**, 0375 (1985).
- [28] C. Simenel, Particle-Number Fluctuations and Correlations in Transfer Reactions Obtained Using the Balian-Vénéroni Variational Principle, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 112502 (2011).
- [29] K. Washiyama, S. Ayik, and D. Lacroix, Mass dispersion in transfer reactions with a stochastic mean-field theory, *Phys. Rev. C* **80**, 031602 (2009).
- [30] B. Yilmaz, S. Ayik, D. Lacroix, and K. Washiyama, Nucleon exchange mechanism in heavy-ion collisions at near-barrier energies, *Phys. Rev. C* **83**, 064615 (2011).

- [31] B. Yilmaz, S. Ayik, D. Lacroix, and O. Yilmaz, Nucleon exchange in heavy-ion collisions within a stochastic mean-field approach, *Phys. Rev. C* **90**, 024613 (2014).
- [32] T. Skyrme, The nuclear surface, *Phil. Mag.* **1**, 1043 (1956).
- [33] D. Vautherin and D. M. Brink, Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical nuclei, *Phys. Rev. C* **5**, 626 (1972).
- [34] D. Bourgin, S. Courtin, F. Haas, A. M. Stefanini, G. Montagnoli, A. Goasduff, D. Montanari, L. Corradi, E. Fioretto, J. Huiming, F. Scarlassara, N. Rowley, S. Szilner, and T. Mijatović, Barrier distributions and signatures of transfer channels in the  $^{40}\text{Ca} + ^{58,64}\text{Ni}$  fusion reactions at energies around and below the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* **90**, 044610 (2014).
- [35] K. Hagino, N. Rowley, and A. T. Kruppa, A Program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions, *Comput. Phys. Commun.* **123**, 143 (1999).
- [36] O. Akyüz and A. Winther, Nuclear surface-surface interaction in the folding model, in *Nuclear Structure and Heavy-Ion Physics*, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Varenna, edited by R. A. Broglia, C. H. Dasso, and R. A. Ricci (North Holland, Amsterdam, 1981), p. 492.
- [37] A. Winther, Dissipation, polarization and fluctuation in grazing heavy-ion collisions and the boundary to the chaotic regime, *Nucl. Phys. A* **594**, 203 (1995).
- [38] K.-H. Kim, T. Otsuka, and P. Bonche, Three-dimensional TDHF calculations for reactions of unstable nuclei, *J. Phys. G* **23**, 1267 (1997).
- [39] P. A. M. Dirac, Note on exchange phenomena in the Thomas atom, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **26**, 376 (1930).
- [40] P. A. M. Guichon, H. H. Matevosyan, N. Sandulescu, and A. W. Thomas, Physical origin of density dependent forces of Skyrme type within the quark meson coupling model, *Nucl. Phys. A* **772**, 1 (2006).
- [41] M. Kortelainen, J. McDonnell, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, J. Sarich, N. Schunck, M. V. Stoitsov, and S. M. Wild, Nuclear energy density optimization: Large deformations, *Phys. Rev. C* **85**, 024304 (2012).
- [42] J. W. Negele, The mean-field theory of nuclear structure and dynamics, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 913 (1982).
- [43] C. Simenel, Nuclear quantum many-body dynamics - from collective vibrations to heavy-ion collisions, *Eur. Phys. J. A* **48**, 152 (2012).
- [44] A. S. Umar, M. R. Strayer, and P.-G. Reinhard, Resolution of the Fusion Window Anomaly in Heavy-Ion Collisions, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2793 (1986).
- [45] C. Simenel, Ph. Chomaz, and G. de France, Quantum Calculation of the Dipole Excitation in Fusion Reactions, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2971 (2001).
- [46] A. S. Umar and V. E. Oberacker, Time-dependent response calculations of nuclear resonances, *Phys. Rev. C* **71**, 034314 (2005).
- [47] J. A. Maruhn, P. G. Reinhard, P. D. Stevenson, J. Rikovska Stone, and M. R. Strayer, Dipole giant resonances in deformed heavy nuclei, *Phys. Rev. C* **71**, 064328 (2005).
- [48] T. Nakatsukasa and K. Yabana, Linear response theory in the continuum for deformed nuclei: Green's function vs time-dependent Hartree-Fock with the absorbing boundary condition, *Phys. Rev. C* **71**, 024301 (2005).
- [49] P. Bonche, B. Grammaticos, and S. Koonin, Three-dimensional time-dependent Hartree-Fock calculations of  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  fusion cross sections, *Phys. Rev. C* **17**, 1700 (1978).
- [50] A. S. Umar, C. Simenel, and V. E. Oberacker, Energy dependence of potential barriers and its effect on fusion cross sections, *Phys. Rev. C* **89**, 034611 (2014).
- [51] V. E. Oberacker, A. S. Umar, J. A. Maruhn, and P.-G. Reinhard, Dynamic microscopic study of pre-equilibrium giant resonance excitation and fusion in the reactions  $^{132}\text{Sn} + ^{48}\text{Ca}$  and  $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ca}$ , *Phys. Rev. C* **85**, 034609 (2012).
- [52] C. Simenel, Ph. Chomaz, and G. de France, Quantum Calculations of Coulomb Reorientation for Sub-Barrier Fusion, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 102701 (2004).
- [53] L. Guo and T. Nakatsukasa, Time-dependent Hartree-Fock studies of the dynamical fusion threshold, *EPJ Web Conf.* **38**, 09003 (2012).
- [54] K. Washiyama, Microscopic analysis of fusion hindrance in heavy nuclear systems, *Phys. Rev. C* **91**, 064607 (2015).
- [55] A. S. Umar and V. E. Oberacker, Heavy-ion interaction potential deduced from density-constrained time-dependent Hartree-Fock calculation, *Phys. Rev. C* **74**, 021601 (2006).
- [56] J. Blocki and H. Flocard, Calculation of giant resonances with time-dependent Hartree-Fock, *Phys. Lett. B* **85**, 163 (1979).
- [57] Ph. Chomaz, Nguyen Van Giai, and S. Stringari, Lifetimes of monopole resonances in time-dependent Hartree-Fock theory, *Phys. Lett. B* **189**, 375 (1987).
- [58] C. Simenel and Ph. Chomaz, Nonlinear vibrations in nuclei, *Phys. Rev. C* **68**, 024302 (2003).
- [59] P. D. Stevenson, D. Almedeh, P.-G. Reinhard, and J. A. Maruhn, Monopole giant resonances and TDHF boundary conditions, *Nucl. Phys. A* **788**, 343c (2007).
- [60] B. Avez and C. Simenel, Structure and direct decay of giant monopole resonances, *Eur. Phys. J. A* **49**, 76 (2013).
- [61] P. Bonche, H. Flocard, and P.-H. Heenen, Solution of the Skyrme HF+BCS equation on a 3D mesh, *Comput. Phys. Commun.* **171**, 49 (2005).
- [62] K. Bennaceur, P. Bonche, and J. Meyer, Mean field theories and exotic nuclei, *C. R. Phys.* **4**, 555 (2003).
- [63] J. Dobaczewski, M. V. Stoitsov, and W. Nazarewicz, *Skyrme-HFB Deformed Nuclear Mass Table*, edited by R. Bijker, R. F. Casten, and A. Frank, AIP Conf. Proc. No. 726 (AIP, New York, 2004), p. 51.
- [64] G. A. Lalazissis, S. Raman, and P. Ring, Ground-State properties of even-even nuclei in the relativistic mean-field theory, *At. Data Nucl. Data Tables* **71**, 1 (1999).
- [65] A. S. Umar and V. E. Oberacker, Dynamical deformation effects in sub-barrier fusion of  $^{64}\text{Ni} + ^{132}\text{Sn}$ , *Phys. Rev. C* **74**, 061601 (2006).
- [66] K. Sekizawa and K. Yabana, Time-dependent Hartree-Fock calculations for multinucleon transfer and quasifission processes in  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$  reaction, [arXiv:1601.06656](https://arxiv.org/abs/1601.06656) [nucl-th].
- [67] R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Springer-Verlag, Berlin, 1980).
- [68] K. Hagino, N. Takigawa, M. Dasgupta, D. J. Hinde, and J. R. Leigh, Adiabatic Quantum Tunneling in Heavy-Ion Sub-Barrier Fusion, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2014 (1997).
- [69] A. M. Stefanini, D. Ackermann, L. Corradi, D. R. Napoli, C. Petrache, P. Spolaore, P. Bednarczyk, H. Q. Zhang, S. Beghini, G. Montagnoli, L. Mueller, F. Scarlassara, G. F. Segato, F. Soramel, and N. Rowley, Influence of Complex Surface Vibrations on the Fusion of  $^{58}\text{Ni} + ^{60}\text{Ni}$ , *Phys. Rev. Lett.* **74**, 864 (1995).

- [70] R. A. Broglia, C. H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, Possible effect of transfer reactions on heavy ion fusion at sub-barrier energies, *Phys. Rev. C* **27**, 2433 (1983).
- [71] D. Lebhertz, S. Courtin, F. Haas, D. G. Jenkins, C. Simenel, M.-D. Salsac, D. A. Hutcheon, C. Beck, J. Cseh, J. Darai, C. Davis, R. G. Glover, A. Goasduff, P. E. Kent, G. Levai, P. L. Marley, A. Michalon, J. E. Pearson, M. Rousseau, N. Rowley, and C. Ruiz,  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \gamma)^{28}\text{Si}$  radiative capture: Structural and statistical aspects of the  $\gamma$  decay, *Phys. Rev. C* **85**, 034333 (2012).
- [72] C. Simenel, D. J. Hinde, R. du Rietz, M. Dasgupta, M. Evers, C. J. Lin, D. H. Luong, and A. Wakhle, Influence of entrance-channel magicity and isospin on quasi-fission, *Phys. Lett. B* **710**, 607 (2012).
- [73] A. Wakhle, C. Simenel, D. J. Hinde, M. Dasgupta, M. Evers, D. H. Luong, R. du Rietz, and E. Williams, Interplay between Quantum Shells and Orientation in Quasifission, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 182502 (2014).
- [74] V. E. Oberacker, A. S. Umar, and C. Simenel, Dissipative dynamics in quasifission, *Phys. Rev. C* **90**, 054605 (2014).
- [75] A. S. Umar, V. E. Oberacker, and C. Simenel, Shape evolution and collective dynamics of quasifission in the time-dependent Hartree-Fock approach, *Phys. Rev. C* **92**, 024621 (2015).
- [76] J. Toke *et al.*, Quasi-fission - the mass-drift mode in heavy-ion reactions, *Nucl. Phys. A* **440**, 327 (1985).
- [77] R. du Rietz, D. J. Hinde, M. Dasgupta, R. G. Thomas, L. R. Gasques, M. Evers, N. Lobanov, and A. Wakhle, Predominant Time Scales in Fission Processes in Reactions of S, Ti and Ni with W: Zeptosecond versus Attosecond, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 052701 (2011).
- [78] S. E. Koonin, K. T. R. Davies, V. Maruhn-Rezwani, H. Feldmeier, S. J. Krieger, and J. W. Negele, Time-dependent Hartree-Fock calculations for  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$  and  $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$  reactions, *Phys. Rev. C* **15**, 1359 (1977).
- [79] 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).
- [80] B. Avez, C. Simenel, and Ph. Chomaz, Pairing vibrations study with the time-dependent Hartree-Fock-Bogoliubov theory, *Phys. Rev. C* **78**, 044318 (2008).
- [81] G. Scamps and D. Lacroix, Effect of pairing on one- and two-nucleon transfer below the Coulomb barrier: A time-dependent microscopic description, *Phys. Rev. C* **87**, 014605 (2013).
- [82] W. von Oertzen and A. Vitturi, Pairing correlations of nucleons and multi-nucleon transfer between heavy nuclei, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1247 (2001).
- [83] D. Montanari, L. Corradi, S. Szilner, G. Pollarolo, E. Fioretto, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. M. Stefanini, S. Courtin, A. Goasduff, F. Haas, D. Jelavić Malenica, C. Michelagnoli, T. Mijatović, N. Soić, C. A. Ur, and M. Varga Pajtler, Neutron Pair Transfer in  $^{60}\text{Ni} + ^{116}\text{Sn}$  far below the Coulomb Barrier, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 052501 (2014) and references therein.
- [84] C. L. Jiang, K. E. Rehm, R. V. F. Janssens, H. Esbensen, I. Ahmad, B. B. Back, P. Collon, C. N. Davids, J. P. Greene, D. J. Henderson, G. Mukherjee, R. C. Pardo, M. Paul, T. O. Pennington, D. Seweryniak, S. Sinha, and Z. Zhou, Influence of Nuclear Structure on Sub-Barrier Hindrance in Ni+Ni Fusion, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 012701 (2004).
- [85] M. Dasgupta, D. J. Hinde, A. Diaz-Torres, B. Bouriquet, Catherine I. Low, G. J. Milburn, and J. O. Newton, Beyond the Coherent Coupled Channels Description of Nuclear Fusion, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 192701 (2007).



## Résumé

Les réactions de fusion-évaporation et de transfert de nucléons entre ions lourds à des énergies proches de la barrière de Coulomb jouent un rôle essentiel dans l'étude de la structure nucléaire et des mécanismes de réaction. Dans le cadre de cette thèse, deux expériences de fusion-évaporation et de transfert de nucléons ont été réalisées au Laboratoire National de Legnaro en Italie :  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  et  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Dans une première expérience, les sections efficaces de fusion de  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  ont été mesurées à des énergies au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb et ont été interprétées à l'aide de calculs en voies couplées et Hartree-Fock dépendants du temps (TDHF). Les résultats montrent l'importance de l'excitation à un phonon octupolaire dans le noyau  $^{40}\text{Ca}$  et les excitations à un phonon quadripolaire dans les noyaux  $^{58}\text{Ni}$  et  $^{64}\text{Ni}$ , ainsi que l'importance des voies de transfert de nucléons dans le système riche en neutrons  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Dans une expérience complémentaire, les probabilités de transfert de nucléons de  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  ont été mesurées dans le même domaine d'énergie que l'expérience précédente et ont été interprétées en effectuant des calculs TDHF+BCS. Les résultats confirment l'importance des voies de transfert de nucléons dans  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . Une description conjointe des probabilités de transfert de nucléons et des sections efficaces de fusion a été réalisée pour les deux réactions étudiées en utilisant une approche en voies couplées.

**Mots-clés :** réactions de fusion-évaporation, sections efficaces de fusion, distributions de barrières, calculs en voies couplées, calculs Hartree-Fock dépendants du temps, réactions de transfert de nucléons, distributions de la chaleur de réaction, probabilités de transfert de nucléons.

## Heavy-ion fusion reactions through quantum tunneling : collisions between calcium and nickel isotopes

### Abstract

Heavy-ion fusion-evaporation and nucleon transfer reactions at energies close to the Coulomb barrier play an essential role in the study of nuclear structure and reaction dynamics. In the framework of this PhD thesis, two fusion-evaporation and nucleon transfer experiments have been performed at the Laboratori Nazionali di Legnaro in Italy :  $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$  and  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . In a first experiment, fusion cross sections for  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  have been measured from above to below the Coulomb barrier and have been interpreted by means of coupled-channels and Time-Dependent Hartree-Fock (TDHF) calculations. The results show the importance of the one-phonon octupole excitation in the  $^{40}\text{Ca}$  nucleus and the one-phonon quadrupole excitations in the  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{64}\text{Ni}$  nuclei, as well as the importance of the nucleon transfer channels in the neutron-rich system  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . In a complementary experiment, nucleon transfer probabilities for  $^{40}\text{Ca}+^{58,64}\text{Ni}$  have been measured in the same energy region as the previous experiment and have been interpreted by performing TDHF+BCS calculations. The results confirm the importance of nucleon transfer channels in  $^{40}\text{Ca}+^{64}\text{Ni}$ . A simultaneous description of the nucleon transfer probabilities and the fusion cross sections has been performed for both reactions, using a coupled-channels approach.

**Keywords :** fusion-evaporation reactions, fusion cross sections, barrier distributions, coupled-channels calculations, time-dependent Hartree-Fock calculations, nucleon transfer reactions, Q-value distributions, nucleon transfer probabilities.