



HAL
open science

Dynamique nucléaire autour de la barrière : de la fusion à l'évaporation

Cédric Simenel

► **To cite this version:**

Cédric Simenel. Dynamique nucléaire autour de la barrière : de la fusion à l'évaporation. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2003. Français. NNT: . tel-00003142

HAL Id: tel-00003142

<https://theses.hal.science/tel-00003142>

Submitted on 21 Jul 2003

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.

UNIVERSITE DE CAEN/BASSE-NORMANDIE

UFR de Sciences

Ecole Doctorale S.I.M.E.M.

THÈSE

présentée par

Cédric Simenel

et soutenue le 08/07/03

en vue de l'obtention du doctorat de l'université de Caen

Spécialité : Constituants Élémentaires

Titre :

**DYNAMIQUE NUCLEAIRE AUTOUR DE LA
BARRIERE :**

de la fusion à l'évaporation.

MEMBRES DU JURY

Mr	Philippe Chomaz	GANIL	(Directeur de thèse)
Mr	Yorick Blumenfeld	IPN Orsay	(rapporteur)
Mr	Philippe Quentin	Université de Bordeaux	(rapporteur)
Mr	Bernard Tamain	Université de Caen	
Mr	Navin Alahari	BARC de Bombay	
Mr	Jacques Meyer	Université de Lyon	

A mes parents,
A Nathalie.



[Row01] J. K. Rowling, "Harry Potter and the Philosopher's Stone", Bloom. Pub. (2001)

Remerciements

Le financement de ma thèse a été assuré par la région Basse Normandie et le CNRS.

Je remercie tout d'abord la direction du GANIL de m'avoir accueilli dans leur laboratoire. Je remercie aussi l'université de Caen pour m'avoir attribué un monitorat en physique ainsi que l'ISEL du Havre pour m'avoir permis de dispenser des cours sur "les énergies et la radioactivité".

Je souhaite témoigner ma reconnaissance aux rapporteurs, Messieurs Yorick Blumenfeld et Philippe Quentin, ainsi qu'aux autres membres du jury de l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail.

L'encadrement de cette thèse a été assuré par un expérimentateur, Gilles de France, et un théoricien, Philippe Chomaz. Un grand MERCI à ces deux physiciens exceptionnels qui sont aussi de bons cuisiniers. Leur plat préféré est le *jeune chercheur à poil court*¹ dont voici la recette :

- prenez un étudiant
- appliquez lui la "méthode par immersion" (i.e. plongez dans un bain bouillonnant de lignes FORTRAN)
- faire rotir à petit feu soit dans un châssis à haute tension, soit devant une source d'Europium
- respectez bien les temps de cuisson : la moitié du côté théorie et la moitié du côté expérience
- ajouter un zeste d'autonomie
- assaisonnez d'épices indiennes
- le tout s'arrangera très bien d'une petite grappa de Trento

Plus sérieusement j'ai beaucoup apprécié leur complémentarité, leur disponibilité et leur pédagogie. Ils ont été pour moi beaucoup plus que des encadrants. Philippe, merci de m'avoir incité à faire de la vulgarisation. Pourvu que ça dure !

D'autres personnes m'ont aussi beaucoup aidé durant ma thèse. Concernant la recherche, mes pensées vont tout naturellement à Jean-Pierre Wieleczko qui m'a beaucoup aidé pour tenter de comprendre les mécanismes de fusion (en échange je lui imprimais ses .jpg et ses .doc). Merci à Navin qui s'est beaucoup investi pour me montrer comment réaliser et analyser une expérience. Je regretterai toujours le jour où il a réparé la climatisation dans mon bureau à Bombay car je n'avais pas pris de pull... Merci aussi à tous les indiens que j'ai rencontré au cours de l'expérience et de mon séjour en Inde pour leur accueil et leur dynamisme. De nombreuses discussions avec les chercheurs du GANIL et du LPC m'ont éclairé sur des points de physiques qui me semblaient bien sombres. Merci à vous ! Concernant les enseignements que j'ai dispensé je remercie David Boilley qui a

¹en français dans le texte

accepté d’être mon tuteur ainsi que toute l’équipe d’enseignants avec qui j’ai travaillé et notamment celle de DEUG B à Caen.

Mes pensées me font aussi remonter un peu plus dans le temps. Je me souviens alors de l’ambiance qui régnait au DEA “Champs, Particules, Matière” et des piques-niques djembe/jonglage dans la salle de cours... Je ne peux que remercier toute la promo 2000 pour cela ainsi que les nostalgiques de la promo N-1 qui se joignaient à nous comme Flo et Mumu. Merci à Yves Charon et Pierre Binetruy, les responsables de ce DEA, de m’avoir permis de connaître cela.

Revenons à une période plus récente qui caractérise la fin difficile de toutes les thèses : la rédaction. Je remercie alors ceux qui m’ont aidé dans cette étape par leurs conseils. En plus de mes directeurs il y a Jérôme et Mauricy qui ont accepté de relire certains chapitres de mon manuscrit. Jérôme a partagé mon bureau pendant presque deux ans et je n’oublierai pas les discussions passionnantes que nous avons pu avoir.

Parlons un peu d’avenir. Je ne saurai être trop reconnaissant envers le SPhN de Saclay qui me permet de poursuivre ma carrière dans la recherche.

Enfin il y a les intemporels (du moins je l’espère). Tout d’abord mes parents et ma famille m’ont toujours soutenu sur tout les plans pour que je puisse devenir chercheur. Je les en remercie chaleureusement. Il y a bien entendu toute ma *bande de potes du Havre*² avec Emma, la petite nouvelle, qui illuminent bon nombre de soirées dans les nuits froides de Normandie. Et bien entendu merci à Vincent et Nathalie pour leur soutien et les nombreuses heures de navigation au compteur ! Bon courage à vous.

²marque déposée !

Sommaire

1	Introduction	1
2	De l'infini au contact :	
	Réorientation Coulombienne de noyaux déformés	5
2.1	Introduction : fusion des noyaux déformés, application aux noyaux super-lourds	5
2.2	Couplage aux états rotationnels	13
2.2.1	Etat de l'art	13
2.2.2	Calculs numériques de la dynamique de réorientation	17
2.2.3	Calcul analytique	24
2.3	Conclusion	30
3	Fusion de noyaux faiblement liés en neutron	33
3.1	Introduction	33
3.1.1	Distribution de barrières	33
3.1.2	Effet du transfert de neutron sur la fusion	35
3.1.3	Couplage au continuum : effet de la cassure du projectile	35
3.1.4	But de l'expérience	37
3.1.5	Plan et but du chapitre	38
3.2	Dispositif et caractéristiques expérimentales	39
3.2.1	Faisceau d' ^6He délivré par SPIRAL	39
3.2.2	Schéma du dispositif	39
3.2.3	EXOGAM	40
3.2.4	Détecteur Silicium	50
3.2.5	Choix du substrat des cibles d' ^{190}Os	52
3.3	Détermination des épaisseurs de cible	53
3.3.1	Diffusion Rutherford	53
3.3.2	Position du faisceau	54
3.3.3	Efficacité	54
3.3.4	Résultats	56

3.4	Coïncidences temporelles avec la RF	57
3.4.1	Coïncidences RF-FT	58
3.4.2	Coïncidences Si-FT	59
3.5	Résultats : sections efficaces de réaction	62
3.5.1	Raies γ des $^{192,193}\text{Pt}$	62
3.5.2	Autres réactions	67
3.6	Analyse et interprétation des résultats	72
3.6.1	Fusion	72
3.6.2	Excitation Coulombienne	77
3.6.3	Mécanisme de formation du ^{191}Os	78
3.7	Conclusion	78
4	Du point selle à l'équilibre :	
	Rôle des modes collectifs.	81
4.1	Introduction	81
4.1.1	Chemin vers l'équilibre	81
4.1.2	Résonances Géantes	82
4.1.3	GDR de prééquilibre	85
4.1.4	Plan du chapitre	87
4.2	Approche phénoménologique	87
4.3	Intensité du pic de la GDR	91
4.3.1	Définitions	91
4.3.2	Calculs hors-équilibre	92
4.4	Effets de la voie d'entrée et caractéristiques du prééquilibre	94
4.4.1	Asymétrie en N/Z	94
4.4.2	Effets de l'énergie du centre de masse	105
4.4.3	Réaction symétrique en N/Z	107
4.4.4	Comparaison aux expériences	109
4.4.5	Rôle du paramètre d'impact	112
4.4.6	Réactions symétriques en masse	116
4.5	Effets de la GDR de prééquilibre sur la fusion-évaporation	125
4.6	Conclusion	129
5	Couplages en isospin et évaporation de proton	131
5.1	Introduction	131
5.2	Forme des fonctions d'onde d'essai	132
5.2.1	Méthode variationnelle	133
5.2.2	Choix de la famille de kets d'essai pour HF	133
5.2.3	Symétries et lois de conservation	134

5.2.4	Brisure de symétrie	135
5.3	Dérivation de l'équation Hartree-Fock	136
5.4	Dynamique du couplage en isospin	142
5.4.1	Calcul analytique	142
5.4.2	Résultats numériques	145
5.5	Effet du couplage en isospin sur l'évaporation de protons	148
5.6	Conclusion	154
6	Conclusions et perspectives	157
A	Effects of the deformation in fusion : comparison of the survival probability of the compound nucleus in the reactions $^{74}\text{Ge} + ^{146}\text{Nd}$ and $^{80}\text{Se} + ^{140}\text{Ce}$	159
A.1	Physic motivations	160
A.2	Proposed experiment	160
A.3	experimental setup	161
A.4	expected statistic	161
B	Structure of Transfermium : ^{255}No and ^{251}Fm	163
B.1	Physic motivations	164
B.2	Properties of ^{255}No and ^{251}Fm	164
B.3	Proposed experiment	165
C	Résolution numérique de TDHF	167
D	Couplages entre états multiphonons étudiés avec TDHF	171
D.1	Introduction	171
D.2	Effect of couplings on one-body observables	173
D.3	Linear and non-linear response in TDHF	174
D.3.1	TDHF and RPA	175
D.3.2	Quadratic response and phonon coupling	175
D.3.3	Link with the residual interaction	176
D.4	Results	177
D.5	Conclusions	182
E	Calculs HF	183
F	Symétries et champ moyen	187
	Table des figures	196
	Liste des tableaux	204

Chapitre 1

Introduction

"In this article I should like to show, first of all for the simplest case of the (non-relativistic and unperturbed) hydrogen atom, that the usual rule for quantization can be replaced by another requirement in which there is no longer any mention of 'integers'. The integral property follows, rather, in the same natural way that, say, the number of nodes of a vibrating string must be an integer. The new interpretation can be generalized and, I believe, strikes very deeply into the true nature of the quantization rules."

E. Schrodinger

Une des propriétés les plus remarquables de la mécanique quantique est la possibilité de franchir une barrière de potentiel avec une énergie inférieure à la hauteur de la barrière, c'est l'**effet tunnel**. Généralement attribué à Gamow pour ses travaux sur la radioactivité α en 1928 [Gam28], il a d'abord été rapporté par Hund en 1927 [Hun27] pour des états liés sous le nom de "pénétration de barrière". Juste après Hund, Nordheim [Nor27] appliqua la toute récente équation de Schrödinger [Sch26] aux calculs de coefficients de réflexion des électrons sur différentes interfaces. Il s'aperçut que, pour une barrière de potentiel rectangulaire, des électrons avec une énergie inférieure à la barrière pouvaient quand même la traverser, ce qui est impossible en mécanique classique. Nordheim étendit ainsi la notion d'effet tunnel entre états liés de Hund aux états non liés où états du continuum. C'est donc l'année suivante que Gamow [Gam28], et indépendamment Gurney et Gondon [Gur28], utilisèrent l'effet tunnel pour expliquer la gamme considérable des temps de vie des noyaux radioactifs α (pas moins de 24 ordres de grandeurs !).

On le voit, un des premier grands succès de la mécanique quantique a été de reproduire un phénomène de physique nucléaire. D'ailleurs, l'effet tunnel a bien d'autres manifestations en physique nucléaire, que ce soit la fusion sous Coulombienne, l'évaporation de particules légères de basse énergie ou encore la fission. Plus généralement, le passage de barrière est toujours à l'étude dans notre discipline. Son principal intérêt provient du fait que les particules qui subissent la barrière sont aussi susceptibles de la modifier au cours

du temps. Ceci est surtout vrai pour la fusion et la fission qui mettent en jeu deux systèmes quantiques de masses comparables, et donc capables de modifier **dynamiquement** le potentiel. Par exemple, dans le cas de la fusion, la structure des partenaires de collision se modifie fortement surtout après contact, i.e. lorsque l'interaction nucléaire entre en jeu. Dans ce cas, le potentiel subi par les noyaux n'est plus celui de deux systèmes figés ("frozen approximation" ou approximation soudaine) et doit être calculé de manière auto-cohérente, soit en résolvant l'équation de Schrödinger statique pour différentes distances des partenaires de collision (approximation adiabatique), soit l'équation de Schrödinger dynamique (cas diabatique).

La dynamique du potentiel en physique nucléaire est donc intimement liée à celle des nucléons qui le créent et le subissent à la fois. En conséquence, le potentiel est fortement sensible à la structure des noyaux. Celle-ci joue un rôle important concernant la fusion. La déformation, par exemple, influe sur la barrière et peut ainsi être utilisée pour augmenter les sections efficaces de formation de noyaux super lourds comme proposé par Iwamoto *et al* en 1996 [Iwa96]. De manière générale, des couplages entre le mouvement relatif des noyaux et leurs degrés de liberté internes comme par exemple la déformation engendrent des changements de la forme de la barrière. En fait le système ne comporte plus une seule barrière, mais une **distribution de barrières** [Row91, Das98], i.e. le noyau incident peut "voir" différentes barrières avec différentes probabilités. C'est ce qu'ont montré initialement pour un système à deux niveaux Dasso, Landowne et Winther en utilisant le formalisme de voies couplées [Das83]. Ces degrés de liberté internes peuvent donc être la déformation statique [Won73, Sto80, Wei91, Lem93, Bie96, Lag00, Mor01], le mouvement vibrationnel [Esb81, Mor94, Lei95, Ste95, Son98, Ste00, New01, Tro01] ou encore le transfert de nucléons [Mor94, Ste95, Son98, Ste97, Tim97, Tim98, Den00, Pol00, Cor01, Tri01]. De manière générale, ces couplages ont pour conséquence de favoriser la transmission sous la barrière et de la défavoriser au dessus, ce qui explique l'observation de sections efficaces de fusion sous la barrière anormalement élevées (par rapport à un calcul sans couplage) obtenues dans ces références.

Cela dit, une question reste toujours sans réponse à l'heure actuelle : Que se passe-t-il lorsque le mouvement relatif entre les noyaux se couple à la cassure d'un des noyaux ? La probabilité de fusion s'en trouvera-t-elle augmentée comme pour les autres couplages ? Ou alors devrait-elle diminuer comme le flux incident de noyaux à cause de la cassure ? Différentes approches permettent cette étude telles que le modèle optique [Hus93] ou encore des calculs en voies couplées [Das96, Hag00]. Les manières de prendre en compte le couplage au continuum diffèrent selon les calculs et amènent à des différences principalement quantitatives dans les résultats. De plus la possibilité d'exciter d'éventuelles résonances "pygmées" du halo ou de la peau de neutrons par rapport au coeur du noyau peut aussi engendrer un couplage avec le mouvement relatif et favoriser la fusion sous-

Coulombienne. Il est donc nécessaire de réaliser des expériences avec des noyaux possédant des neutrons faiblement liés pour établir quelle est la description adéquate. De telles expériences sont dorénavant possibles grâce aux nouveaux appareillages permettant d'accélérer des faisceaux d'ions radioactifs : SPIRAL/GANIL - France [SPI02], ISAC/TRIUMPH - Canada [ISA02], HRIBL/ORNL - Etats-Unis [Hri02], REX/ISOLDE - CERN [Nil01] et CRC-UCL - Belgique.

La dynamique au voisinage de la barrière ne s'arrête pas au simple passage de barrière, qui dans le cas de la fusion, précède toute une étape très mal connue appelée **phase de prééquilibre** du noyau composé. Une question alors très importante se pose : "Quel est le chemin vers l'équilibre entre le passage de la barrière et la formation du noyau composé qui a perdu la mémoire de la voie d'entrée, c'est à dire de la structure des partenaires de collision ?" Cette question est d'une importance cruciale pour la physique des noyaux super lourds ou des transfermiums. En effet, il a été montré expérimentalement que la fusion de noyaux lourds est souvent suivie d'une séparation rapide en deux fragments (quasifission) avant que le noyau composé n'ait pu être formé avec tous ses degrés de liberté équilibrés [Heu78]. Il est donc nécessaire de connaître les quantités qui jouent un rôle important dans la phase de prééquilibre pour pouvoir choisir le bon couple cible-projectile. Là encore les faisceaux radioactifs peuvent servir à cette étude pour réaliser des collisions asymétriques en N/Z et permettre de signer et de caractériser l'équilibration des charges et par là même la dynamique de la fusion dans le noyau composé par l'émission d'un **rayonnement dipolaire de prééquilibre**.

Enfin, une fois ses degrés de liberté équilibrés, le noyau composé est appelé à évacuer son énergie d'excitation par l'émission de particules : neutrons, protons, alphas, gammas... Cette phase de décroissance statistique est relativement bien connue et reproduite par des modèles. Cependant, la partie basse énergie des spectres de particules chargées est elle aussi contrainte par le passage de la barrière Coulombienne. On peut ainsi s'attendre à une influence réciproque entre la structure du noyau et la dynamique des nucléons lors de l'évaporation. Notamment, il est bien connu que l'isospin d'une fonction d'onde à une particule n'est plus un bon nombre quantique à l'intérieur du noyau. Ainsi, si la symétrie d'isospin (symétrie entre protons et neutrons) est brisée soit par Coulomb, soit par un champ moyen pour $N \neq Z$, alors un **couplage en isospin** peut apparaître dans le potentiel de champ moyen. On est ainsi en droit de se demander si ce couplage est présent aussi à la barrière Coulombienne ? Y a-t-il une différence entre noyaux stables et exotiques ? Quel serait l'effet de ce couplage sur la transmission et donc l'évaporation de particules chargées ?

L'objet de ce travail est donc d'étudier différents aspects de la dynamique nucléaire au voisinage de la barrière. Un premier chapitre sera consacré à l'étude des couplages entre un degré de liberté externe (distance entre deux noyaux en collision) et des états rotation-

nels dans un noyau excités par le champ Coulombien de son partenaire de collision. Il s'agit d'un phénomène de **réorientation** que l'on étudiera d'un point de vue théorique. Dans ce chapitre, nous résoudrons les équations classiques du mouvement pour le noyau déformé dont la densité est figée (approximation soudaine), mais libre de tourner. Un deuxième chapitre, expérimental celui-ci, exposera les résultats d'une expérience de fusion autour de la barrière du noyau riche en neutron ${}^6\text{He}$ obtenu à l'aide de SPIRAL sur de ${}^{190}\text{Os}$. Ces résultats seront comparés aux données d'une expérience complémentaire ${}^4\text{He}+{}^{192}\text{Os}$, réalisée auprès de l'accélérateur Pelletron de Bombay. Une troisième partie traitera du chemin vers l'équilibre du noyau composé étudié à l'aide de réactions asymétriques en N/Z dans le cadre de la théorie de champ moyen de Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF) [Har28, Foc30, Vau72, Bon76, Neg82]. Finalement, avant de présenter les conclusions et les perspectives de ce travail de thèse, une quatrième partie sera dédiée à l'étude théorique des couplages en isospin dus à l'interaction forte au sein du noyau avec les conséquences sur l'évaporation des protons au voisinage de la barrière.

Les annexes A et B sont des propositions d'expérience faites respectivement au XTU TANDEM de Legnaro (Italie) et au JYFL de Jyväskylä (Finlande). Une présentation de TDHF et du code construit par Paul Bonche sera donnée dans l'annexe C de même qu'un travail sur les couplages entre états de multiphonons (annexe D) en relation étroite avec le chapitre 4. L'annexe E détaille les calculs HF du chapitre 5 et l'annexe F développe le lien entre symétrie et champ moyen.

Chapitre 2

De l'infini au contact : Réorientation Coulombienne de noyaux déformés

2.1 Introduction : fusion des noyaux déformés, application aux noyaux super-lourds

La fusion d'ions lourds au voisinage de la barrière Coulombienne est un sujet qui a engendré beaucoup de travaux théoriques et expérimentaux. Une des motivations de ces études, outre la compréhension des mécanismes de fusion, est la possibilité de former des noyaux **super-lourds** ($Z > 110$). L'îlot de stabilité dans la carte des noyaux qui serait responsable de l'existence de ces noyaux super lourds est prédit par les théoriciens autour de $N = 184$ et $Z = 114, 120$ ou 126 selon les modèles. Une approche similaire à celle de Strutinsky [Str67] qui consiste à considérer les effets de couches comme une correction au modèle de la goutte liquide donne un nombre magique proton $Z = 114$ (pour des calculs récents, voir les références [Mol94, Sob94, Smo95]). D'un autre côté, des calculs en champ moyen de type Hartree-Fock (HF) donnent $Z = 120$ [Rut97] ou encore $Z = 126$ [Cwi96]. Comme on peut le voir sur les figures 2.1 et 2.2 tirées de l'article de Ćwiok *et al.* [Cwi96], les calculs HF et le modèle de Wood-Saxon (WS) donnent tous deux le nombre magique $N = 184$ pour les neutrons, mais différent pour les protons.

Cette incertitude dans la détermination du prochain nombre magique proton provient de la difficulté à obtenir les énergies des états à une particule. Ces énergies dépendent en effet fortement du terme spin-orbite dont l'intensité n'est pas connue précisément. Il semble aussi plus juste de considérer que, à l'inverse de ce qui se passe au voisinage du ^{208}Pb , les corrections de couches responsables de la stabilité des noyaux super-lourds sont peu "piquées" autour d'un nombre magique particulier.

D'autre part, la proposition d'un îlot de stabilité super lourd se basait initialement sur des nombres magiques sphériques [Nil68]. On sait maintenant que la déformation des noyaux lourds, typiquement les noyaux transfermiums ($Z > 100$), engendre un gain supplémentaire de stabilité. Une manifestation de ce phénomène est la barrière de fission importante du ^{204}No qui est un noyau fortement allongé [Rei99, Rei00, Lei99]. L'inclusion de la déformation dans les calculs de stabilité des noyaux super-lourds engendrent ainsi une incertitude supplémentaire quant à la détermination des prochains nombres magiques.

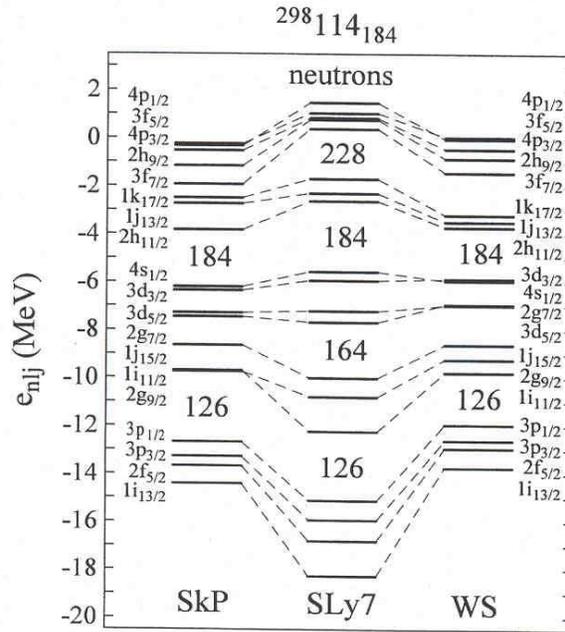


FIG. 2.1 – Couches sphériques neutron du $^{298}114_{184}$ prédites par un calcul HF avec les forces SkP et SLy7 et par le modèle de Wood-Saxon.

Il est donc nécessaire de produire ces noyaux super-lourds et d'étudier leur stabilité (certains modèles prédisent des temps de vie de l'ordre de l'âge de l'univers) pour confirmer ou infirmer certaines descriptions du noyau atomique. Le problème qui se pose maintenant est la formation de ces noyaux super-lourds. En effet les sections efficaces de production de ces noyaux décroissent très rapidement avec le nombre de protons. Par exemple l'élément $Z = 107$ a été produit avec une section efficace de 167 pb [Mun81] alors que le $Z = 111$ l'a été avec seulement 2 – 3 pb [Hof95]. Deux autres voies de réaction entravent la formation des noyaux super-lourds par fusion-évaporation : la fission rapide (ou quasi-fission) qui a lieu après la fusion entre le projectile et la cible, mais avant que tous les degrés de liberté du noyau composé (notamment sa forme) soient équilibrés, et la fission qui intervient lors de la phase de décroissance statistique. On comprend bien ces différents mécanismes dans une vision de la fusion-évaporation en 3 étapes décrite

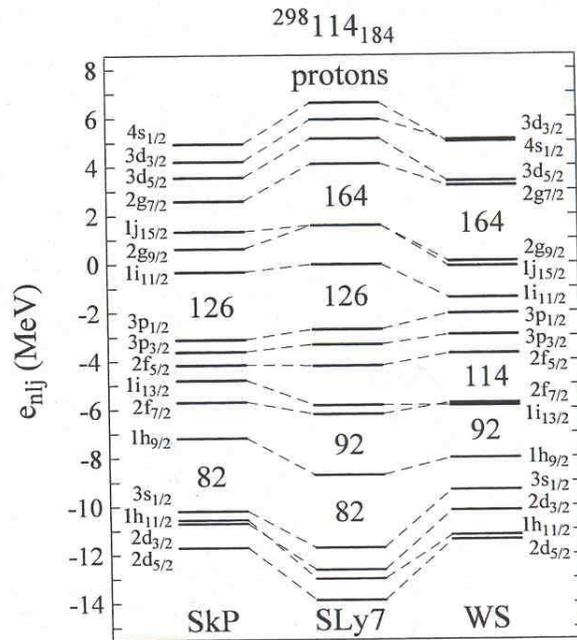


FIG. 2.2 – idem que la figure 2.1 pour les protons.

sur la figure 2.3 :

1. passage de la barrière de fusion (ou “capture”) projectile-cible
2. formation du noyau composé en passant le **point selle**
3. décroissance statistique.

Le point selle peut, en première approximation, être interprété comme le point de fission du noyau composé. Lorsque la voie de sortie est la quasi-fission, la barrière de fusion est franchie, mais pas le point selle. Les deux fragments se séparent après l’échange d’un nombre souvent important de nucléons. Si le point selle est franchi, les degrés de liberté du noyau composé s’équilibrent et la décroissance statistique commence alors. Dans le cas des noyaux super-lourds, la barrière de fission est petite et la probabilité de fissionner est proche de 1. L’évaporation de particules légères (essentiellement des neutrons) est ainsi rendue marginale. En effet, le modèle de la goutte liquide donne les noyaux super-lourds instables, et ils fissionneraient spontanément sans les corrections quantiques responsables des effets de couches qui stabilisent ces noyaux. Même si de récentes expériences [Rei99, Rei00, Lei99] ont montré que les effets quantiques engendraient une barrière de fission $B_f \geq 5$ MeV plus importante que prévue initialement par la théorie dans le $^{254}_{102}\text{No}$, l’énergie d’excitation du noyau composé est telle que les effets de couches limitant la fission sont atténués. Dans une approche phénoménologique [Ign79], on s’attend à une décroissance exponentielle de la barrière de fission en fonction de l’énergie

d'excitation

$$B_f(E^*) = B_f(0)e^{-\frac{E^*}{E_d}}$$

où E_d est l'énergie d'amortissement des effets de couches. La valeur $E_d \approx 18$ MeV permet une bonne reproduction des densités de niveaux au voisinage de la masse $A \approx 200$. Cependant, celle-ci est soumise à discussion en ce qui concerne les noyaux plus lourds [Rei92, Sch84, Amb99]. Nous proposerons au chapitre 3 une méthode originale pour diminuer l'énergie d'excitation du noyau composé lorsque celui-ci entame sa phase de décroissance statistique.

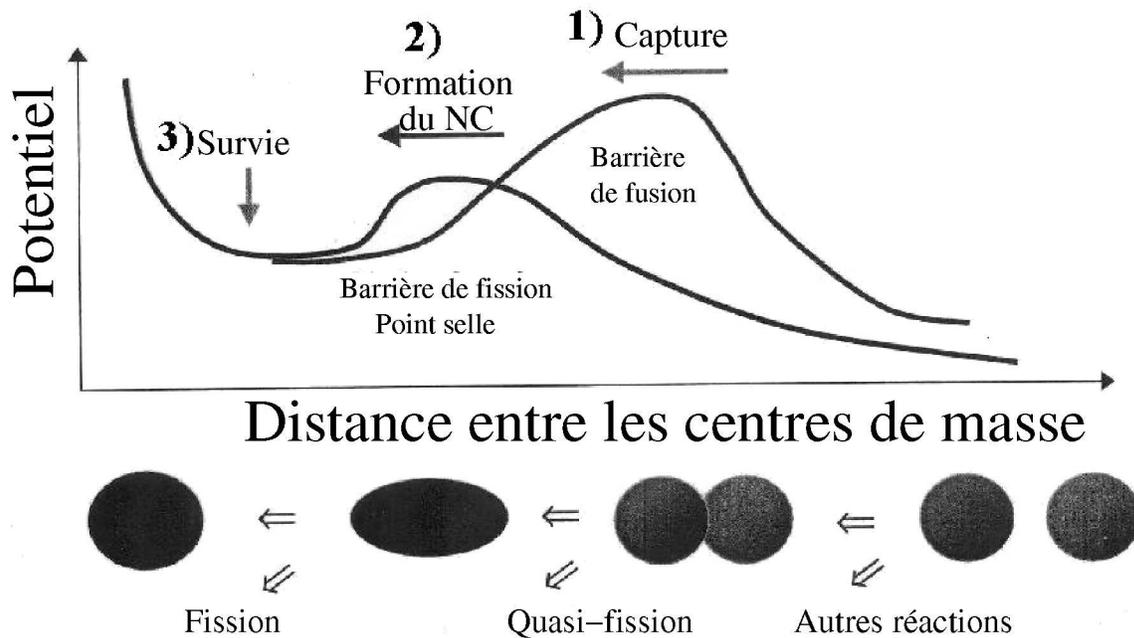


FIG. 2.3 – Description schématique des étapes de la fusion-évaporation.

Mais pour l'instant, concentrons nous sur le passage du point selle nécessaire à la formation du noyau composé. Pour les réactions d'ions lourds, la dissipation de l'énergie cinétique due aux collisions entre nucléons de chacun des noyaux dans le système di-nucléaire formé après la capture est telle qu'il peut manquer d'énergie cinétique pour

franchir le point selle, celle-ci s'étant transformée en énergie d'excitation. Le système est alors amené à se séparer en deux fragments de quasi-fission comme schématisé sur la partie haute de la figure 2.4. Pour vaincre la dissipation et franchir le point selle il est donc nécessaire de fournir un surplus d'énergie E_{XX} appelé extra-extra-push¹ [Swi82]. Expérimentalement, l'extra-extra-push n'est sensible que pour des noyaux telles que $Z_1 Z_2 > 1800$ et croît alors avec $Z_1 Z_2$ [Nis01]. La formation du noyau composé n'est ainsi possible qu'en augmentant l'énergie cinétique du projectile, mais cela a une conséquence néfaste sur sa survie car son énergie d'excitation s'en trouve augmentée, et donc aussi la probabilité de fission.

En 1996 Iwamoto *et al.* [Iwa96] proposèrent d'utiliser des noyaux déformés pour s'affranchir des problèmes induits par l'extra-extra push. En effet, pour certaines orientations du ou des noyaux déformés, des configurations très compactes proches de la forme du point selle peuvent être atteintes. Dans ce cas, le franchissement de la barrière de fusion peut être suffisant pour former le noyau composé car elle se trouve à une distance entre les deux centres des noyaux plus petite que dans le cas de noyaux sphériques comme le montre schématiquement la figure 2.4. Il faut noter que la position du point selle peut elle aussi se trouver modifiée par la configuration d'orientation au contact des deux noyaux. En effet l'idée précédemment évoquée selon laquelle le point selle correspond à la barrière de fission du noyau composé n'est exacte que dans le cas où la **forme** du système au point selle correspond à celle du noyau composé à son point de fission. Le point selle, tout comme le point de fission, correspondent tout deux à une annulation de la répulsion Coulombienne et de l'attraction forte. Cependant le point selle est fonction des partenaires de collision tandis que le point de fission est fonction des fragments de fission. Ainsi tout un ensemble de points selles peut être défini à partir des paramètres qui déterminent la forme du système. Les principaux paramètres sont l'asymétrie de masse des partenaires de collision, la distance qui les sépare ou l'élongation lorsque celle-ci n'a plus de sens. Cependant la formation de noyaux super-lourds est fortement sensible à la structure des partenaires de collision. Par exemple la déformation des partenaires de collision peut jouer un rôle important sur la fonction d'excitation au voisinage de la barrière. Il existe en effet des indications expérimentales selon lesquelles la fusion impliquant des noyaux déformés permettrait de s'affranchir de l'extra-extra-push [Mit00, Nis00, Nis01], ce qui validerait ainsi les conclusions d'Iwamoto.

Il faut cependant noter que l'orientation du noyau déformé ne modifie pas que la *position* de la barrière, mais aussi sa *hauteur*. Il existe en effet une distribution de barrière suivant l'orientation des noyaux. Cette distribution est interprétée comme l'effet d'un couplage entre le mouvement relatif des noyaux et la déformation statique [Das83]. Il en

¹l'extra-push E_X ne concerne que l'énergie nécessaire pour vaincre la dissipation afin de passer la barrière de fusion.

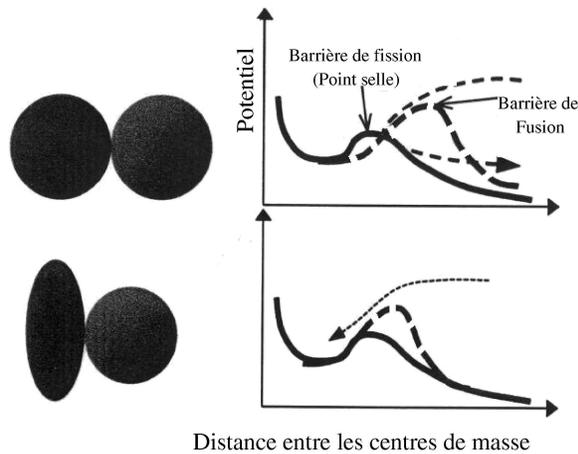


FIG. 2.4 – Comparaison schématique entre une collision de noyaux sphériques (haut), et une collision d'un noyau déformé sur un noyau sphérique (bas) dans la configuration la plus compacte.

résulte que la configuration la plus compacte au contact des noyaux est aussi celle qui présente une barrière de fusion la plus élevée. C'est ce que l'on voit sur la figure 2.5 donnant cette barrière pour la réaction $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O}$ en fonction de l'orientation initiale du noyau déformé². Sur cette figure, l'angle φ_0 est l'orientation initiale. L'orientation est définie par l'angle entre l'axe de déformation et l'axe de collision comme l'illustre la figure 2.6. Ces calculs ont été menés à l'aide du code TDHF de Bonche [Kim97] et la paramétrisation de la force effective de Skyrme Skm^* [Bar85] (voir annexe C) avec une distance initiale entre les deux noyaux de 20 fm. On note une différence de l'ordre de 15% sur la hauteur de la barrière entre les deux configurations extrêmes.

Ainsi nous sommes en présence de deux effets en compétition. En effet, si la configuration $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ permet d'atteindre dans le cas de ce noyau allongé une configuration plus compacte et donc de s'affranchir au moins en partie de la dissipation, c'est aussi celle qui va correspondre à la valeur maximale de la barrière de fusion. Ceci provient du fait que dans la configuration compacte, la distance relative moyenne entre les charges des deux noyaux est plus petite que dans la configuration non compacte. La répulsion Coulombienne qui décroît avec la distance est donc plus importante pour la configuration compacte, ce qui correspond à une barrière plus élevée. En d'autres termes, cette configuration défavorise la fusion des noyaux légers à cause de la hauteur de la barrière, mais

²Les calculs HF statiques effectués avec le programme de P. Bonche prédisent un ^{24}Mg allongé. La déformation obtenue $\beta_2 = 0.40$ est voisine de ce que donne le calcul en champ moyen relativiste de la référence [Lal99] $\beta_2 = 0.416$, mais ne correspond pas à l'expérience qui donne une déformation aplatie [Rag89].

pour les lourds respectant le critère $Z_1 Z_2 > 1800$ discuté précédemment, la dissipation est telle qu'il est plus facile pour le système de franchir une barrière si son énergie cinétique se dissipe peu, même si la barrière est plus élevée. La configuration compacte devient alors la plus favorable pour la fusion.

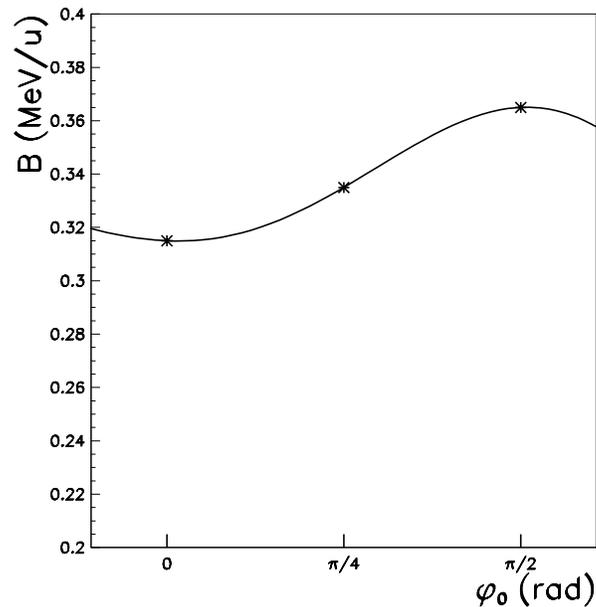


FIG. 2.5 – Barrières de fusion pour la réaction $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ pour différentes orientations initiales du ^{24}Mg ($\beta_2 = 0.4$).

La discussion précédente illustre l'importance de l'orientation du noyau déformé sur la position et la hauteur de la barrière. Dans le cas de réactions impliquant un noyau déformé (allongé ou aplati) avec un noyau sphérique et dans lesquelles $Z_1 Z_2 > 1800$, les configurations augmentant la probabilité de passer le point selle sont illustrées sur la figure 2.7. Dans une vision simple où seules les trois orientations de la figure 2.7 sont considérées, un noyau avec une déformation allongée a une probabilité deux fois plus grande de fusionner qu'un noyau aplati de charge et de déformation absolue équivalentes. Toutefois l'axe de déformation peut prendre toutes les directions de l'espace et n'est pas limité à seulement trois d'entre elles. Il existe une gamme d'angles entre l'axe de déformation et l'axe de collision qui permettra la fusion. Or cette gamme dépend de la nature et de l'intensité de la déformation. Cependant que dire de l'approximation d'équiprobabilité de chacune des orientations ? Comment les noyaux se réorientent-ils au cours de la réaction ? Nous allons maintenant étudier ce point important pour les estimations de sections efficaces de réactions impliquant des noyaux déformés.

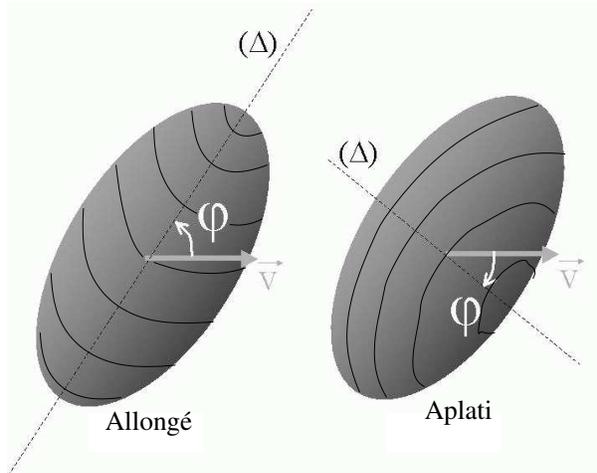


FIG. 2.6 – Définition de l'orientation ϕ . L'axe (Δ) est l'axe de déformation du noyau et \vec{V} est sa vitesse.

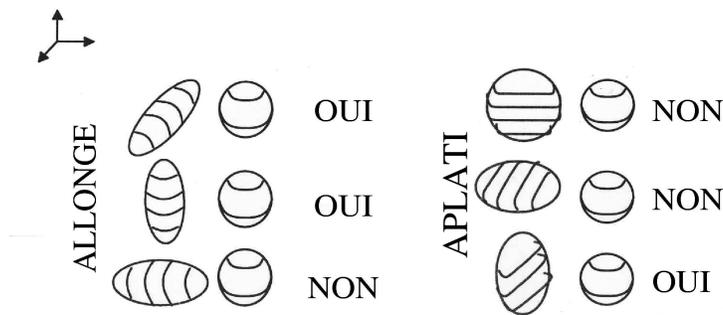


FIG. 2.7 – Différentes orientations favorables (“oui”) ou défavorables (“non”) au passage du point selle dans le cas d'un noyau allongé ou aplati.

2.2 Couplage aux états rotationnels

2.2.1 Etat de l'art

La probabilité d'orientation d'un noyau déformé est, en l'absence d'un partenaire de collision, isotrope. Cette isotropie peut-être brisée par le champ Coulombien du partenaire de collision qui, agissant à distance, peut modifier l'orientation des noyaux. Prenons le cas d'un noyau allongé. Ses deux extrêmités sont, sauf orientations particulières, à des distances différentes de l'autre noyau. Puisque la force Coulombienne décroît avec la distance, les deux extrêmités ne subissent pas la même répulsion Coulombienne. Le moment total des forces est donc non nul et le noyau subit un couple tendant à le mettre en rotation comme l'illustre la figure 2.8. Le champ Coulombien couple ainsi la distance relative entre les deux noyaux aux états excités rotationnels du noyau déformé. Bien que les couplages aux états vibrationnels aient été très largement étudiés qu'il s'agisse du mouvement de vibration de point zéro [Esb81] ou des états excités [Mor94, Lei95, Ste95, Son98, Ste00, New01, Tro01] afin de comprendre leur influence sur la barrière de fusion, seuls les couplages à la **déformation statique** de l'**état fondamental** [Won73, Sto80, Wei91, Lem93, Bie96, Lag00, Mor01] ont été exhaustivement étudiés dans le cadre du formalisme des voies couplées [Das83]. On peut cependant noter les travaux de Hagino *et al.* [Hag95] et ceux de Rumin [Rum01] qui discutent l'effet de possibles couplages aux états excités rotationnels lors du passage de la barrière.

Intéressons nous au cas d'une collision centrale impliquant un projectile déformé (à symétrie axiale) dont les nombres de neutrons et de protons sont pairs. Son état fondamental est donc de moment angulaire nul et de parité positive ($J^\pi = 0^+$). Dans cette approche semi-classique, il peut être vu comme une superposition de toutes les orientations possibles d'un noyau déformé dans son référentiel intrinsèque. Notons sa probabilité de passer la barrière P_{0+} .

On peut aussi s'intéresser à la probabilité de passer la barrière pour une orientation particulière du projectile définie par l'angle φ entre l'axe de déformation et l'axe de collision. Puisque φ peut varier continument, la probabilité de fusion pour une orientation comprise entre φ et $\varphi + d\varphi$ s'écrit $\frac{dP(\varphi)}{d\varphi} d\varphi$. D'autre part, toutes les orientations étant équiprobables, et si l'on considère que les différentes orientations n'interfèrent pas, alors la probabilité de fusion de l'état fondamental s'écrit

$$P_{0+} = \int_{\varphi=0}^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \sin \varphi \frac{dP(\varphi)}{d\varphi}$$

et la section efficace de fusion est liée directement à sa probabilité de passer la barrière

$$\sigma_{0+} \sim P_{0+}.$$

σ_{0^+} est alors reliée à la section efficace de fusion associée à l'orientation φ et qui s'écrit $\frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi} d\varphi$ par la relation

$$\sigma_{0^+} = \int_{\varphi=0}^{\frac{\pi}{2}} d\varphi \sin \varphi \frac{d\sigma(\varphi)}{d\varphi}. \quad (2.1)$$

Si l'angle φ est constant tout au long de la collision, i. e. si la probabilité $P(\varphi)$ est calculée pour une orientation constante, cela revient à ne considérer aucun couplage entre le mouvement relatif et les excitations internes (rotationnelle) du noyau déformé. Dans ce cas l'équation 2.1 ainsi obtenue est appelée *formule d'orientation moyenne* [Rum01]. Notons qu'il s'agit d'une section efficace *classique*.

Considérons maintenant le cas où le mouvement relatif entre les noyaux se couple aux états excités de la bande rotationnelle. La distribution des orientations des axes de déformation est bien entendu isotrope lorsque les deux noyaux sont à une distance infinie puisque le noyau déformé est dans son état fondamental 0^+ . Cependant cette distribution peut ne plus être isotrope au point de contact à cause des couplages. On peut alors soit considérer que φ est l'orientation initiale et changer $P(\varphi)$ pour prendre en compte la réorientation, soit considérer que φ est l'orientation au point de contact et donc remplacer dans l'équation 2.1 le facteur $\sin \varphi$ par une distribution $f(\varphi)$ prenant en compte cette éventuelle anisotropie. C'est ce que propose Rumin [Rum01] dans son étude des couplages lors du passage de la barrière.

On a vu dans la partie 2.1 que la barrière pouvait dépendre de l'orientation du noyau déformé au point de contact. Il est donc évident que la distribution des orientations du noyau déformé va jouer un rôle sur la section efficace de fusion.

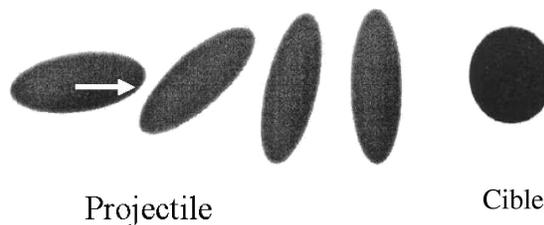


FIG. 2.8 – Illustration schématique du phénomène de réorientation du noyau déformé.

Ce couplage aux états excités rotationnels est généralement négligé dans la littérature. C'est par exemple ce que fait Mitsuoka lorsqu'il analyse les réactions $^{32}\text{S} + ^{182}\text{W}(\beta_2 =$

0.28) et $^{60}\text{Ni} + ^{154}\text{Sm}(\beta_2 = 0.32)$ à des énergies sous Coulombiennes [Mit00], ou encore Nishio pour la réaction $^{76}\text{Ge} + ^{150}\text{Nd}(\beta_2 = 0.358)$ [Nis00, Nis01]. Mitsuoka justifie ce traitement en s'appuyant sur les travaux de Holm, Scheid et Greiner en 1969 [Hol69]. Dans cet article, les auteurs utilisent un modèle dynamique pour calculer la réorientation lors d'une diffusion élastique $^{158}\text{Gd} + ^{238}\text{U}$. Lorsque l'énergie incidente est sous-Coulombienne ($E_{\text{faisceau}} = 566 \text{ MeV}$, $E_{\text{Barrière}} = 609.7 \text{ MeV}$), et avec des orientations initiales pour le projectile et la cible $\varphi_0^{\text{proj.}} = -\varphi_0^{\text{cible}} = 6^\circ$, la réorientation calculée est faible : $|\Delta\varphi^{\text{proj.}}| = 5^\circ$ et $|\Delta\varphi^{\text{cible}}| = 3^\circ$. Par contre, à l'énergie de la barrière et lorsque $\varphi_0^{\text{proj.}} = -\varphi_0^{\text{cible}} = 45^\circ$, la réorientation calculée devient très significative : $|\Delta\varphi^{\text{proj.}}| = 11.3^\circ$ et $|\Delta\varphi^{\text{cible}}| = 17.5^\circ$.

Cette réorientation a aussi été prédite par Wilets, Guth et Tenn en 1967 [Wil67] qui proposèrent de réaliser la fission de ^{238}U induite par excitation Coulombienne. Comme on le voit sur la figure 2.9 tirée de leur article, la réorientation peut être déduite par la mesure de la distribution angulaire des fragments de fission. Ils prédisent ainsi une émission des fragments piquée à 90° de l'axe de collision. Il serait cependant difficile d'attribuer l'anisotropie de cette distribution angulaire à la réorientation puisqu'elle peut aussi correspondre au fait que la fission induite est favorisée pour une orientation **initiale** voisine de 90° .

Il est aussi intéressant de noter que, lors d'un commentaire d'un article de Bierman *et al.* [Bie96] examinant les réactions $^{40}\text{Ca} + ^{192}\text{Os}(\beta_2 = 0.167)$, $^{194}\text{Pt}(\beta_2 = -0.154)$ pour comparer les effets de déformations allongées et aplaties sur la fusion, Dasso et Fernández-Niello [Das97] remarquèrent que leurs calculs des distributions de barrière dans les cas allongé et aplati reflétaient un calcul de poids des angles solides qui n'est pas détaillé dans l'article de Bierman. Il semble que Bierman ait utilisé une distribution isotrope, calculant ainsi uniquement les effets de la déformation statique du fondamental sur la distribution de barrière.

D'un autre côté, V. Yu Denisov et W. Nörenberg [Den02] supposèrent que le noyau déformé se réorientait complètement à cause de l'interaction Coulombienne, amenant ainsi le système à la configuration la plus compacte quelle que soit l'orientation initiale φ_0 . Leur hypothèse se base sur la longue portée de l'interaction Coulombienne, ce qui est vrai dans un calcul adiabatique où le système est à chaque instant dans une configuration qui minimise l'énergie. Selon eux, même à grande distance entre les partenaires de collision, l'orientation du noyau déformé est telle que l'angle entre l'axe de déformation et l'axe défini par les deux centres de masse des noyaux est 90° pour un noyau allongé et 0° pour un noyau aplati. Cependant, bien que l'interaction Coulombienne soit à longue portée, elle décroît avec la distance et une étude plus approfondie est nécessaire pour déterminer si la dynamique est effectivement adiabatique.

On voit l'importance de quantifier la réorientation pour ce genre de calcul, en plus bien

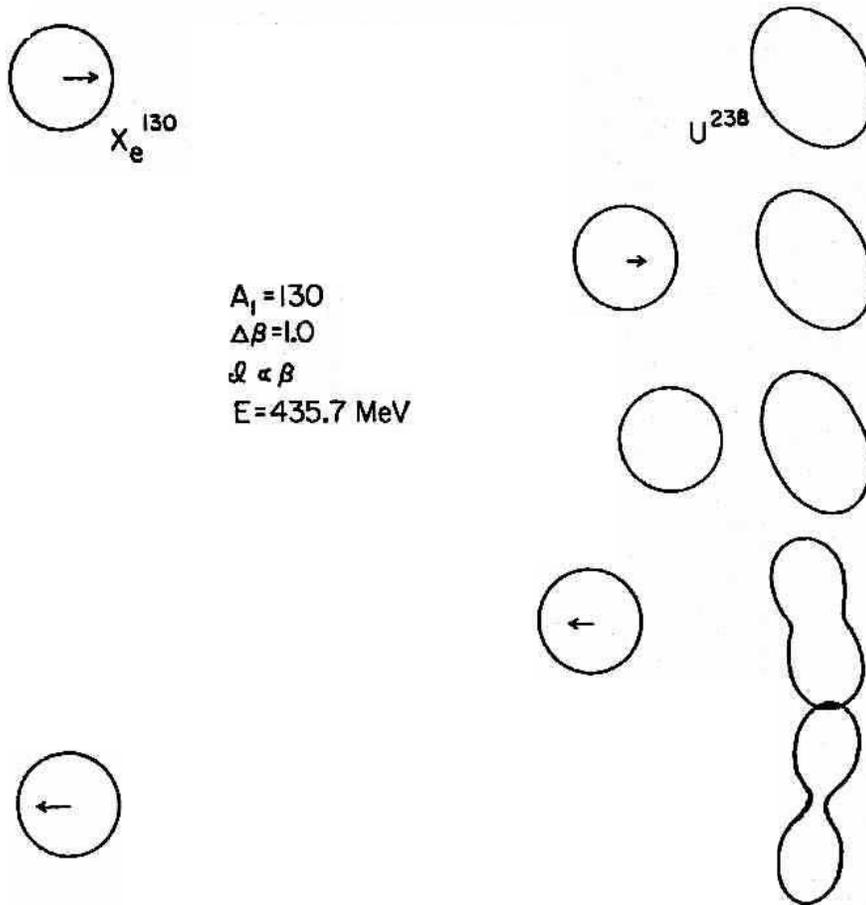


FIG. 2.9 – Fission de l' ^{238}U induite par excitation Coulombienne. A_1 est le nombre de nucléons du projectile, $\Delta\beta$ est la variation du paramètre de déformation entre l'état fondamental et le point de fission, ℓ est le moment d'inertie pris proportionnel à la déformation et E est l'énergie du projectile.

entendu de l'intérêt qui peut être porté à la compréhension des mécanismes de couplages entre degrés de liberté internes et externes. C'est l'objet des deux chapitres suivants.

2.2.2 Calculs numériques de la dynamique de réorientation

Dans la suite nous allons déterminer les trajectoires classiques qui déterminent la position et l'orientation d'un noyau déformé durant l'approche vers son partenaire de collision que nous supposons sphérique. Les effets de la déformation et de la masse des partenaires de collision sur la réorientation sont étudiés à l'aide d'un code de simulation classique. Nous ne nous limitons ici qu'à l'observation de ces effets, leur interprétation sera détaillée dans la partie suivante grâce à un calcul analytique.

Hypothèses et paramètres du calcul

Nous nous limitons ici au paramètre d'impact nul et considérons un noyau rigide afin de nous affranchir des couplages aux états vibrationnels. Cette hypothèse constitue une bonne approximation car des calculs dynamiques ont montré que les effets de la déformabilité étaient négligeables par rapport à ceux de la déformation statique [Wil67, Hol69, Hol70, Jen70, Rei70]. Les calculs sont réalisés pour un noyau à bords francs ce qui n'est supposé avoir que peu d'influence sur les résultats pour l'effet Coulombien considéré. Le partenaire de collision n'intervient quant à lui que par son champ Coulombien. La surface du noyau déformé est paramétrisée par l'équation

$$R(\theta) = r_0 A_1^{\frac{1}{3}} \sqrt{\frac{\cos^2 \theta}{(1 - \varepsilon)^4} + (1 - \varepsilon)^2 \sin^2 \theta} \quad (2.2)$$

où $r_0 = 1.2$ fm. θ est l'angle radial entre son axe de déformation et la droite (OM) où O est le centre du noyau et M désigne un point de la surface ($OM = R(\theta)$). Dans la limite où $\varepsilon \ll 1$, on retrouve la définition usuelle du paramètre de déformation ε pour un noyau possédant une déformation quadrupolaire

$$\begin{aligned} R_{\perp} &= R_0(1 - \varepsilon) \\ R_{\parallel} &= R_0(1 + 2\varepsilon) \end{aligned} \quad (2.3)$$

où R_{\perp} et R_{\parallel} désignent les distances du centre à la surface le long d'un axe respectivement perpendiculaire et parallèle à l'axe de déformation. Le paramètre de déformation est relié au coefficient de déformation quadrupolaire de Hill-Wheeler β_2 [Hil53] par la relation $\varepsilon = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta_2$ [Boh75].

Nous nous plaçons dans le référentiel propre du noyau déformé et nous utiliserons un réseau cartésien de pas 0.5 fm pour discrétiser la densité du noyau. Ce dernier est donc solidaire du réseau et ce sont les coordonnées polaires du centre de masse de son

partenaire de collision sphérique qui sont calculées à chaque itération (φ l'angle entre l'axe de déformation et l'axe de collision et D la distance entre les deux centres de masse, voir figure 2.17). Le choix de ce référentiel permet d'avoir une précision sur φ limitée par la précision de la machine et non par le pas du réseau³, ce qui aurait été le cas si le noyau déformé tournait sur le réseau puisqu'alors une faible variation de l'angle φ peut laisser inchangée la distribution des points du réseau occupés par le noyau. Enfin le pas en temps est de 0.45 fm/c et la distance initiale entre les centres des noyaux est fixée à 50 fm sauf indication contraire.

En négligeant l'énergie de rotation du noyau déformé devant l'énergie cinétique, l'équation classique du mouvement est donnée par

$$\mu \ddot{D}(t) = \sum_i \mathbf{f}_i$$

où $\mu = m \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ est une bonne approximation de la masse réduite du système tant que l'interaction nucléaire n'entre pas en jeu, m la masse du nucléon et \mathbf{f}_i est la force Coulombienne exercée par le noyau sphérique sur le point i du réseau occupé par le projectile. En négligeant la taille du noyau devant la distance entre les centres d'inertie D des deux noyaux, on obtient

$$\mu \ddot{D}(t) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{D^2}. \quad (2.4)$$

Z_1 et Z_2 sont les nombres de protons du noyau déformé et sphérique respectivement.

Une seconde équation pour le mouvement de rotation est donnée par

$$\mathcal{I} \ddot{\varphi}(t) = \mathcal{M} \quad (2.5)$$

où \mathcal{I} est le moment d'inertie par rapport à un axe perpendiculaire à l'axe de déformation. $\mathcal{M} = (\sum_i \mathbf{r}_i \wedge \mathbf{f}_i) \cdot \mathbf{u}_{Rot.}$ est le moment des forces Coulombiennes par rapport à l'axe de rotation dont $\mathbf{u}_{Rot.}$ est un vecteur unitaire. $\mathbf{u}_{Rot.}$ est perpendiculaire au plan formé par l'axe de déformation du noyau et l'axe de collision. \mathbf{r}_i est le vecteur position du point i . Nous prenons pour commencer l'énergie du système comme étant celle de la barrière calculée pour deux noyaux sphériques $B = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}})}$.

Cas allongé et aplati

Nous étudions tout d'abord la réorientation de noyaux lourds dans les cas allongé et aplati en prenant l'exemple des deux systèmes étudiés par Bierman [Bie96], à savoir $^{40}\text{Ca} + ^{192}\text{Os}$, ^{194}Pt où le ^{40}Ca est un noyau sphérique, l' ^{192}Os est un noyau allongé de paramètre de déformation $\varepsilon = 0.0557$ et le ^{194}Pt est aplati $\varepsilon = -0.0513$. La figure 2.10

³Les coordonnées du partenaire de collision sphérique ne sont en effet pas astreintes à correspondre à un point du réseau

présente l'évolution de l'orientation au cours de la phase d'approche en fonction de la distance entre les deux noyaux dans le cas allongé (ligne pleine) et aplati (ligne tiretée) avec une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$. Les calculs sont stoppés lorsque la vitesse relative s'annule, ce qui correspond au point de contact puisque l'énergie incidente est celle de la barrière (nous ne prenons donc en compte que l'interaction Coulombienne et non l'interaction nucléaire). On voit que les noyaux n'ont qu'une faible réorientation. L'essentiel de la réorientation a lieu dans la phase finale d'approche pour $D \lesssim 15$ fm, mais les trajectoires dans les cas allongé et aplati commencent à différer de façon notable à une distance $D \sim 35$ fm.

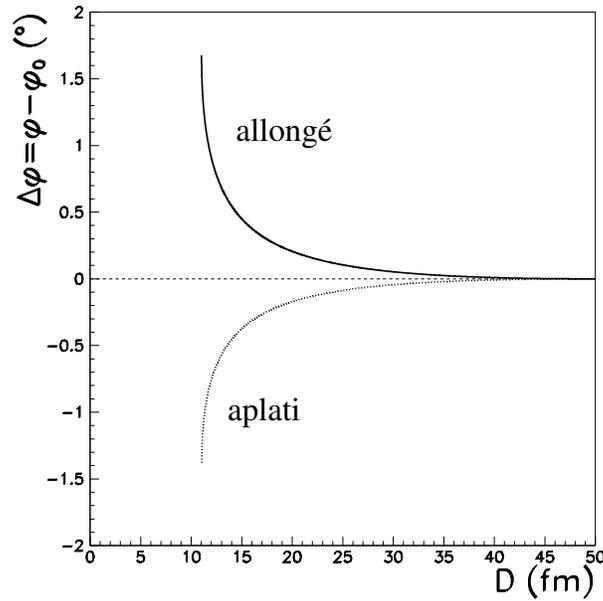


FIG. 2.10 – Réorientation de l' ^{192}Os (ligne pleine) et du ^{194}Pt en fonction de la distance D pour une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$.

Le sens de la réorientation dépend du signe du paramètre de déformation : l'angle φ augmente pour le noyau allongé, et diminue pour l'aplatis. Ceci est dû au fait que la position d'équilibre stable correspond à un angle $\varphi_{eq} = 90^\circ$ pour le noyau allongé et $\varphi_{eq} = 0^\circ$ pour le noyau aplatis, toute variation d'un angle $\delta\varphi$ par rapport à ces configurations engendre un couple qui tente à ramener le noyau dans ces positions. Il est cependant important de noter que la dynamique ne laisse pas le temps à ces positions d'équilibre d'être atteintes. En effet, l'angle final du noyau allongé est 46.7° et 43.6° pour l'aplatis, soit une réorientation finale $\Delta\varphi = \varphi_{touch.} - \varphi_0 = 1.7^\circ$ et -1.4° respectivement. L'hypothèse de Denisov [Den02] d'une réorientation complète n'est a priori pas valide puisque l'orientation finale ne correspond pas à la position d'équilibre ⁴

⁴Puisque l'interaction Coulombienne est de portée infinie, nous pourrions nous demander si ces conclu-

La figure 2.11 montre cette réorientation en fonction de l'orientation initiale. On voit qu'elle ne dépasse pas 2° en valeur absolue. Elle s'annule pour $\varphi_0 = 0^\circ$ et $\varphi_0 = 90^\circ$ qui sont des positions d'équilibre instable et stable respectivement pour le cas allongé, et inversement pour le cas aplati. Ceci n'est vrai qu'à paramètre d'impact nul, l'argument de symétrie n'étant plus valable pour des collisions non frontales.

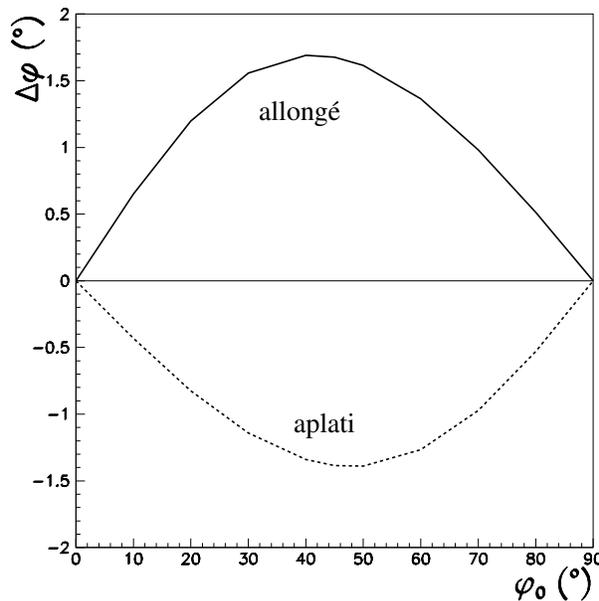


FIG. 2.11 – Réorientation finale $\Delta\varphi$ de ^{192}Os (ligne pleine) et de ^{194}Pt (pointillés) en fonction de l'orientation initiale φ_0 .

En conséquence, on peut affirmer que d'un point de vue classique il y a bel et bien un couplage entre la distance séparant les noyaux et les états **excités** rotationnels du noyau déformé puisqu'une réorientation apparaît par l'intermédiaire du champ Coulombien du partenaire de collision, brisant ainsi l'isotropie d'orientation du noyau déformé au point de contact. Cependant ce couplage reste faible dans le cas de l'expérience de Bierman puisque la réorientation maximale n'excède pas 2° . Il est donc justifié dans leur cas de la négliger lors du calcul de la distribution de barrière et de se limiter au cas isotrope.

Evolution en fonction de la déformation

Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution de la réorientation en fonction de l'amplitude de la déformation. La figure 2.12 reprend les mêmes réactions aux mêmes conditions que la figure 2.11 mais avec des déformations trois fois plus grandes. On voit

sions dépendent du temps auquel est commencé le calcul. Toutefois les résultats numériques seront confirmés par les calculs analytiques qui prennent en compte la dynamique depuis $t \rightarrow -\infty$ comme on peut le voir sur la figure 2.18.

bien sur que dans ce cas la réorientation est plus importante, la réorientation maximale étant multipliée par un facteur ~ 2.8 dans le cas allongé et ~ 2.3 dans le cas aplati. On remarque cependant sur cette figure un déplacement de la position de la réorientation maximale. En effet, alors qu'initialement les courbes étaient à peu près centrées autour de $\varphi_0 = 45^\circ$, une augmentation de la déformation a pour effet de les décentrer. Les maxima (en valeur absolue) sont atteints pour $\varphi_0 \approx 34^\circ$ pour le noyau allongé et $\varphi_0 \approx 53^\circ$ pour l'aplatis. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'en augmentant la déformation, on augmente l'instabilité de l'équilibre à $\varphi = 0^\circ$ pour les formes allongées et 90° pour les formes aplaties.

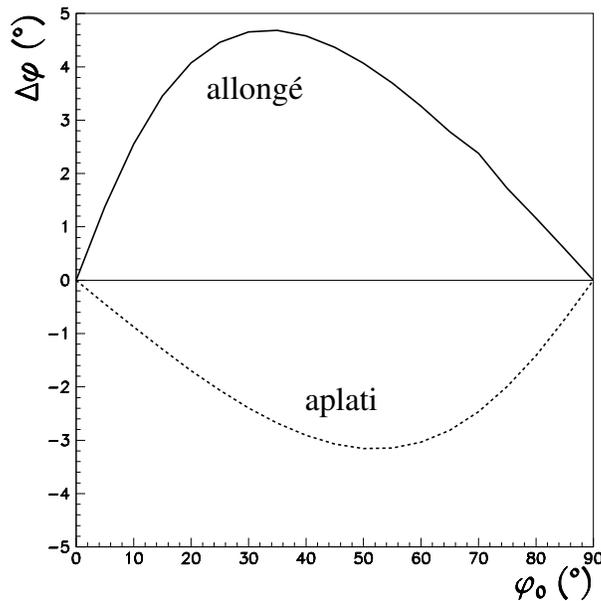


FIG. 2.12 – Idem figure 2.11 avec une déformation des noyaux multipliée par trois.

Si on continue à augmenter le paramètre de déformation, la réorientation sature comme le montre la figure 2.13. Cette figure est obtenue en faisant varier le paramètre de déformation ε de l' ^{192}Os et en lui imposant une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$. On observe une augmentation linéaire de la réorientation pour les faibles déformations, puis une saturation. Il semblerait ainsi que pour ce système, la réorientation maximale autorisée soit d'environ 6° pour une orientation initiale de 45° , et ce quelle que soit la déformation imposée. Cette saturation peut s'interpréter par la compétition entre deux quantités qui augmentent avec la déformation :

- le couple exercé par la force Coulombienne qui favorise la rotation
- le moment d'inertie qui freine la mise en rotation.

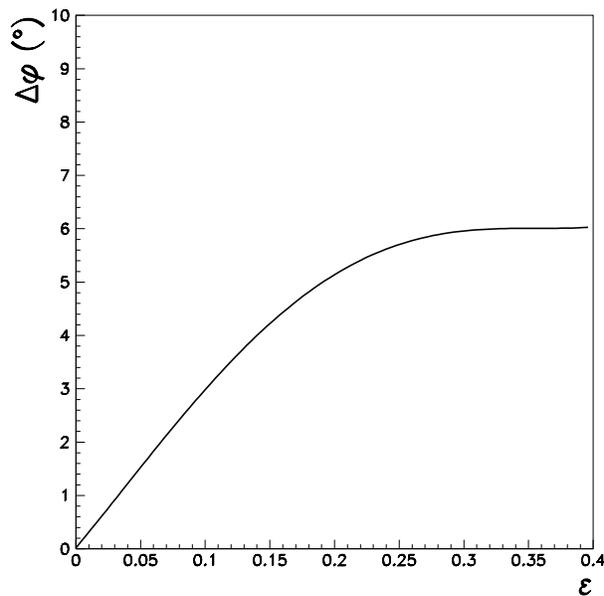


FIG. 2.13 – Evolution de la réorientation de l' ^{192}Os en fonction de sa déformation pour une orientation initiale de 45° .

Influence de la masse du noyau déformé

Intéressons nous maintenant à l'influence de la masse du noyau déformé sur la réorientation. Le tableau 2.1 donne les paramètres de déformation de certains noyaux allongés stables déduits de mesures expérimentales du moment quadrupolaire électrique obtenues dans la référence [Rag89]. Le développement au premier ordre en β_2 du moment quadrupolaire électrique a pour expression [Boh75]

$$Q_{20} \approx \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z r_0^2 A^{\frac{2}{3}} \beta_2.$$

La réorientation des noyaux de la table 2.1 dans le champ Coulombien du ^{40}Ca , toujours

noyau	^{10}B	^{25}Mg	^{47}Ti	^{59}Co	^{115}In	^{153}Eu	^{176}Lu	^{235}U
ε	0.106	0.057	0.029	0.029	0.020	0.039	0.064	0.050

TAB. 2.1 – Valeurs du paramètre de déformation ε pour différents noyaux allongés de la vallée de stabilité.

dans le cas d'une collision frontale à l'énergie de la barrière, est représentée par des croix sur la figure 2.14. Les réorientations de ces noyaux obtenues dans l'hypothèse où ils ont tous le même paramètre de déformation $\varepsilon = 0.05$ sont présentées par des étoiles. La courbe est un ajustement en $\frac{a}{b+A_1}$ de ces résultats. On note que la réorientation décroît avec la masse du noyau déformé et tend vers 0. On peut noter le bon accord entre l'ajustement

et les points obtenus par la simulation. La forme de la fonction choisie pour l'ajustement sera justifiée par des calculs analytiques dans la partie 2.2.3.

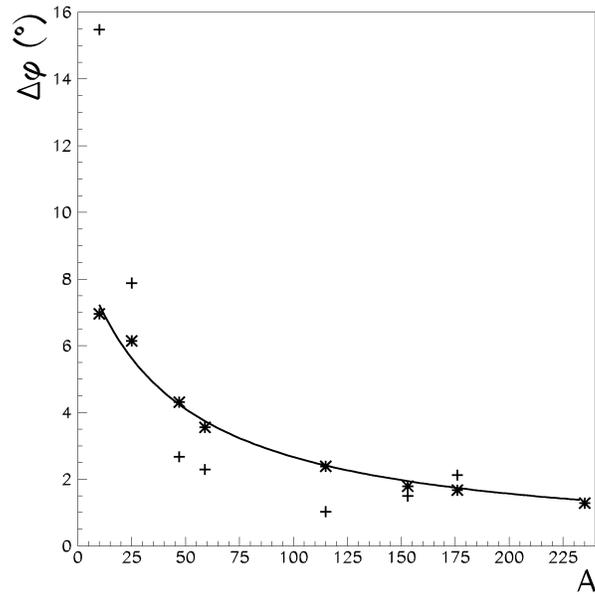


FIG. 2.14 – Evolution de la réorientation de noyaux allongés de la vallée de stabilité en fonction de leur nombre de masse A_1 . Le partenaire de collision est le ^{40}Ca , l'énergie est celle de la barrière et l'orientation initiale est $\varphi_0 = 45^\circ$. Les points (+) sont obtenus pour la déformation mesurée expérimentalement de ces noyaux tandis que les points (*) le sont pour une déformation constante $\varepsilon = 0.05$. La courbe est un ajustement en $\frac{a}{b+A_1}$ des points (*).

Influence de la masse du partenaire de collision sphérique

Que se passe-t-il si le partenaire de collision est un noyau sphérique plus lourd que le ^{40}Ca ? Nous observons sur la figure 2.15 que la réorientation augmente avec la masse du partenaire de collision. La courbe est un ajustement en $\frac{a'A_2}{b'+A_2}$, forme qui sera expliquée dans la partie 2.2.3. Comme on peut le voir, elle reproduit bien l'évolution observée.

Evolution en fonction de l'énergie

L'énergie du centre de masse est le dernier paramètre que nous n'avons pas encore fait varier dans le cadre des collisions centrales. La figure 2.16 montre l'évolution de la réorientation de l' ^{192}Os envoyé sur un noyau de ^{40}Ca avec une orientation initiale de 45° . Différentes énergies sont considérées entre la moitié de la barrière et la barrière pour rester à des distances toujours supérieures ou égales à celle du point de contact. La distance initiale entre les partenaires de collision est de 200 fm. Des distances plus grandes que 50

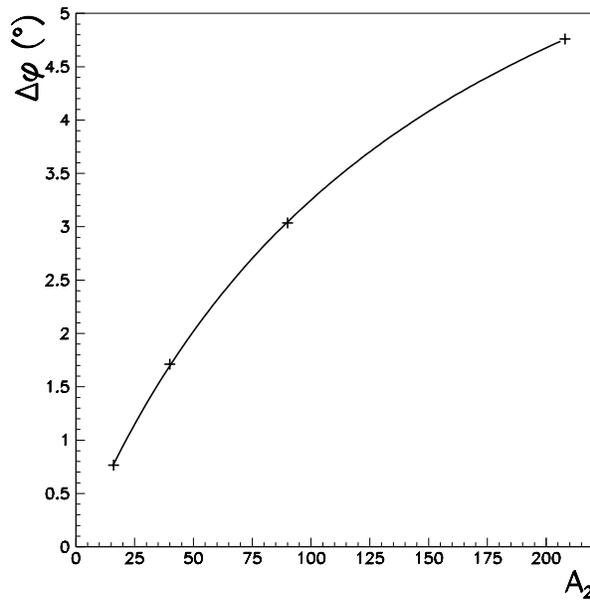


FIG. 2.15 – Evolution de la réorientation du ^{192}Os en fonction de la masse du partenaire de collision (A_2) pour une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$. La courbe est un ajustement en $\frac{a'A_2}{b'+A_2}$.

fm sont en effet nécessaires pour les basses énergies car la vitesse l'annule à une distance plus grande qu'à la barrière, et donc la réorientation a lieu plus loin du partenaire de collision. On voit que la réorientation finale est indépendante de l'énergie, et cela malgré le fait que la distance minimale d'approche diminue et donc la répulsion Coulombienne augmente avec l'énergie.

Résumé des résultats numériques

Nous avons vu que la réorientation évoluait en fonction de différents facteurs comme la déformation ou la masse des partenaires de collisions. La réorientation évolue d'abord linéairement avec la déformation puis sature. Elle décroît avec la masse du noyau déformé et croît avec celle du noyau sphérique. Ces évolutions sont bien reproduites par les fonctions $\frac{a}{b+A_1}$ et $\frac{a'A_2}{b'+A_2}$ respectivement. Nous allons maintenant dériver une expression analytique de la réorientation afin de distinguer quels sont les différents facteurs intervenant dans l'expression de celle-ci.

2.2.3 Calcul analytique

Dans cette partie nous allons dériver une équation approximant au premier ordre de la déformation l'évolution classique de l'orientation φ en fonction de la distance entre les

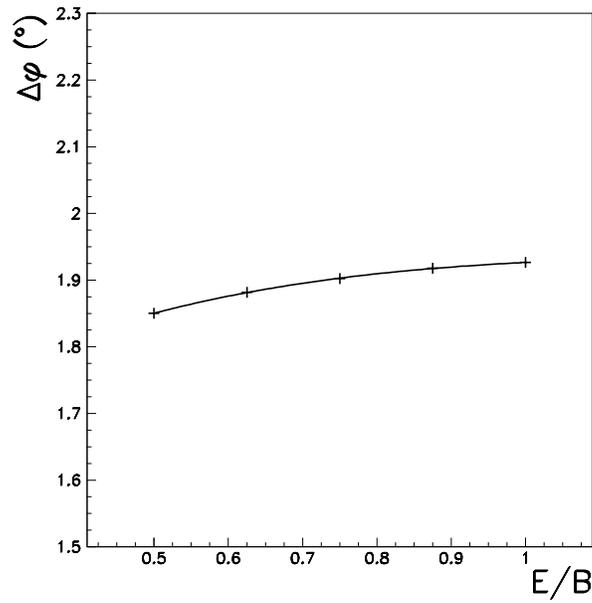


FIG. 2.16 – Evolution de la réorientation du ^{192}Os sur le ^{40}Ca en fonction de l'énergie pour une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$.

deux partenaires de collision D . Afin d'établir une expression de l'orientation maximale, nous allons considérer une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$.

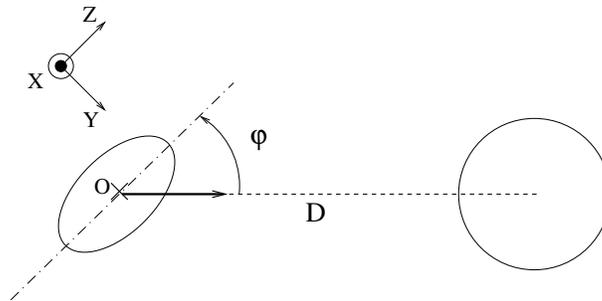


FIG. 2.17 – Définitions de l'angle φ , de la distance D et du repère $(O; x, y, z)$ solide du noyau déformé.

Pour cela, commençons par exprimer le moment d'inertie \mathcal{I} du noyau déformé par rapport à l'axe x perpendiculaire à l'axe de déformation z et à l'axe de collision (voir figure 2.17).

$$\mathcal{I} = m \int d^3r \rho(\mathbf{r})(y^2 + z^2)$$

où ρ est la densité nucléaire, m la masse nucléonique. Définissons θ et ϕ les angles radial et azimutal des coordonnées sphériques centrés sur le noyau déformé.

La densité nucléaire est supposée constante dans le volume du noyau défini par l'équation 2.2 et vaut

$$\rho_0 = \left(\frac{4}{3} \pi r_0^3 \right)^{-1}.$$

Le calcul du moment cinétique donne ainsi au premier ordre en ε

$$\mathcal{I} = \frac{2}{5} m r_0^2 A^{\frac{5}{3}} (1 + \varepsilon).$$

De manière consistante avec l'approximation au premier ordre en ε , seul sera conservé le premier ordre en r/D où r est la distance entre le centre du noyau déformé et un de ses points. Notons la projection d sur l'axe de collision de son vecteur position $\mathbf{r} \equiv (x, y, z)$. Ainsi la distance D' entre le centre du noyau sphérique et un point du noyau déformé s'écrit

$$D'^2 = r^2 + D^2 + 2dD \simeq D^2 \left(1 + 2\frac{d}{D} \right).$$

On en déduit l'intensité de la densité volumique de la force Coulombienne en ce point

$$f = \frac{e^2 Z_2}{D'^2} \rho_0 \frac{Z_1}{A_1} = \frac{F_0 \rho_0}{A_1 (1 + 2\frac{d}{D})} \simeq \frac{F_0 \rho_0}{A_1} \left(1 - 2\frac{d}{D} \right)$$

où

$$F_0 = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{D^2}$$

est la force que subirait le noyau s'il était ponctuel. Le moment des forces Coulombienne par rapport à x s'écrit ainsi

$$\mathcal{M} = \frac{F_0 \rho_0}{A_1} \iiint_{\text{noyau}} d^3 r \left(1 - 2\frac{d(y, z)}{D} \right) (z \sin \varphi - y \cos \varphi).$$

On obtient ainsi au premier ordre en ε

$$\mathcal{M} \simeq \frac{12}{5 D^3} e^2 Z_1 Z_2 A_1^{\frac{2}{3}} r_0^2 \cos \varphi \sin \varphi \varepsilon.$$

D'autre part on peut supposer faible la variation $\delta \varphi = \varphi - \varphi_0$ où $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ puisque la réorientation finale $\Delta \varphi \geq \delta \varphi$ est elle même petite. Dans ce cas on a

$$\cos \varphi \sin \varphi \simeq \frac{1}{2} - \delta \varphi^2.$$

L'équation 2.5 devient ainsi au premier ordre en $\delta \varphi$ et en ε

$$\ddot{\varphi}(t) \simeq \frac{3 Z_1 Z_2 e^2 \varepsilon}{m A_1 D^3} \quad (2.6)$$

Exprimons maintenant l'équation différentielle qui régit l'évolution de l'angle φ non plus en fonction du temps, mais en fonction de la distance D . Pour cela écrivons la conservation de l'énergie en négligeant l'énergie de rotation

$$\left(\dot{D}(t) \right)^2 = \frac{2}{\mu} \left(E - \frac{e^2 Z_1 Z_2}{D} \right) \quad (2.7)$$

où E est l'énergie totale du système. La dérivée temporelle seconde dans l'équation 2.6 peut être remplacée par des dérivées spatiales à l'aide de la relation

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} \frac{\partial}{\partial D} + \left(\frac{\partial D}{\partial t} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial D^2}.$$

$\ddot{D}(t)$ est donné par l'équation 2.4) et \dot{D}^2 s'obtient à partir de l'équation 2.7. L'équation 2.6 devient alors

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\mu D^2} \frac{\partial \varphi}{\partial D} + \frac{2}{\mu} \left(E - \frac{e^2 Z_1 Z_2}{D} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial D^2} = \frac{3 Z_1 Z_2 e^2 \varepsilon}{m A_1 D^3}.$$

En notant $D_0 = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{E}$ la distance minimale d'approche, on obtient ainsi

$$\frac{\partial \varphi(D)}{\partial D} + 2D \left(\frac{D}{D_0} - 1 \right) \frac{\partial^2 \varphi(D)}{\partial D^2} = \frac{3\varepsilon}{D} \frac{A_2}{A_1 + A_2}.$$

Cette équation différentielle peut être réécrite en fonction de la variable adimensionnelle $\xi = \frac{D}{D_0}$ en utilisant $\frac{\partial}{\partial D} = \frac{1}{D_0} \frac{\partial}{\partial \xi}$

$$\frac{\partial \varphi(\xi)}{\partial \xi} + 2\xi(\xi - 1) \frac{\partial^2 \varphi(\xi)}{\partial \xi^2} = \frac{3\varepsilon}{\xi} \frac{A_2}{A_1 + A_2}. \quad (2.8)$$

On peut d'ores et déjà noter deux particularités frappantes dans l'équation 2.8 :

- la charge des noyaux n'y apparait pas explicitement, seulement par l'intermédiaire des nombres de masse A_1 et A_2 .
- l'énergie n'y est présente que par l'intermédiaire de la variable ξ .

Ce deuxième point a toute son importance puisque la réorientation finale définie par $\Delta\varphi = \varphi(\xi = 1) - \varphi_0$ où $\varphi_0 = \lim_{\xi \rightarrow +\infty} \varphi(\xi)$ est donc **indépendante de l'énergie du projectile**, ce qui concorde avec les résultats numériques de la partie 2.2.2. D'autre part, le fait que la charge n'apparaisse pas non plus explicitement est tout aussi surprenant et signifie que deux isobares, qu'il s'agisse du noyau déformé ou du noyau sphérique, donneront la même réorientation. La masse des noyaux n'apparait quant à elle que grâce à un effet de masse effective. Notons enfin l'analogie entre le facteur $\frac{A_2}{A_1 + A_2}$ et les deux fonctions utilisées pour les ajustements des résultats de la simulation.

La résolution de l'équation 2.8 se fait tout d'abord en posant $\Phi(\xi) = \dot{\varphi}(\xi)$ et en utilisant la méthode de la variation de la constante. On obtient la solution

$$\Phi(\xi) = \lambda \sqrt{\frac{\xi}{\xi - 1}} + \varepsilon \frac{A_2}{A_1 + A_2} \left(\frac{1}{\xi} + 2 \right)$$

où λ est une constante que l'on détermine à l'aide des conditions aux limites. A l'infini, l'orientation est fixée et ne varie pas, donc $\lim_{\xi \rightarrow +\infty} \Phi(\xi) = 0$ et $\lambda = -2\varepsilon \frac{A_2}{A_1 + A_2}$. On en déduit l'orientation

$$\begin{aligned} \varphi(\xi) &= \int d\xi \Phi(\xi) \\ &= K + 2\varepsilon \frac{A_2}{A_1 + A_2} \left[\xi - \sqrt{\xi^2 - \xi} - 2 \ln \left(1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\xi}} \right) \right] \end{aligned}$$

où K est une constante d'intégration déterminée par la condition limite $\lim_{\xi \rightarrow +\infty} \varphi(\xi) = \varphi_0$. On obtient

$$K = \varphi_0 - \varepsilon \frac{A_2}{A_1 + A_2} (1 - 4 \ln 2).$$

On en déduit l'orientation en fonction de ξ

$$\varphi(\xi) = \varphi_0 + 2\varepsilon \frac{A_2}{A_1 + A_2} \left[\xi - \sqrt{\xi^2 - \xi} + 2 \ln \left(\frac{2}{1 + \sqrt{1 - \frac{1}{\xi}}} \right) - \frac{1}{2} \right]. \quad (2.9)$$

La réorientation finale s'écrit quant à elle

$$\Delta\varphi(\xi = 1) = \varepsilon \frac{A_2}{A_1 + A_2} (1 + 4 \ln 2). \quad (2.10)$$

La figure 2.18 donne une comparaison entre l'orientation obtenue par l'expression 2.9 et un calcul numérique pour la réaction $^{192}\text{Os} + ^{208}\text{Pb}$. La distance initiale entre les deux noyaux est de 1000 fm pour le calcul numérique afin de prendre en compte au maximum les effets de la longue portée de l'interaction Coulombienne. On voit que les deux courbes sont très voisines, ce qui justifie à posteriori de se limiter au premier ordre en ε . La légère différence sur la réorientation finale entre les deux calculs est attribuée aux ordres supérieurs en ε qui atténuent la réorientation comme nous l'avons relevé sur la figure 2.13.

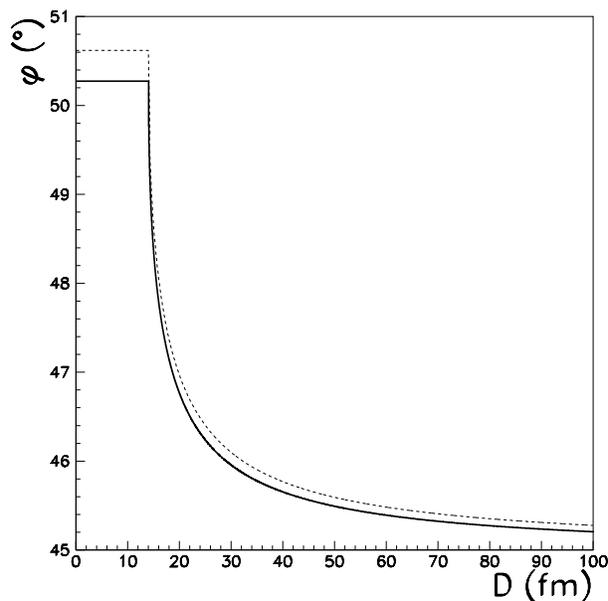


FIG. 2.18 – Evolution de l'orientation du ^{192}Os en fonction de la distance D . Le partenaire de collision sphérique est le ^{208}Pb et l'orientation initiale est $\varphi_0 = 45^\circ$. En trait plein : résultat de la simulation numérique. En trait pointillé : résultat analytique (équation 2.9).

On voit que la réorientation finale (éq. 2.10) n'est pas directement fonction de la charge des partenaires de collision mais dépend de leurs masses par le facteur $\frac{A_2}{A_1 + A_2}$

qui est un effet de masse réduite. Cela indique que la réorientation sera maximale pour un noyau déformé léger sur un noyau lourd. Ainsi deux noyaux légers, de déformation voisine mais de charges différentes envoyés sur un noyau lourd tel que le ^{208}Pb subiront à peu près la même réorientation. Ce facteur multiplicatif explique le bon accord des ajustements en $\frac{a}{b+A_1}$ pour l'étude en fonction de la masse du noyau déformé et en $\frac{a'A_2}{b'+A_2}$ pour l'étude en fonction de la masse du noyau sphérique. Les résultats de ces ajustements donnent des valeurs voisines du calcul analytique à partir de l'équation 2.10 comme le montre le tableau 2.2.

paramètre	ajustement numérique	calcul analytique
a	379	433
b	42.6	40
a'	8.33	10.8
b'	156	192

TAB. 2.2 – Paramètres des ajustements comparés au calcul analytique

Il peut paraître surprenant que la réorientation du noyau ne dépende pas de la charge. En fait cette propriété résulte de l'annulation de deux effets contraires : l'augmentation du couple sur le noyau déformé provoquée par une charge plus importante est compensée par une répulsion Coulombienne sur les centres de masse plus importante qui diminue le temps de collision. La réorientation nécessitant un temps fini, une durée plus courte au voisinage du partenaire de collision compense ainsi l'effet de l'augmentation du couple de la force Coulombienne sur la réorientation finale.

On peut le comprendre simplement avec l'argument suivant. Deux interactions électriques gèrent l'évolution du système : l'interaction monopole-monopole (MM) et l'interaction quadrupole-monopole (QM). La distance D est principalement influencée par l'interaction MM , l'interaction QM n'étant pour ce paramètre qu'une faible perturbation. L'orientation φ n'est quant à elle gérée que par l'interaction QM . Si on estime ces paramètres à un instant donné et que l'on fixe l'énergie du système, alors l'interaction MM est en Z_1Z_2/D . On en déduit que $D \sim Z_1Z_2$. Or l'interaction QM est en $Z_1Z_2\varepsilon/D$ et la réorientation à cet instant évoluera comme $\delta\varphi \sim Z_1Z_2\varepsilon/D \sim \varepsilon$. Cette dernière est donc bien indépendante de la charge.

De même on vérifie bien que la réorientation est indépendante de l'énergie (cf Eq. 2.10) puisqu'elle n'intervient pas dans la réorientation finale comme nous l'avons déjà remarqué grâce à l'équation 2.8. Le calcul analytique est donc en accord avec les résultats numériques de la partie précédente.

Enfin, concernant l'effet de la déformation, on vérifie bien la concordance du calcul au premier ordre en ε qui donne, pour la réaction associée à la figure 2.13 et d'après

l'équation 2.10

$$\Delta\varphi \simeq 37.3\varepsilon (^{\circ})$$

contre une pente à l'origine de 32.3° sur la figure 2.13. Là encore, compte tenu des différentes approximations du calcul analytique, ou de celles dues à la discrétisation et au temps fini de la simulation, l'accord est bon. Il est possible d'évaluer analytiquement l'influence des ordres supérieurs en ε sur la réorientation. Les calculs deviennent cependant lourds et n'ont que peu d'intérêt car ils sont déjà pris en compte dans le calcul numérique. Notons aussi que ces ordres supérieurs en ε n'affectent pas les conclusions précédentes sur le fait que la réorientation est indépendante de la charge et de l'énergie.

2.3 Conclusion

Nous avons traité dans cette partie une forme de couplage dynamique entre un degré de liberté externe (distance entre les noyaux) et un degré de liberté interne (états excités rotationnels). Ce couplage, qui intervient grâce à la répulsion Coulombienne est faible dans la majorité des cas mais non nul pour des noyaux déformés allongés ou aplatis. Il peut devenir non négligeable dans le cas de noyaux légers et déformés en collision avec des noyaux lourds. Ce fait provient uniquement d'un effet de la masse effective, seule quantité avec la déformation intervenant dans l'expression de la réorientation. La réorientation est aussi indépendante de l'énergie.

Les perspectives de ce travail sont à la fois théoriques et expérimentales. D'un point de vue théorique, des calculs TDHF sont en cours pour étudier la réorientation tout en s'affranchissant de l'approximation de rigidité du noyau déformé. Les trajectoires obtenues restent classiques mais la nature quantique des nucléons est prise en compte, ce qui permet notamment d'éventuels changements de forme du noyau.

D'un point de vue expérimental la réorientation en tant que telle peut-être étudiée grâce à la fusion d'un projectile léger fortement déformé avec une cible lourde, tout en respectant le critère $Z_1 Z_2 < 1800$ pour minimiser le rôle de la dissipation avant le passage de la barrière de fusion. Une comparaison de trois projectiles (un allongé, un sphérique et un aplati) de structures très bien connues serait susceptible de mettre en évidence la réorientation.

Nous avons proposé en 2001 une expérience⁵ au XTU TANDEM de Legnaro (Italie) ayant pour but principal d'étudier la fusion d'un projectile aplati sur une cible sphérique. L'annexe A reprend cette proposition d'expérience. Cette étude s'inscrivait dans la thématique des noyaux super-lourds, aussi avons nous choisi un système tel que $Z_1 Z_2 > 1800$.

⁵Du temps de faisceau nous a été accordé pour tester le dispositif expérimental. Ces tests sont nécessaires pour obtenir une acceptation complète de l'expérience.

L'éventualité d'une réorientation du noyau déformé ainsi que son effet sur la fonction d'excitation y avait été prise en compte.

Chapitre 3

Fusion de noyaux faiblement liés en neutron

3.1 Introduction

3.1.1 Distribution de barrières

Les couplages entre degrés de liberté externes tels que le mouvement relatif des noyaux et degrés de liberté internes comme la rotation que nous avons étudiée au chapitre précédent ou encore la vibration [Esb81, Mor94, Lei95, Ste95, Son98, Ste00, New01, Tro01] ont des conséquences directes sur la fusion. Le système ne possède qu'une barrière de fusion dans le cas où il n'y a pas de couplage. S'il y a un couplage, il n'y a plus une mais plusieurs barrières [Das83].

En mécanique classique, une particule incidente sur une barrière de potentiel V_0 ne peut pas franchir la barrière si son énergie E est inférieure à V_0 , et le peut si $E > V_0$. La transmission $T(E)$ de cette particule est donc 0 sous la barrière et 1 au dessus. La position de la barrière est ainsi donnée par la quantité dT/dE . C'est ce qu'illustre la partie gauche de la figure 3.1 tirée de la référence [Bal98].

Dans le cas de deux barrières, il y aura une transmission non nulle entre les deux comme l'indique dans le cas classique la partie gauche de la figure 3.2 (tirée de la référence [Bal98]). Pour comprendre l'origine de la séparation des barrières, prenons l'exemple de la déformation d'un des partenaires de collision. Chaque barrière est alors associée à une orientation particulière du noyau déformé.

L'équivalent quantique des cas à une et deux barrières sont représentés sur les parties droites des figures 3.1 et 3.2 respectivement. On voit que les barrières se distribuent sur toute une gamme d'énergie. Les positions des barrières sont alors définies par les maxima de dT/dE . Cette dernière quantité est encore appelée la distribution de barrière et est

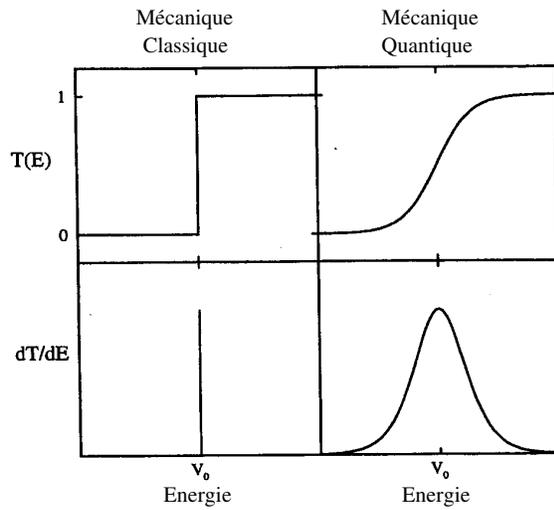


FIG. 3.1 – Représentation schématique de la transmission d’une barrière de potentiel et de sa dérivée par rapport à l’énergie dans le cas classique (gauche) et quantique (droite).

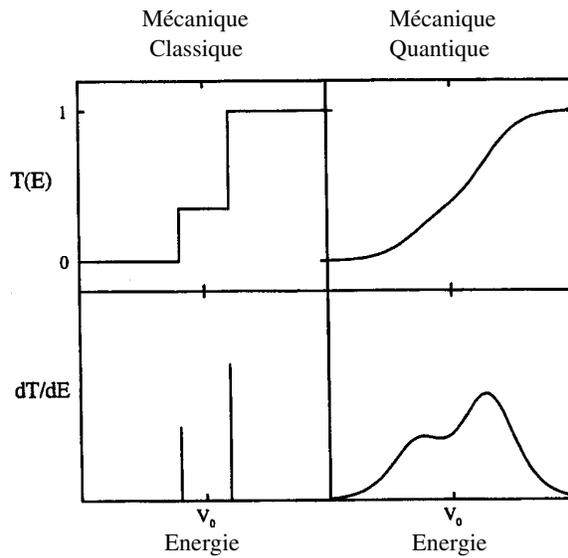


FIG. 3.2 – Idem que la figure 3.1 avec deux barrières.

reliée à la section efficace de fusion $\sigma(E)$ par la relation [Row91]

$$\frac{dT}{dE} \sim \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2}{dE^2}(E\sigma)$$

où le rayon effectif R (distance entre les centres des noyaux à la barrière) est supposé indépendant de l'énergie.

3.1.2 Effet du transfert de neutron sur la fusion

Le rôle du transfert de neutron sur la section efficace de fusion quant à lui a été plus long à mettre en évidence que la déformation et la vibration. Il a pourtant été proposé dès 1987 par Henning *et al.* [Hen87]. L'idée est que le mécanisme de transfert de neutrons, qui ne subissent pas la répulsion Coulombienne, peut avoir lieu avant la fusion surtout si le Q de réaction du mécanisme de transfert est positif. Il peut y avoir transfert lorsque les fonctions d'ondes des particules transférées s'étendent jusqu'au noyau destinataire. La probabilité de présence de la particule est alors répartie dans les deux noyaux. Dans les approches classiques qui considèrent des noyaux à bords francs, le transfert se traduit alors par l'apparition d'un col entre les deux partenaires de collision. La fusion peut ainsi être amorcée par un flux de nucléons à travert ce col, ce qui a pour effet d'augmenter la section efficace de fusion sous-Coulombienne [Ste90, Ste95].

La difficulté principale est de distinguer le couplage au transfert du couplage à des états de vibration de basse énergie. Une observation de l'effet du transfert sur la fusion peut se faire en comparant différentes réactions impliquant différents isotopes du même élément à condition que les états de faibles énergies d'excitation soient voisins dans les isotopes considérés (seule la probabilité associée au transfert change alors). Or en règle générale, les états de vibration ont une probabilité d'excitation croissante avec la masse de l'isotope et donc le couplage à ces états y est d'autant plus fort. On peut cependant obtenir l'évolution inverse en considérant une série d'isotopes pairs-pairs dont le plus lourd est proche d'une fermeture de couche neutron. Dans ce cas l'effet du couplage aux états vibrationnels diminue avec la masse de l'isotope tandis que le Q de réaction associé au transfert augmente, permettant de distinguer la contribution des deux couplages. C'est ainsi que Sonzogni *et al.* ont observé une augmentation de la probabilité de fusion sous la barrière avec la masse de l'isotope en étudiant les réactions $^{40}\text{Ca} + ^{46,48,50}\text{Ti}$ [Son98]. Cette augmentation était alors attribuée au couplage entre le mouvement relatif des noyaux et le transfert.

3.1.3 Couplage au continuum : effet de la cassure du projectile

Enfin, en ce qui concerne le couplage à la cassure (en anglais *break up*), aucune conclusion définitive n'est adoptée par les communautés qui travaillent sur ce sujet, et

aussi bien en théorie qu'en expérience.

Théorie

D'un point de vue théorique, différentes approches amènent à peu près au même résultat qualitatif, à savoir une réduction de la fusion au dessus de la barrière et une augmentation de la fusion sous-Coulombienne. Un premier type de calcul s'appuie sur le modèle optique avec un potentiel de polarisation qui prend en compte le couplage à la cassure par l'intermédiaire d'un terme de survie du noyau face à sa cassure [Hus93]. La partie imaginaire du potentiel optique traduit alors la diminution de flux, qui a lieu tant au dessous qu'au dessus de la barrière. La partie réelle quant à elle est répulsive au dessus et attractive au dessous. Hussein suggère alors, d'après ce modèle que la diminution de flux sous la barrière peut être compensée par la partie réelle du potentiel qui tend à augmenter la probabilité de fusion sous-Coulombienne qui peut alors devenir plus importante que s'il n'y avait pas de cassure.

Cependant, d'après Hagino *et al.* [Hag00], cette manière de prendre en compte le couplage au continuum sous-estime la transmission sous-Coulombienne par rapport à leurs calculs en voie couplée. La cassure peut alors être considérée comme la désexcitation d'une résonance dipolaire "soft", c'est à dire des neutrons faiblement liés avec le coeur du noyau [Das96]. Notons que les couplages à ces résonances encore appelées "pygmées" sont aussi pris en compte dans les calculs d'Hussein *et al.* à l'aide du modèle optique [Hus93].

En résumé, il y a une compétition sous la barrière entre la diminution de flux et l'augmentation de la transmission engendrée par les couplages entre cassure et mouvement relatif des noyaux qui étalent la distribution de barrière. D'un point de vue théorique, la discussion est donc essentiellement quantitative.

Expériences

Cependant les expériences réalisées à ce jour n'ont pas permis de trancher définitivement sur la manière de traiter correctement le couplage entre cassure et mouvement relatif. Les calculs théoriques pionniers traitant de l'effet de la cassure sur la fusion prenaient l'exemple des réactions $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ et $^{11}\text{Li} + ^{238}\text{U}$ [Tak93, Das96, Hus93]. La cassure concerne alors le ^{11}Li qui se sépare en deux neutrons plus un noyau de ^9Li . Cependant une étude expérimentale de la fusion du ^{11}Li présente certaines difficultés à cause des faibles intensités de faisceaux qui peuvent être obtenues avec ce noyau radioactif.

Ainsi Yoshida *et al.* étudièrent les réactions $^{9,10,11}\text{Be} + ^{209}\text{Bi}$ au voisinage de la barrière [Yos95, Yos96]. Les sections efficaces de fusion étaient obtenues par la spectroscopie α des résidus de fusion. Leurs résultats ne permirent pas de mettre en évidence une différence entre les isotopes. Une étude plus récente ne permit pas non plus d'observer d'in-

fluence de la cassure du ^9Be sur sa fusion avec des noyaux légers (^{27}Al , ^{12}F) [Anj02]. Par contre Dasgupta *et al.* [Das99] observèrent une réduction importante de la fusion dans la réaction $^9\text{Be}+^{208}\text{Pb}$ à cause de la cassure du ^9Be en deux α et un neutron à toutes les énergies. Quant au halo du ^{11}Be , il ne semble pas apporter d'effet supplémentaire remarquable sur la fusion [Sig02].

Il est aussi frappant de constater le désaccord dans les interprétations de l'effet de la cassure du ^7Li sur la fusion. Tandis que Dasgupta *et al.* observèrent une forte diminution de la fusion dans les réactions $^{6,7}\text{Li}+^{209}\text{Bi}$ au dessus et au dessous de la barrière [Das02], Tripathi *et al.* observèrent dans $^7\text{Li}+^{163}\text{Ho}$ une augmentation de la fusion sous la barrière et une diminution au dessus qu'ils interprétèrent comme un effet du couplage entre le mouvement relatif et la cassure du ^7Li [Tri02]. Cette différence provient-elle du fait que les cibles sont différentes dans ces deux expériences ? Ou alors les techniques utilisées pour mesurer les sections efficaces de fusion amènent-elles à des résultats différents ? En effet Dasgupta *et al.* mesuraient la décroissance α des résidus de fusion alors que Tripathi *et al.* mesuraient les sections efficaces de fusion par spectroscopie γ des résidus de fusion-évaporation.

La fusion avec l' ^6He a été récemment étudiée. Les résultats publiés sont jusqu'alors cohérents. J. J. Kolata *et al.* utilisant une cible de ^{209}Bi ont observé une diminution de la fusion au dessus de la barrière et une augmentation au dessous qu'ils ont interprétées comme un effet du couplage entre le mouvement relatif et le Q positif du transfert [Kol98] ou encore à la cassure de l' ^6He en un α et deux neutrons [Agu00, Agu01, Kol02]. Enfin M. Trotta *et al.* ont aussi observé ce phénomène en mesurant la fission des noyaux composés des réactions $^{4,6}\text{He}+^{238}\text{U}$ [Tro00]. Cependant, comme nous le montrerons par la suite, les résultats de notre expérience sont en désaccord avec ce qui a été observé dans ces expériences.

3.1.4 But de l'expérience

Les noyaux à halo comme le ^{11}Li et le ^{11}Be ou à peau de neutron comme cela est supposé pour l' ^6He et l' ^8He [Tan92, Aum99] présentent un grand intérêt dans l'étude de la fusion. La grande étendue spatiale des neutrons faiblement liés peut en effet diminuer la hauteur de la barrière lorsque les noyaux entrent en contact [Yos95]. De plus le transfert de neutrons à partir de ces noyaux est souvent favorisé par leur faible énergie de liaison, ce qui se traduit par un Q de réaction associé au transfert positif et grand. On l'a vu, ceci peut favoriser la fusion sous Coulombienne. L'influence de la cassure est quant à elle souvent difficile à distinguer de ces autres effets. Aguilera et Kolata n'ont pas pu trancher entre le transfert et la cassure comme état "doorway"¹ de la fusion sous Coulombienne

¹un état "doorway" est un état par lequel le système doit passer (ici le transfert et/ou la cassure) pour ensuite atteindre un autre état (ici la fusion). La présence d'un état doorway facilite alors le chemin vers

[Kol98, Agu00, Agu01, Kol02].

Dans l'objectif de comprendre l'influence sur la fusion de neutrons faiblement liés du projectile A. Navin *et al.* ont proposé une expérience pour étudier les réactions ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ et ${}^8\text{He}+{}^{192}\text{Os}$ au voisinage de la barrière. Cette expérience a eu lieu en août-septembre 2002 au GANIL. L' ${}^6\text{He}$ ($S_{2n} = 0.97$ MeV) et l' ${}^8\text{He}$ ($S_{2n} = 2.1$ MeV) sont des noyaux radioactifs. Ils ont été obtenus par le Système de Production d'Ions Radioactifs et d'Accélération en Ligne (SPIRAL) au GANIL avec des intensités de $\sim 3 \cdot 10^7$ et $\sim 8 \cdot 10^4$ particules par seconde respectivement pour l' ${}^6\text{He}$ et l' ${}^8\text{He}$.

Le choix d'isotopes de l'Osmium pour la cible provient du nombre important d'isotopes stables de cet élément. Il est alors possible de choisir chaque couple projectile cible de manière à former le même noyau composé dans chaque réaction. Ainsi une comparaison des résultats de cette expérience sera faite avec l'étude de la réaction ${}^4\text{He}+{}^{192}\text{Os}$ qui a été effectuée à l'accélérateur TANDEM Pelletron de Bombay (Inde). Il sera donc possible d'étudier directement les fonctions d'excitation sans effet parasite provenant de la voie de sortie puisque le même noyau composé est formé dans chaque réaction.

Les sections efficaces de réaction mesurées au GANIL sont déterminées par le spectre γ des produits de la réaction à l'aide du spectromètre EXOGAM. Il s'agit de la même méthode utilisée par Tripathi *et al.* dans l'étude de la réaction ${}^7\text{Li}+{}^{163}\text{Ho}$ [Tri02]. Les raies γ des résidus de fusion-évaporation sont des propriétés intrinsèques des noyaux formés et peuvent donc être utilisées pour mesurer les sections efficaces de production. Les réactions possibles dans cette expérience sont des réactions d'excitation inélastique, de transfert, de fusion complète et incomplète (du coeur) suivies d'une évaporation de neutrons (la fission du noyau composé est négligeable voire nulle pour ces systèmes).

3.1.5 Plan et but du chapitre

Ce chapitre est dédié à l'analyse de la partie “ ${}^6\text{He}$ ” de l'expérience décrite ci-dessus. Une comparaison aux résultats de Navin *et al.* sur la fusion de l' ${}^4\text{He}$ avec l' ${}^{192}\text{Os}$ donnera des informations supplémentaires sur l'effet de neutrons faiblement liés sur la fusion.

La partie 3.2 sera consacrée à la description du dispositif expérimental. Les caractéristiques des détecteurs utilisés seront décrits en détail. Le chapitre 3.3 présentera la méthode appliquée pour déterminer les épaisseurs des cibles. Nous analyserons ensuite dans le chapitre 3.4 l'effet sur les spectres γ de la coïncidence en temps avec la Radio-Fréquence (RF) du faisceau. Les sections efficaces mesurées seront alors présentées dans la partie 3.5, puis leurs analyses et interprétations au cours de la partie 3.6 avant de conclure dans la partie 3.7

l'état final.

3.2 Dispositif et caractéristiques expérimentales

3.2.1 Faisceau d' ${}^6\text{He}$ délivré par SPIRAL

SPIRAL [Vil01] est un système de production et d'accélération d'ions radioactifs récemment implanté au GANIL. Il s'appuie sur la post-accélération d'ions radioactifs produits par la technique de séparation isotopique en ligne (ISOL). Les premiers faisceaux radioactifs délivrés par cette méthode l'ont été au CRC-UCL de Louvain-la-Neuve (Belgique) [Dup92, Loi96]. La technique d'accélération ISOL diffère de la production en vol d'ions radioactifs par fragmentation sur une cible mince couramment utilisée et qui a notamment permis à Tanihata *et al.* [Tan85] de mettre en évidence la structure en halo du ${}^{11}\text{Li}$. En effet, suivant la technique ISOL le faisceau primaire est totalement arrêté dans une cible épaisse. Les ions radioactifs sont alors extraits de la cible par diffusion puis post-accélérés. Cela permet notamment de produire des faisceaux à de faibles énergies sans utiliser de dégradeur², contrairement à la production en vol par réaction sur cible mince au cours desquels le faisceau secondaire a une énergie voisine de celle du faisceau primaire.

Pour pouvoir mesurer les sections efficaces de fusion au dessus et au voisinage de la barrière, nous avons choisi deux énergies de faisceaux : 30 MeV et 19.5 MeV. L'utilisation de dégradeurs avait été envisagée pour effectuer des mesures de sections efficaces à d'autres énergies, mais leurs positions trop en amont de la ligne réduisait considérablement l'intensité du faisceau.

3.2.2 Schéma du dispositif

La figure 3.3 présente schématiquement le dispositif expérimental pour la partie de l'expérience utilisant le faisceau d' ${}^6\text{He}$. Les γ des résidus de fusion-évaporation sont émis au niveau de la cible et détectés par EXOGAM. EXOGAM est un ensemble de détecteurs Germanium appelés “CLOVERs” à cause de la disposition en trèfle des quatre cristaux qui composent chacun d'entre eux (voir figure 3.5). Au cours de cette expérience, cinq CLOVERs d'EXOGAM appelés “gros CLOVERs” ont été utilisés. Nous y avons ajouté trois “petits CLOVERs”.

Un détecteur silicium annulaire à pistes est monté en aval de la cible. Il sert à la détection en position et en énergie des particules chargées dans la voie de sortie (éjectiles). Il permet notamment de mesurer les épaisseurs des cibles grâce aux pics élastiques. Nous pouvons aussi l'utiliser pour conditionner les spectres γ à la détection ou non d'une particule chargée en sortie. Cela permet d'identifier l'origine de certaines raies γ dans les

²Un dégradeur est constitué de fines feuilles intercalées sur la ligne du faisceau et chargées d'en diminuer l'énergie. L'utilisation de dégradeurs se fait souvent au détriment des qualités optiques du faisceau.

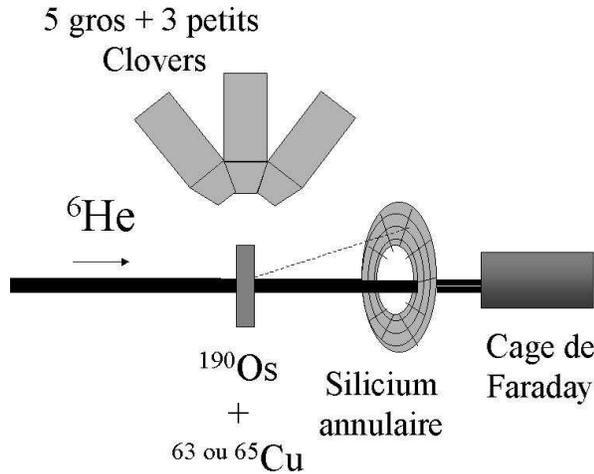


FIG. 3.3 – Schéma du dispositif expérimental.

spectres bruts (sans condition). Ce détecteur est constitué d'un trou central laissant passer les particules du faisceau pas ou peu diffusées.

Enfin le faisceau termine sa course dans une cage de Faraday. Le rôle de cette cage est de mesurer précisément l'intensité du faisceau de manière à obtenir des sections efficaces absolues. Ce dernier point est important pour permettre la comparaison aux mesures de sections efficaces effectuées au Pelletron de Bombay avec l' ${}^4\text{He}$.

3.2.3 EXOGAM

EXOGAM est particulièrement dédié à la spectroscopie γ utilisant les faisceaux de noyaux radioactifs exotiques délivrés par SPIRAL. Il s'agit d'un spectromètre de grande efficacité qui sera, dans sa configuration finale, constitué d'un ensemble de 16 CLOVERS assemblés selon le schéma de la figure 3.4.

Fonctionnement d'un CLOVER

Un CLOVER est constitué de quatre cristaux de germanium, chacun divisé électroniquement en quatre segments. Ces segments ont pour objectif d'augmenter la granularité spatiale du détecteur. La précision sur la mesure de l'angle d'émission du γ par rapport au faisceau s'en trouve améliorée, permettant ainsi une meilleure correction Doppler qui est nécessaire lorsque la vitesse du noyau émetteur est importante comparée à celle de la lumière. Sans cette correction, les pics du spectre γ subiraient un étalement dommageable à la résolution en énergie. Dans notre expérience, où la cible est lourde et le projectile léger

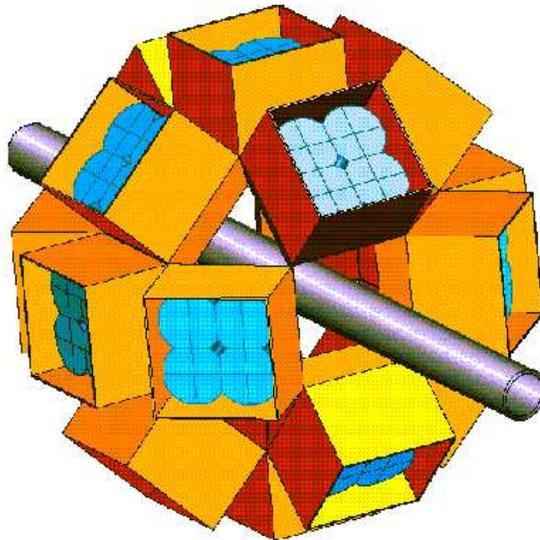


FIG. 3.4 – Schéma représentant le spectromètre EXOGAM avec ses 16 CLOVERs.

avec une énergie cinétique voisine de la barrière, le recul du noyau composé est faible et l'effet Doppler négligeable. La mesure des angles d'émission γ n'est donc pas utile dans notre cas.

Suppression Compton

Chaque gros CLOVER est entouré d'enceintes anti-Compton dont le rôle est de détecter très efficacement les γ ayant subi une diffusion Compton et qui s'échappent du CLOVER. Ces événements créent un fond continu dans le spectre γ . Ils ne contiennent donc pas d'information pertinentes, contrairement aux γ ayant déposé toute leur énergie dans le CLOVER.

Ces enceintes sont constituées de plusieurs éléments comme l'indique la figure 3.6. Les enceintes latérales avant et arrière sont des détecteurs constitués de Germanate de Bismuth (BGO) tandis qu'à l'arrière du CLOVER se trouvent des scintillateurs au Iodure de Césium (CsI). Dans la version avec les enceintes anti-Compton complètes (configuration B), les CLOVERs sont à environ 15 cm de la cible.

Les BGO avant peuvent être enlevés (configuration A), permettant ainsi un rapprochement des CLOVERs de la cible (jusqu'à environ 11 cm) et donc une augmentation de l'efficacité par rapport à la configuration B avec ces BGO. Ceci est bien sûr au détriment d'une partie de la réjection Compton et donc du rapport pic sur total. En configuration B, le rôle du collimateur est d'empêcher la détection directe par les BGO avant des γ émis au niveau de la cible. En configuration A, ils servent à empêcher les γ diffusés par un CLOVER de s'échapper et de créer un signal dans un autre CLOVER. Nous avons choisi

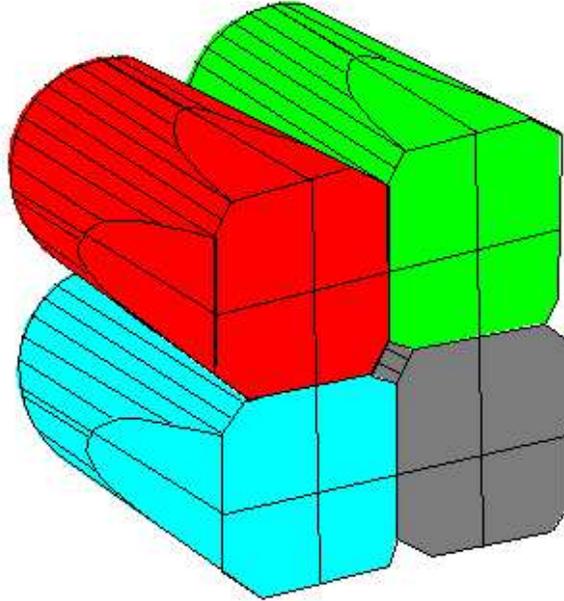


FIG. 3.5 – Représentation des quatre cristaux d'un gros CLOVER. Chaque cristal contient quatre segments.

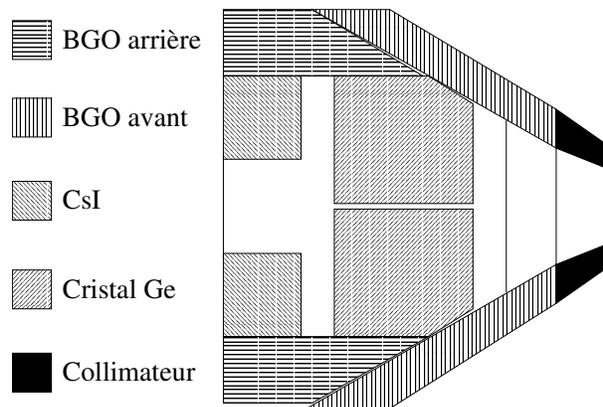


FIG. 3.6 – Coupe schématique d'un CLOVER avec ses différents éléments anti-Compton (BGO et CsI).

d'enlever les BGO avant, ce qui, pour les faibles multiplicités γ auxquelles nous nous attendons, augmente l'efficacité environ d'un facteur 2 [Exo97].

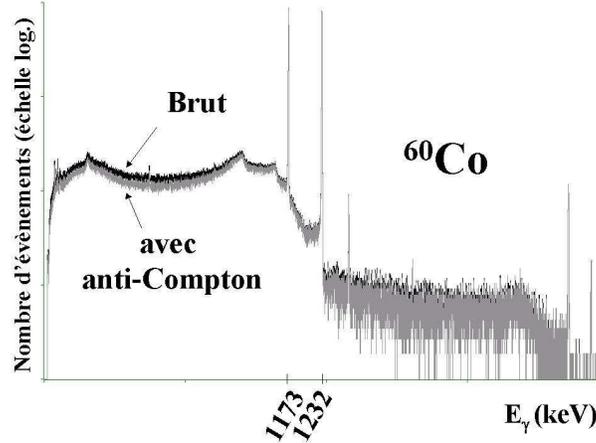


FIG. 3.7 – Spectre d'une source de ^{60}Co sans (noir) et avec (gris) réjection Compton.

La figure 3.7 montre le spectre γ d'une source de ^{60}Co obtenu par un gros CLOVER avec et sans réjection Compton dans la configuration A, c'est à dire sans les BGO avants. On voit effectivement une réduction du fond Compton lorsque l'on rejette les événements associés à un dépôt d'énergie dans un des BGO ou CsI. En principe la réjection Compton n'affecte pas l'aire du pic photo-électrique, et donc l'efficacité *photo-pic* ϵ_p , mais diminue le fond Compton. L'efficacité *totale* ϵ_t , qui est associée à la détection des γ par effet photo-électrique et par effet Compton, diminue donc avec la réjection Compton. Le rapport pic sur total s'écrit [Kno79]

$$r = \frac{\epsilon_p}{\epsilon_t}.$$

Dans le cas de la source de ^{60}Co , la décroissance radioactive est accompagnée par l'émission simultanée de deux γ , un de 1173 keV et un de 1232 keV. Le rapport pic sur total peut alors être défini par le rapport de la somme des aires de chacun des deux pics sur l'aire totale du spectre. On obtient alors sans réjection Compton $r_1 = 0.2754 \pm 0.0017$ et avec réjection Compton $r_2 = 0.3003 \pm 0.0019$, soit un gain de 9%. Cette valeur est considérablement en deçà des $\sim 30\%$ attendus [Exo97]. Cette différence est attribuée d'une part à un réglage non optimisé de l'électronique associée à la réjection anti-Compton et d'autre part à une surestimation de cette réjection aux basses énergies avec la simulation utilisée dans [Exo97].

Facteur d'adddback

Un γ peut subir plusieurs diffusions Compton dans les différents cristaux d'un même CLOVER avant d'y être absorbé par effet photo-électrique. Dans ce cas il aura contribué

au fond Compton dans le spectre individuel de chaque cristal. Cependant la somme des énergies qu'il aura déposé dans le CLOVER sera égale à son énergie initiale, et donc à l'énergie du pic photo-électrique. Ainsi, le spectre construit en sommant les énergies des cristaux d'un CLOVER, encore appelé spectre d'*addback*, aura une efficacité photopic supérieure à celle calculée à partir de la somme des spectres individuels de chacun des cristaux. Le rapport entre ces deux efficacités, qui dépend de l'énergie initiale du γ est appelé *facteur d'addback*.

Une source d' ^{152}Eu a été utilisée pour la calibration en énergie de chaque cristal et la détermination de ce facteur en fonction de l'énergie γ . La figure 3.8 montre le pic à 444 keV de ^{152}Eu du spectre obtenu par un gros CLOVER en sommant les spectres $f_i(E)$ de chaque cristal i . Cette figure montre aussi le même pic dans le spectre d'addback, i.e. de la somme des énergies déposées dans chaque cristal à chaque évènement $f(\sum_i E_i)$. La baisse du fond Compton et le gain en efficacité photopic dans le spectre d'addback est très net.

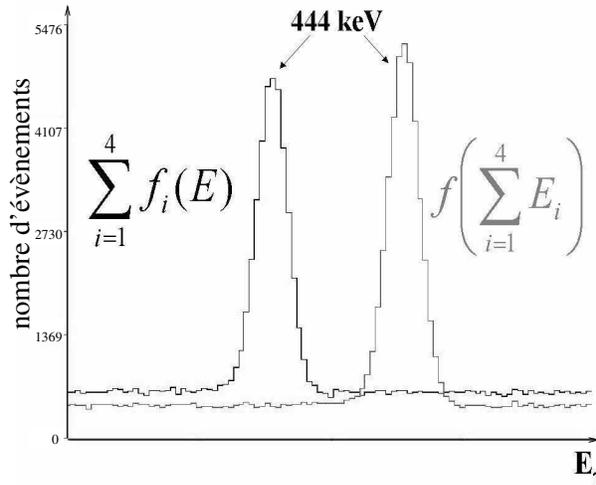


FIG. 3.8 – Pic γ à 444 keV de ^{152}Eu obtenu par un gros CLOVER. En noir : somme des spectres de chaque cristal. En gris : spectre d'addback. Les deux spectres sont décalés horizontalement pour permettre une meilleure visualisation.

La figure 3.9 donne l'évolution du facteur d'addback pour un gros CLOVER et un petit en fonction de l'énergie des γ de la source d' ^{152}Eu . On voit que le facteur d'addback est proche de 1 aux basses énergies et croît pour atteindre ~ 1.5 pour des γ de 1.5 MeV. Ceci est dû au fait que la diffusion Compton est faible à basse énergie par rapport à l'effet photo-électrique. En conséquence un γ d'une centaine de keV par exemple interagit essentiellement en déposant toute son énergie dans un seul cristal et la reconstruction du spectre d'addback n'apporte alors qu'un faible gain en efficacité photopic. Ce n'est bien sûr plus le cas à 1 MeV où la diffusion Compton est plus importante et la probabilité qu'un

γ dépose son énergie dans plusieurs cristaux devient non négligeable. La reconstruction du spectre d'adback permet alors d'augmenter l'efficacité photopic de 40 – 50%. Notons que les facteurs d'adback sont sensiblement les mêmes pour le petit et le gros CLOVER.

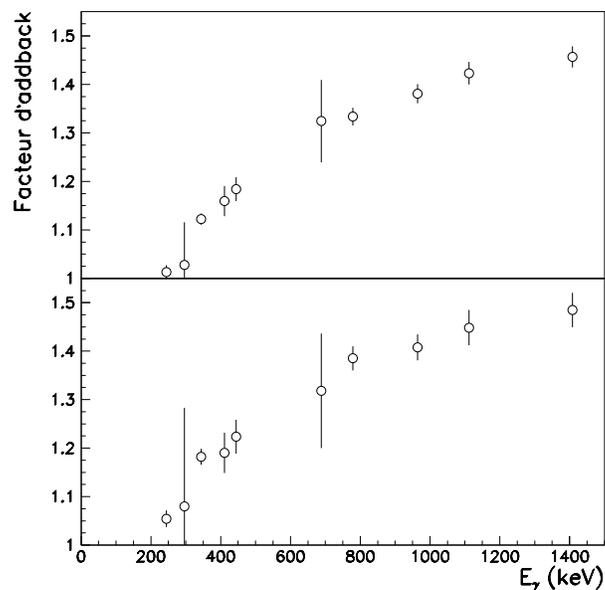


FIG. 3.9 – Facteur d'adback en fonction de l'énergie du pic γ pour un gros CLOVER (en haut) et un petit CLOVER (en bas).

Résolution

La résolution est donnée par la largeur à mi-hauteur (FWHM) des pics photo-électriques. Celle-ci croît avec l'énergie γ comme le montre la figure 3.10. Sa valeur minimale est d'environ 1.5 keV à basse énergie pour atteindre à peine plus de 3 keV au dessus de 2 MeV d'énergie γ . Ces excellentes résolutions sont caractéristiques des détecteurs Germanium. On voit aussi que l'ensemble des trois petits CLOVERs a une résolution voisine mais sensiblement meilleure que l'ensemble des gros CLOVERs.

Efficacité

L'efficacité de la détection γ a été mesurée à partir du spectre d'adback obtenu à l'aide d'une source calibrée d' ^{152}Eu de 25471 ± 140 désintégrations par seconde au moment de la mesure. Le temps de comptage corrigé du temps mort est 1996 s. Les résultats pour l'ensemble des petits et des gros CLOVERs ainsi que pour les deux réunis sont donnés sur la figure 3.11.

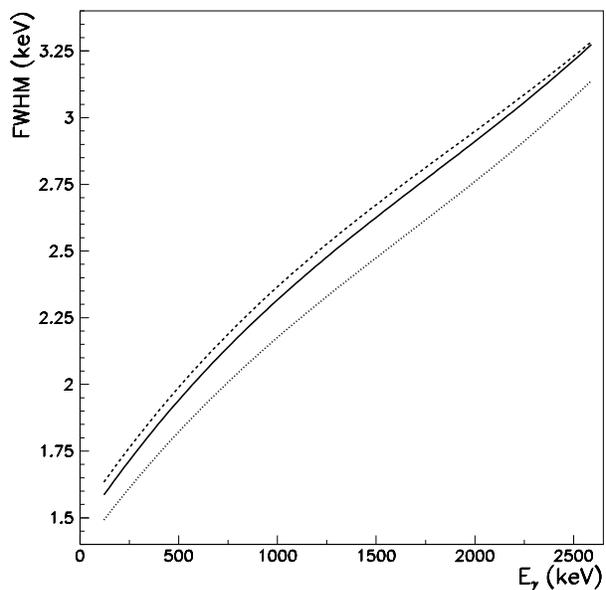


FIG. 3.10 – Largeur à mi-hauteur des pics photo-électriques pour l'ensemble des gros CLOVERs (tirets), des petits CLOVERs (pointillés) et du système total (ligne pleine).

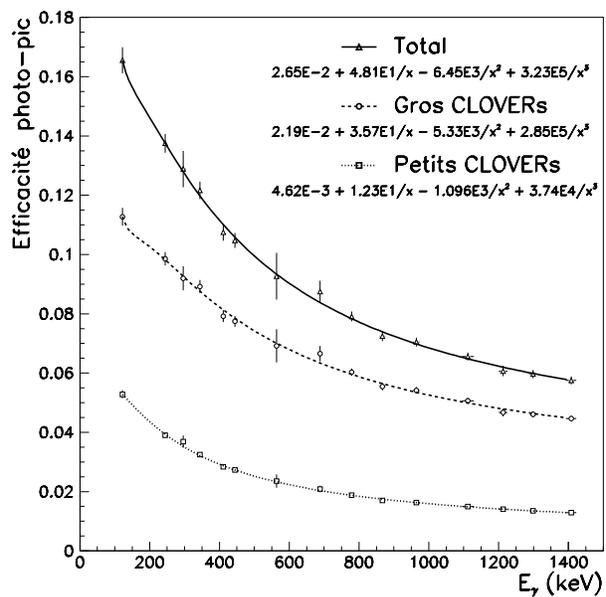


FIG. 3.11 – Efficacité photo-pic en fonction de l'énergie pour les petits (pointillés), les gros (tirets) et le total des CLOVERs (ligne pleine).

Electronique

L'électronique associée à un détecteur a deux fonctions principales : mesurer les caractéristiques des différents signaux et établir une logique de déclenchement. Lorsqu'un γ dépose de l'énergie dans le cristal semi-conducteur, celle-ci est convertie en impulsion électrique puis préamplifiée par un Pré-Amplificateur de Charge (PAC)³. A chaque cristal de CLOVER est associée une voie de l'électronique qui, après le PAC, est au format VXI. L'électronique VXI d'EXOGRAM a une partie classique constituée d'une voie linéaire "lente" pour mesurer les énergies déposées dans le détecteur et d'une voie non linéaire "rapide" pour générer une logique de déclenchement et mesurer les temps. En plus de cette partie classique, chaque voie d'EXOGRAM est équipée d'une chaîne de mesure de la forme du signal (DPPC). Cette dernière n'a pas été utilisée au cours de notre expérience. La figure 3.12 donne les éléments intervenant dans une voie de l'électronique.

Le signal rapide est filtré et amplifié (TFA). La présence d'une impulsion est détectée par le discriminateur à fraction constante (CFD). Le déclenchement local (LT), qui gère la logique pour une voie, envoie alors une porte au module chargé de détecter les pics (PDS) de la voie lente indiquant la détection d'un γ . L'information temporelle est quant à elle portée par un signal analogique (TAC) et passe ensuite par un convertisseur numérique (ADC) dans la voie rapide.

Le signal lent quant à lui est amplifié par un amplificateur linéaire (LA). Le PDS a pour rôle de détecter et mesurer l'amplitude de l'impulsion dans la porte qui lui est envoyée par le LT de la voie rapide. Cette amplitude est ensuite codée par un ADC. Chaque voie d'EXOGRAM contient en fait deux LA, un permettant de mesurer des énergies jusqu'à 6 MeV et l'autre jusqu'à 20 MeV. Chaque LA a un PDS et un ADC qui lui sont associés. Au cours de notre expérience, seuls les signaux associés au LA de 6 MeV étaient mis sur bande.

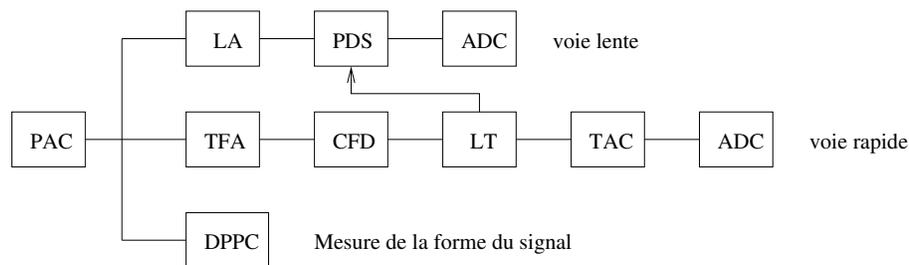


FIG. 3.12 – Schéma de l'électronique d'une voie d'EXOGRAM.

Le déclenchement de la chaîne d'acquisition a lieu soit lorsque la multiplicité γ (nombre de γ détectés en coïncidence par EXOGAM) dépasse un seuil fixé par l'utilisateur, soit

³Un résumé des abréviations utilisées et de leur signification est donné dans le tableau 3.1

Abréviation	signification
PAC	Pré-Amplificateur de Charge
DPPC	Digital Pulse Processing Converter
LA	Linear Amplifier
PDS	Peak Detector and Stretcher
ADC	Analog to Digital Converter
TFA	Timing Filter Amplifier
CFD	Constant Fraction Discriminator
LT	Local Trigger
TAC	Time to Analog Converter

TAB. 3.1 – Abréviations utilisées et leurs significations.

par un déclenchement externe par l’intermédiaire des entrées logiques⁴. Des combinaisons utilisant les opérateurs “ET” ou “OU” entre entrées logiques et valeurs de multiplicité peuvent être aussi utilisées comme déclenchement. Le diagramme de la figure 3.13 montre les différentes étapes de l’électronique d’EXOGRAM dans le cas d’un déclenchement simple par une multiplicité supérieure à une valeur seuil choisie par l’utilisateur. Dans notre expérience, la valeur choisie est $n_\gamma = 1$. La multiplicité est donnée par le signal “sumbus”. Il s’agit d’une sortie courant déclenchée par les CFD retardés et alignés en temps. Le signal sumbus peut ainsi dépasser le seuil de multiplicité si suffisamment de signaux des CFD sont émis simultanément. Ceci implique bien sûr un alignement en temps des CFD.

Si le seuil de multiplicité est atteint, un signal FT est alors envoyé à toute l’électronique associée à chacun des CLOVERs. Localement, une porte FT Sample est ouverte au bout d’un temps “FT Sample Time”. Si cet instant est en dehors de la porte du signal FT, alors un signal Reset LT est envoyé pour réinitialiser le LT. Ceci a pour but de tester si le γ est en temps avec l’évènement. On évite ainsi de lire les voies qui n’ont rien à coder pour réduire le temps mort.

Une étape de validation ou de rejet est prévue dans l’électronique d’EXOGRAM après la sélection des γ en temps. Elle permet d’impliquer d’autres détecteurs et donc de conditionner la numérisation et la mise sur bande des évènements à la détection d’autres particules comme par exemple des noyaux de recul avec le spectromètre VAMOS. Cette étape se base sur une méthode analogue à la sélection en temps déjà décrite. Une porte “validation sample” est ouverte au bout d’un temps “validation sample time”. Si cet instant correspond avec l’émission d’une porte de validation, alors la lecture des données codées peut avoir lieu, sinon le LT reçoit un signal Reset qui le réinitialise. Au cours de notre

⁴Dans notre cas le déclenchement peut aussi avoir lieu par le détecteur Silicium ou la cage Faraday.

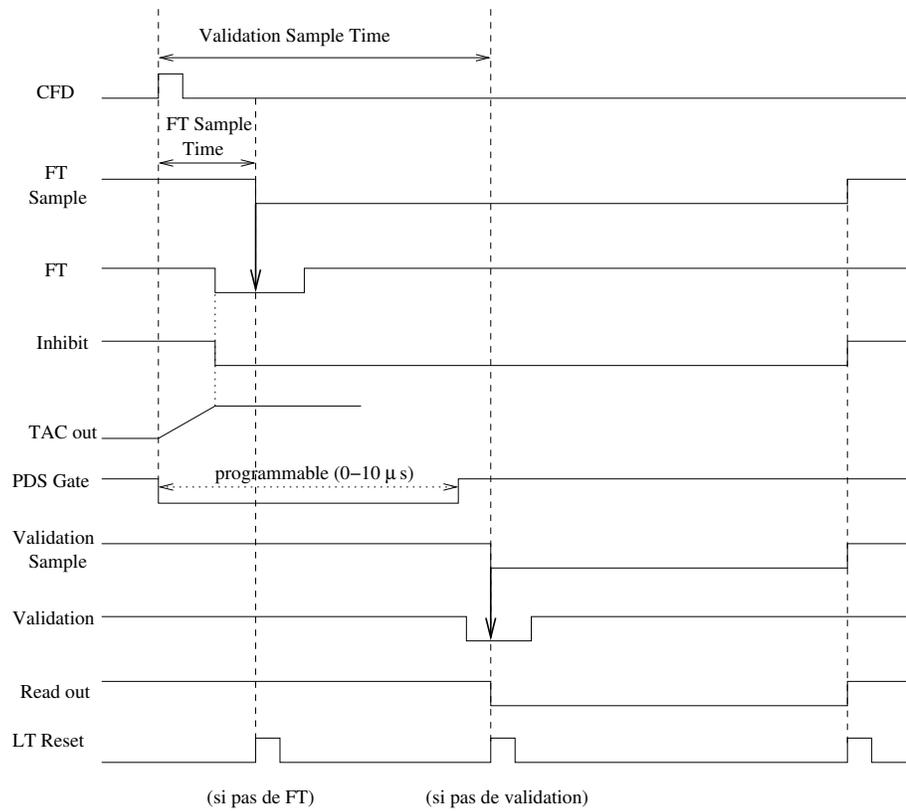


FIG. 3.13 – Diagramme illustrant l'acquisition d'un évènement dans le cas d'un déclenchement simple sur la multiplicité.

expérience, la validation était automatique.

Le déclenchement de l'acquisition ouvre une fenêtre d'inhibition (signal "inhibit"). Aucun évènement ne peut être enregistré tant que cette fenêtre est ouverte. Sa largeur est donc à minimiser pour diminuer le temps mort. L'inhibition s'arrête lorsque la lecture des signaux d'intérêt physique a eu lieu (le LT est alors réinitialisé). Ces signaux sont les amplitudes des impulsions dans les détecteurs γ (cristaux de Germanium, BGO, CsI). Sont aussi numérisés et enregistrés les temps entre le FT et les LT, les temps entre les signaux rapides des détecteurs anti-Comptons et la radio-fréquence (RF) du faisceau, le temps entre le FT et la RF ainsi que le temps entre le Silicium donné par son CFD (voir partie 3.2.4) et la RF.

3.2.4 Détecteur Silicium

Caractéristiques

Le détecteur Silicium sert à mesurer les particules chargées en voie de sortie. Il est constitué de deux faces. La face avant est découpée en 48 anneaux, chacun d'une largeur de 1 mm et reliés électroniquement trois par trois. Il y a donc 16 voies pour la face avant. Dorénavant nous utiliserons le terme "anneau" pour désigner une de ces voies. Sur la face arrière, 16 secteurs sont obtenus par un découpage radial. La figure 3.14 est une représentation schématique des 16 * 16 pixels obtenus (couples anneau/secteur). Elle indique la numérotation associée aux secteurs ainsi que les dimensions du détecteur. Les anneaux quant à eux sont numérotés de 1 à 16 à partir du centre. Comme on peut le voir sur cette figure, les anneaux sont tronqués au niveau des secteurs 8 et 9. Ceci permet le passage des connexions électroniques de chaque anneau.

Electronique

La figure 3.15 illustre le montage électronique associé au détecteur Silicium. Le déclenchement externe de l'acquisition se fait par les anneaux⁵. Lorsqu'une impulsion est créée par le dépôt d'énergie d'une particule chargée dans un anneau, le signal "temps" (signal rapide utilisé pour l'information temporelle) en sortie de l'amplificateur passe dans un discriminateur à fraction constante. Le rôle du Fan-In Fan-Out (FIFO) est d'exercer un "OU" logique entre les deux CFD utilisés. Si l'électronique d'EXOGAM n'est pas inhibée, alors le signal en entrée logique déclenchera l'acquisition. A chaque fois que l'acquisition est déclenchée, que ce soit par le Silicium ou les CLOVERs, les signaux en énergie de chaque anneau et de chaque secteur sont numérisés et mis sur bande.

⁵Un déclenchement par les secteurs aurait été équivalent puisque une particule chargée crée un signal qui est détecté à la fois sur un anneau et un secteur.

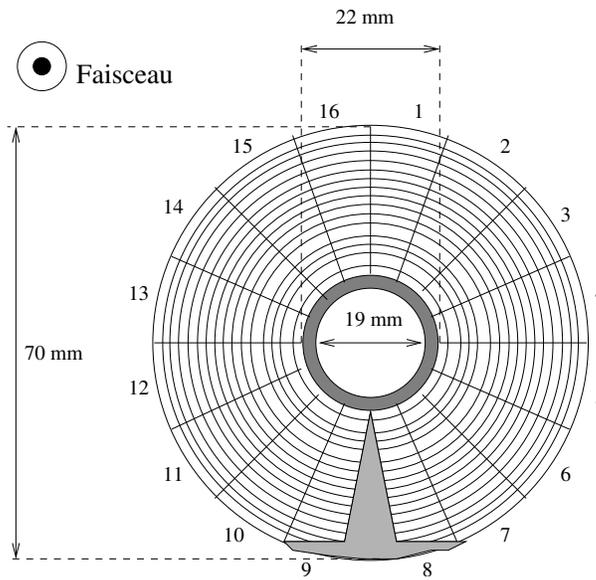


FIG. 3.14 – Schéma du détecteur Silicium.

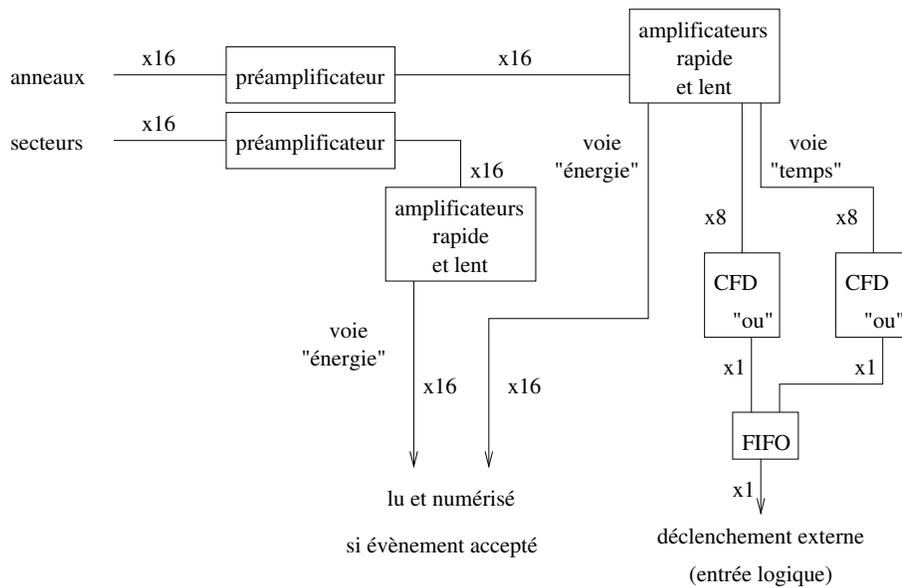


FIG. 3.15 – Schéma de l'électronique associée au détecteur Silicium.

Résolution

La figure 3.16 montre le spectre d'une source 3α (^{239}Pu , ^{241}Am et ^{244}Cm) obtenu à l'aide du détecteur Silicium. La largeur à mi-hauteur de ces pics est d'environ 120 keV.

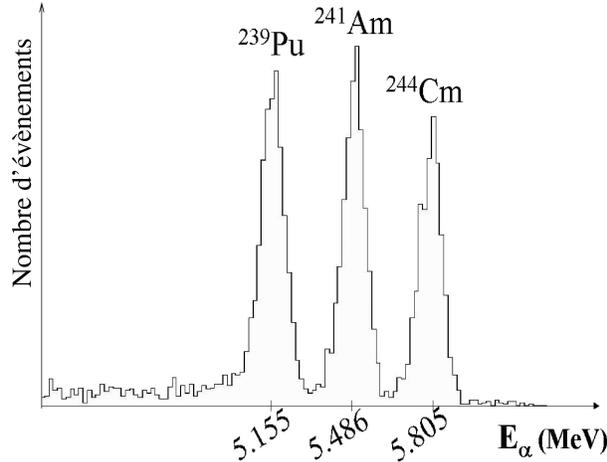


FIG. 3.16 – Spectre de la source 3α .

3.2.5 Choix du substrat des cibles d' ^{190}Os

Deux cibles ont été utilisées pour l'étude de la réaction $^6\text{He}+^{190}\text{Os}$. La première, constituée d' ^{190}Os déposé sur un substrat de 1.5 mg/cm^2 de ^{63}Cu était utilisée pour l'énergie 30 MeV, tandis que la seconde, toujours d' ^{190}Os mais sur 1.4 mg/cm^2 de ^{65}Cu était utilisée pour l'énergie 19.5 MeV. La raison du changement d'isotope du cuivre entre les deux énergies est la suivante. Le noyau composé ($^{196}\text{Pt}^*$) décroît par évaporation de neutrons. A 30 MeV d'énergie du faisceau, l'énergie d'excitation du $^{196}\text{Pt}^*$ est 40.6 MeV et sa voie de désexcitation prédominante est l'évaporation de 4 neutrons ($4n$). Par contre, à 19.5 MeV d'énergie du faisceau, soit une énergie d'excitation de 30.5 MeV, la décroissance se fait quasi-uniquement par la voie $3n$. L'énergie du pic du ^{192}Pt qui nous servira à mesurer la section efficace de la voie $4n$ (donc à 30 MeV) est 316.5 keV et correspond à la transition du premier état excité vers le fondamental $2^+ \rightarrow 0^+$. Pour la voie $3n$ (donnant la section efficace de fusion à 19.5 MeV), la zone d'intérêt se situe autour de 341 keV.

Il est donc important qu'il n'y ait pas de pic provenant du substrat de cuivre autour de 316.5 keV à 30 MeV et autour de 341 keV à 19.5 MeV. Or, si l'on s'en réfère à la figure 3.17 montrant les spectres γ des réactions $^6\text{He}+^{63}\text{Cu}$ et $^6\text{He}+^{65}\text{Cu}$, on voit qu'il est préférable de choisir un substrat de ^{63}Cu à 30 MeV et de ^{65}Cu à 19.5 MeV.

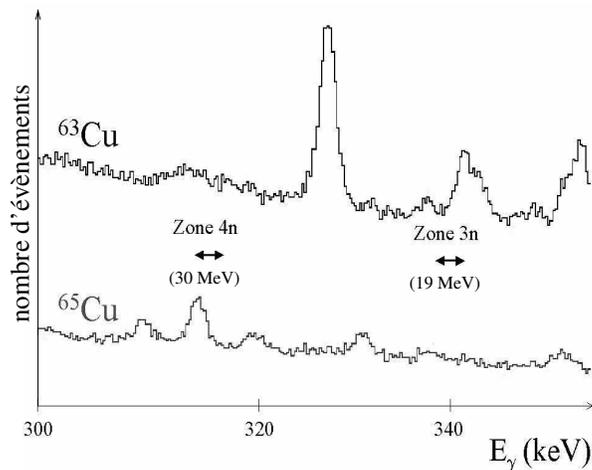


FIG. 3.17 – Spectres γ associés aux réactions ${}^6\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ et ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ au voisinage des énergies d'intérêt pour la réaction de fusion ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ à 30 MeV (zone 4n) et à 19.5 MeV (zone 3n).

3.3 Détermination des épaisseurs de cible

3.3.1 Diffusion Rutherford

Les cibles utilisées ont une épaisseur à déterminer d' ${}^{190}\text{Os}$ sur un substrat de Cuivre d'épaisseur connue (voir partie 3.2.5). L'épaisseur d' ${}^{190}\text{Os}$ est obtenue par la mesure des sections efficaces de diffusion Rutherford de l' ${}^6\text{He}$ sur l' ${}^{190}\text{Os}$.

Le nombre de particules par unité de temps subissant une diffusion élastique vers le pixel $i = [\text{anneau}, \text{secteur}]$ caractérisé par le vecteur d'angle solide Ω_i s'écrit dans la limite où $|\Omega_i| \ll 4\pi$

$$\frac{dN_R}{dt}(\Omega_i) \simeq \eta_i \frac{\partial \sigma_R}{\partial \Omega}(\Omega_i) |\Omega_i| \frac{I}{e} \frac{x}{M}$$

où I est l'intensité du faisceau en Ampère mesurée par la cage de Faraday, x est l'épaisseur de la cible en g/cm^2 et M est la masse d'un atome de la cible. L'efficacité de détection η_i du pixel i sera déterminée par une mesure de la diffusion Rutherford sur une cible de Tungstène d'épaisseur connue $530 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Le facteur $\frac{\partial \sigma_R}{\partial \Omega}(\Omega_i) |\Omega_i|$ est calculé par une simulation. Celle-ci prend en compte l'étalement Gaussien du faisceau et sa position par rapport au centre du détecteur Silicium.

La figure 3.18 montre le spectre du Silicium dans le pixel [12, 1]. Le pic principal correspond à la diffusion Rutherford. Les événements à plus basse énergie sont associés à des particules α issues de la cassure de l' ${}^6\text{He}$.

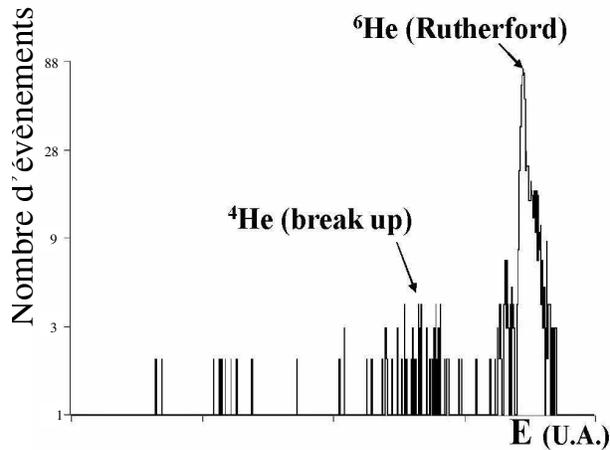


FIG. 3.18 – Spectre du pixel [12, 1] avec une cible de ^{184}W . L'échelle verticale est logarithmique.

3.3.2 Position du faisceau

La partie haute de la figure 3.19 donne l'évolution de l'aire totale des spectres (largement dominée par la diffusion Rutherford) en fonction du numéro du secteur considéré. On voit que le nombre de particules chargées incidentes sur chaque secteur varie fortement et continuellement en fonction du numéro des secteurs. Ceci provient d'un “décentrage” du détecteur par rapport à l'axe du faisceau. En effet les sections efficaces de diffusion Rutherford décroissent avec l'angle de diffusion. Le faisceau passe donc plus près du secteur 12 qui a un taux de comptage important que du secteur 4 qui lui est opposé et qui a un taux de comptage environ deux fois moindre.

La partie basse de la figure 3.19 donne en unité arbitraire l'évolution du nombre de particules dans chaque secteur obtenu par une simulation effectuée par Riccardo Raabe du SPhN de Saclay. Dans cette simulation, un décalage latéral de 2 mm du centre du faisceau reproduit bien l'évolution expérimentale. Le détecteur était donc légèrement décentré par rapport à l'axe du faisceau.

Les valeurs de la simulation pour les secteurs 8 et 9 ne sont pas reportées à cause d'une incertitude sur la géométrie de ces secteurs. Le secteur 15 quant à lui ne fonctionne pas.

3.3.3 Efficacité

L'efficacité de chaque pixel est déterminée relativement à la simulation. Elle provient notamment des “zones mortes” entre chaque pixel. Une origine de ces zones mortes est purement géométrique et est due à la présence d'isolant entre les anneaux. Une seconde origine est la courbure des lignes de champ électrique au voisinage de l'isolant. Le rôle

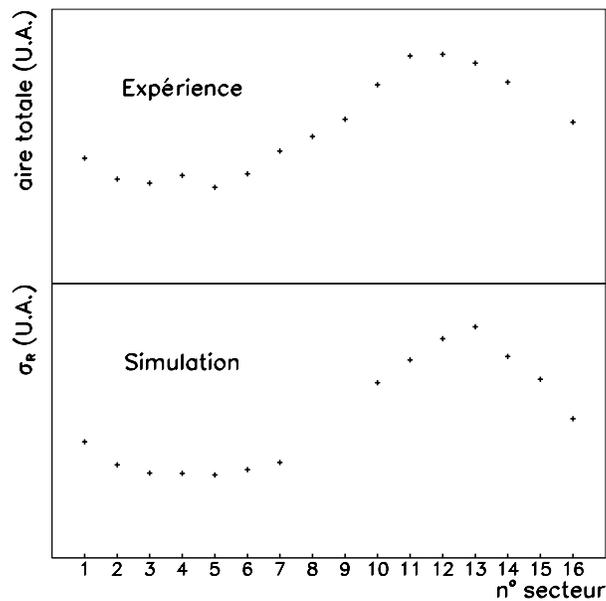


FIG. 3.19 – Evolution du taux de comptage en fonction du numéro de secteur pour une cible de ^{184}W . Haut : expérience. Bas : sections efficace Rutherford obtenues par simulation avec un décalage latéral de 2 mm du faisceau par rapport au centre du détecteur Silicium.

de ces champs étant de collecter les charges dans le semi-conducteur, un dépôt d'énergie sur le bord d'un pixel sera accompagné d'une mauvaise collection de charge.

Cette efficacité est théoriquement la même pour chaque pixel d'un même anneau puisqu'ils sont géométriquement identiques (sauf pour les secteurs 8 et 9). Nous pouvons utiliser cette propriété pour tester les hypothèses de la simulation (position et largeur du faisceau par exemple). Le tableau 3.2 donne les efficacités obtenues pour certains pixels⁶ à partir de données accumulées pendant 4 heures avec une cible de ^{184}W de $530 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. L'efficacité moyenne de 0.385 est faible à cause du fait que seules les zones mortes géométriques sont prises en compte dans la simulation. Cependant l'écart type de la distribution des efficacités sur les différents pixels (environ 20%) reste raisonnable. Cet écart type a plusieurs origines. La première est l'incertitude sur les aires des pics Rutherford de l'ordre de $\sim 5\%$ aux angles avant et $\sim 12\%$ pour les plus grands angles. Les autres origines proviennent des différences entre la réalité physique du faisceau et sa modélisation. Par exemple la forme du faisceau est choisie Gaussienne dans la simulation. Or les profileurs à gaz ont mis en évidence une certaine asymétrie qui n'est pas constante au cours du temps. De plus la position du faisceau ainsi que sa largeur peuvent elles aussi fluctuer dans le temps.

D'autre part, il ne semble pas ressortir du tableau 3.2 une évolution systématique de

⁶Le premier anneau ainsi que ceux numérotés de 5 à 10 sont défectueux

secteur \ anneau	2	4	11	13	15
1	0,388	0,353	0,374	0,337	0,431
4	0,325	0,434	0,459	0,433	0,323
7	0,544	0,502	0,439	0,348	0,223
10	0,458	0,454	0,398	0,339	0,240
13	0,294	0,335	0,411	0,438	0,336
				moyenne	0,385
				écart type	0,076

TAB. 3.2 – Tableau des efficacités de quelques pixels du détecteur Silicium.

l'efficacité en fonction des secteurs ou même des anneaux. En conséquence nous pouvons être confiants dans les données de la simulation.

3.3.4 Résultats

Tous les paramètres nécessaires à la détermination de l'épaisseur d' ^{190}Os des cibles utilisées sont donc connus. Il faut cependant s'affranchir de la diffusion due aux atomes de Cuivre de la cible. En effet ceux-ci contribuent aux petits angles pour une part du pic Rutherford de l'Osmium comme on peut le voir sur les spectre de ^{65}Cu et $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ du pixel [4, 7] de la figure 3.20⁷.

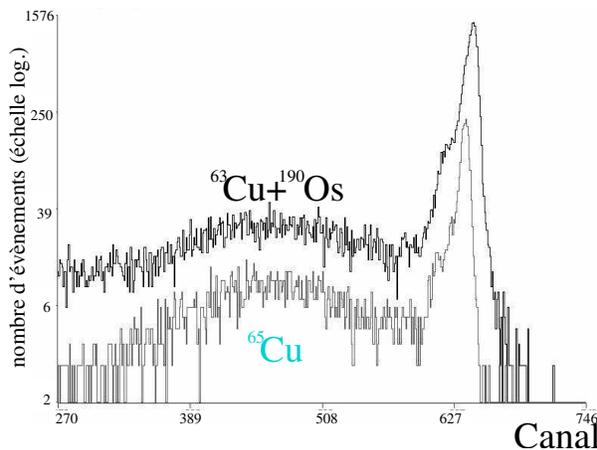


FIG. 3.20 – Spectres du pixel [4, 7] obtenus avec la cible $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ (noir) et la cible de ^{65}Cu (gris).

⁷En toute rigueur la cible de $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ doit être comparée à une cible de ^{63}Cu . Cependant des temps de comptage trop faibles sur la cible de ^{63}Cu ne permettent pas une comparaison précise. La cible de ^{65}Cu quant à elle a été mise plus longtemps sous faisceau. La différence entre le ^{65}Cu et le ^{63}Cu au niveau de la diffusion de l' ^6He est négligée.

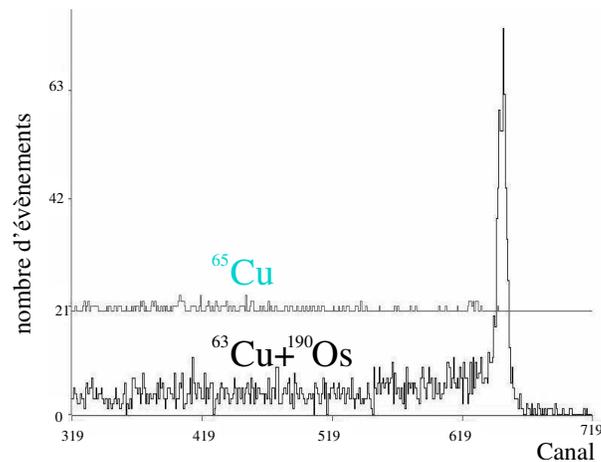


FIG. 3.21 – Spectres du pixel [16, 7] obtenus avec la cible $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ (noir) et la cible de ^{65}Cu (gris). Dans ce dernier cas un déplacement vertical égal à 20 a été effectué pour une meilleure visibilité.

On peut voir par contre sur la figure 3.21 montrant les mêmes spectres pour le pixel [16, 6], associé à un angle de diffusion plus grand, que la contribution du Cuivre est infime quelque soit l'énergie. Elle est même quasiment nulle au niveau du pic Rutherford de l' ^{190}Os . Notons que sur ces deux figures (3.20 et 3.21), le spectre associé au ^{65}Cu a été mis à l'échelle pour qu'il corresponde à un même nombre de particules incidentes.

La méthode pour s'affranchir du Cuivre consiste à soustraire le spectre obtenu avec la cible de Cuivre du spectre obtenu avec la cible $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$. Cette méthode présente le désavantage d'augmenter les fluctuations statistiques. D'autre part le résultat dépend du facteur d'échelle entre les deux et donc de la mesure du courant par la cage de Faraday.

Cependant, pour des angles de diffusion assez élevés la part du Cuivre devient négligeable et la soustraction n'est plus nécessaire. En pratique cela revient à ne prendre en compte que les anneaux extérieurs numérotés de 11 à 16. Les résultats obtenus sont 0.776 ± 0.155 et 1.043 ± 0.209 mg/cm^2 d' ^{190}Os pour les cible $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ et $^{65}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ respectivement. Notons que ces résultats sont compatibles avec les épaisseurs obtenues par soustraction de la composante du Cuivre dans les spectres du Silicium aux petits angles. La différence concerne surtout l'incertitude qui est plus élevée dans le cas où l'on opère à une soustraction de spectre.

3.4 Coïncidences temporelles avec la RF

La coïncidence temporelle entre le pulse du faisceau et le signal FT indiquant la détection d'un γ est utilisée pour la sélection des événements d'intérêt physique, c'est à dire ceux qui sont corrélés en temps avec le faisceau. L'utilisation de ce paramètre est

très importante pour des faisceaux exotiques de faible intensité car il permet de rejeter les coïncidences fortuites provenant de la radioactivité ambiante.

3.4.1 Coïncidences RF-FT

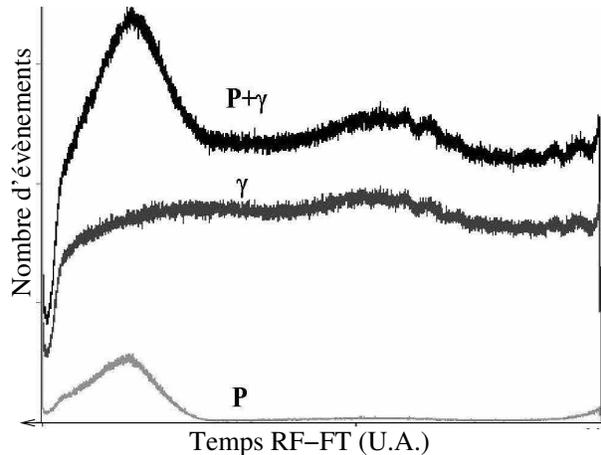


FIG. 3.22 – Spectre en temps entre la RF (stop) et le signal FT (start) sans condition ($P+\gamma$), en imposant la détection d'un gamma (γ), et en imposant la détection d'une particule dans le Silicium (P). Le temps s'écoule de la droite vers la gauche.

La figure 3.22 donne le spectre en temps entre le déclenchement de l'acquisition (FT) par un γ ou une particule⁸ et un pulse du faisceau donné par la radio-fréquence (RF). Le spectre en temps RF-FT en coïncidence avec la détection d'une particule montre clairement que le pic à gauche provient des déclenchements externes par le Silicium. Le spectre en coïncidence avec un γ quant à lui est beaucoup plus plat à cause de la radioactivité qui engendre des événements aléatoires et du fait que chaque cristal a un temps caractéristique entre le déclenchement local (LT) et le déclenchement global (FT). Il est donc nécessaire pour s'affranchir au maximum de la radioactivité de mettre une porte en temps pour chaque cristal.

La figure 3.23 montre l'effet de cette sélection en temps sur le spectre γ . On y voit une forte réduction du fond et des pics provenant de la radioactivité ambiante. Ces réductions se font sans perte d'efficacité photo-pic des raies γ en corrélation avec le faisceau. D'autre part, une comparaison entre le spectre corrélé et aléatoire (ou anti-corrélé) permet une identification des pics provenant de la radioactivité ainsi que de ceux qui proviennent uniquement d'une réaction avec le faisceau.

⁸La cage de Faraday peut aussi déclencher l'acquisition. Cependant son effet est négligeable sur le spectre en temps car seuls un événement de la cage sur 10000 est autorisé à déclencher l'acquisition.

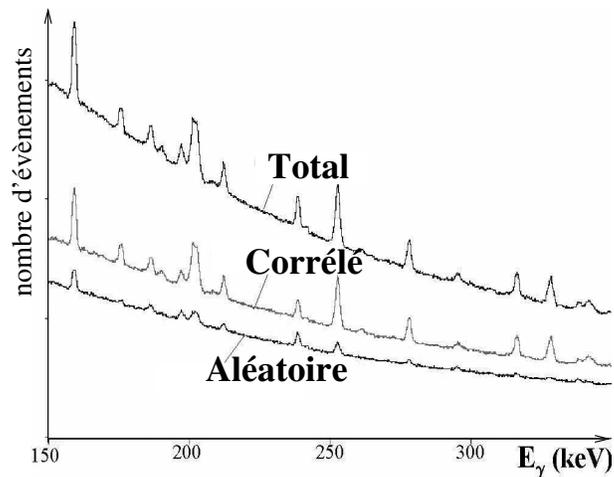


FIG. 3.23 – Spectres γ obtenus avec la cible $\{^{63}\text{Cu}, ^{190}\text{Os}\}$ et une énergie de 30 MeV du faisceau. Le spectre “total” est obtenu sans condition temporelle tandis que celui “corrélé” l’est en imposant un temps RF-FT compris dans la porte du cristal touché. Le spectre “aléatoire” est le complémentaire du spectre corrélé.

3.4.2 Coïncidences Si-FT

La détection d’une particule chargée dans le détecteur Silicium est automatiquement corrélée à un pulse du faisceau. En effet ces particules sont soit des ^6He du faisceau, soit des α issus de la cassure de l’ ^6He . Ils peuvent aussi provenir de l’évaporation de particules chargées du noyau composé issu d’une fusion avec le Cuivre⁹ car les temps caractéristiques de l’évaporation sont ceux de l’interaction forte ($\sim 10^{-22}$ s) et donc assez faibles pour ne pas perdre la corrélation en temps avec le faisceau.

L’indication temporelle d’une détection dans le Silicium (Si) se fait à partir du signal en sortie des CFD de l’électronique du Silicium (voir figure 3.15). Reconstituons le temps entre l’émission de ce signal et le déclenchement de l’acquisition Si-FT qui, a priori, est constant. Celui-ci s’obtient à partir des temps RF-FT et RF-Si en faisant leur soustraction $\text{Si-FT} = \text{RF-FT} - \text{RF-Si}$.

La figure 3.24 donne le spectre bidimensionnel du temps Si-RF en fonction du temps RF-FT. Ce spectre contient différentes structures : deux lignes parallèles et une tâche entre les deux. La projection de ce spectre sur l’abscisse donne le spectre en temps RF-FT qui, en imposant la présence d’un signal dans le Silicium, revient au spectre “P” de la figure 3.22. On voit la présence nette d’un pic indiquant la corrélation au pulse du faisceau. On remarque que ce pic n’est pas correctement centré. En conséquence, une structure ressemblant au début d’un second pic apparaît à l’autre extrémité de la porte en temps.

⁹Ce n’est par contre pas le cas pour une fusion avec de l’Osmium car dans ce cas seuls des neutrons sont évaporés

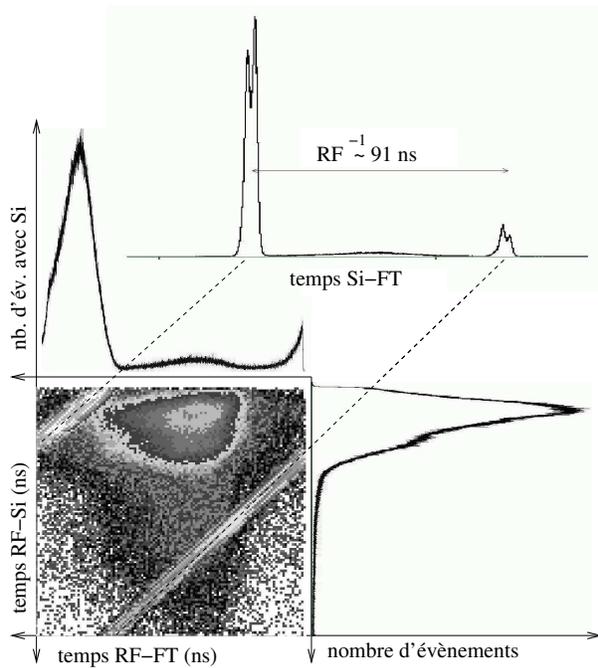


FIG. 3.24 – En bas à gauche : spectre en temps bidimensionnel. L'abscisse est le temps RF-FT. L'ordonnée est le temps RF-Si. En haut à gauche : projection sur l'abscisse en imposant la présence d'un signal dans le Silicium (i.e. axe $y=0$ exclu dans le spectre bidimensionnel). En bas à droite : projection sur l'ordonnée. En haut à droite : temps Si-FT reconstruit. Les temps s'écoulent du haut vers le bas (RF-Si) et de la droite vers la gauche (RF-FT).

Les deux lignes parallèles dans le spectre bidimensionnel correspondent donc à ces deux structures.

La projection du spectre bidimensionnel de la figure 3.24 sur l'ordonnée donne le spectre en temps RF-Si. On y voit un pic très net. Les particules détectées par le Silicium proviennent donc à peu près toutes de réactions avec les particules du faisceau.

La soustraction des temps RF-FT - RF-Si revient à une projection du spectre bidimensionnel sur l'axe $y = -x$. On y voit donc deux pics principaux séparés d'une période de la RF (~ 91 ns). Chaque pic est lui même constitué de deux pics qui n'ont pas d'origine physique, mais proviennent d'un décalage en temps entre les deux CFD de l'électronique du Silicium (voir figure 3.15). La tâche dans le spectre bidimensionnel se traduit ici par un pic très étalé entre les deux pics principaux.

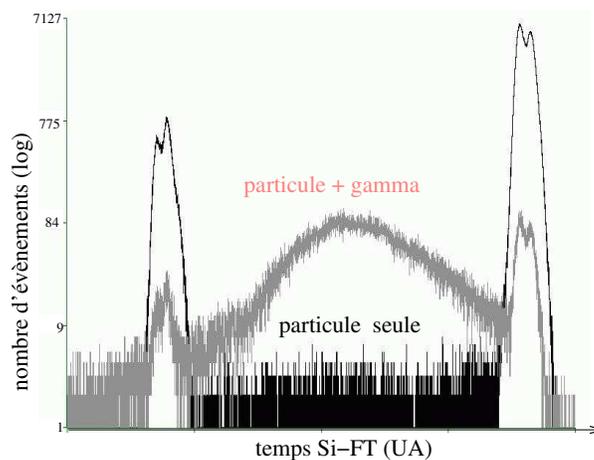


FIG. 3.25 – Spectre en temps (échelle verticale logarithmique) Si-FT en coïncidence (gris) et anticoincidence (noir) avec la détection d'un γ .

Pour comprendre l'origine de cette tâche nous avons, sur la figure 3.25, donné les spectres en temps Si-FT obtenus avec deux conditions complémentaires :

- une particule a été détectée dans le Silicium mais aucun γ n'a déposé d'énergie dans EXOGAM
- un signal dans le Silicium est en coïncidence avec un γ dans au moins un CLOVER (part.- γ).

On voit que la tâche centrale provient de la détection d'une particule dans le Silicium en coïncidence avec un γ . Lorsqu'aucun signal dans EXOGAM n'est requis, la tâche centrale disparaît et on n'obtient que les deux pics associés aux pulses de la RF.

Cependant le spectre en temps avec la condition part.- γ contient aussi ces deux pics, mais avec des amplitudes beaucoup plus faibles. Nous interprétons ceci par le fait qu'avec la condition part.- γ , le déclenchement et donc le signal FT a pu se faire soit par la particule chargée, soit par le γ . En conséquence, les événements associés à un déclenchement

par la particule chargée correspondent à l'un des deux pics tandis que lorsque le déclenchement se fait par un γ , le spectre en temps Si-FT est incrémenté dans la tâche centrale. L'étalement important de la tâche comparée à ceux des deux pics peut s'expliquer par le désalignement temporel entre les cristaux.

3.5 Résultats : sections efficaces de réaction

Dans cette partie nous allons exposer les résultats de notre expérience pour la réaction ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ à 30 et 19.5 MeV.

Différents mécanismes de réaction peuvent apparaître au cours d'une collision d'un ${}^6\text{He}$ sur un ${}^{190}\text{Os}$ au voisinage de la barrière comme la fusion, le transfert, l'excitation Coulombienne ou encore la cassure de l' ${}^6\text{He}$.

3.5.1 Raies γ des ${}^{192,193}\text{Pt}$

Les isotopes 192 et 193 du Platine sont formés respectivement après l'évaporation de 4 et 3 neutrons du noyau composé ${}^{196}\text{Pt}$. Les intensités des raies γ de ces noyaux donnent accès à leur sections efficaces de formation. Les schémas de niveaux et transitions γ des noyaux ${}^{192,193}\text{Pt}$ formés par des réactions de fusion/évaporation avec un faisceau d' α sont donnés sur les figures 3.26 et 3.27 respectivement [Cun76, Hjo76, Sah77].

La section efficace de formation du ${}^{192}\text{Pt}$ est calculée à partir des transitions dont l'état final est l'état fondamental. Il y a donc d'après la figure 3.26 deux transitions à considérer : celles provenant du premier et du deuxième état excité à 316.50 keV et 612.6 keV respectivement. Cependant l'intensité de la première transition est considérablement plus importante et nous n'avons pas de pic à 612.6 keV. La raie à 316.50 keV sera donc la seule utilisée pour mesurer la section efficace de formation du ${}^{192}\text{Pt}$. Notons qu'il est théoriquement possible que l'état fondamental du ${}^{192}\text{Pt}$ soit peuplé directement sans émission de γ . Ce dernier phénomène est cependant supposé négligeable.

Le cas du ${}^{193}\text{Pt}$ est quant à lui plus complexe. En effet, il possède un état excité isomérique à 149.8 keV d'une durée de vie de 4.33 jours. La décroissance de cet état ne peut donc pas être observée en coïncidence avec le faisceau. Nous devons donc estimer la section efficace σ_{3n} de formation du ${}^{193}\text{Pt}$ à partir des raies γ qui peuplent cet état isomérique. Le rapport entre σ_{3n} et la section efficace de formation de l'état isomérique σ_{3n}^{iso} peut être estimé en supposant connue la distribution en moment angulaire du ${}^{193}\text{Pt}$. σ_{3n} prend alors en compte le fait que les états de moment angulaire inférieur ou égal à celui de l'état isomérique peuvent être directement peuplés par évaporation de neutron. Ce rapport est estimé à [Nav03]

$$\frac{\sigma_{3n}}{\sigma_{3n}^{iso}} \approx 1.19$$

D'autre part on peut voir sur la figure 3.27 que quatre raies γ sont susceptibles d'alimenter l'état isomérique. Le noyau composé au cours de la réaction $^{192}\text{Os}(\alpha, 3n\gamma)$ qui a conduit aux résultats de la figure 3.27 est le ^{196}Pt formé à une énergie d'excitation de 35.1 MeV. Au cours de notre expérience et pour une énergie de faisceau de 30 MeV nous formons le même noyau composé à une énergie d'excitation voisine (40.6 MeV). A cette énergie d'excitation, les intensités relatives des raies γ du ^{193}Pt sont donc supposées être à peu près les mêmes que celles reportées sur la figure 3.27.

Les faibles sections efficaces de la voie 3n ne permettent l'observation que de la raie la plus intense de 341.2 MeV. Une correction sur la section efficace $\sigma_{341.2}$ associée à cette raie devra donc être appliquée pour obtenir σ_{3n} . Cette correction permet de prendre en compte l'alimentation de l'état isomérique par les raies γ trop faibles pour être observées, ce qui s'écrit

$$\sigma_{3n}^{iso} = \frac{\sum_i I_{i \rightarrow iso}}{I_{341.2}} \sigma_{341.2}$$

où $I_{i \rightarrow iso}$ est l'intensité de la transition γ de l'état i à l'état isomérique et $I_{341.2}$ est l'intensité de la raie à 341.2 keV. Notons que la raie à 49.2 keV provenant de la désexcitation de l'état à 199.0 keV a une intensité très faible comparée à l'unique transition qui peuple cet état. Ceci est certainement dû à un fort taux de conversion électronique. Il est donc judicieux de considérer l'intensité de la transition 519.6 \rightarrow 199.0 keV à la place de la transition 199.0 \rightarrow 149.8 keV.

Enfin, vient s'ajouter à cette raie de 341.2 keV une autre raie de 340.3 keV provenant de la transition 1320.8 \rightarrow 980.5 keV et d'intensité comparable. La résolution d'EXOGAM à cette énergie est environ d'1.8 keV et ne permet donc pas de distinguer ces deux raies. Il est donc nécessaire de calculer la section efficace associée au pic autour de 341 keV σ_{pic} et d'appliquer une troisième correction pour obtenir $\sigma_{341.2}$:

$$\sigma_{341.2} = \frac{I_{341.2}}{I_{341.2} + I_{340.3}} \sigma_{pic}$$

Résultats à 30 MeV

La figure 3.28 montre le spectre γ à 30 MeV d'énergie du faisceau. On y voit très nettement le pic à 316.5 keV associé au ^{192}Pt . Le pic ^{193}Pt est visible autour de 341 keV une fois la contribution du Cuivre retranchée. Les sections efficaces associées à la voie 3n après avoir effectué les corrections décrites ci-dessus et à la voie 4n sont respectivement

$$\begin{aligned} \sigma_{3n}^{30MeV} &= 62 \pm 14 \pm 12 \text{ mb} \\ \sigma_{4n}^{30MeV} &= 345 \pm 13 \pm 69 \text{ mb} \end{aligned}$$

où la première incertitude concerne l'aire du pic et la seconde l'épaisseur de la cible.

D'autres raies du ^{192}Pt sont observées. Elles ne sont pas utiles pour le calcul de la section efficace de formation du ^{192}Pt . Il est toutefois utile de mesurer leurs intensités afin

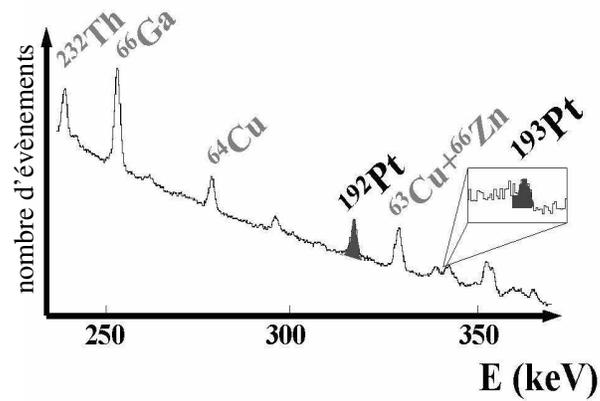


FIG. 3.28 – Spectre γ corrélé en temps faisceau obtenu avec une énergie du faisceau de 30 MeV. L'encadré montre un agrandissement de la zone autour de 341 keV obtenue après soustraction de la contribution du Cuivre.

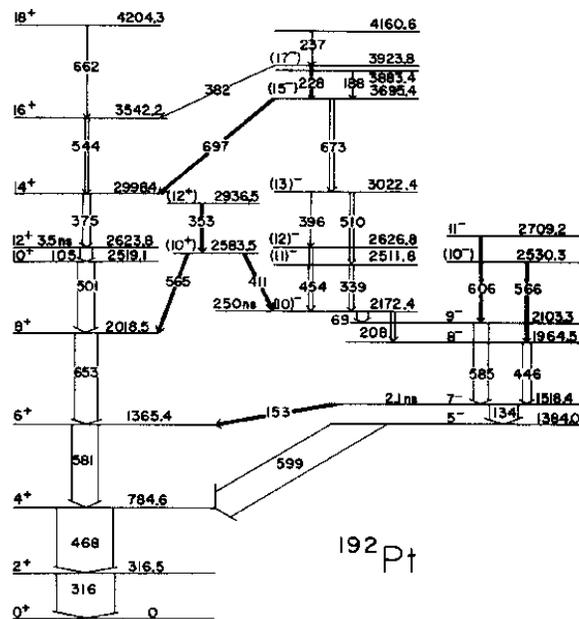


FIG. 3.29 – Schéma de niveaux du ^{192}Pt obtenu par la réaction $^{192}\text{Os}(\alpha, 4n)$. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité des transitions γ [Cun76].

de contrôler le résultat obtenu pour $\sigma_{4n}^{30\text{MeV}}$. La figure 3.29 montre le schéma de niveaux du ^{192}Pt obtenu par Cunnane *et al.* grâce à la réaction $^{192}\text{Os}(\alpha, 4n)$ avec des α d'énergie 45.5 MeV [Cun76].

transition	E_γ (keV)	Intensité (%)
$2^+ \rightarrow 0^+$	316.5	100 ± 3.3
$4^+ \rightarrow 2^+$	468.1*	76.3 ± 5.5
$6^+ \rightarrow 4^+$	580.7*	34.2 ± 10.9
$8^+ \rightarrow 6^+$	652.8*	37.1 ± 3.3
$10^+ \rightarrow 8^+$	500.6*	31.1 ± 3.9
$7^- \rightarrow 5^-$	134.2	13.7 ± 2.4
$9^- \rightarrow 7^-$	584.7	19.6 ± 2.8
$8^- \rightarrow 7^-$	446.1*	16.9 ± 3.4

TAB. 3.3 – Transitions observées et attribuées au ^{192}Pt pour une énergie de faisceau de 30 MeV. Les énergies γ et intensités associées à ces transitions sont aussi indiquées.

Les transitions marquées d'une astérisque dans le tableau 3.3 correspondent à des pics voisins d'autres pics, ce qui explique l'importance de certaines incertitudes sur l'intensité. Les intensités obtenues sont en bon accord avec celles de la référence [Cun76].

Résultats à 19.5 MeV

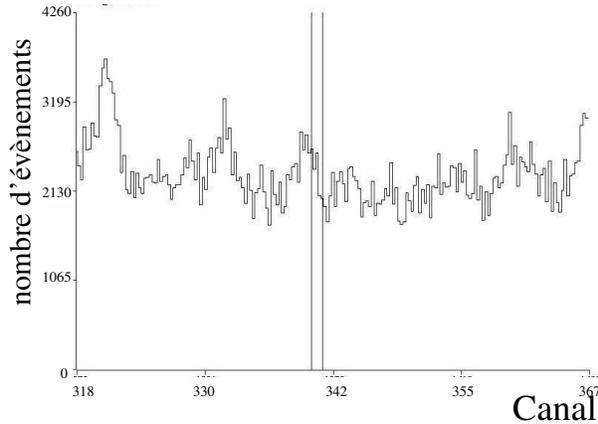


FIG. 3.30 – Spectre γ corrélé en temps obtenu avec le faisceau de 19.5 MeV après soustraction de la radioactivité environnante. Les deux lignes verticales sont positionnées à 340.3 et 341.2 keV.

La figure 3.30 donne le spectre γ après soustraction de la radioactivité environnante obtenu avec l'énergie du faisceau de 19.5 MeV et la cible $^{65}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$. A cette énergie, la

voie 4n est quasi nulle. Les deux lignes verticales indiquent les positions des deux raies γ à 340.3 et 341.2 keV associées à la voie 3n. On voit qu'aucun pic n'est présent recouvrant ces deux énergies.

La limite inférieure de la mesure d'une section efficace d'une raie γ dans la région autour de 340 keV associée à une réaction avec ^{190}Os pour un temps de comptage de 15 heures¹⁰ à 19.5 MeV est estimée à 10 mb. Cette valeur correspond à un pic dont l'incertitude sur l'aire est de l'ordre de l'aire du pic elle même. Nous considérons que cette valeur est la limite supérieure sur la section efficace de la voie 3n. En considérant les incertitudes sur l'épaisseur de cible on obtient

$$\sigma_{3n}^{19.5\text{MeV}} < 11 \text{ mb.}$$

3.5.2 Autres réactions

D'autres raies γ associées à des réactions avec ^{190}Os sont observées à la fois à 30 et 19.5 MeV d'énergie du faisceau.

Raies γ de ^{190}Os *

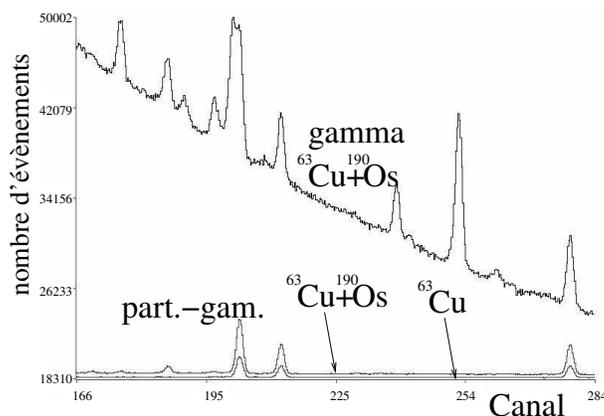


FIG. 3.31 – Spectres γ brut (gamma) et en coïncidence avec une particule chargée (part.-gam.) dans le Silicium pour différentes cibles. Les spectres part.-gam. ont été déplacés verticalement pour une meilleure visualisation (leur origine est à l'ordonnée 18310).

Les réactions d'excitation Coulombienne qui peuvent peupler des états excités de ^{190}Os ont une particule chargée en sortie (le projectile). Il est donc possible de s'affranchir de la radioactivité environnante et des réactions sans particule chargée en sortie (fusion suivie d'une évaporation de neutrons par exemple) en observant le spectre γ en coïncidence avec un évènement dans le Silicium. On voit en effet sur les spectres de la

¹⁰10 heures une fois le temps mort soustrait

figure 3.31 que le fond γ est considérablement réduit lorsque l'on demande une telle coïncidence. Cependant ces spectres ne peuvent pas être directement utilisés pour estimer des sections efficaces de réactions car le détecteur Silicium ne couvre pas un angle solide de 4π et les distributions angulaires des particules chargées en sortie sont souvent inconnues. Nous ferons cependant l'hypothèse que les différentes raies γ associées à une même réaction sont associées à la même distribution angulaire des particules chargées en voie de sortie. Cette hypothèse nous permet alors de calculer les intensités relatives entre les transitions associées à ces raies.

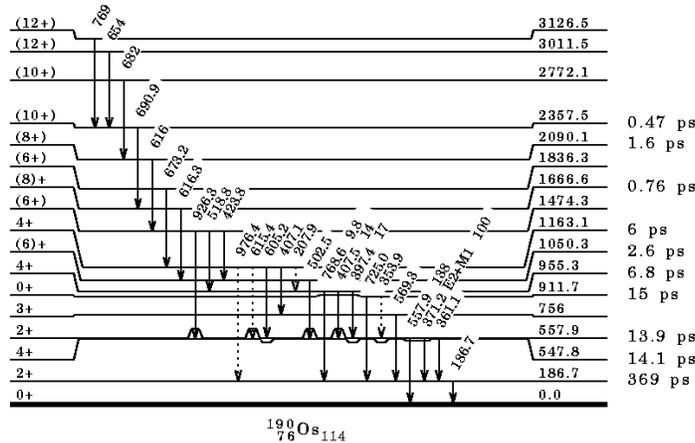


FIG. 3.32 – Schéma de niveaux de l' ^{190}Os obtenu par excitation Coulombienne à l'aide d'un faisceau d'Oxygène d'énergie comprise entre 42 et 80 MeV.

La figure 3.32 donne le schéma de niveaux et les transitions γ observées à partir de réactions d'excitation Coulombienne de l' ^{190}Os par un faisceau d'Oxygène d'énergies comprises entre 42 et 80 MeV [Cas69, Wu84]. A 30 MeV d'énergie du faisceau nous observons sur le spectre corrélé "part.- γ " quasiment toutes les transitions dont le niveau de départ a une énergie d'excitation inférieure à 1 MeV. Les résultats à 30 MeV comportant les intensités mesurées sont reportés dans le tableau 3.4.

La section efficace totale d'excitation Coulombienne à 30 MeV s'obtient à partir des raies du spectre brut (sans coïncidence avec le Silicium) à 186.7 et 557.9 keV dont l'état final est l'état fondamental. Il est nécessaire de prendre aussi en compte la décroissance de ces états par conversion interne. Les coefficients de conversion sont respectivement $\alpha_{186.7} = 0.425$ et $\alpha_{557.9} = 0.051$. On obtient $\sigma_{Coul.} = 300 \pm 28 \pm 60$ mb. La première incertitude concerne l'aire des pics tandis que la seconde provient de l'incertitude sur l'épaisseur de la cible.

A 19.5 MeV d'énergie du faisceau par contre la raie à 186.7 keV du premier état excité est masquée par une raie du ^{65}Cu . Seule la raie à 557.9 keV de l' ^{190}Os est présente dans

transition	E_i (keV)	E_f (keV)	E_γ (keV)	Intensité (%)
$2^+ \rightarrow 0^+$	186.7	0.0	186.7	100.0 ± 5.2
$4^+ \rightarrow 2^+$	547.8	186.7	361.1	21.0 ± 4.1
$2^+ \rightarrow 2^+$	557.9	186.7	371.2	17.9 ± 3.8
$2^+ \rightarrow 0^+$	557.9	0.0	557.9	10.2 ± 3.5
$3^+ \rightarrow 2^+$	756	186.7	569.3	8.9 ± 3.3
$4^+ \rightarrow 2^+$	955.3	557.9	397.4	6.0 ± 3.1
$4^+ \rightarrow 4^+$	955.3	547.8	407.5	8.5 ± 4.1

TAB. 3.4 – Transitions γ observées et attribuées à l' ^{190}Os pour une énergie de faisceau de 30 MeV. E_i : énergie initiale, E_f : énergie finale, $E_\gamma = E_i - E_f$: énergie des γ et intensités relatives de chaque transition.

le spectre part.- γ . Elle n'est cependant pas observable dans le spectre brut à cause de sa faible intensité. La détermination de la section efficace associée à cette raie contient donc un grande incertitude et seules des bornes inférieure et supérieure peuvent être fixées, la première en mesurant la section efficace dans le spectre part.- γ et la deuxième en estimant la limite d'observation d'un pic dans le spectre brut. On obtient $1 \text{ mb} < \sigma_{557.9} < 14 \text{ mb}$.

Raies γ de l' $^{191}\text{Os}^*$

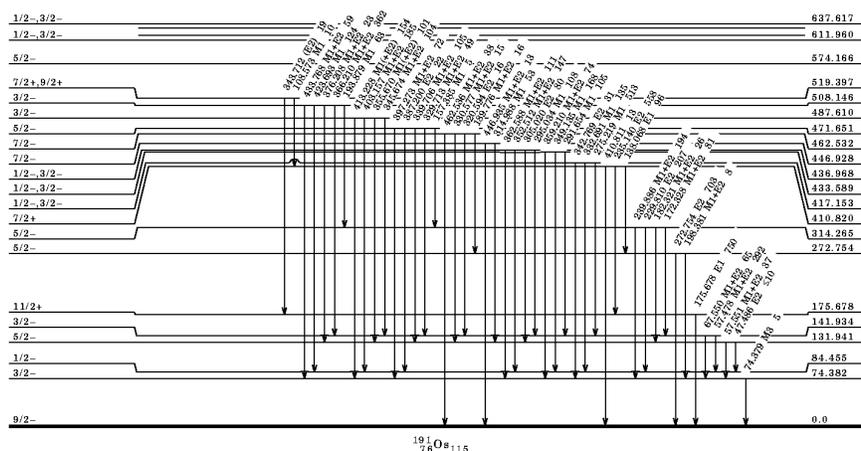


FIG. 3.33 – Partie basse énergie du schéma de niveaux de l' ^{190}Os obtenue par absorption de neutrons thermiques.

L' ^{191}Os peut lui aussi être formé par des réactions avec une particule chargée dans la voie de sortie. La figure 3.33 donne la partie basse énergie de son schéma de niveaux

obtenu par absorption de neutrons thermiques [Bor91]. Seules les quatre raies les plus intenses ont pu être observées dans le spectre part.- γ donné sur la figure 3.34, et seulement à l'énergie de 30 MeV. Leurs énergies et intensités relatives sont reportées dans le tableau 3.5.

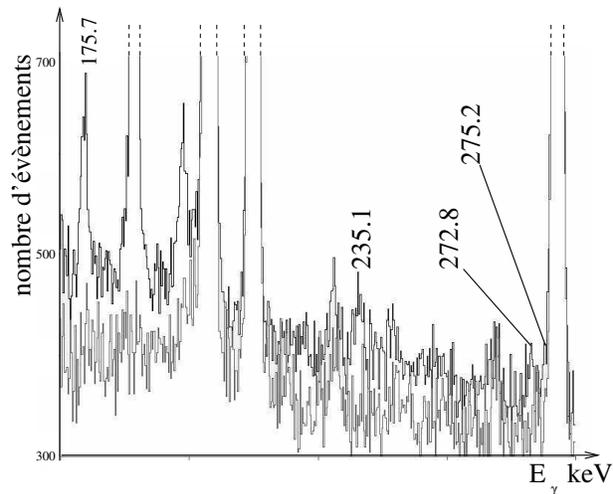


FIG. 3.34 – Spectre γ en coïncidence avec une particule dans le Silicium à 30 MeV. En noir : cible de $^{190}\text{Os}+^{63}\text{Cu}$. En gris : cible de ^{63}Cu .

transition	E_i (keV)	E_f (keV)	E_γ (keV)	Intensité (%)
$11/2^+ \rightarrow 9/2^-$	175.7	0.0	175.7	100 ± 11
$5/2^- \rightarrow 9/2^-$	272.8	0.0	272.8	49 ± 19
$7/2^+ \rightarrow 11/2^+$	410.8	175.7	235.1	56 ± 22
$1/2^-, 3/2^- \rightarrow 3/2^-$	417.2	141.9	275.2	34 ± 27

TAB. 3.5 – Idem que le tableau 3.4 pour l' ^{191}Os .

Les raies à 175.7 et 272.8 keV alimentent l'état fondamental et doivent donc être prises en compte pour le calcul de la section efficace de formation de l' ^{191}Os . D'autres transitions alimentent cependant le fondamental mais ne sont pas observées. C'est le cas notamment de la transition à partir du premier état excité à 74.4 keV (voir figure 3.33) qui se fait principalement par conversion interne (coefficient de conversion $\alpha_{74.4} \sim 1500$ d'après le code HSICC [HSI77]). On peut cependant prendre en compte une partie importante de l'alimentation du fondamental "manquée" par conversion interne en considérant aussi la transition à 275.2 keV dans le calcul de la section efficace de production du ^{191}Os . En effet cette transition alimente des états d'énergies d'excitation plus faibles que celles des états émetteurs des deux raies déjà prises en compte (175.7 et 272.8 keV). Cela

n'est bien sûr pas suffisant pour obtenir la section efficace totale de formation de l' ^{191}Os puisqu'il existe d'autres raies non observées car pas assez intenses qui conduisent au fondamental et aux états de faible énergie d'excitation. Il est alors important de noter que la section efficace que nous allons calculer sous-estimera la section efficace de formation de l' ^{191}Os .

La raie principale à 175.7 keV se confond dans le spectre brut avec une raie associée à une réaction avec le ^{65}Cu . La transition à 275.2 keV n'est quant à elle pas assez intense pour être observée dans le spectre brut. Seule la raie à 272.8 keV donne un pic observable dans ce spectre. Son aire est cependant obtenue avec une forte incertitude : 1370 ± 1050 évènements. Le calcul de la section efficace totale de formation du ^{191}Pt doit donc se faire en estimant les aires des deux autres transitions utilisées à partir des intensités du tableau 3.5. On obtient finalement une section efficace avec une forte incertitude :

$$\sigma_{^{191}\text{Os}}^{30\text{MeV}} = 35_{-27}^{+97} \text{ mb.}$$

Conjectures : raie à 870 keV

Une raie à 870 keV dont l'origine est hypothétique est observée avec les cibles $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ à 30 MeV et $^{65}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ à 19.5 MeV. Elle n'est pas présente dans les spectres obtenus avec les cibles de ^{63}Cu et de ^{65}Cu . Ces γ sont en coïncidence avec des particules chargées. La figure 3.35 montre le spectre γ à 30 MeV en coïncidence avec un signal dans le Silicium. Le spectre obtenu avec la cible de ^{63}Cu est mis à l'échelle avec le spectre obtenu avec la cible $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ et on voit très nettement le pic à 870 keV n'apparaître que dans ce dernier.

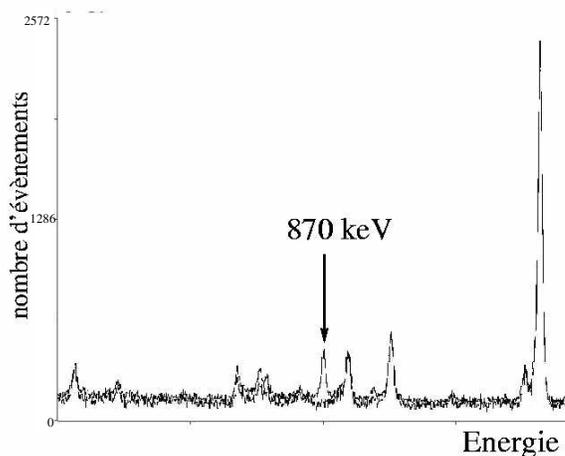


FIG. 3.35 – Spectres γ en coïncidence avec le Silicium à 30 MeV d'énergie du faisceau avec les cibles de $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ et de ^{63}Cu .

Cette raie est assez intense pour être observée dans le spectre sans coïncidence que ce

soit à 19.5 ou 30 MeV d'énergie du faisceau. Les sections efficaces associées à cette raie sont

$$\sigma_{870}^{19.5MeV} = 114 \pm 5 \pm 23 \text{ mb}$$

et

$$\sigma_{870}^{30MeV} = 252 \pm 10 \pm 50 \text{ mb}$$

où la première incertitude concerne l'aire du pic et la seconde l'épaisseur de la cible.

Le phénomène à l'origine de l'émission de ces γ est donc relativement important. Il est peu probable qu'ils proviennent d'une réaction associée à l' ^{190}Os ni à ses isotopes. Le seul noyau dans cette région de masse ayant une transition de 870 keV est l' ^{192}Os mais à haute énergie d'excitation or nous n'observons aucune autre raie γ de l' ^{192}Os . Une confirmation forte du fait que ce pic ne provient pas de réaction avec l'Osmium est qu'il est toujours présent dans les spectres obtenus avec des cibles composées de Cuivre et des isotopes 188 et 192 de l'Osmium.

Nous avons émis l'hypothèse que cette raie pouvait provenir du premier état excité de l' ^{17}O . Ce dernier peut être formé par transfert de neutrons de l' ^6He vers des noyaux d' ^{16}O . L' ^{16}O peut être présent dans les cibles contenant de l'Osmium si celui-ci s'oxyde. L'observation de l'excitation Coulombienne d' ^{16}O aurait pu confirmer cette hypothèse. Celle-ci est cependant difficile car le premier état excité de l' ^{16}O est à plus de 6 MeV qui est la valeur supérieure autorisée par les amplificateurs linéaires lors de notre expérience. De plus l'efficacité de détection qui décroît avec l'énergie est alors très faible.

3.6 Analyse et interprétation des résultats

3.6.1 Fusion

Le ^{193}Pt et le ^{192}Pt sont issus de l'évaporation respectivement de 3 et 4 neutrons du ^{196}Pt , noyau composé provenant de la fusion complète de l' ^6He sur l' ^{190}Os . La fusion incomplète du coeur α de l' ^6He est quant à elle peu probable. En effet, l' α , qui provient d'une cassure de l' ^6He , n'emporte que 2/3 environ de l'énergie cinétique. Or la barrière Coulombienne est estimée autour de 18.5 MeV [Nav01]. Ainsi à 30 MeV d'énergie du faisceau, un α issu d'une cassure a une énergie très voisine de la barrière tandis que l'énergie d'un ^6He se situe largement au dessus. La fusion incomplète, même si elle peut amener au même résidu d'évaporation, est donc largement négligeable. Ceci est encore plus vrai à 19.5 MeV d'énergie du faisceau puisque dans ce cas les α sont largement sous-Coulombiens.

Comparaison aux modèles

Un modèle de pénétration de barrière à une dimension donne la section efficace totale de fusion de l' ^6He voisine de 1.1b à 30 MeV et 0.22 b à 19.5 MeV [Nav01]. Des calculs de décroissance statistique du noyau composé donnent la répartition de ces sections efficaces [Nav03] :

- $\sigma_{4n}^{30\text{MeV}} \simeq 978 \text{ mb}$ et $\sigma_{3n}^{30\text{MeV}} \simeq 126 \text{ mb}$ à 30 MeV
- $\sigma_{3n}^{19.5\text{MeV}} \simeq 200 \text{ mb}$ et $\sigma_{2n}^{19.5\text{MeV}} \simeq 18 \text{ mb}$ à 19.5 MeV.

Notons que la voie de décroissance par deux neutrons à 19.5 MeV est trop faible comparée à la voie 3n pour être observée au cours de notre expérience. Nous n'avons d'ailleurs observé aucune raie du ^{194}Pt ni à 30 ni à 19.5 MeV.

Ainsi, les sections efficaces expérimentales de fusion que nous obtenons sont considérablement plus faibles que celles prédites par le modèle de passage de barrière à une dimension :

- $\sigma_{exp}^{fus.}/\sigma_{th}^{fus.} \sim 30\%$ à 30 MeV
- $\sigma_{exp}^{fus.}/\sigma_{th}^{fus.} < 6\%$ à 19.5 MeV.

Comparaison à la réaction $^4\text{He}+^{192}\text{Os}$

Nous cherchons à étudier l'effet de neutrons faiblement liés sur la fusion. Il est donc nécessaire de comparer la réaction avec l' ^6He à une réaction dont le projectile est similaire mais sans neutron faiblement lié. La logique veut que ce projectile soit l' ^4He connu pour sa grande stabilité. En utilisant comme cible l' ^{192}Os on forme alors le même noyau composé, ce qui nous permet de nous affranchir d'effets parasites provenant de la voie de sortie.

Le mécanisme étudié ici est la fusion et concerne la voie d'entrée. Nous choisissons donc de tracer les fonctions d'excitation en fonction de l'énergie du centre de masse qui est le paramètre le mieux adapté pour l'étude de la voie d'entrée puisque n'y intervient pas le Q de la réaction.

De plus la charge des noyaux ne varie pas dans les deux systèmes que nous comparons. Les barrières de fusion sont donc voisines. En se basant sur des systèmes similaires mesurés expérimentalement, ces barrières sont estimées à 18.5 et 19.2 MeV pour les systèmes $^6\text{He}+^{190}\text{Os}$ et $^4\text{He}+^{192}\text{Os}$ respectivement.

La figure 3.36 donne la section efficace de fusion en fonction de l'énergie pour la réaction $^4\text{He}+^{192}\text{Os}$ réalisée à l'aide d'un TANDEM à Bombay. La technique utilisée pour mesurer cette fonction d'excitation est la même que pour notre expérience au GANIL, à savoir la section efficace de fusion est déduite de l'intensité des raies γ des résidus de fusion.

Les deux points que nous avons obtenus pour la réaction $^6\text{He}+^{190}\text{Os}$ sont aussi représentés. La réduction de la fusion avec l' ^6He par rapport à l' ^4He est très nette, même très

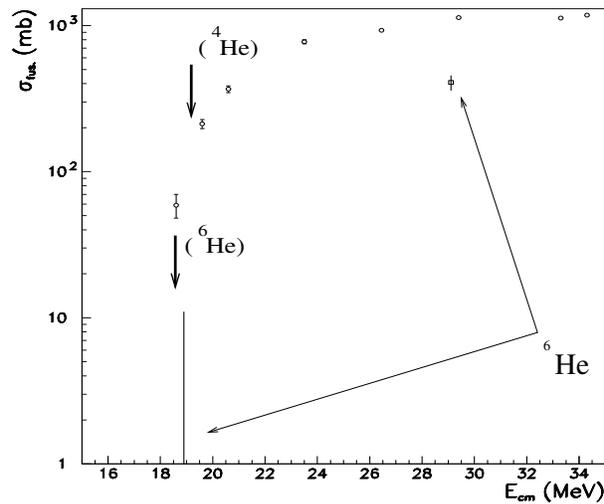


FIG. 3.36 – Fonction d’excitation expérimentale du système ${}^4\text{He}+{}^{192}\text{Os}$. Les points du système ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ sont aussi représentés (barres d’erreur sans tiret horizontal). Les flèches en gras indiquent les positions des barrières.

au dessus de la barrière dans une région où la section efficace est quasiment plate.

Interprétation

Ces résultats semblent donc cohérents avec la réduction de la fusion complète au dessus de la barrière prédite dans le cadre général des noyaux faiblement liés par les différentes théories. Dans le cas de l’ ${}^6\text{He}$, celle-ci ne se fait pas au profit de la fusion incomplète. En effet l’ α produit par cassure a la même charge que le projectile et donc la barrière Coulombienne reste quasiment inchangée (elle croît même à cause de la diminution du rayon). Or son énergie diminue considérablement. Elle est en effet proportionnelle au rapport de sa masse sur celle du projectile initial. Qui plus est, il n’y a pas de post-accelération Coulombienne entre les fragments de cassure puisque seul l’ α est chargé.

Notons que cette post accélération, s’il elle avait eu lieu, aurait pu avoir un effet sur la fusion **incomplète**. On peut en effet imaginer que la fusion sous-Coulombienne d’un fragment A ¹¹ est accrue lorsque les fragments se séparent selon l’axe de la collision et que le fragment A est émis en direction de la cible. En effet dans ce cas il acquiert une vitesse supplémentaire l’aidant à franchir la barrière. Par contre, si le fragment A est émis dans l’autre sens sa probabilité de fusionner diminue. On retrouve alors le concept de la distribution de barrière, chaque barrière étant associée à un axe de cassure.

La figure 3.37 illustre ce dernier point. Nous nous plaçons en cinématique inverse (le

¹¹Le terme “sous-Coulombienne” fait référence à la barrière de fusion du fragment A. La barrière de fusion associée au projectile n’a en effet plus de sens une fois que la cassure a eu lieu.

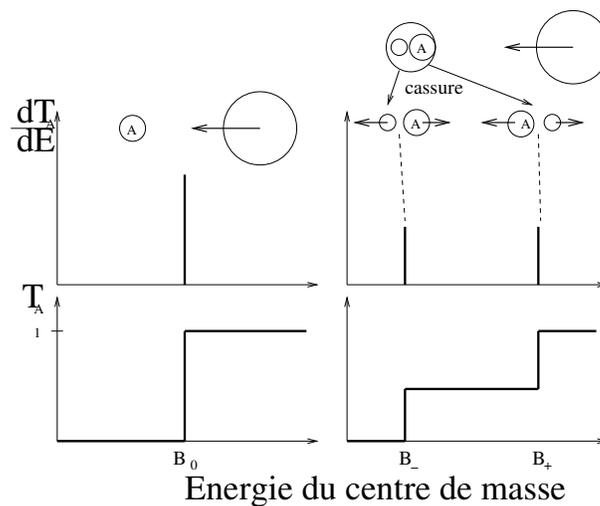


FIG. 3.37 – Barrière de fusion et Transmission du fragment A dans le cas où il constitue lui même la cible (à gauche) et dans le cas où il provient d’une cassure (à droite). Les schémas de la collision centrale sont donnés dans le référentiel du noyau subissant la cassure.

noyau qui se casse est la cible car la cassure est plus aisée à représenter dans son référentiel propre). Cette figure représente une réaction centrale dans le cas où le fragment A est lui même le partenaire de collision et dans le cas où il provient d’une cassure. Seuls deux cas de figure pour la cassure sont représentés correspondant à une émission des fragments le long de l’axe de collision. Il va de soi qu’en réalité le fragment A peut être émis dans toutes les directions, ce qui a pour effet d’étaler la distribution de barrière.

Dans le cas de l’ ${}^6\text{He}$, cet effet aurait pu être visible si la cassure se faisait en deux tritons. Mais ce n’est pas le cas et comme nous l’avons déjà remarqué, le fait qu’un seul des fragments soit chargé interdit ce type de couplage. Il peut cependant y avoir un couplage dû à la vitesse de Fermi des neutrons faiblement liés et de l’ α au sein même de l’ ${}^6\text{He}$ mais l’effet de ce couplage devrait être marginal.

Si l’on néglige le cas où le projectile se casse et tous ses fragments fusionnent avec la cible, alors il y a une diminution de flux du projectile et la section efficace de fusion complète ne peut que diminuer. C’est ce qu’illustre la partie haute de la figure 3.38 qui donne la transmission du projectile. Cette dernière peut être définie comme le rapport

$$T_{proj.} = \frac{\text{nombre de fusions complètes}}{\text{nombre de projectiles incidents}}.$$

La cassure du projectile a alors un effet non seulement à la barrière, mais aussi sur le plateau de la fonction d’excitation. C’est ce que nous observons sur la figure 3.36. Cela a aussi été très nettement observé par Dasgupta *et al.* pour le ${}^7\text{Li}$ et le ${}^9\text{Be}$ [Das02, Das99].

Par contre, s’il y a cassure en plusieurs fragments chargés engendrée par la présence

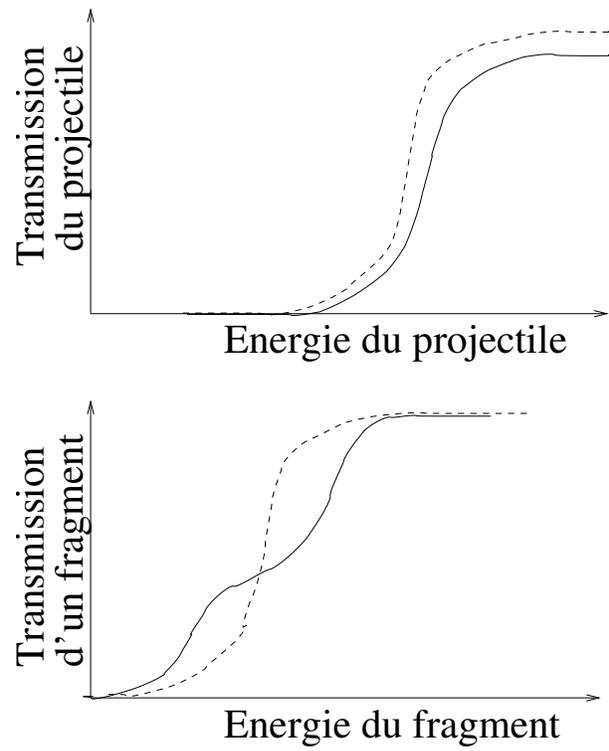


FIG. 3.38 – Représentation schématique de la transmission du projectile (en haut) et de celle d'un fragment issu d'une cassure du projectile (en bas).

de la cible (cassure Coulombienne ou nucléaire), c'est à dire un couplage entre la cassure et la distance relative entre les noyaux, alors ce couplage peut avoir un effet sur la fusion des fragments (fusion incomplète) grâce au mécanisme décrit plus haut. Il y a alors une augmentation de la fusion sous Coulombienne au détriment de la fusion au dessus de la barrière. C'est ce qu'indique la représentation schématique de la transmission d'un fragment issu de la cassure en fonction de son énergie sur la partie basse de la figure 3.38. Cette transmission peut quant à elle être définie comme le rapport

$$T_{frag.} = \frac{\text{nombre de fusion avec le fragment}}{\text{nombre de cassure}}.$$

Notons enfin que la sommation des sections efficaces de fusion incomplète et de fusion complète n'a pas de sens car les systèmes étudiés ne sont plus les mêmes. En effet le noyau composé n'est plus le même ainsi que son énergie d'excitation. De plus les barrières de fusion sont différentes et l'énergie du projectile n'est pas celle du fragment.

3.6.2 Excitation Coulombienne

L'excitation Coulombienne est un processus électromagnétique bien compris et reproduit par les models. Nous avons utilisé le code COULEX 78 [COU78] pour estimer la section efficace totale d'excitation Coulombienne lors de la réaction ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$. Les valeurs de $B(E2)$ nécessaires à ce calcul sont tirées de la référence [Cas69]. Le résultat à 30 MeV est $\sigma_{ex.coul.} = 320 \pm 30$ mb en excellent accord avec notre valeur de 300 ± 88 mb. Notons que ce résultat valide la méthode utilisée pour le calcul des épaisseurs de cible puisque les sections efficaces leur sont directement proportionnelles.

D'autre part, les rapports des intensités des deux transitions menant à l'état fondamental obtenus expérimentalement et par le code sont voisins étant données les barres d'erreurs :

$$\frac{I_{557.9}}{I_{186.7}} \Bigg)_{exp.} = 7.5 (\pm 3.0) 10^{-2}$$

$$\frac{I_{557.9}}{I_{186.7}} \Bigg)_{calc.} = 12.2 (\pm 2.5) 10^{-2}.$$

Enfin à 19.5 MeV, la section efficace d'excitation Coulombienne calculée avec COULEX 78 est de l'ordre de 215 mb. Comme nous l'avons dit dans la partie 3.5.2, la raie γ à 186.7 keV correspondant à la transition entre le premier état excité et l'état fondamental de ${}^{190}\text{Os}$ est masquée par une raie du ${}^{65}\text{Cu}$. De plus la section efficace associée à la transition $4^+ \rightarrow 2^+$ est trop faible (~ 1 mb d'après COULEX 78) pour pouvoir être observée. Quant à la transition à 557.9 keV, nous avons obtenu expérimentalement la fourchette $1 \text{ mb} < \sigma_{557.9} < 14 \text{ mb}$. Ce dernier résultat est cohérent avec le calcul qui donne 13 mb, mais il n'est cependant pas possible de vérifier précisément les résultats de COULEX 78 à 19.5 MeV.

3.6.3 Mécanisme de formation du ^{191}Os

Différents scénari sont envisageables pour la formation de ^{191}Os . Il semble naturel de considérer que le neutron apporté à la cible d' ^{190}Os provienne de la peau de neutron de ^{6}He . Il n'en reste pas moins que plusieurs mécanismes peuvent produire cette voie de sortie. On peut en effet imaginer

- un transfert d'un neutron du projectile,
- un transfert de deux neutrons suivi de l'évaporation d'un neutron
- une cassure de ^{6}He suivie de la fusion d'un neutron
- une cassure de ^{6}He suivie de la fusion des deux neutrons puis de l'évaporation d'un neutron.

Il n'est cependant pas trivial de distinguer ces différents phénomènes, notre dispositif expérimental n'étant pas dédié à une expérience de transfert. Il est notamment difficile de dire si un ou deux neutrons ont été absorbés par ^{190}Os . La distinction entre un transfert et une cassure suivie de la fusion de neutron est quant à elle discutable et certainement inaccessible expérimentalement, surtout si la cassure a lieu près de la cible. Il n'en reste pas moins que nous avons obtenu une signature nette du passage d'un neutron du projectile vers la cible, ce que dans la suite nous appelons "transfert" et qui englobe les quatre mécanismes ci-dessus.

E. F. Aguilera *et al.* avaient déjà observé un grand nombre d' ^4He en sortie de la réaction $^6\text{He}+^{190}\text{Os}$ au dessus et au dessous de la barrière mais n'avaient pu l'attribuer au transfert ou à la cassure de ^{6}He [Agu00, Agu01]. Notre expérience a permis de mettre en évidence le transfert de neutrons au dessus de la barrière. Le transfert n'explique cependant qu'une faible partie de la forte diminution de section efficace de fusion observée. La majorité de cette diminution doit en effet être imputée à la cassure de ^{6}He .

3.7 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre le rôle des couplages entre la cassure d'un noyau possédant des neutrons faiblement liés et le mouvement relatif des deux partenaires de collision lors de la fusion. On a vu qu'il s'agit d'une question qui partage la communauté scientifique, tant théorique qu'expérimentale. L'expérience récente que nous avons effectuée au GANIL de fusion de ^{6}He sur ^{190}Os au dessus et au voisinage de la barrière, étudiée par spectroscopie γ des résidus de fusion - évaporation, semble indiquer une forte diminution de la fusion au dessus et au voisinage de la barrière Coulombienne en comparaison de la réaction $^4\text{He}+^{192}\text{Os}$ menant au même noyau composé. Nous avons attribué cette diminution à la réduction du flux de particules incidentes à cause de leur cassure.

Nos résultats sont en contradiction avec les expériences de fusion de ^{6}He autour de la barrière déjà réalisées avec d'autres méthodes pour mesurer la section efficace de

fusion [Kol98, Tro00]. L'origine de ce désaccord est encore obscur. Il est donc nécessaire de réaliser d'autres expériences sur la fusion impliquant des noyaux exotiques faiblement liés. Une combinaison de plusieurs méthodes de mesure des sections efficaces de fusion permettrait peut-être de lever le voile sur ce mystère.

D'autre part, nous avons observé au-dessus de la barrière des raies γ attribuées à l' ^{191}Os , ce qui constitue une signature directe du passage d'un neutron du projectile à la cible. Il est cependant difficile avec cette expérience de dire s'il y a eu transfert de un ou deux neutrons du projectile avant la formation de l' ^{191}Os .

Chapitre 4

Du point selle à l'équilibre : Rôle des modes collectifs.

4.1 Introduction

4.1.1 Chemin vers l'équilibre

Une fois le point selle franchi, la formation du noyau composé (NC) peut commencer. Il reste cependant un long chemin à parcourir pour atteindre l'équilibre statistique, et ce n'est qu'une fois à l'équilibre qu'en toute rigueur nous sommes autorisés à parler de "noyau composé". Avant cela, il est impossible de définir une température du système. A l'équilibre, le noyau a réparti statistiquement l'intégralité de son énergie d'excitation dans chacun de ses degrés de liberté. Une conséquence directe est que le noyau composé a perdu toute mémoire de la structure des noyaux de la voie d'entrée. On comprend alors la présence d'une importante étape de prééquilibre entre le passage du point selle et l'équilibre. Cette étape est sans doute la moins bien comprise à l'heure actuelle dans le mécanisme de fusion/évaporation. Pourtant des outils théoriques existent qui permettent cette étude. De l'approximation TDHF aux approches à la Langevin en passant par les modèles semi-classiques, tout un éventail de théories avec des domaines de validité complémentaires sont disponibles.

D'un point de vue expérimental, le choix est un peu plus restreint. Le seul moyen d'obtenir des informations sur cette étape passe par l'observation de particules de prééquilibre. Les γ de prééquilibre peuvent par exemple apporter des informations sur l'équilibration des charges dans le noyau, et même, comme nous le verrons, sur sa forme. En effet, au point de contact, les protons sont situés dans l'un ou l'autre des deux noyaux. La distribution de charge est alors différente de celle du noyau composé (équilibré). Un mouvement des protons durant la phase de prééquilibre, appelé équilibration des charges, doit alors avoir lieu pour atteindre la configuration d'équilibre. Ce mouvement collectif peut être

accompagné de l'émission de γ signant les caractéristiques de la phase de prééquilibre.

Ce que nous proposons ici est d'étudier d'un point de vue théorique (principalement à l'aide de TDHF) les caractéristiques de certains **modes collectifs excités dans la phase de prééquilibre du noyau composé**. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux modes impliquant une accélération des charges, celle-ci étant en effet observable grâce au rayonnement électromagnétique qui lui est associé. Le but de cette étude est de dégager les caractéristiques expérimentalement observables qui porteront des informations pertinentes sur cette phase de prééquilibre. Mais auparavant, faisons un bref rappel historique sur les modes collectifs qui vont nous intéresser le plus dans ce chapitre, à savoir ceux qui ont une nature vibrationnelle impliquant l'ensemble des nucléons du noyau. De tels modes sont encore appelés *Résonances Géantes*.

4.1.2 Résonances Géantes

Les Résonances Géantes (RG) sont des excitations cohérentes impliquant l'ensemble des nucléons du noyau. Elles peuvent être interprétées dans le cadre de modèles macroscopiques de type hydrodynamique comme des vibrations des fluides du noyau caractérisés par leur nombres quantiques. Ces nombres quantiques étant le spin et l'isospin, il y a donc quatre fluides susceptibles de vibrer. Si la vibration ne distingue pas protons et neutrons, alors la résonance est dite "isoscalaire" en opposition aux résonances isovectorielles dans lesquelles protons et neutrons vibrent en opposition de phase. On distingue de même les résonances électriques et magnétiques. Les premières sont associées à une vibration des spins en phase tandis que dans une résonance magnétique, spins \uparrow et \downarrow oscillent en opposition de phase.

La première résonance géante (figure 4.1) a été observé par Baldwin et Klaiber en 1947 lors d'une mesure de photofission induite par rayons γ [Bal47]. Elle a été interprétée l'année suivante par Goldhaber et Teller [Gol48] comme une vibration dipolaire des protons et des neutrons en opposition de phase (GDR). Les rayons γ de l'énergie de la transition entre l'état fondamental et le premier phonon de la GDR ont une grande probabilité d'être absorbé par l' ^{238}U . Ce dernier, une fois dans son état excité a une probabilité de fissionner accrue.

Le modèle de Goldhaber et Teller suppose un déplacement global de protons et des neutrons. La force de rappel provient alors des variations de la densité à la surface du noyau. Un résultat important de ce modèle est qu'il prévoit une évolution de l'énergie de la GDR avec la masse en $E_{GDR} \sim A^{-1/6}$. Cependant seuls les noyaux légers semblent être affectés par ces effets de surfaces. Expérimentalement, les noyaux plus lourds ont une évolution en $E_{GDR} \sim A^{-1/3}$. Il faudra attendre le modèle de Steinwedel et Jensen en 1950 [Ste50] qui suppose un déplacement local des densités de protons et de neutrons sans affecter la surface du noyau pour reproduire correctement cette évolution.

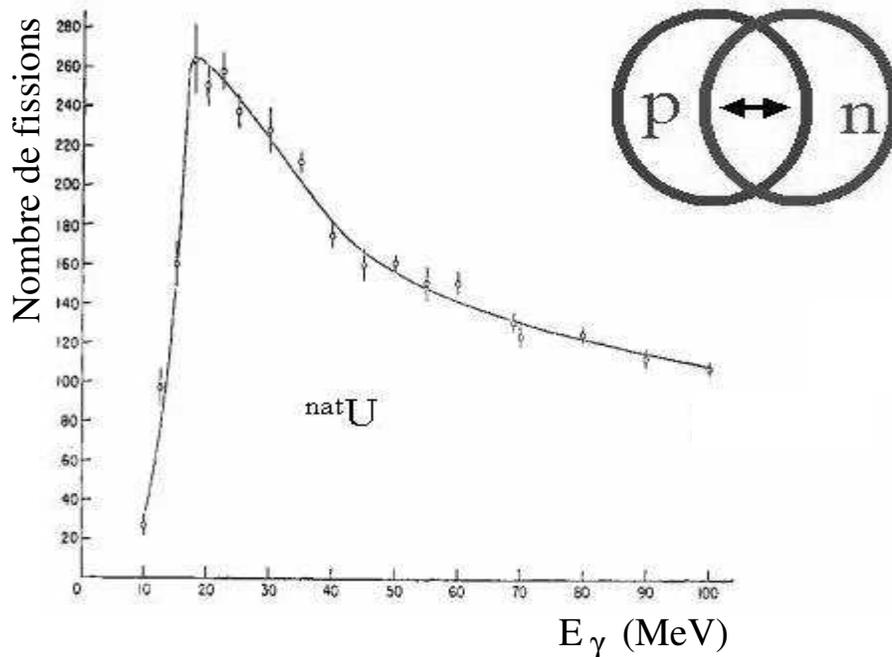


FIG. 4.1 – Taux de photo-fission de l' ^{238}U en fonction de l'énergie des γ incidents [Bal47]. Le pic est interprété comme une oscillation des protons et des neutrons.

D'autres résonances géantes ont ensuite été observées. C'est le cas par exemple de la résonance géante quadrupolaire (GQR, $L = 2$) isoscalaire associée à une oscillation de la forme du noyau entre allongée et aplatie découverte en 1972 par Fukuda et Torizuka [Fuk72]. La résonance géante monopolaire (GMR, $L = 0$) isoscalaire associée à une succession de dilatation et de compression du noyau a quant à elle été découverte par N. Marty *et al.* [Mar76] et D. H. Youngblood *et al.* [You77]. Ces deux résonances sont apparues dans des réactions de diffusion inélastique de particules légères et non par des absorptions ou émissions de γ . Il est en effet impossible d'observer un γ de la décroissance d'une GMR (ou à l'inverse une photoabsorption l'excitant) à cause de la conservation du moment angulaire. C'est par contre possible avec la GQR, mais la probabilité d'un processus électromagnétique décroît rapidement avec le moment angulaire, rendant les expériences difficiles.

D'autres résonances ont encore été étudiées comme la GQR isovectorielle électrique [Dal92] ou les GMR isovectorielles électriques et magnétiques [Zeg00], mais la véritable preuve de la nature vibrationnelle des résonances géantes date de la découverte du deuxième phonon en 1993, vibration ayant une énergie par rapport au fondamental deux fois plus grande que l'état à un phonon possédant les mêmes nombres quantiques. Trois articles sont parus cette année là relatant l'observation de ces états à deux phonons d'une

même RG. Ritman *et al.* [Rit93] publièrent leurs données sur la décroissance via deux γ successifs de l'état $GDR \otimes GDR$ du ^{208}Pb , Schmidt *et al.* [Sch93] observèrent le même état dans le ^{136}Xe via son émission de neutrons après excitation Coulombienne, et enfin Scarpaci *et al.* [Sca93] trouvèrent une signature de l'état $GQR \otimes GQR$ du ^{40}Ca en mesurant les énergies des protons émis. Le caractère vibratoire des RG est donc établi, et la communauté qui travaille sur ce sujet (aussi bien théoriciens qu'expérimentateurs) s'investit dorénavant essentiellement dans l'étude de l'anharmonicité de ces vibrations, comme nous le faisons d'un point de vue théorique dans l'annexe D. Une revue détaillée sur les expériences et les théories traitant de ces états multiphonons a été publiée par Chomaz et Frascaria en 1995 [Cho95a]. Enfin, de récents travaux rapportent des indications expérimentales sur le troisième phonon [Fal02].

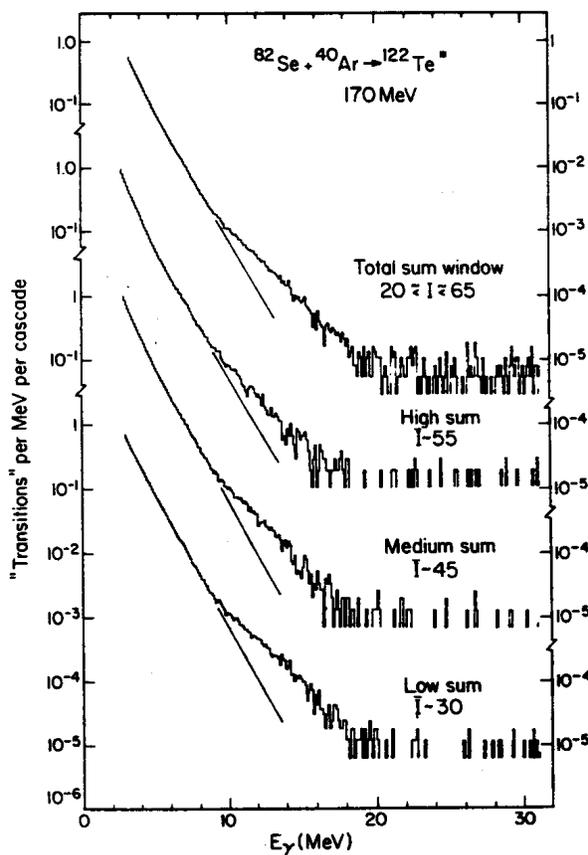


FIG. 4.2 – Spectre γ de la réaction $^{82}\text{Se} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{122}\text{Te}^*$ à $E_{A_0, Ar} = 170$ MeV [New81].

On a vu qu'un deuxième phonon de RG pouvait être excité à partir d'un phonon déjà excité, constituant ainsi un état à deux phonons. De manière analogue, un phonon de RG peut être construit sur n'importe quel état excité, ce qui a été prédit pour la première fois en 1955 par Brink [Bri55]. Ce genre de RG a été formé pour la première fois dans une expérience de capture de proton (p, γ) sur le ^{11}B en 1964 [Kov79]. L'état excité était

alors le premier état 2^+ du ^{11}B . On peut aussi former une GDR sur un état de haute énergie appartenant à un quasi-continuum d'états fortement couplés entre eux. Il s'agit alors d'une GDR chaude. Un moyen de former ce genre de GDR est d'utiliser une réaction de fusion. La première décroissance par émission d'un γ d'une GDR chaude dans un noyau composé a été réalisée par Newton *et al.* en 1981 [New81]. La réaction était $^{82}\text{Se} + ^{40}\text{Ar} \rightarrow ^{122}\text{Te}^*$ à $E_{40\text{Ar}} = 170$ MeV. La figure 4.2 est tirée de cet article et montre le spectre des γ émis par le noyau composé. On peut voir un accroissement du nombre de γ autour de l'énergie moyenne de la GDR (~ 15 MeV) par rapport au fond statistique émis par le continuum. Cet accroissement est associé à la GDR chaude. Les GDR chaudes sont traitées dans la revue [Gaa92]. On peut aussi citer un article relatant l'observation récente du deuxième phonon de la GDR chaude [Vie01].

4.1.3 GDR de prééquilibre

Nous proposons d'utiliser les modes collectifs excités dans la phase de prééquilibre pour étudier les caractéristiques de cette étape de la réaction. Nous nous intéresserons principalement à la GDR de prééquilibre (isovectorielle) parce que ses caractéristiques dépendent fortement de la structure de l'état sur lequel la GDR est construite [Sno86, Gaa92]. La mesure des particules émises à partir de la GDR de prééquilibre (essentiellement les γ) peuvent ainsi apporter des informations par exemple sur la déformation du noyau avant l'équilibre.

L'idée est de former un noyau composé avec deux noyaux asymétriques en N/Z . Une telle réaction peut amener à l'excitation d'un mode dipolaire isovectoriel à cause de la présence d'un moment dipolaire non nul dans la voie d'entrée. Il peut donc y avoir une oscillation de ce mode dipolaire avant que les charges soient équilibrées dans le noyau. Ces GDR de prééquilibre ont été proposées initialement par Chomaz *et al.* [Cho93] et ont fait l'objet d'investigations théoriques par Dasso *et al.* à l'aide d'une approche phénoménologique [Das01] que nous détaillerons plus loin, par Baran *et al.* à l'aide d'un modèle semi-classique [Bar96, Bar01a, Bar01b]. Nous l'aborderons ici dans le cadre de la théorie TDHF [Sim01, Sim03b].

De telles réactions asymétriques en N/Z accroissent ainsi le nombre de γ émis par des GDR puisque une composante non-statistique vient s'ajouter à la composante statistique. Cet accroissement a été observé expérimentalement dans des réactions de fusion [Fli96, Cin98, Amo98, Pie01] et dans des réactions profondément inélastiques [Tro99, San99, Pap99]. La figure 4.3 montre le spectre des γ émis par le même noyau composé formé dans les réactions $^{36}\text{S} + ^{104}\text{Pd}$ (quasi-symétrique en N/Z) et $^{40}\text{Ca} + ^{100}\text{Mo}$ (asymétrique en N/Z). L'échelle du spectre est logarithmique et la bosse autour de 12 MeV provient des γ de la GDR. On voit que pour la réaction asymétrique en N/Z la bosse est plus importante, ce qui est encore plus frappant sur la figure 4.4 montrant ce spectre divisé par

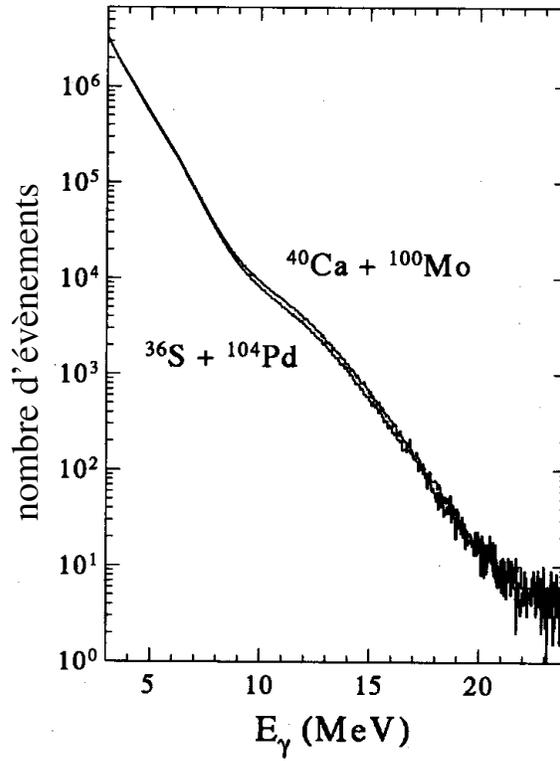


FIG. 4.3 – Spectre des γ émis par le ^{140}Sm formé par deux réactions de fusion différentes [Fli96] (échelle logarithmique).

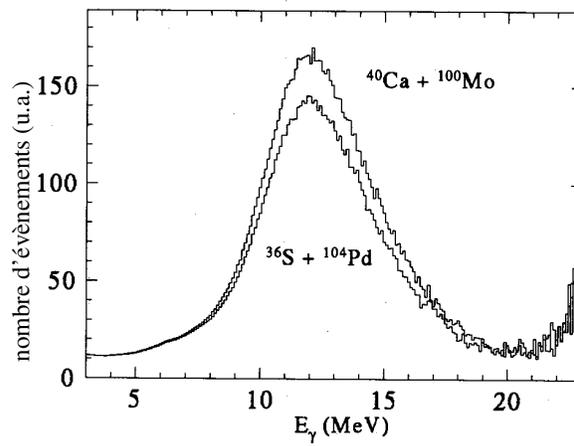


FIG. 4.4 – Spectre de la figure 4.3 divisé par le fond statistique théorique obtenu par CASCADE en tenant compte de la réponse des détecteurs (échelle linéaire).

le fond statistique théorique obtenu par le code CASCADE [Puh77] en tenant compte de la réponse des détecteurs.

4.1.4 Plan du chapitre

Dans ce chapitre nous présentons des calculs quantiques sur la GDR de prééquilibre dans le cadre de la théorie TDHF (voir annexe C). Dans la partie 4.2 nous utiliserons l'approche phénoménologique proposée par Dasso *et al.* pour expliquer qualitativement l'excitation d'une GDR de prééquilibre [Das01]. Puis nous traiterons l'accroissement du nombre de γ émis par la GDR qui résulte de l'excitation de GDR de prééquilibre dans la partie 4.3. Ensuite, dans la partie 4.4 nous étudierons l'influence de la voie d'entrée sur ce mode collectif ainsi que les informations que nous pouvons tirer sur la structure du noyau composé durant sa phase de prééquilibre. Enfin, avant de conclure nous présenterons dans la partie 4.5 une application originale de ces GDR de prééquilibre dont la présence peut augmenter les sections efficaces de fusion-évaporation, ce qui pourrait être utile pour la production de noyaux super-lourds.

4.2 Approche phénoménologique

Lors d'une fusion de deux noyaux avec différents rapports N/Z , les centres de masse proton et neutron ne coïncident pas lorsqu'ils atteignent le point de contact. Il y a donc une force de rappel qui cherche à équilibrer protons et neutrons. Les nucléons peuvent ainsi entrer en oscillation les uns par rapport aux autres. Le nombre moyen de phonons excités, qui peut être associé à l'amplitude de l'oscillation dipolaire, est donc non nul dans cette phase de prééquilibre. Il en résulte une augmentation du nombre de γ émis de la GDR, les γ de prééquilibre venant s'ajouter aux statistiques. Cette augmentation est non négligeable si l'on en croit les valeurs expérimentales suivantes

- 16% pour Flibotte *et al.* [Fli96] (voir plus haut la partie 4.1.3).
- 36% pour Cinausero *et al.* [Cin98] qui comparaient les systèmes $^{16}\text{O}(N/Z = 1) + ^{98}\text{Mo}(N/Z = 1.33)$ et $^{48}\text{Ti}(N/Z = 1.18) + ^{64}\text{Ni}(N/Z = 1.28)$ à des énergies $E_{^{16}\text{O}} = 8.13 \text{ MeV/u}$ et $E_{^{48}\text{Ti}} = 4.8 \text{ MeV/u}$ respectivement.

Nous allons suivre la démarche de Dasso *et al.* [Das01] en considérant deux noyaux sphériques en contact. Les nucléons sont autorisés à passer d'un noyau à l'autre, les seules contraintes imposées étant la forme sphérique des deux noyaux et la distance déterminée par leur point de contact. La force de rappel entre protons et neutrons à l'interface entre les deux noyaux tente alors à restaurer la symétrie en N/Z . Cette force peut être dérivée de l'énergie potentielle totale calculée à partir de la formule de masse

$$M(A, Z)c^2 = Zm_p c^2 + (A - Z)m_n c^2 - B_l(A, Z)$$

où $B_l(A, Z)$ est l'énergie de liaison du noyau. Son expression est donnée par la formule de la goutte liquide

$$B_l(A, Z) \approx a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A}$$

où $a_v = 15.56$ MeV, $a_s = 17.23$ MeV, $a_c = 0.7$ MeV et $a_a = 23.6$ MeV. L'énergie potentielle de deux noyaux au point de contact s'exprime alors par

$$V \approx M(A_1, Z_1)c^2 + M(A_2, Z_2)c^2 + \frac{e^2 Z_1 Z_2}{R(A_1) + R(A_2)}$$

On obtient ainsi l'expression du potentiel $V(Z_1, N_1)$ calculée en imposant $Z_1 + Z_2 = Z$ et $N_1 + N_2 = N$ où Z et N sont respectivement les nombres de protons et de neutrons du noyau composé. On peut ainsi représenter grâce à ce modèle le chemin que suit le système dinucléaire dans l'espace défini par les degrés de liberté (Z_1, N_1) . Ce chemin part du "point d'injection" donné par la charge Z_{10} et la masse $N_{10} + Z_{10}$ des noyaux avant le contact, et évolue jusqu'à l'équilibre, i.e. soit $(Z_1 = Z, N_1 = N)$ soit $(Z_1 = 0, N_1 = 0)$ en fonction que le noyau labellé par l'indice 1 prend ou donne des nucléons à son partenaire. En fait le point d'équilibre est déterminé par le minimum de V .

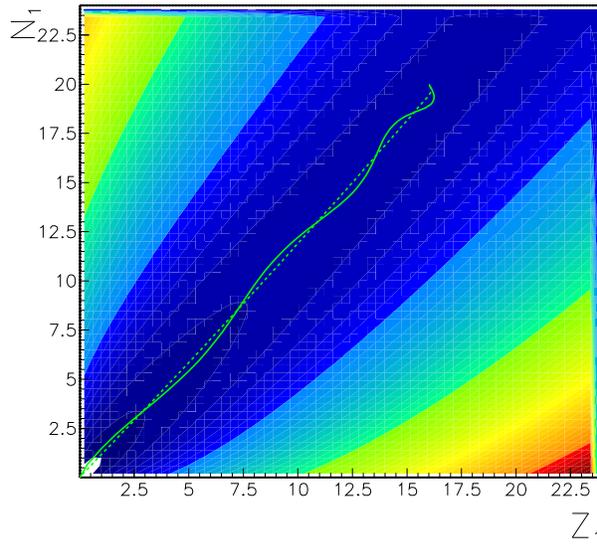


FIG. 4.5 – Evolution diabatique (trait continu) et adiabatique (trait tireté) du système dinucléaire dans l'espace des nombres de protons et de neutrons du plus petit noyau. Cas de la réaction symétrique en N/Z de Flibotte.

Les figures 4.5 et 4.6 montrent les évolutions du système à partir du point d'injection jusqu'à l'équilibre dans l'espace du nombre de protons et de neutrons du plus petit noyau

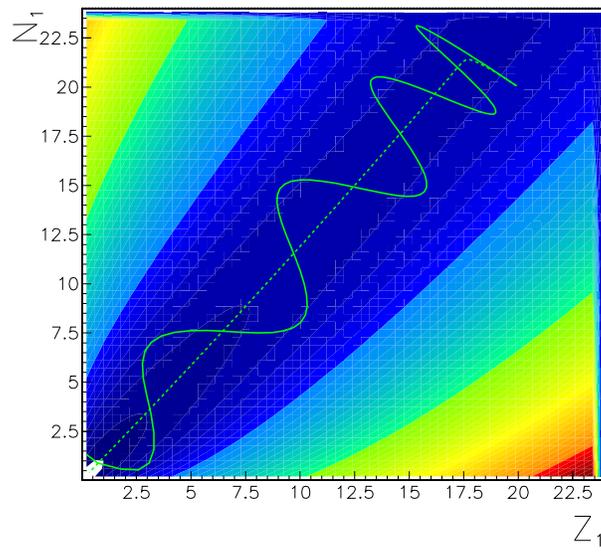


FIG. 4.6 – idem que la figure 4.5 pour la réaction asymétrique de Flibotte.

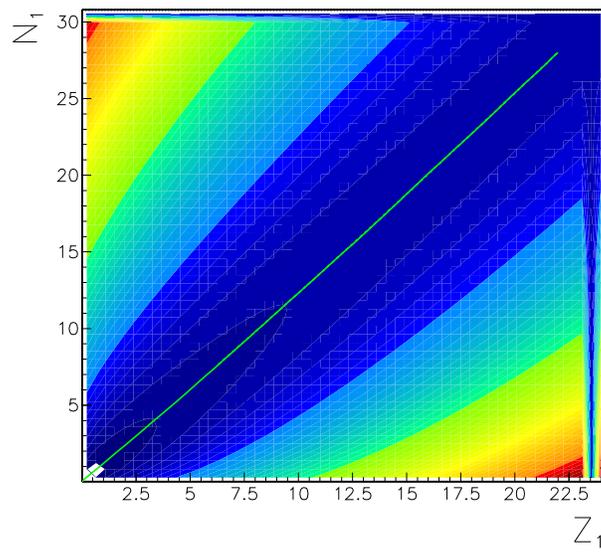


FIG. 4.7 – idem que la figure 4.5 pour la réaction symétrique de Cinausero.

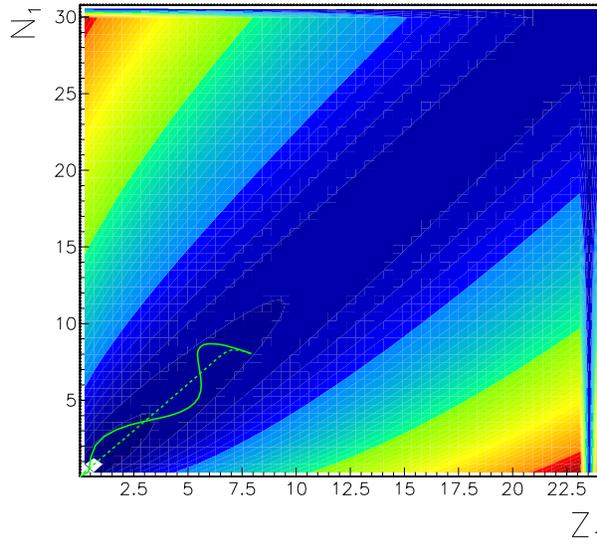


FIG. 4.8 – idem que la figure 4.5 pour la réaction asymétrique de Cinausero.

pour la réaction quasi-symétrique et asymétrique en N/Z respectivement. Les figures 4.7 et 4.8 sont leurs analogues pour les systèmes de Cinausero. Deux évolutions extrêmes sont possibles. La première, appelée évolution *diabatique*, est basée sur l'hypothèse que la dissipation est nulle. La force de rappel entre protons et neutrons fait alors osciller le système dans l'espace considéré.

Les équations à résoudre pour avoir la trajectoire diabatique font apparaître le temps

$$-\frac{\partial}{\partial Z_1}V(Z_1, N_1) = \frac{\partial^2}{\partial t^2}Z_1$$

$$-\frac{\partial}{\partial N_1}V(Z_1, N_1) = \frac{\partial^2}{\partial t^2}N_1$$

Initialement le système est "lâché" en (Z_1, N_1) sans "vitesse", i.e. $\frac{\partial}{\partial t}Z_1 = \frac{\partial}{\partial t}N_1 = 0$ ce qui est une bonne approximation si l'énergie du système est celle de la barrière.

L'autre évolution, appelée *adiabatique*, est suramortie. Le système suit alors une trajectoire qui minimise l'énergie potentielle. Celle-ci suit donc les lignes de gradient du potentiel pour atteindre le point d'équilibre. Bien entendu la trajectoire réelle est comprise entre les trajectoires adiabatique et diabatique qui sont deux cas limites.

Une première remarque est que toutes les trajectoires convergent vers le point $Z_1 = N_1 = 0$, c'est à dire que le petit noyau "donne" ses nucléons au gros. Ceci est dû à une pression supérieure dans le petit noyau à cause d'un rapport surface sur volume plus fort. Cette surpression engendre un flux de nucléons vers le gros noyau. On peut voir aussi que dans les réactions asymétriques en N/Z que le point d'injection est plus haut en énergie

que pour la réaction symétrique en N/Z . Il est en effet excentré par rapport à la ligne marquant la “vallée” du potentiel. Il en résulte des oscillations (dans le cas diabatique) du moment dipolaire attribuées à l’excitation d’une GDR de prééquilibre dans le système dinucléaire. Il est aussi intéressant de remarquer, toujours dans le cas asymétrique, que la force nucléaire équilibre l’asymétrie en N/Z en commençant par faire passer des protons du petit vers le gros noyau et de donner des neutrons du gros au petit noyau. Ce n’est qu’une fois la symétrie en N/Z restaurée que le petit système donne ses nucléons indépendamment de l’isospin pour former le noyau composé. On conçoit l’importance de l’équilibration des charges qui commence dès le point de contact. Par contre, dans les cas quasi-symétriques en N/Z , le point d’injection est dans le fond de la vallée et les trajectoires dans les cas diabatique et adiabatique sont très voisines. Il n’y a pas d’oscillation et donc pas de GDR de prééquilibre.

Ce modèle est intéressant pour expliquer qualitativement l’excitation de GDR de prééquilibre. Par contre, il ne permet pas d’obtenir d’autres informations sur la phase de prééquilibre. Par exemple on ne peut pas retrouver la forme du noyau de prééquilibre puisque la forme est fixée dans les hypothèses. C’est pourquoi il est nécessaire d’aller au delà de ce modèle phénoménologique, ce que nous ferons dans la partie 4.4. Mais pour l’instant nous allons chercher à quantifier l’accroissement de l’émission de γ par l’excitation de la GDR de prééquilibre.

4.3 Intensité du pic de la GDR

En préalable aux calculs de physique statistique hors équilibre que nous allons écrire, nous commençons par définir les variables collectives dipolaires ainsi que le nombre de phonons. Ces quantités sont en effet nécessaires à la description de vibration dipolaire.

4.3.1 Définitions

Le moment dipolaire est associé à la distance entre les centres de masse proton et neutron ($X_p = \sum_p \frac{\langle \hat{x}_p \rangle}{Z}$ et $X_n = \sum_n \frac{\langle \hat{x}_n \rangle}{N}$ respectivement)

$$Q_D = \frac{NZ}{A}(X_p - X_n) \quad (4.1)$$

Définissons aussi le moment conjugué P_D de ce moment dipolaire qui est quant à lui associé à l’impulsion relative entre les protons et les neutrons

$$P_D = \frac{A}{2NZ}(P_p - P_n) \quad (4.2)$$

où $P_p = \sum_p \langle \hat{p}_p \rangle$ et $P_n = \sum_n \langle \hat{p}_n \rangle$ sont les impulsions de l’ensemble des protons et de l’ensemble des neutrons.

La connaissance des valeurs moyennes de ces deux quantités conjuguées l'une par rapport à l'autre permet de calculer le nombre de phonons excités n par la relation

$$n = \frac{1}{2} \left[\frac{A}{NZ} \frac{m^* E_{GDR}}{\hbar^2} Q_D^2 + \frac{NZ}{A} \frac{1}{m^* E_{GDR}} P_D^2 \right] \quad (4.3)$$

où $E_{GDR} = \hbar\omega_{GDR}$ est l'énergie de la GDR et m^* est la masse effective isovectorielle. m^* peut être calculée exactement dans le cas d'une force de Skyrme par la relation [Gle90, Mey82]

$$m^* = \frac{m}{1+k}$$

où

$$k = \frac{m}{4\hbar^2} \frac{A}{NZ} [t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)] \sum_{np} \int d^3r \rho_n(\mathbf{r}) \rho_p(\mathbf{r})$$

t_1, x_1, t_2 et x_2 sont les paramètres de la force de Skyrme dans la notation standard (voir annexe C) et m est la masse du nucléon. La paramétrisation Skm* que nous utilisons donne une masse effective isovectorielle dans la matière nucléaire d'environ $0.75m$.

4.3.2 Calculs hors-équilibre

On a vu qu'une réaction asymétrique en N/Z était susceptible d'exciter une GDR de prééquilibre. Le nombre moyen de phonons excités initialement est relié par la relation 4.3 à la distance $d_0 = X_{p0} - X_{n0} = Q_D \frac{A}{NZ}$ entre les centres de masse protons et neutrons juste après le franchissement de la barrière. On peut ainsi obtenir de bons ordres de grandeur de l'accroissement du nombre de γ de GDR émis puisque la probabilité P_γ d'émettre un γ de GDR est reliée au nombre de phonons excités [Cho93, Cho95c]. Pour le montrer, nous partons de l'équation maîtresse gérant le nombre n de phonons excités de la GDR. Dans le cas où le nombre initial de phonons est nul, la GDR ne peut être excitée que par un terme de source λ et se désexcite avec une probabilité Γ^\downarrow , l'équation maîtresse pour le nombre de phonons s'écrit

$$\dot{n}(t) \approx -\Gamma^\downarrow n(t) + \lambda \quad (4.4)$$

A l'équilibre, la dérivée s'annule et le nombre moyen de phonons à l'équilibre s'écrit d'après la mécanique statistique $\bar{n} = \frac{\lambda}{\Gamma^\downarrow} \approx 3e^{-\frac{E_{GDR}}{T}}$ où le facteur 3 est la dégénérescence en spin ; T est la température du noyau à l'équilibre et peut être estimée par la relation

$$T = \sqrt{\frac{E^*}{aA}} \quad (4.5)$$

où $a \sim 0.1$ MeV est le paramètre de densité de niveau et A le nombre de nucléons du noyau composé.

La résolution de l'équation 4.4 donne

$$n(t) = \bar{n} \left(1 - e^{-\Gamma^\downarrow t} \right)$$

Si maintenant le nombre initial de phonons n_0 est non nul par exemple à cause de l'asymétrie en N/Z , le nombre de phonons de prééquilibre s'écrit

$$n^{preeq}(t) = n_0 e^{-\Gamma^\downarrow t}$$

et on obtient le nombre total de phonon à l'instant t

$$n(t) = \bar{n} \left[1 - \left(1 - \frac{n_0}{\bar{n}} \right) e^{-\Gamma^\downarrow t} \right] \quad (4.6)$$

La probabilité d'émettre un γ d'une GDR par unité de temps étant Γ_γ , la probabilité totale d'émettre un γ s'écrit

$$P_\gamma = \int_0^\infty dt \Gamma_\gamma P_{NC}(t) n(t)$$

où $P_{NC}(t) = e^{-\Gamma_{ev} t}$ est la probabilité de survie du noyau composé à l'instant t , Γ_{ev} étant le taux de décroissance du nombre de noyaux composé par évaporation encore égal à la largeur typique des niveaux qui se désexcitent en émettant des particules (autre que des γ). En utilisant l'équation 4.6 on obtient ainsi

$$P_\gamma = \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{ev}} \bar{n} + (n_0 - \bar{n}) \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{ev} + \Gamma^\downarrow} \quad (4.7)$$

Le terme de gauche correspond à la probabilité d'émission d'un γ de la GDR à l'équilibre statistique, notée \bar{P}_γ . Comparons P_γ à \bar{P}_γ

$$\frac{P_\gamma}{\bar{P}_\gamma} = \frac{\Gamma^\downarrow + \frac{n_0}{\bar{n}} \Gamma_{ev}}{\Gamma^\downarrow + \Gamma_{ev}}$$

On note qu'un nombre de phonons initial non nul augmente la probabilité d'émettre un γ de la GDR. Dans le cas de l'expérience de Flibotte par exemple où les auteurs prennent comme valeurs $\Gamma^\downarrow = 4.8$ MeV, $T = 2.1$ MeV, $\Gamma_{ev} \approx 0.3$ MeV et $n_0 = 0.14$, le nombre de phonons à l'équilibre statistique est $\bar{n} \approx 0.008$ et l'accroissement du rapport $\frac{P_\gamma}{\bar{P}_\gamma}$ dû à la composante de prééquilibre dans la réaction asymétrique en N/Z est alors voisin de 100%. Il s'agit de l'augmentation du nombre de γ par rapport à la première étape de la contribution statistique. Prendre en compte les autres étapes nécessite souvent des codes sophistiqués tels que CASCADE [Puh77]. Les 16% d'augmentation observés par Flibotte *et al.* sont alors bien reproduits.

Une limitation de cette démarche est que les propriétés de la GDR de prééquilibre sont supposées être celles de la GDR statistique, ce qui n'a rien d'évident car la structure du noyau de prééquilibre n'est pas la même que celle du noyau à l'équilibre. Il est donc nécessaire d'effectuer des calculs dynamiques pour déterminer les caractéristiques du prééquilibre.

4.4 Effets de la voie d'entrée et caractéristiques du pré-équilibre

Dans cette partie nous allons simuler différentes réactions de fusion avec TDHF (voir annexe C). TDHF permet une bonne description de la dynamique lorsque l'évolution du système est gouvernée par des opérateurs à un corps. Elle fournit donc une bonne estimation des valeurs moyennes de ces mêmes opérateurs à un corps, comme le moment dipolaire et son moment conjugué défini par les équations 4.1 et 4.2. TDHF ne permet cependant pas de décrire la décroissance statistique, et donc nous n'aurons pas accès à l'excitation statistique de modes collectifs. Ceci est dû au fait que TDHF ne contient pas de terme de collision et ne peut donc pas décrire la formation des noyaux chauds.

Outre les observables dipolaires, une autre quantité intéressante accessible à partir de $Q_D(t) = \langle \hat{Q}_D \rangle(t)$ est le spectre γ émis par le noyau. Celui-ci peut être calculé comme le "rayonnement de freinage" des charges en mouvement par la relation [Jac62]

$$\frac{dP}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{|I(E_\gamma)|^2}{E_\gamma} \quad (4.8)$$

où $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de structure fine et où $I(E_\gamma)$ est proportionnel à la transformée de Fourier de l'accélération des charges

$$I(E_\gamma) = \frac{1}{c} \int_0^\infty dt \frac{d^2 Q_D}{dt^2} e^{i \frac{E_\gamma t}{\hbar}}.$$

Ces quantités nous serviront à retracer le chemin vers l'équilibre du noyau composé.

Nous commencerons dans un premier temps par étudier des réactions de fusion de noyaux asymétriques en N/Z . Nous analyserons ensuite l'effet de l'énergie du centre de masse avant d'étudier le cas d'une réaction symétrique en N/Z . Puis nous comparerons nos résultats aux expériences. Les effets du paramètre d'impact et enfin ceux de l'asymétrie de masse sur la GDR de prééquilibre clôtureront la partie 4.4.

4.4.1 Asymétrie en N/Z

Mise en évidence de la GDR de prééquilibre

Nous étudions ici l'effet de l'asymétrie en N/Z sur le mouvement collectif des charges. La réaction choisie est une collision centrale de deux noyaux asymétriques en N/Z $^{12}\text{Be} + ^{28}\text{S}$ à une énergie du centre de masse $E_{CM} = 0.5$ MeV/u. Cette réaction mène au noyau doublement magique ^{40}Ca .

Les figures 4.9b-c donnent les évolutions en fonction du temps des valeurs moyennes du moment dipolaire $Q_D(t) = \langle \hat{Q}_D \rangle(t)$ et du moment dipolaire conjugué $P_D(t) = \langle \hat{P}_D \rangle(t)$ pour cette réaction. Nous pouvons voir que ces deux quantités oscillent. Ces

oscillations montrent clairement qu'il y a mouvement collectif dipolaire dès le début de la réaction. Il s'agit de la GDR de prééquilibre. Même si, comme on le verra dans la suite, une oscillation dipolaire faible peut apparaître lors d'une réaction symétrique en N/Z mais asymétrique en masse, l'excitation de la GDR de prééquilibre observée ici est principalement due à l'asymétrie en N/Z des partenaires de collision. En effet, par raison de symétrie, aucune oscillation dipolaire ne peut avoir lieu dans une réaction totalement symétrique, c'est à dire impliquant les deux mêmes noyaux.

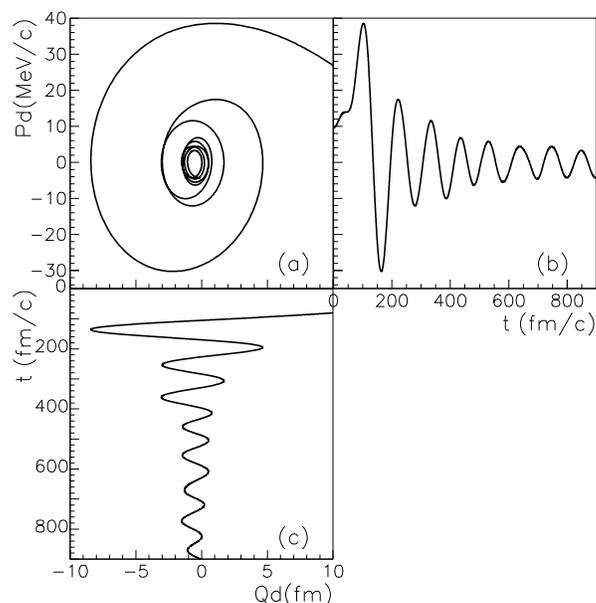


FIG. 4.9 – Evolution de Q_D et P_D pour la réaction $^{12}\text{Be} + ^{28}\text{S} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ à une énergie du centre de masse de 0.5 MeV/u et à paramètre d'impact nul.

Une preuve que le mouvement dipolaire observé est bien une vibration collective est donnée par le fait que Q_D et P_D oscillent en quadrature de phase. Lorsqu'on représente l'évolution du système dans l'espace des phases déterminé par ces deux coordonnées, comme pour la figure 4.9a, on obtient une spirale. Quand la distance entre protons neutrons est maximale, leurs vitesses sont nulles, par contre, lorsque les centres de masses sont confondus la vitesse relative entre protons et neutrons est maximale. Si l'oscillation n'était pas amortie on obtiendrait une ellipse, mais puisque TDHF prend bien en compte la dissipation à un corps (évaporation et étalement de Landau), le "rayon" de cette ellipse décroît au cours du temps et l'on observe une spirale.

Energie γ

Une information importante qu'il est possible d'obtenir à partir de la figure 4.9 est la période d'oscillation du moment dipolaire. La période moyenne est approximativement

107 fm/c pour la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$. Elle correspond à une énergie de la GDR de prééquilibre $E_{GDR}^{preeq} = 11.6$ MeV. Nous pouvons comparer cette valeur avec la position du pic de cette GDR sur le spectre γ de la figure 4.10 obtenu à partir de la relation 4.8. Afin de

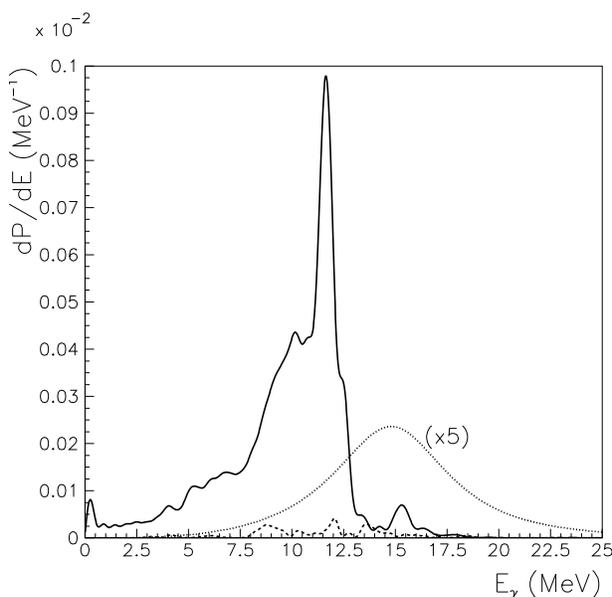


FIG. 4.10 – Probabilité d'émission γ de la GDR de prééquilibre pour la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$ (ligne pleine) et la réaction $^8\text{Be}+^{32}\text{S}$ (ligne tiretée) . Spectre de la première étape de la décroissance statistique du noyau composé (ligne pointillée).

s'affranchir dans le spectre de pics non physiques qui interviennent à cause du fait que la transformée de Fourier n'est pas faite sur un temps infini, la quantité $\frac{d^2 Q_D}{dt^2}$ dans l'équation 4.8 a été multipliée par une fonction Gaussienne $e^{-\frac{1}{2}(\frac{t}{\tau})^2}$. τ correspond à peu près au quart du temps d'intégration. Cette opération a pour conséquence d'ajouter une largeur $\frac{2\pi\hbar}{\tau}$ aux pics qui est négligeable pour des temps d'intégration assez longs, déterminés par la condition $2\pi/\tau \ll \omega_{GDR}$.

Comme nous pouvons le voir sur cette figure, le pic principal se situe à une énergie de 11.64 MeV, ce qui est en excellent accord avec la valeur obtenue à partir de la période moyenne. Cette figure montre aussi la probabilité d'émission γ pour la réaction symétrique en N/Z $^8\text{Be}+^{30}\text{S}$ (tirets) qui sera étudiée dans la partie 4.4.3. On note qu'elle est beaucoup plus faible que pour la réaction asymétrique.

Bien que plusieurs composantes de la GDR semblent superposées, on note que la largeur totale est de l'ordre de 3 – 4 MeV, ce qui est cohérent avec le temps de vie de la GDR de prééquilibre obtenu précédemment.

La figure 4.10 présente aussi le spectre associé à la première étape de la décroissance statistique (pointillés). Il est obtenu par la formule donnant la probabilité d'émission γ

par unité d'énergie [Sno86, Bar01b, Bri88]

$$\frac{dP}{dE_\gamma} = \frac{4\alpha}{3\pi mc^2} \frac{\Gamma_{GDR}}{\Gamma_{CN}} \frac{NZ}{A} \frac{E_\gamma^4 e^{-\frac{E_\gamma}{T}}}{(E_\gamma^2 - E_{GDR}^2)^2 + \Gamma_{GDR}^2 E_\gamma^2} \quad (4.9)$$

où Γ_{GDR} est la largeur de la GDR et Γ_{CN} la largeur associée à la survie du noyau composé. L'énergie de la GDR E_{GDR} à considérer ici n'est pas celle de la GDR de prééquilibre mais celle de la GDR chaude correspondant à peu près à celle de la GDR construite sur l'état fondamental du noyau composé (~ 15.5 MeV, cf. figure 4.12). Si l'on suit la démarche de la référence [Bar01b], Γ_{CN} peut être approximée par la probabilité d'émission de neutron Γ_n

$$\Gamma_{CN} \sim \Gamma_n = \frac{2mr_0^2 A^{\frac{2}{3}}}{\pi \hbar^2} T^2 e^{-\frac{B_n}{T}} \quad (4.10)$$

où $B_n = 8.5$ MeV est l'énergie seuil d'émission de neutron. La température T est calculée à partir de l'équation 4.5. On peut remarquer que la composante de prééquilibre est largement prédominante et se situe à plus basse énergie. Rappelons cependant que la décroissance statistique que nous étudions ici ne concerne que la première étape de la décroissance. Les autres étapes augmentent considérablement la contribution statistique totale. Comme nous l'avons déjà indiqué dans la partie 4.3.2 la prise en compte de ces autres étapes est standard mais nécessite la mise en oeuvre de codes de décroissance statistique qui ne sont pas l'objet de ce travail.

Comparaison à la GDR construite sur le fondamental

Nous pouvons aussi étudier la GDR construite sur l'état fondamental du ^{40}Ca à l'aide de TDHF pour comparer ses caractéristiques à celles de la GDR de prééquilibre. Une telle GDR peut être obtenue en appliquant une excitation sur l'état fondamental HF du ^{40}Ca

$$|\psi(t)\rangle = e^{-ik_D \hat{Q}_D} |HF\rangle \quad (4.11)$$

On obtient alors une oscillation de $Q_D(t)$ et de $P_D(t)$ que l'on peut observer sur la figure 4.11. La période d'oscillation moyenne est de l'ordre de 80 fm/c, elle est donc plus petite que celle de la GDR de prééquilibre. Il en résulte une valeur plus élevée de l'énergie associée $E_{GDR}^{gs} \simeq 15.5$ MeV comme on peut aussi le voir sur le spectre γ associé à cette oscillation sur la figure 4.12. Cette énergie correspond bien à l'énergie moyenne prédite par la RPA.

Déformation du noyau de prééquilibre

Le fait que l'énergie de la GDR de prééquilibre soit plus faible que celle construite sur le fondamental est attribué à la déformation allongée du noyau composé dans sa phase de prééquilibre. On peut voir sur la figure 4.13 qui représente une coupe de la densité dans

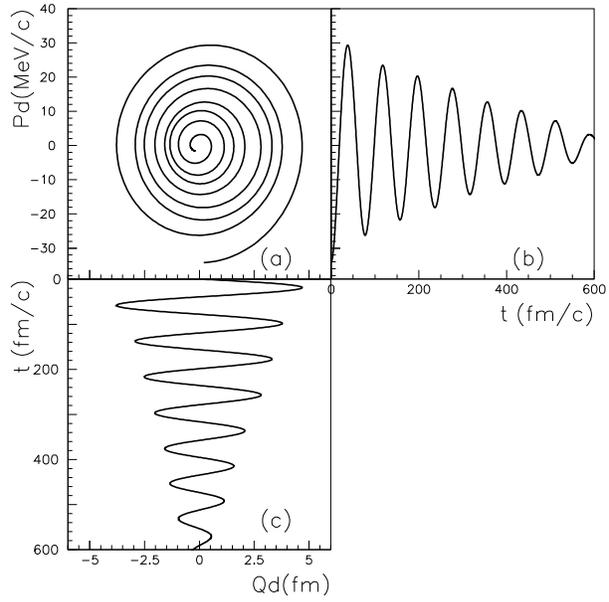


FIG. 4.11 – Evolution de Q_D et P_D dans le ^{40}Ca excité par un opérateur dipolaire isovectoriel.

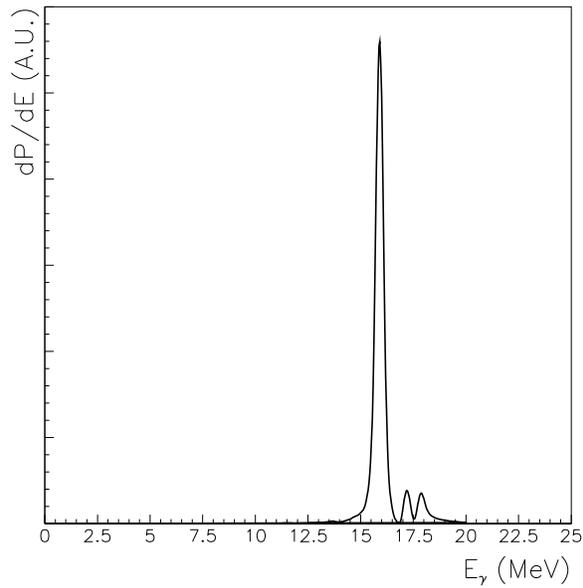


FIG. 4.12 – Spectre γ associé à l'évolution de Q_D de la figure 4.11

le plan de collision que la forme du noyau n'est toujours pas relaxée plus de 100 fm/c après le contact. Le moment dipolaire initial est orienté le long de l'axe de déformation du noyau composé (qui est aussi, pour une collision centrale, l'axe de collision), ce qui, comme nous allons le voir, a pour conséquence de diminuer sa période d'oscillation par rapport à celle d'un noyau sphérique.

Le paramètre de déformation ε qui quantifie la déformation quadrupolaire a été défini dans l'équation 2.3 dans la limite où celui-ci est petit devant 1. Si on s'affranchit de cette condition, l'équation 2.3 devient, pour une déformation le long de l'axe x

$$\begin{aligned} R_{yz} &= R_0(1 - \varepsilon) \\ R_x &= R_0(1 + \alpha) \end{aligned}$$

où α est obtenu par la conservation du volume du noyau

$$\begin{aligned} V &= \frac{4}{3}\pi R_0^3 \\ &= \frac{4}{3}\pi R_x R_y R_z \end{aligned}$$

ce qui donne

$$\alpha = \frac{2 - \varepsilon}{(1 - \varepsilon)^2} \varepsilon$$

Au premier ordre en ε , on trouve $\alpha \simeq 2\varepsilon$.

Ce paramètre de déformation est relié au moment quadrupolaire de masse \hat{Q}_2 que l'on définit par

$$\langle \hat{Q}_2 \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) r^2 \left(3 \frac{x^2}{r^2} - 1\right) \quad (4.12)$$

$\langle \hat{Q}_2 \rangle$ peut ainsi être réécrit en fonction de $\langle \hat{Q}_0 \rangle$:

$$\langle \hat{Q}_2 \rangle = -\frac{\sqrt{5}}{2} \langle \hat{Q}_0 \rangle + 3\sqrt{\frac{5}{16\pi}} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) x^2$$

où nous avons introduit le moment monopolaire Q_0

$$\langle \hat{Q}_0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) r^2$$

et utilisant la déformation α on peut écrire

$$\begin{aligned} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) x^2 &= \frac{(1 + \alpha)^2}{3} \int d^3r \rho(\mathbf{r}) r^2 \\ &= (1 + \alpha)^2 \frac{\sqrt{4\pi}}{3} \langle \hat{Q}_0 \rangle \end{aligned}$$

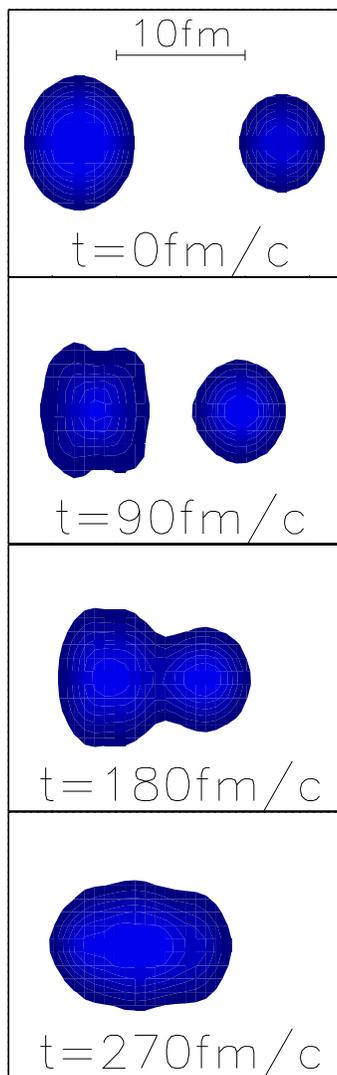


FIG. 4.13 – Coupe de la densité dans le plan de collision pour la réaction ^{12}Be (à droite) + ^{28}S (à gauche).

ce qui nous donne au premier ordre en ε

$$\epsilon(t) \approx \frac{\langle \hat{Q}_2 \rangle(t)}{2\sqrt{5}\langle \hat{Q}_0 \rangle} \quad (4.13)$$

La figure 4.14 montre l'évolution du paramètre de déformation en fonction du temps dans la réaction asymétrique. ε devient une quantité pertinente lorsque la barrière de fusion est franchie. Cette barrière est définie par le maximum de l'énergie potentielle entre les deux partenaires de collision. C'est une fonction de leur distance relative X . A cause de l'indiscernabilité des nucléons cette distance n'est définie que asymptotiquement, c'est à dire lorsque les fonctions d'onde des noyaux ne se recouvrent pas.

Introduisons cependant l'opérateur \hat{X} [Lac02]

$$\hat{X} = \sum_{i=1}^{A_1+A_2} \hat{x}_i \left(\frac{\hat{U}_i(t)\Theta(\hat{x}_i)\hat{U}_i^+(t)}{A_1} - \frac{\hat{U}_i(t)\Theta(-\hat{x}_i)\hat{U}_i^+(t)}{A_2} \right)$$

où $\Theta(x)$ est la fonction d'Heavyside ($\Theta(x) = 1$ si $x > 0$ et est nulle partout ailleurs), et $\hat{U}(t)$ est l'opérateur d'évolution. Les indices 1 et 2 désignent les deux partenaires de collisions. Initialement, les deux noyaux sont bien séparés spatialement, i.e. leurs fonctions d'onde ne se recouvrent pas. Notons $\rho_i(\mathbf{r}, t)$ ($i = 1, 2$) la densité du noyau i à l'instant t et au point M tel que $OM = \mathbf{r}$. Le noyau 1 (resp. 2) est initialement du côté des x négatif (resp. positif). On a alors $\rho_1(\mathbf{r}, t = 0) = 0$ pour $x > 0$ et $\rho_2(\mathbf{r}, t = 0) = 0$ pour $x < 0$.

La valeur de X à un instant t est ainsi donnée par la valeur moyenne de l'opérateur \hat{X} . En effet, si on introduit l'opérateur de fermeture exprimé dans la base $\{|\varphi_i(0)\rangle\}$ des états propres à une particule du Hamiltonien HF et si on note n_i le nombre d'occupation correspondant à l'état $|\varphi_i(0)\rangle$ dans le fondamental ($n_i = 1$ si l'état $|\varphi_i(0)\rangle$ du noyau concerné est occupé et 0 sinon)

$$\begin{aligned} \langle \hat{X} \rangle &= \sum_i n_i \langle \varphi_i(t) | \hat{X} | \varphi_i(t) \rangle \\ &= \sum_i n_i \langle \varphi_i(t) | \hat{x} \sum_j |\varphi_j(t)\rangle \langle \varphi_j(t)| \\ &\quad \left(\frac{\hat{U}(t)\Theta(\hat{x})\hat{U}^+(t)}{A_1} - \frac{\hat{U}(t)\Theta(-\hat{x})\hat{U}^+(t)}{A_2} \right) | \varphi_i(t) \rangle \\ &= \sum_{ij} n_i \langle \varphi_i(t) | \hat{x} | \varphi_j(t) \rangle \left(\frac{\langle \varphi_j(0) | \Theta(\hat{x}) | \varphi_i(0) \rangle}{A_1} - \frac{\langle \varphi_j(0) | \Theta(-\hat{x}) | \varphi_i(0) \rangle}{A_2} \right) \end{aligned}$$

de plus

$$\langle \varphi_j(0) | \Theta(\hat{x}) | \varphi_i(0) \rangle = \int dx \varphi_j^*(x, t=0) \varphi_i(x, t=0) \Theta(x)$$

Cette dernière quantité est nulle si i et/ou j désignent un nucléon du noyau 1 et est égale

à δ_{ij} sinon. On obtient finalement

$$\begin{aligned}\langle \hat{X} \rangle &= \sum_i^{A_1} \frac{\langle \hat{x}_i \rangle}{A_1} - \sum_j^{A_2} \frac{\langle \hat{x}_j \rangle}{A_2} \\ &= X\end{aligned}$$

Remarquons que \hat{X} est une observable car hermitique. En effet on a $(\hat{U}\Theta(\hat{x})\hat{U}^+)^\dagger = \hat{U}\Theta(\hat{x}^+)\hat{U}^+ = \hat{U}\Theta(\hat{x})\hat{U}^+$. Cependant l'interprétation de $U\Theta(x)U^+$ en champ moyen n'est pas sans ambiguïté. En effet, comme toutes les observables à un corps décrites par TDHF, celle-ci n'est définie qu'à une transformation unitaire de la matrice densité dans le sous-espace des fonctions d'onde occupées. Or ces transformations sont susceptibles de modifier la valeur moyenne $\langle \hat{U}\Theta(\hat{x})\hat{U}^+ \rangle$.

On peut maintenant poser comme définition de la position X_B de la barrière

$$\frac{dV}{dX}(X_B) = 0$$

Si on néglige la dissipation, cela revient à

$$\frac{d^2X}{dt^2}(X_B) = 0$$

Les figures 4.15-a et 4.15-b montrent l'évolution de X et de $\frac{d^2X}{dt^2}$ respectivement en fonction du temps pour le système asymétrique. On peut voir que $\frac{d^2X}{dt^2}$ s'annule pour une valeur de $X_B = 9.2$ fm, ce qui correspond à une valeur du paramètre de déformation $\varepsilon_B \approx 0.33$ indiquée par une flèche sur les figures 4.14 et 4.15.

La déformation affecte fortement la fréquence d'oscillation de la GDR. Une énergie plus faible est attendue pour une oscillation le long d'un axe où le noyau est allongé. Dans le cas de la réaction asymétrique à paramètre d'impact nul, le moment dipolaire dans le noyau de prééquilibre est orienté selon l'axe de collision. Or après le passage de la barrière la forme du noyau est allongée le long de cet axe, ce qui explique le fait que l'énergie de la GDR de prééquilibre soit plus faible que celle que l'on obtient à partir de l'état fondamental du ^{40}Ca qui est sphérique.

Or l'énergie de la GDR selon l'axe x évolue comme l'inverse de l'élongation de cet axe, i.e. $E_{GDR_x} \sim \frac{1}{R_x}$ [Cho97]. On en déduit

$$\begin{aligned}\frac{E_{GDR_x}}{E_{GDR}} &= \frac{R_0}{R_x} \\ &= \frac{1}{1 + \alpha} \\ &= (1 - \epsilon)^2\end{aligned}\tag{4.14}$$

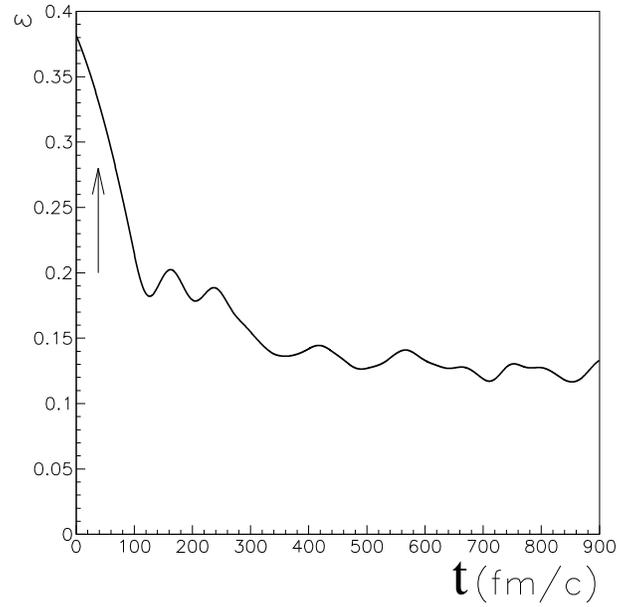


FIG. 4.14 – Evolution du paramètre de déformation au cours du temps dans la réaction asymétrique.

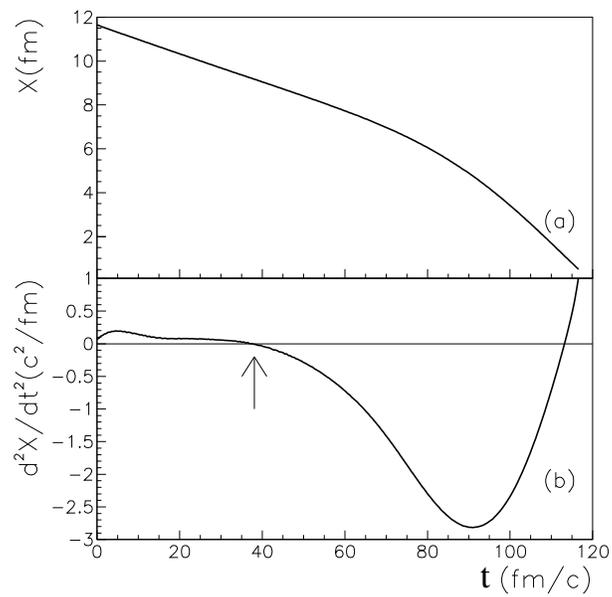


FIG. 4.15 – Distance entre les centre de masse des partenaires de collision (a) et sa dérivée seconde (b) en fonction du temps.

Cette relation est satisfaite avec $\varepsilon \approx 0.14$, ce qui est en bon accord avec la valeur moyenne de ε de la figure 4.14 après le passage de la barrière¹.

La GDR de prééquilibre est un bon outil pour obtenir la déformation du noyau de prééquilibre. On peut enfin remarquer que le lien entre GDR et déformation a déjà été utilisé dans d'autres domaines de la physique pour décrire la dynamique d'une réaction. En effet, une séparation de l'énergie d'un mode dipolaire isovectoriel a pu être observée durant la fission d'agrégats d'atomes montrant que ceux-ci ont alors des déformations allongées importantes [Cal97].

Largeur et temps de décroissance

On a vu sur la figure 4.20 que la quadrature de phase entre $Q_D(t)$ et $P_D(t)$ associée à la décroissance du "rayon" de la trajectoire dans l'espace (Q_D, P_D) donnait une spirale dans cet espace. En utilisant l'équation 4.3 on voit que le nombre de phonons excités est proportionnel à Q_D^2 et P_D^2 . La décroissance du rayon est donc due à une décroissance du nombre de phonons au cours du temps prédite par TDHF. Cette décroissance est représentée sur la figure 4.16. On voit sur cette figure que la décroissance du nombre de phonons

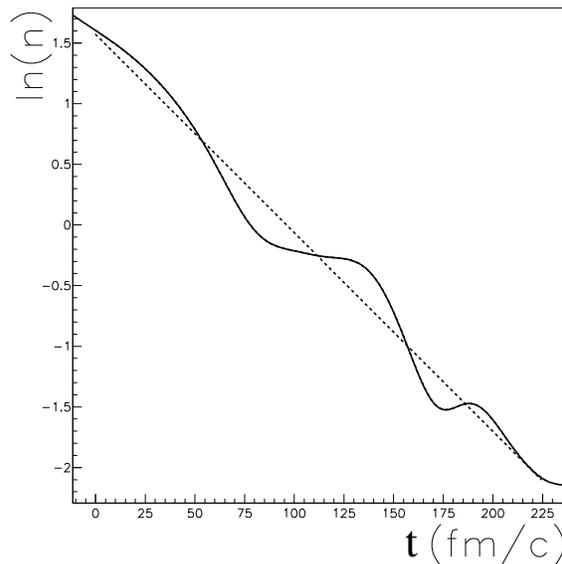


FIG. 4.16 – Logarithme du nombre de phonons excités en fonction du temps pour la réaction de la figure 4.9 (trait plein). Ajustement d'une décroissance exponentielle avec un temps $\tau = 50 \text{ fm/c}$ (trait pointillé).

¹On peut remarquer sur cette même figure que le paramètre de déformation ne s'annule pas dans notre calcul TDHF, et converge vers $\varepsilon \sim 0.12$, malgré le fait que le ^{40}Ca dans son état fondamental soit sphérique. Ceci est dû au fait que TDHF ne permet pas au système de décroître vers son état fondamental puisqu'il n'y a pas de terme de collision.

est bien représentée par une exponentielle. Comme nous le verrons dans la partie 4.4.6, les oscillations autour de la loi exponentielle $n(t) = n_0 \exp(-\frac{t}{\tau_{preeq}})$ (en pointillé) proviennent de couplages entre la GDR de prééquilibre et d'autres modes collectifs. Il est alors aisé à l'aide de cet ajustement exponentiel de calculer le temps de vie partiel associé à la GDR de prééquilibre $\tau_{preeq} \simeq 50$ fm/c pour cette réaction. La largeur associée est donc $\Gamma_{preeq}^\downarrow \sim 4$ MeV, ce qui est raisonnable pour une GDR construite sur un état excité et décrite en champ moyen. Elle est en effet du même ordre de grandeur que les largeurs prédites par la RPA.

La quantité τ_{preeq} est très importante car elle correspond en quelque sorte au temps d'équilibration des charges dans le noyau composé. On voit que ce temps est relativement faible comparé aux valeurs généralement admises (quelques centaines de fm/c d'après [Bar01a]). De plus notre valeur de τ_{preeq} peut être considérée comme une borne supérieure de la valeur réelle pour le système étudié car l'effet de la dissipation à deux corps n'est pas pris en compte.

Comme nous allons le voir dans la sous-partie suivante, les caractéristiques du noyau de prééquilibre que nous venons d'étudier sont reliées à l'énergie de la collision.

4.4.2 Effets de l'énergie du centre de masse

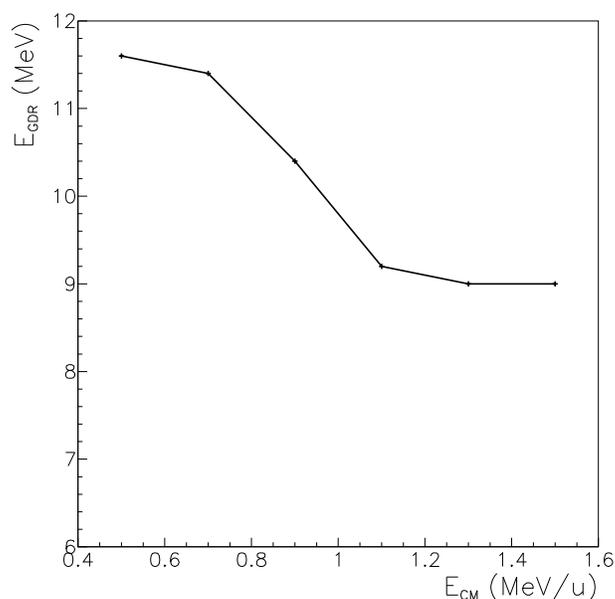


FIG. 4.17 – Energie du pic principal de la GDR de prééquilibre en fonction de l'énergie du centre de masse pour la réaction asymétrique $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$.

La figure 4.17 donne l'évolution de l'énergie du pic principal du spectre γ en fonction de l'énergie du centre de masse E_{CM} pour la réaction asymétrique en N/Z $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$. On y

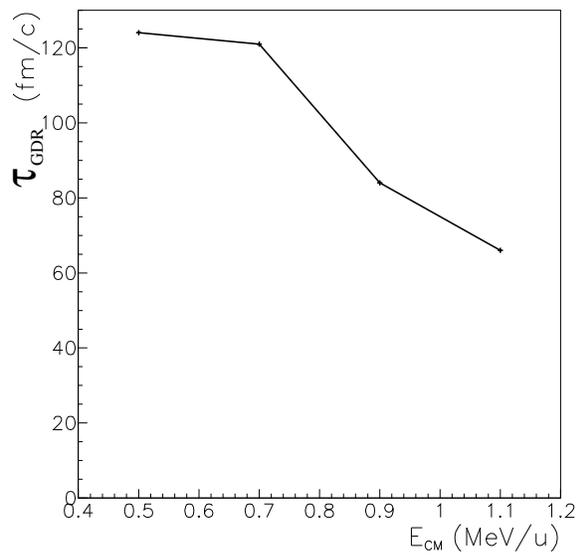


FIG. 4.18 – Temps de vie partiel de la GDR de prééquilibre en fonction de l'énergie du centre de masse de la réaction asymétrique.

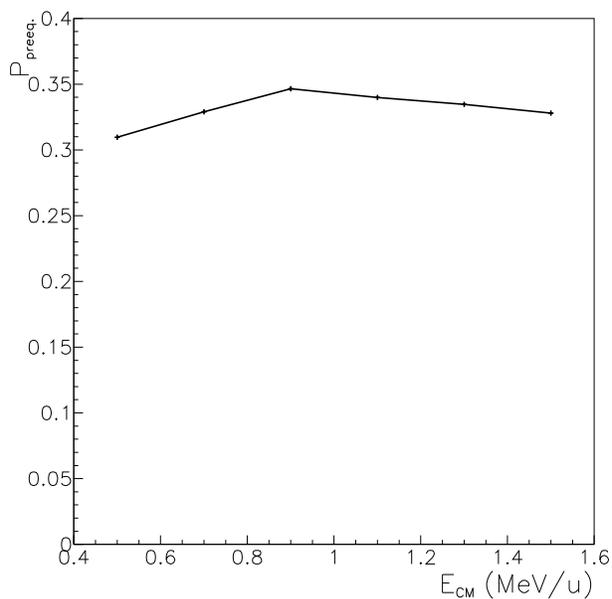


FIG. 4.19 – Probabilité totale d'émission de γ de la GDR de prééquilibre intégré sur l'énergie γ en fonction de l'énergie du centre de masse.

voit que l'énergie de la GDR décroît avec E_{CM} . Cela s'explique par le fait que la relaxation de la forme du noyau de prééquilibre est plus lente lorsque l'énergie d'excitation est plus importante. La déformation allongée est donc accentuée à haute énergie et l'énergie de la GDR qui est excitée le long de l'axe de déformation décroît ainsi suivant l'équation 4.14.

Le temps de vie partiel de la GDR de prééquilibre en fonction de l'énergie du centre de masse est quant à lui représenté sur la figure 4.18. On remarque que le temps de vie décroît lui aussi avec E_{CM} . Il y a donc un accroissement de la largeur de la GDR, ce qui s'interprète par une augmentation de la dissipation à un corps avec l'énergie. Il semble en effet que cette dissipation, qui peine à relaxer la forme du noyau de prééquilibre, soit plus efficace pour l'équilibration des charges, bien que, on l'a vu, elle ne suffit pas pour annuler complètement l'oscillation dipolaire, même pour des temps grands. Un terme de collision accélérerait cette relaxation.

Une autre caractéristique de la GDR de prééquilibre est la légère croissance puis décroissance de la probabilité totale d'émission γ en fonction de l'énergie du centre de masse [Bar01a, Bar01b]. On peut le voir sur la figure 4.19 qui représente la probabilité d'émission γ dans la phase de prééquilibre intégrée sur E_γ en fonction de E_{CM} pour la réaction asymétrique. Le maximum se situe à une énergie voisine de 0.9 MeV/u, ce qui correspond à une énergie d'excitation du noyau composé $E^* = 98$ MeV.

Une interprétation de ce phénomène a été donnée par Baran *et al.* dans la référence [Bar01b]. Aux faibles énergies, il y a une forte atténuation de l'accélération des nucléons due à la formation lente du col par lequel les nucléons peuvent passer. En conséquence l'émission dipolaire est faible alors qu'à plus haute énergie le col se forme plus rapidement permettant ainsi une plus grande accélération des nucléons et donc une oscillation dipolaire de prééquilibre plus ample. La décroissance de la probabilité d'émission γ lorsqu'on augmente encore l'énergie est attribuée à l'accroissement de la dissipation. Le fait que l'on observe ce phénomène à l'aide de TDHF qui, contrairement aux calculs semi-classiques de Baran ne contient pas de terme de collision prouve le rôle important que joue la partie un corps de la dissipation, même à haute énergie.

4.4.3 Réaction symétrique en N/Z

Etudions maintenant la réaction ${}^8\text{Be}+{}^{32}\text{S}$ qui est symétrique en N/Z et asymétrique en masse. De part la symétrie en N/Z , on s'attend a priori à former un système dinucléaire dans lequel les charges sont initialement équilibrées. Or on observe sur la figure 4.20 une faible oscillation du moment dipolaire et de son moment conjugué, indiquant ainsi une probabilité non nulle d'exciter une GDR de prééquilibre. Ceci est dû à une polarisation différente dans les deux partenaires de collision, laquelle est autorisée par l'asymétrie de masse. En effet, par influence Coulombienne les centres de masse des protons dans

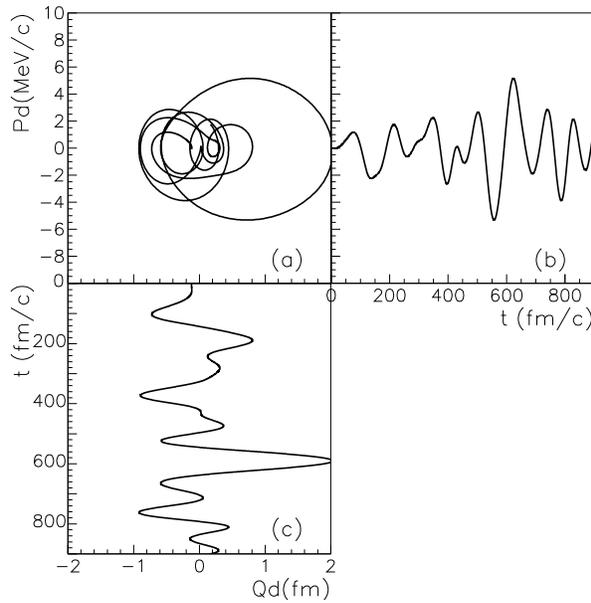


FIG. 4.20 – Idem que la figure 4.9 pour la réaction ${}^8\text{Be} + {}^{32}\text{S} \rightarrow {}^{40}\text{Ca}$.

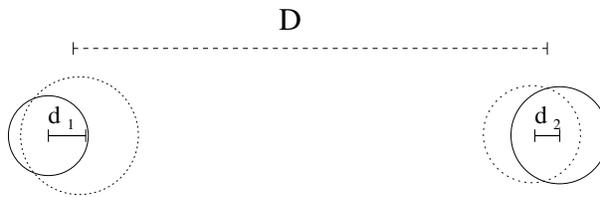


FIG. 4.21 – Illustration et notation de la polarisation dans les noyaux.

chacun des noyaux ne coïncident pas avec les centres de masse neutrons associés. Cette polarisation dépend de la force de rappel entre protons et neutrons qui elle même dépend de la masse du noyau.

Pour le montrer, considérons une approche adiabatique où les polarisations à toute distance sont celles qu'auraient les noyaux à l'équilibre dans le champ externe créé par leur partenaire de collision. Nous considérons de plus que les distances d_i entre les centres de masse proton et neutron dans le noyau i (voir figure 4.21) sont négligeables devant la distance D entre les centres de masse des noyaux. En écrivant l'équilibre entre la force Coulombienne et la force de rappel exercé par les neutrons sur les protons, on obtient

$$d_i \simeq \frac{A_i Z_j e^2 \hbar^2}{N_i E_{GDR_i}^2 m D^2} \quad (4.15)$$

où $j = 2$ si $i = 1$ et vice versa. L'énergie de la GDR dans les partenaires de collision peut être estimée à l'aide de la relation $E_{GDR_i} \approx 80 A_i^{-\frac{1}{3}}$ (MeV) [Ber75]. La distance d_{np} entre

les centres de masse proton et neutron du système global s'écrit alors

$$d_{np} = \frac{1}{2} \left| \left(D - \sum_i \frac{d_i Z_i}{A_i} \right) \frac{\Delta N}{N} - \left(D + \sum_i \frac{d_i N_i}{A_i} \right) \frac{\Delta Z}{Z} - \Delta d \right| \quad (4.16)$$

Dans le cas de la réaction ${}^8\text{Be} + {}^{32}\text{S}$, pour une distance $D = 6$ fm correspondant à peu près au point de contact, on a $d_{np} \sim 0.01$ fm et donc un moment dipolaire $Q_D \sim 0.1$ fm. Comme on peut le voir sur la figure, 4.20-c, cette quantité correspond à l'ordre de grandeur du moment dipolaire initial. A ce niveau d'approximation on ne peut rester que qualitatif. Par exemple D est difficile à déterminer puisqu'il ne s'agit pas de noyaux à bords francs, or le moment dipolaire dû à la polarisation évolue en $1/D^2$. Enfin l'interaction nucléaire entre les deux noyaux peut modifier fortement les moments estimés. En effet elle agit tout d'abord sur les neutrons à cause de la polarisation qui a repoussé les protons. Ainsi une augmentation non négligeable de d_i au point de contact est possible, modifiant ainsi la valeur initiale de Q_D . Quoiqu'il en soit, on voit sur la figure 4.20 que l'amplitude de l'oscillation du moment dipolaire varie considérablement au cours du temps et peut atteindre des valeurs voisines de ~ 2 fm. Ce comportement complexe traduit certainement des couplages avec d'autres modes collectifs, comme ceux que nous allons étudier dans la partie 4.4.6. La polarisation produit donc un moment dipolaire initial qui est ensuite guidé par les couplages à d'autres modes.

L'effet de la polarisation sur la GDR de prééquilibre existe donc mais est négligeable devant celui de l'asymétrie en N/Z étudiée précédemment.

4.4.4 Comparaison aux expériences

Nous avons effectué des calculs pour reproduire les expériences de Flibotte [Fli96] et Cinausero [Cin98] à la fois pour les réactions quasi-symétriques et asymétriques en N/Z . Les évolutions temporelles de Q_D et P_D ainsi que les spirales obtenues dans les espaces de phase (Q_D, P_D) sont représentées sur les figures 4.22 et 4.23 pour les réactions asymétriques et quasisymétriques en N/Z de Flibotte et sur les figures 4.24 et 4.25 équivalentes pour l'expérience de Cinausero. On peut voir dans les deux cas qu'une oscillation dipolaire apparaît avec une amplitude plus importante pour les réactions asymétriques.

Les spectres γ théoriques associés à ces réactions sont donnés sur la figure 4.26 pour l'expérience de Flibotte et sur la figure 4.27 pour celle de Cinausero. On peut voir dans les deux cas un pic de la GDR de prééquilibre plus intense pour les réactions asymétriques en N/Z . On observe aussi, spécialement pour l'expérience de Cinausero, que la position des pics varie en fonction de la réaction. Ceci est dû au fait que Cinausero a utilisé des réactions qui, en plus d'une différence d'asymétrie en N/Z , ont une différence d'asymétrie de masse. La réaction ${}^{48}\text{Ti} + {}^{64}\text{Ni}$ est plus symétrique en masse que la réaction ${}^{16}\text{O} + {}^{98}\text{Mo}$. La déformation initiale du noyau composé est beaucoup plus accentué

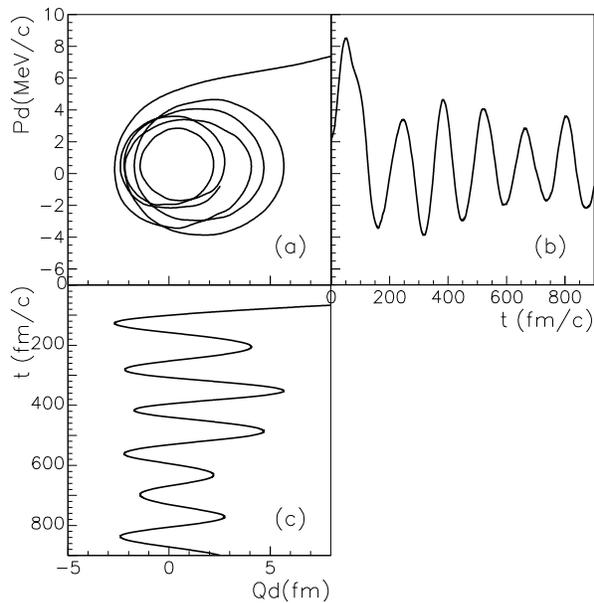


FIG. 4.22 – Evolution de Q_D et P_D dans la réaction asymétrique en N/Z $^{40}\text{Ca}+^{100}\text{Mo}$ à une énergie $E_{^{40}\text{Ca}} = 4.25$ MeV/u et à un paramètre d'impact nul.

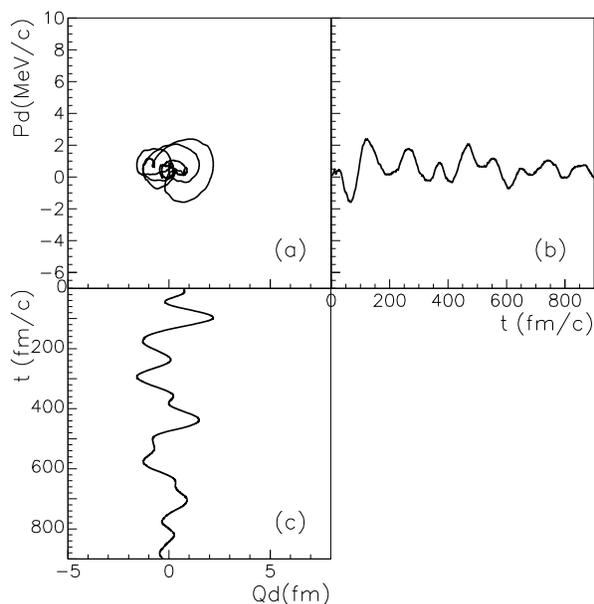


FIG. 4.23 – Idem que la figure 4.22 pour la réaction quasi-symétrique en N/Z $^{36}\text{S}+^{104}\text{Pd}$ à une énergie $E_{^{36}\text{S}} = 4.4$ MeV.

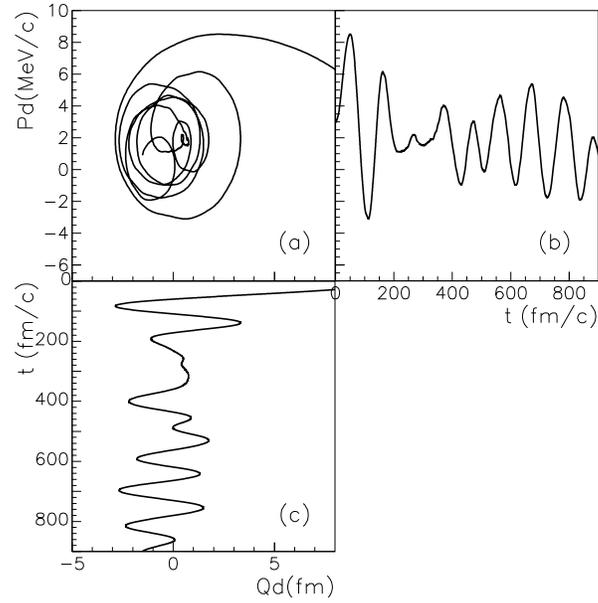


FIG. 4.24 – Idem que la figure 4.22 pour la réaction asymétrique en N/Z $^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$ à une énergie $E_{^{16}\text{O}} = 8.1$ MeV.

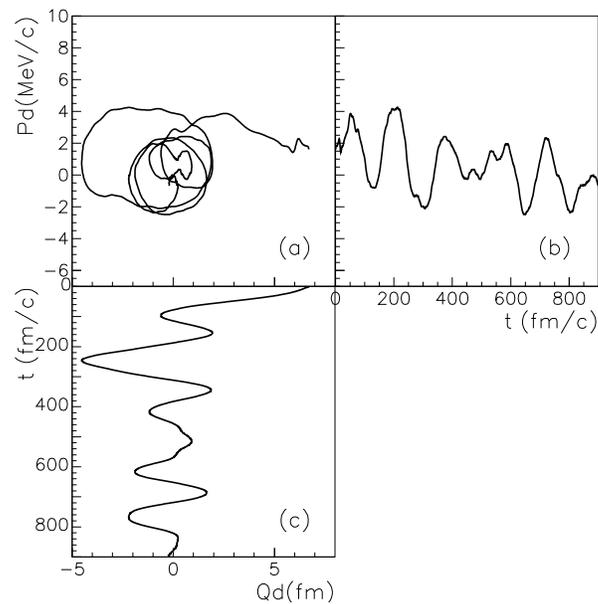


FIG. 4.25 – Idem que la figure 4.22 pour la réaction asymétrique en N/Z $^{48}\text{Ti}+^{64}\text{Ni}$ à une énergie $E_{^{48}\text{Ti}} = 5$ MeV.

pour une réaction symétrique en masse et la GDR de prééquilibre a donc une énergie plus basse. C'est bien ce qu'on observe sur la figure 4.27 puisque l'énergie du pic principal de la GDR de prééquilibre dans la réaction $^{48}\text{Ti}+^{64}\text{Ni}$ est de ~ 7 MeV contre ~ 12 MeV dans la réaction $^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$. Les figures 4.26 et 4.27 montrent aussi les spectres γ as-

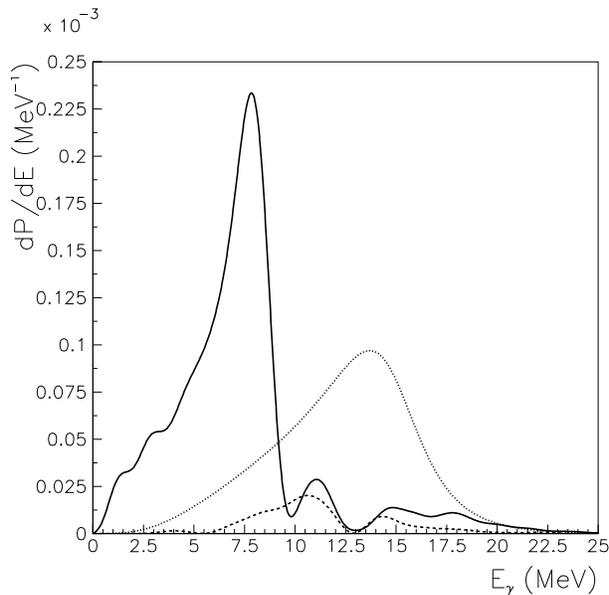


FIG. 4.26 – Probabilité d'émission de γ de la GDR de prééquilibre pour la réaction $^{40}\text{Ca}+^{100}\text{Mo}$ (ligne pleine) et la réaction $^{36}\text{S}+^{74}\text{Ge}$ (ligne tiretée). Spectre de la première étape de la décroissance statistique du noyau composé (ligne pointillée).

sociés à la première étape de la décroissance statistique obtenus grâce à l'équation 4.9. Les aires de ces spectres sont comparables à celles de la GDR de prééquilibre. Ce point a aussi été relevé par Baran dans ses calculs semi-classiques dans la référence [Bar01b] qui ont montré que ce type de résultats est compatible avec les observations expérimentales.

Une comparaison plus quantitative à l'expérience nécessite a priori une intégration sur tous les paramètres d'impact. Compte tenu des temps de calculs nécessaires pour l'approche TDHF, ceci est difficile à réaliser pour les systèmes de masses relativement élevées comme c'est le cas dans les expériences de Flibotte et Cinausero. Nous allons donc entreprendre dans la section suivante une étude qualitative de l'effet des paramètres d'impact non nuls sur un système plus léger, la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$ à 0.5 MeV/u que nous avons étudié précédemment.

4.4.5 Rôle du paramètre d'impact

Une collision non centrale a une probabilité non nulle de mettre le noyau de prééquilibre en rotation. Cette rotation peut se coupler à la GDR de prééquilibre. En particulier

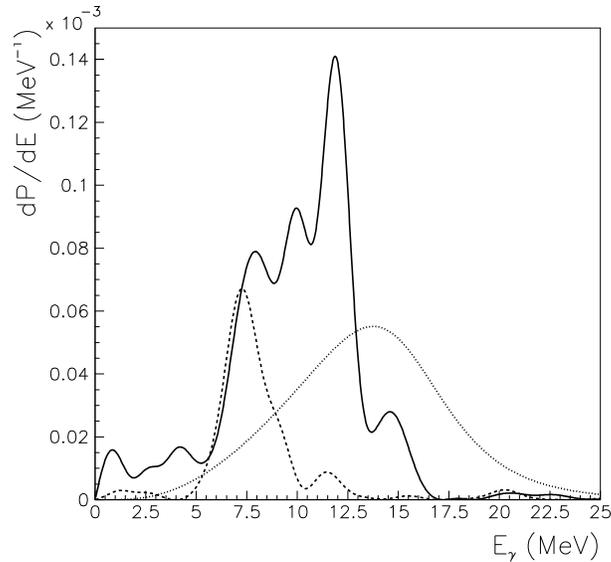


FIG. 4.27 – Probabilité d'émission de γ de la GDR de prééquilibre pour la réaction $^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$ (ligne pleine) et la réaction $^{48}\text{Ti}+^{64}\text{Ni}$ (ligne tiretée). Spectre de la première étape de la décroissance statistique du noyau composé (ligne pointillée).

l'effet de la déformation sur la GDR (qui diminuait l'énergie de celle-ci) peut être modifié par la rotation.

Définissons le référentiel du centre de masse par le repère direct (x, y, z) où x est l'axe de collision et y est perpendiculaire au plan de collision. Nous allons aussi utiliser le repère propre du noyau composé (x', y, z') où x' est l'axe de déformation (cf. figure 4.28). Notons que y est aussi l'axe de rotation du noyau composé. Pour les réactions centrales étudiées jusqu'ici, ces deux référentiels sont identiques puisque la déformation apparaît le long de l'axe de collision. Dans ce cas, un raisonnement utilisant les symétries du problème montre qu'il n'y a pas d'oscillation dipolaire le long de l'axe y ou z . Cependant, pour une collision non centrale, seul le plan de collision est encore un plan de symétrie, interdisant l'oscillation dipolaire uniquement le long de l'axe y . La figure 4.29 montre que l'amplitude de la première oscillation du moment dipolaire le long de x' décroît avec le paramètre d'impact. Cette décroissance est accompagnée de l'apparition d'une oscillation dipolaire le long de l'axe z' dont l'amplitude croît avec le paramètre d'impact. Les amplitudes de la première oscillation le long de ces deux axes deviennent à peu près égales lorsque le paramètre d'impact $b \sim 5$ fm. Les évolutions temporelles de $Q_{D_{x'}}$ (ligne tiretée) et $Q_{D_{z'}}$ (ligne pointillée) sont données sur la figure 4.30 pour un paramètre d'impact $b = 1$ fm. L'évolution de Q_{D_x} y est aussi représentée pour la collision centrale (ligne pleine). On voit en effet que l'amplitude de la première oscillation de $Q_{D_{x'}}$ à $b = 1$ fm est légère plus faible que celle à $b = 0$ fm. La figure 4.31 donne les composantes du spectre

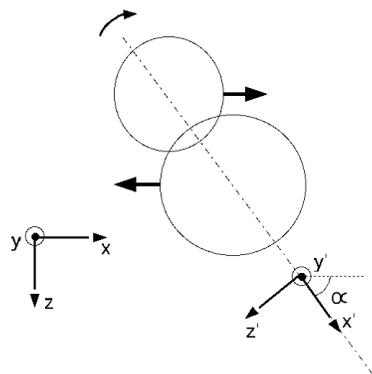


FIG. 4.28 – Représentation des deux repères utilisés pour décrire les collisions non centrales.

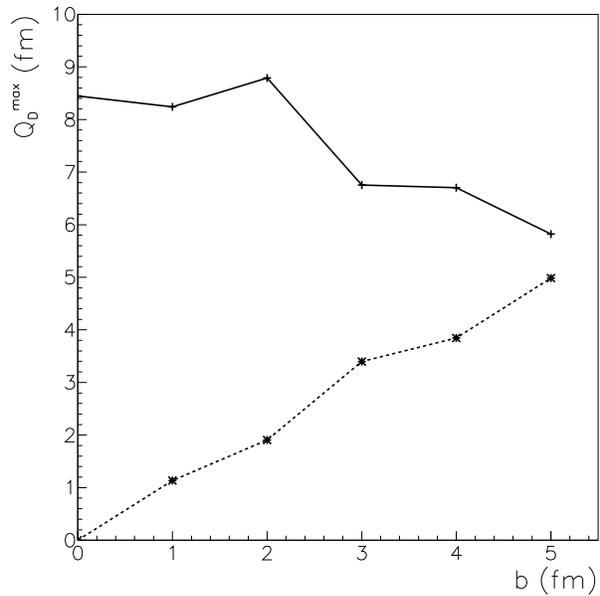


FIG. 4.29 – Amplitude de la première oscillation de $Q_{D_{X'}}$ (trait plein) et $Q_{D_{Z'}}$ (trait tireté) en fonction du paramètre d'impact pour la réaction $^{12}\text{Be} + ^{28}\text{S}$ à $E_{CM} = 0.5 \text{ MeV/u}$.

γ attendues pour les deux directions d'oscillation à $b = 1$ fm. Bien que l'amplitude de l'oscillation le long de z' soit non négligeable, l'aire du spectre γ qui lui est associé est petite comparée à celle du spectre correspondant à l'autre axe. Ceci est logique puisque le moment dipolaire intervient au carré dans le calcul de la probabilité d'émission γ (cf. équation 4.8).

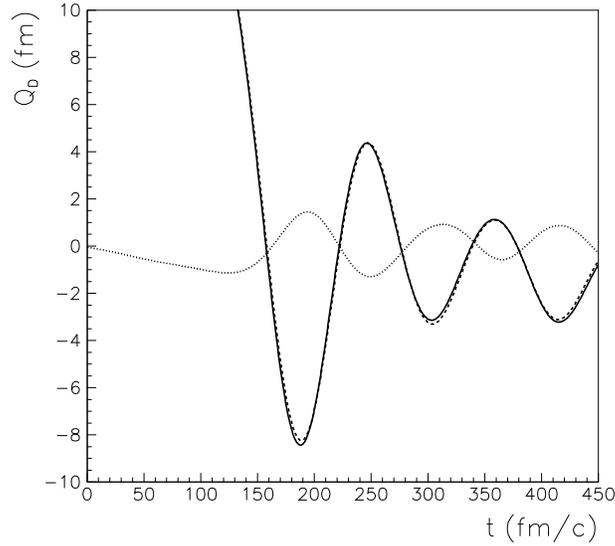


FIG. 4.30 – Evolutions temporelles de $Q_{D_{X'}}$ à $b = 0$ fm (ligne pleine) et à $b = 1$ fm (trait tireté) ainsi que de $Q_{D_{Z'}}$ à $b = 1$ fm (trait pointillé).

L'origine de l'oscillation de $Q_{D_{Z'}}$ provient d'une brisure de symétrie lorsque le système entre en rotation. Pour le montrer, commençons par écrire l'équation de Schrödinger dépendant du temps dans le repère du laboratoire (x, y, z)

$$i\hbar|\dot{\psi}\rangle = \hat{H}|\psi\rangle \quad (4.17)$$

Dans le repère (x', y, z') tournant autour de l'axe y , l'expression de l'état du noyau est donnée par

$$|\psi'\rangle = R(\alpha)|\psi\rangle$$

où $R(\alpha) = e^{-i\alpha(t)J_y}$ est l'opérateur de rotation de l'angle $\alpha(t)$ entre les axes x et x' (cf. figure 4.28). J_y est le moment angulaire suivant y . L'équation 4.17 peut alors s'écrire

$$\hat{H}R^{-1}|\psi'\rangle = -\dot{\alpha}J_yR^{-1}|\psi'\rangle + iR^{-1}|\dot{\psi}'\rangle$$

on obtient alors l'équation de Schrödinger exprimée dans le repère tournant solidaire du noyau composé.

$$i\hbar|\dot{\psi}'\rangle = (R\hat{H}R^{-1} + \dot{\alpha}J_y)|\psi'\rangle \quad (4.18)$$

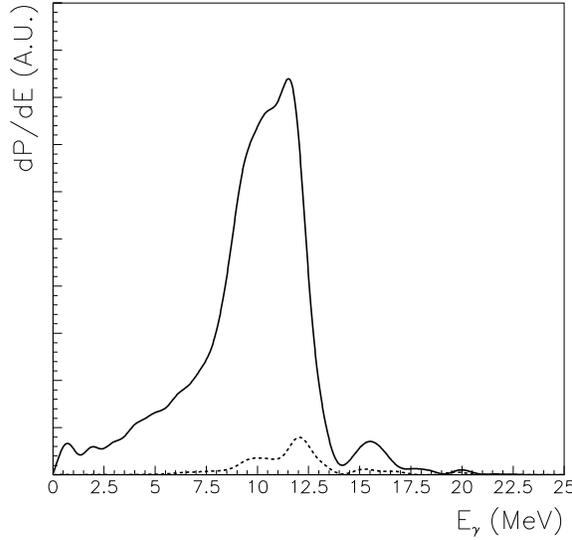


FIG. 4.31 – Spectres γ associés à l'oscillation de $Q_{D_{x'}}$ (ligne pleine) et à celle de $Q_{D_{z'}}$ (ligne tiretée) à $b = 1$ fm.

L'expression du Hamiltonien dans ce repère est

$$\hat{H}' = R\hat{H}R^{-1} + \dot{\alpha}J_y$$

Le dernier terme de cette expression induit un mouvement le long de l'axe z' à partir d'une vibration dipolaire le long de x' . Il est donc responsable de l'excitation de la GDR perpendiculaire à l'axe de déformation allongée.

Nous avons vu tout au long de cette étude le rôle important de la déformation sur la GDR de prééquilibre. Cette déformation autorise un mouvement de rotation du noyau de prééquilibre pour les collisions non centrales. De plus nous avons déjà remarqué dans la partie 4.4.4 qu'une collision quasi symétrique en masse engendrait une déformation plus importante qu'une réaction asymétrique en masse. Nous allons donc maintenant étudier l'effet de l'asymétrie de masse sur la phase de prééquilibre.

4.4.6 Réactions symétriques en masse

Nous analysons maintenant l'effet de l'asymétrie de masse sur l'équilibration des charges, i.e. sur la GDR de prééquilibre. Nous utilisons pour cela la période instantanée de la GDR de prééquilibre. Celle-ci peut-être définie à l'aide des spirales obtenues dans l'espace des phases (Q_D, P_D) pour des réactions asymétriques en N/Z . Nous introduisons dans cet espace l'angle $\theta(t)$ entre l'axe Q_D et la droite reliant le centre à un point

$M(t)$ de la trajectoire. Nous choisissons comme définition de la période instantanée $T(t)$

$$\theta\left(t + \frac{T(t)}{2}\right) = \theta(t) + \pi$$

Il s'agit donc du double du temps nécessaire pour que la spirale effectue une demi-révolution. La figure 4.32 donne l'évolution de $T(t)$ pour deux collisions centrales asymétriques en N/Z ²

- la réaction $^{12}\text{Be} + ^{28}\text{S}$ asymétrique en masse à $E_{CM} = 0.5$ MeV/u.
- la réaction $^{20}\text{O}(N/Z = 1.5) + ^{20}\text{Mg}(N/Z \simeq 0.7)$ symétrique en masse à $E_{CM} = 0.74$ MeV/u.

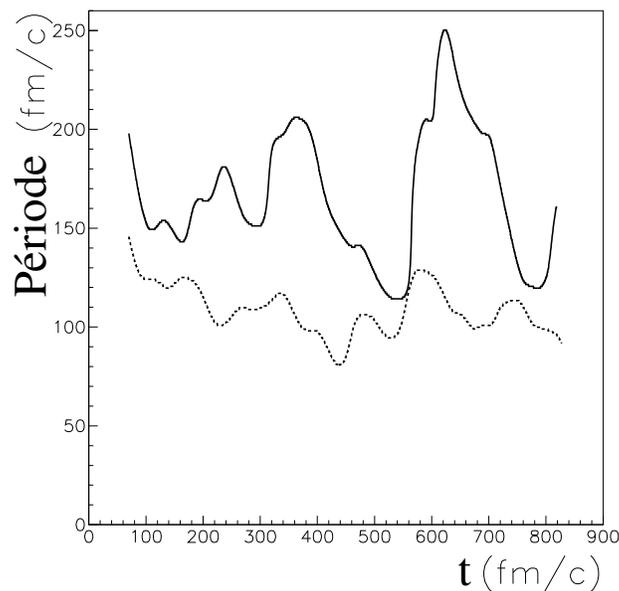


FIG. 4.32 – Evolution de la période instantanée en fonction du temps pour les réactions $^{12}\text{Be} + ^{28}\text{S}$ (ligne tiretée) et $^{20}\text{O} + ^{20}\text{Mg}$ (ligne pleine).

Dans un premier temps on observe que les moyennes temporelles \bar{T} des périodes diffèrent entre les deux réactions. Pour la réaction symétrique en masse, on a $\bar{T}^{sym} \simeq 170$ fm/c, alors que dans l'autre réaction on obtient $\bar{T}^{asym} \simeq 105$ fm/c (valeur qui est en bon accord avec les résultats de la partie 4.4.1). Cette différence est attribuée à une plus grande déformation du noyau composé durant la phase de prééquilibre de la réaction symétrique en masse. En effet la déformation du ^{40}Ca durant sa phase de prééquilibre lorsqu'il est formé par la réaction $^{20}\text{O} + ^{20}\text{Mg}$ est voisine de $\varepsilon \sim 0.3$, ce qui est bien supérieur à la valeur obtenue pour la réaction asymétrique en masse ($\varepsilon \sim 0.14$). On retrouve bien l'observation que nous avons faite concernant l'expérience de Cinausero. L'interprétation est la même. Pour une réaction fortement asymétrique en masse, la forme associée au système

²les énergies des réactions sont choisies telles que $E_{CM}/B = 1.39$ où B est la barrière de fusion.

dinucléaire est plus proche de celle du noyau composé que pour une réaction symétrique en masse. La déformation, plus grande pour un système symétrique en masse, met donc plus de temps à se relaxer et l'oscillation dipolaire a lieu dans un noyau de plus forte déformation allongée.

Avant d'aller plus loin dans l'étude de $T(t)$, comparons les oscillations dipolaires associées à ces deux systèmes sur les figures 4.9 (asymétrique en masse) et 4.33 (symétrique en masse). Alors que sur la figure 4.9 l'oscillation dipolaire semble être quasi harmonique, celle de la réaction $^{20}\text{O}+^{20}\text{Mg}$ est plus complexe. Cela est cohérent avec les évolutions de $T(t)$ de la figure 4.32. En effet $T(t)$ varie moins durant la phase de prééquilibre de la réaction asymétrique en masse. De même sur le spectre γ de la figure 4.34 pour la réaction symétrique en masse on peut voir deux pics importants, un à 7.7 MeV et l'autre à 10.8 MeV alors que pour la réaction asymétrique en masse un seul pic important était présent (cf. figure 4.10).

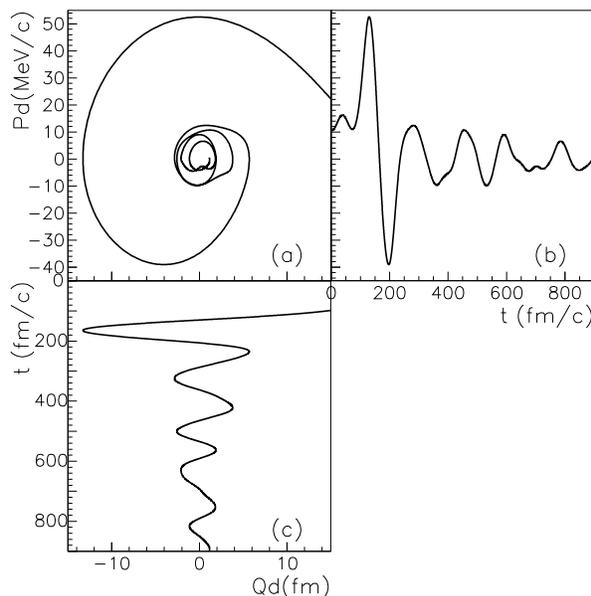


FIG. 4.33 – Evolution de Q_D et de P_D dans la réaction $^{20}\text{O}+^{20}\text{Mg}\rightarrow^{40}\text{Ca}$.

Pour comprendre ce qui se passe dans la réaction symétrique en masse nous avons représenté sur la figure 4.35 les évolutions temporelles des valeurs moyennes des moments monopolaire $Q_0(t)$ et quadrupolaire $Q_2(t)$ calculées à l'aide des équations 4.12 pour la réaction $^{20}\text{O}+^{20}\text{Mg}$. On peut voir qu'elles oscillent en phase avec une période de 165 fm/c qui est différente de la période de la GDR. Le fait que $Q_0(t)$ et $Q_2(t)$ aient la même période d'oscillation indiquent que leur évolution est provoquée par l'excitation d'un même mode collectif correspondant à la vibration de la densité du noyau autour d'une forme allongée. En effet Q_2 ne prend jamais de valeur négative, c'est à dire le noyau ne passe jamais par une forme aplatie. Par contre, comme le montre la figure 4.36 pour la réaction

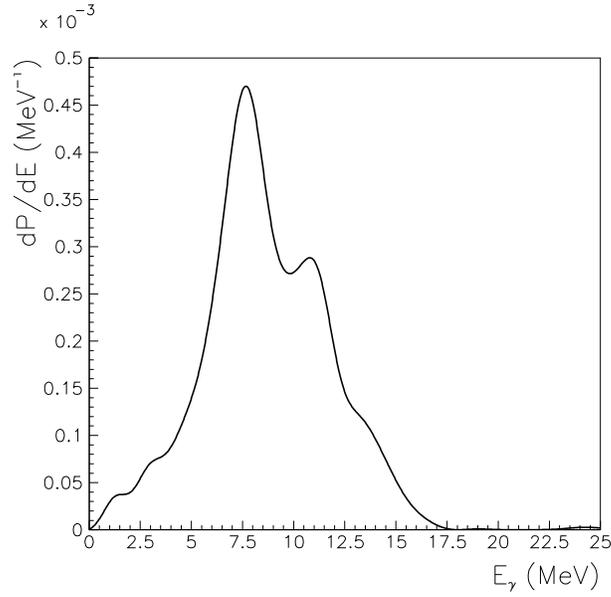


FIG. 4.34 – Spectre γ associé à l'oscillation dipolaire de la figure 4.33.

asymétrique en masse, $Q_0(t)$ et $Q_2(t)$ sont à peu près constants durant le prééquilibre. Le mode collectif qui affecte $Q_0(t)$ et $Q_2(t)$ n'est donc excité que dans la réaction symétrique en masse.

Montrons maintenant que ce sont les variations de $Q_0(t)$ et $Q_2(t)$ qui modifient les propriétés de la GDR de prééquilibre au cours du temps. Considérons un oscillateur harmonique simulant l'oscillation dipolaire. On a vu que la fréquence de la GDR était affectée par la déformation du noyau. Or on vient de voir que cette forme oscille au cours du temps. La pulsation de l'oscillateur varie donc elle aussi, ce qui est bien pris en compte par les non linéarités de TDHF. En effet, le potentiel de champ moyen est auto-consistant, c'est à dire qu'il dépend de la densité et donc de la forme du noyau. Ainsi, lorsque la déformation allongée augmente, la force de rappel entre protons et neutrons diminue et vice versa. On peut ainsi supposer que la force de rappel, et donc la constante de rigidité $k(t)$ oscillent à la fréquence de Q_0 et Q_2 . L'équation différentielle de la distance d_{np} entre les centres de masse proton et neutron s'écrit ainsi

$$\frac{d^2}{dt^2}d_{np} + \frac{k(t)}{\mu}d_{np} = 0$$

où $\mu = \frac{NZ}{A}m$ est la masse réduite associée aux deux corps protons et neutrons. La pulsation sans couplage notée ω_0 est reliée à la constante de rigidité par la relation

$$\frac{k(t)}{\mu} = \omega_0^2(1 + \eta \cos \omega t)$$

où ω est la pulsation associée à l'oscillation de la densité, i.e. la pulsation de $Q_0(t)$ et $Q_2(t)$. η est une constante sans dimension qui quantifie le couplage entre la GDR et

l'autre mode collectif. On obtient ainsi une équation différentielle qui prend la forme d'une équation de Mathieu

$$\ddot{d}_{np} + \omega_0^2 [1 + \eta \cos \omega t] d_{np} = 0 \quad (4.19)$$

Une autre manière d'obtenir cette équation est de partir de l'équation TDHF

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (4.20)$$

et de suivre la démarche de Balbutsev et Schuck [Bal99] à une dimension. La transformée de Wigner de l'équation 4.20 pour un potentiel local auto-cohérent local s'écrit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{p}{m} \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{2}{\hbar} \sin \left(\frac{\hbar}{2} \frac{\partial^V}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial p} \right) V f \quad (4.21)$$

$f(x, p, t) = \int ds \exp(-ip.s/\hbar) \rho(x + \frac{s}{2}, x - \frac{s}{2}, t)$ est la transformée de Wigner de la matrice densité $\rho(x_1, x_2, t) = \langle x_1 | \hat{\rho}(t) | x_2 \rangle$. L'indice supérieur sur les opérateurs de dérivation indique sur quel opérateur la dérivée agit. Nous avons $f = f_\pi + f_\nu$ où f_π et f_ν sont les transformées de Wigner des parties proton et neutron respectivement de l'opérateur densité à un corps.

Appliquons maintenant la "méthode des moments de la fonction de Wigner" (WFM) pour obtenir un système fermé d'équations de la dynamique du moment dipolaire et de son moment conjugué. Pour ce faire, calculons les intégrales sur l'espace des phases de l'équation 4.21 avec les poids $x\tau$ puis $p\tau$ où τ vaut +1 pour les protons et -1 pour les neutrons. La distance entre protons et neutrons s'écrivant

$$d_{np} = \int dx dp x (f_\pi - f_\nu)$$

on obtient

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} d_{np} + \int dp \frac{p}{m} \int dx x \frac{\partial}{\partial x} (f_\pi - f_\nu) \\ = \frac{2}{\hbar} \int dx dp x \sin \left(\frac{\hbar}{2} \frac{\partial^V}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial p} \right) V (f_\pi - f_\nu) \end{aligned}$$

Le terme de droite s'annule parce que f_π, f_ν et toutes leur dérivées par rapport à p s'annulent pour $|p| \rightarrow \infty$. Notons le moment dipolaire conjugué $P_d = \int dp dx p (f_\pi - f_\nu)$. En intégrant par partie le deuxième terme de la partie gauche et en utilisant le fait que la densité est nulle à l'infini on obtient

$$\frac{\partial}{\partial t} d_{np} = \frac{P_d}{m} \quad (4.22)$$

Intégrons maintenant l'équation 4.21 avec le poids $p\tau$. En notant la densité $n(x, t) = \int dp f(x, p, t)$ et $\mathcal{A}(x, t) = \frac{1}{m} \int dp p^2 f(x, p, t)$ le tenseur d'énergie cinétique nous avons

$$\frac{\partial}{\partial t} P_d + \int dx \frac{\partial}{\partial x} (\mathcal{A}_\pi - \mathcal{A}_\nu) = - \int dx \frac{\partial V}{\partial x} (n_\pi - n_\nu).$$

Le terme de droite est issu d'une intégration par partie où l'on a, comme précédemment, utilisé le fait que f_π et f_ν s'annulent pour $|p| \rightarrow \infty$. Comme $\mathcal{A} = 0$ pour $|x| \rightarrow \infty$ on a

$$\frac{\partial}{\partial t} P_d = - \int dx \frac{\partial V}{\partial x} (n_\pi - n_\nu) \quad (4.23)$$

Les équations 4.22 et 4.23 constituent le système d'équations de la dynamique du mouvement que nous recherchions. Il est important de noter que ces équations ont été obtenues sans aucune approximation sur le potentiel local. Pour aller plus loin, nous avons besoin d'une forme explicite du potentiel et de la densité. Si on prend par exemple un oscillateur harmonique $V = \frac{1}{2}kx^2$ on obtient l'équation d'évolution de d_{np}

$$m \frac{\partial^2}{\partial t^2} d_{np} = -k d_{np}$$

et on retrouve la solution bien connue de l'oscillateur harmonique $d_{np} = d_{np0} \cos \omega_0 t$ avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$

Dans notre cas un autre mode collectif apparaît en faisant osciller la densité à la pulsation ω , que l'on peut ainsi écrire

$$n(x, t) = n_0(x) [1 + \lambda(x) \cos \omega t]$$

Le potentiel est auto-cohérent, i.e. $V \equiv V[n]$. En conséquence, la dépendance en temps de la partie droite de l'équation 4.23 apparaît seulement avec la forme $\cos \omega t$. En utilisant une description en terme d'oscillateur harmonique sans que l'autre mode collectif affectant la densité soit excité pour déterminer le terme indépendant du temps dans la partie droite de l'équation 4.23 on obtient

$$\ddot{d}_{np} + \omega_0^2 (1 + \mathcal{F}[\cos \omega t]) d_{np} = 0 \quad (4.24)$$

où ω_0 est, comme précédemment, la pulsation sans couplage et ω la pulsation associée à la vibration de la densité. $\mathcal{F}(\xi)$ est une fonction qu'il nous est impossible de décrire autrement qu'en perturbation en ξ . L'équation de Mathieu apparaît alors comme une approximation de l'équation 4.24 dans laquelle seule la partie linéaire de $\mathcal{F}(\xi)$ est conservée.

Revenons à l'équation de Mathieu 4.19, ce qui revient donc à poser $\mathcal{F}(\xi) = \eta \cos \xi$. Développons d_{np} en série de η et limitons nous au premier ordre en η

$$d_{np}(t) \simeq c_0(t) + \eta c_1(t).$$

En remplaçant d_{np} par son développement dans l'équation 4.19, on trouve que, en notation complexe $\bar{c}_0 = C_0 e^{i\omega_0 t}$ est la solution sans couplage avec la constante d'intégration C_0 et que c_1 doit obéir à l'équation différentielle

$$\ddot{c}_1 + \omega_0^2 (c_0 \cos \omega t + c_1) = 0.$$

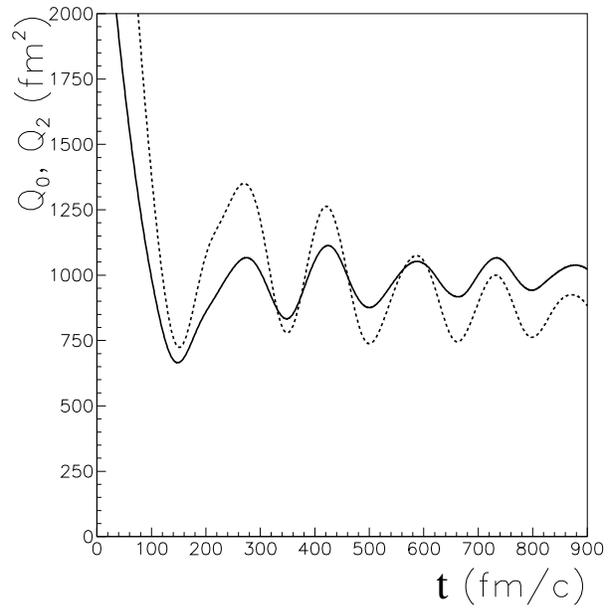


FIG. 4.35 – Evolution de $Q_0(t)$ (ligne pleine) et $Q_2(t)$ (ligne tiretée) dans la réaction $^{20}\text{O} + ^{20}\text{Mg} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$.

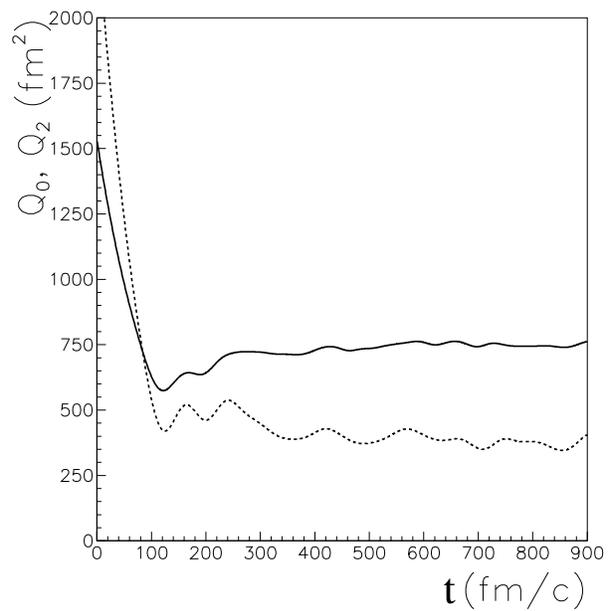


FIG. 4.36 – idem que la figure 4.35 pour la réaction $^{12}\text{Be} + ^{28}\text{S} \rightarrow ^{40}\text{Ca}$.

La solution de cette équation est de la forme

$$\bar{c}_1(t) = C_1 e^{i(\omega_0 + \omega)t} + C'_1 e^{i(\omega_0 - \omega)t}.$$

Le second terme dans le membre de droite va engendrer une modulation de basse fréquence qui influencera peu l'oscillation dipolaire au cours d'une période de la GDR. Nous ne le prenons donc pas en compte dans la suite (i.e. nous considérons $C'_1 = 0$). On obtient ainsi pour \bar{c}_1 l'expression

$$\bar{c}_1(t) = C_0 \frac{\omega^2}{2(\omega_0^2 - (\omega + \omega_0)^2)} e^{i(\omega_0 + \omega)t}.$$

Au premier ordre en η , la distance entre protons et neutrons diffère donc du cas sans couplage d'un facteur

$$1 + \eta \frac{\omega_0^2}{2(\omega^2 + 2\omega\omega_0)} \cos \omega t.$$

En conséquence, nous n'utiliserons pas η pour quantifier le couplage, mais une autre constante sans dimension β qui quantifie l'amplitude des fluctuations induite sur la fréquence de la GDR et que l'on définit par

$$\eta = 2\beta \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 2\frac{\omega}{\omega_0} \right)$$

On obtient alors

$$\frac{d_{np}''}{\omega_0^2} + \left[1 + 2\beta \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} + 2\frac{\omega}{\omega_0} \right) \cos(\omega t) \right] d_{np} = 0 \quad (4.25)$$

Cette équation n'a pas de solution analytique. Nous l'avons donc résolue numériquement avec les paramètres de notre problème. ω est la pulsation de la vibration de la densité et $\omega_0 = r\omega_{GDR}$. r et β sont ajustés de manière à reproduire au mieux les résultats TDHF sur la période. r est supposé être voisin de 1 mais pas exactement 1 à cause de la présence du terme oscillant introduisant une anharmonicité, i.e. il change légèrement la valeur moyenne de la pulsation dipolaire. La solution de l'équation de Mathieu oscille avec une période qui reproduit approximativement les résultats TDHF, comme on peut le voir sur la figure 4.37, avec $r = 1.1$ et $\beta = 0.15$.

En conséquence, les modes collectifs affectant la densité (comme une oscillation de type quadrupolaire) se couplent à la GDR de prééquilibre. Cette vibration quadrupolaire n'apparaît que dans la réaction symétrique en masse (pour les cas que nous avons étudiés). Les effets de ce couplage sont une légère décroissance de l'énergie (autour de 10% ici) et une largeur supplémentaire de la GDR à cause de la modulation de sa fréquence.

Terminons ce paragraphe sur une remarque : les couplages entre modes collectifs n'apparaissent pas uniquement dans les noyaux chauds. En effet, comme nous l'avons

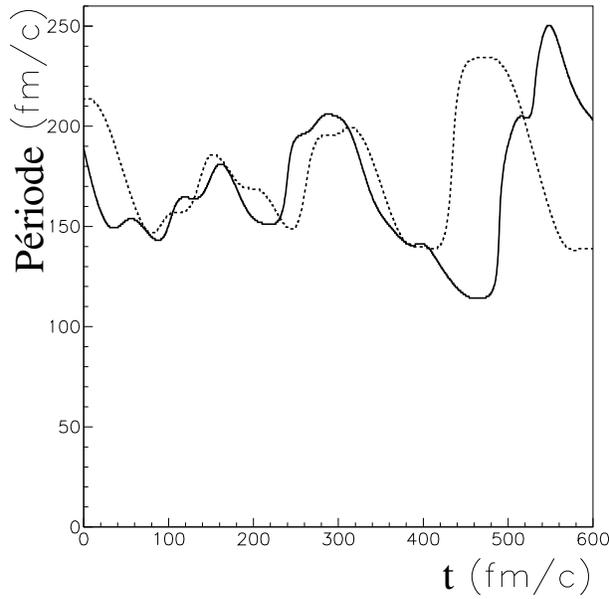


FIG. 4.37 – Evolution de la période de la GDR (ligne pleine) obtenue avec TDHF et de la période d’oscillation de la solution de Mathieu (ligne tiretée).

montré dans la référence [Sim03a] (voir annexe D), un état à un phonon $|\mu\rangle$ d’une résonance géante GR_μ peut, par l’intermédiaire du champs moyen auto-consistant, se coupler à un état à deux phonons $|\mu\nu\rangle$ dans lequel vient s’ajouter au phonon de la résonance GR_μ un phonon d’une autre résonance géante GR_ν . Par exemple lorsqu’on applique l’excitation dipolaire de l’équation 4.11, des oscillations de $Q_0(t)$ et $Q_2(t)$ apparaissent en plus de l’oscillation dipolaire de la figure 4.11. C’est ce que l’on voit sur la figure 4.38 montrant l’évolution temporelle de ces trois moments pour une excitation dipolaire. Cependant il y a tout de même une différence sur l’origine de l’excitation de la vibration de forme/densité. En effet, lorsqu’on excite une GDR à partir du fondamental, la GQR et la GMR ont à leur tour une probabilité d’être excitées grâce aux couplages présents dans le champ moyen. Mais dans les réactions de fusion que nous avons étudiées, la vibration de forme/densité est excitée explicitement à partir de la forme allongée obtenue après le point de contact, et ceci uniquement pour la réaction symétrique en masse. Enfin les couplages entre multiphonons peuvent être traités en perturbation, et au premier ordre le mode exciteur (ici la GDR) n’est pas affecté alors que pour la fusion il s’agit d’un régime de grandes amplitudes, il n’y a pas de mode exciteur (c’est la fusion elle même qui excite les RG) et la GDR est fortement affectée par la vibration de forme/densité.

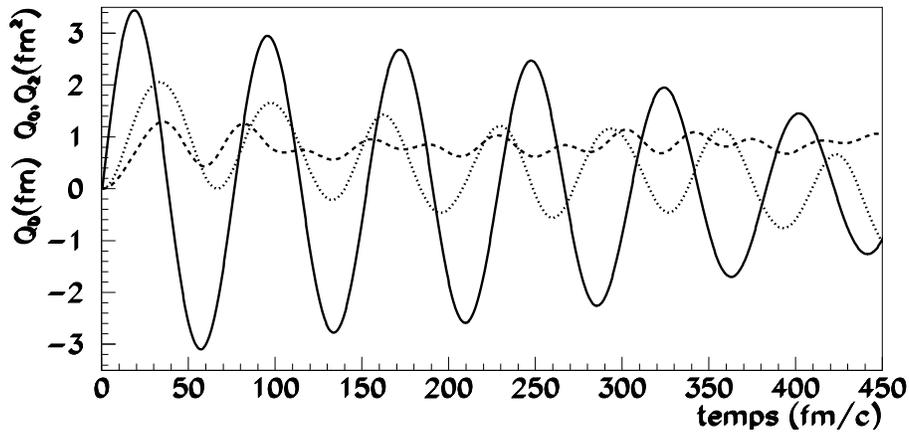


FIG. 4.38 – Evolution de $Q_D(t)$ (trait plein), $Q_0(t) - Q_0(0)$ (tirets) et $Q_2(t)$ (pointillés) pour une excitation dipolaire appliquée au ^{40}Ca avec une intensité $k = 0.141 \text{ fm}^{-1}$. L'échelle donne les valeurs en fermis de $Q_D(t)$ et correspond à des fm^2 pour $Q_0(t) - Q_0(0)$ et $Q_2(t)$.

4.5 Effets de la GDR de prééquilibre sur la fusion-évaporation

Nous allons maintenant étudier une application possible des GDR de prééquilibre pour la formation de noyaux par fusion-évaporation. Comme le remarque Baran dans la référence [Bar01b], l'émission de γ de la GDR de prééquilibre décroît l'énergie d'excitation du noyau composé et lui permet donc de se refroidir. En conséquence, sa température au début de sa phase de décroissance statistique est plus basse. Comme nous allons le voir cela augmente la probabilité de survie du noyau composé et peut donc avoir des applications dans la physique des noyaux lourds et super-lourds puisque nous avons vu que nous pouvons contrôler en partie le nombre de γ émis de la GDR de prééquilibre par l'asymétrie en N/Z des partenaires de collision.

Prenons l'exemple des noyaux super-lourds. La fission statistique est la voie de décroissance privilégiée du noyau composé et l'émission de neutrons est marginale. C'est pourquoi les expérimentateurs essaient de former les noyaux super-lourds avec un nombre important de neutrons pour abaisser le seuil d'émission de neutron et ainsi augmenter la probabilité d'en évaporer, ce qui diminue la probabilité de voir le noyau disparaître par fission. Ceci a aussi pour effet d'augmenter la stabilité du noyau.

De plus, les noyaux super-lourds doivent être formés avec la plus faible énergie d'excitation possible. Il y a deux raisons à cela. La première est qu'il vaut mieux avoir un minimum de neutrons à émettre avant d'atteindre l'état fondamental. Le noyau composé atteint ainsi plus vite le fondamental et a donc une probabilité plus faible de fissionner.

La seconde raison concerne les effets de couches, qui, comme nous l'avons déjà dit au chapitre 2, diminuent quand l'énergie d'excitation augmente. Or elles sont responsables de la stabilité présumée des noyaux super-lourds. Ces points constituent autant de motivations pour étudier le mécanisme de "refroidissement" du noyau composé durant sa phase de prééquilibre.

Notons $P_{E_{init}^*}(E^*)$ la probabilité de survie jusqu'à l'énergie E^* du noyau qui a commencé sa décroissance statistique à l'énergie d'excitation E_{init}^* . Notons aussi P_{surv}^S et P_{surv}^A les probabilités de survie totale du noyau composé formé par la réaction symétrique et asymétrique en N/Z respectivement. La figure 4.39 illustre la décroissance statistique

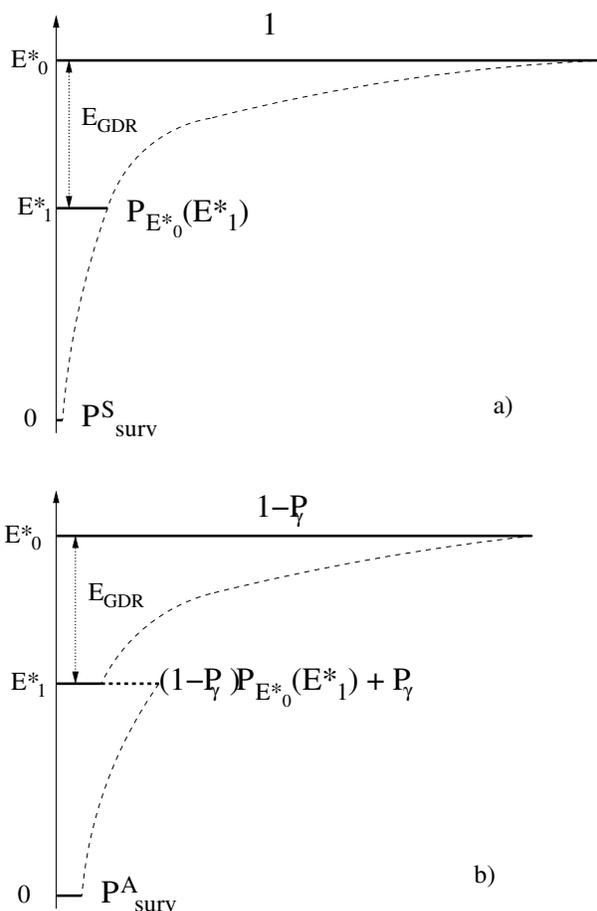


FIG. 4.39 – Représentation schématique de la population de noyaux composés durant la phase de décroissance statistique. a) cas d'une réaction symétrique en N/Z . b) cas asymétrique.

d'un noyau composé formé par une réaction symétrique en N/Z (en haut) et celle du même noyau formé par une réaction asymétrique en N/Z (en bas) durant laquelle un γ de la GDR de prééquilibre a une probabilité P_{γ} d'être émis. L'abscisse correspond à la population de noyaux chauds durant leur décroissance et l'ordonnée à l'énergie d'excita-

tion. Comme celle-ci décroît au cours du temps, on commence la phase de décroissance statistique en haut à une énergie d'excitation E_0^* ou $E_1^* = E_0^* - E_{GDR}$ si un γ de la GDR a été émis durant le prééquilibre. L'énergie d'excitation sans particule de prééquilibre émise E_0^* est la somme de l'énergie du centre de masse E_{CM} et du Q de la réaction $Q = (M_1 + M_2 - M_{CN})c^2$.

Les probabilités P_{surv}^S et P_{surv}^A peuvent s'écrire

$$\begin{aligned} P_{surv}^S &= P_{E_0^*}(0) \\ &= P_{E_0^*}(E_1^*)P_{E_1^*}(0) \\ P_{surv}^A &= (1 - P_\gamma) P_{E_0^*}(0) + P_\gamma P_{E_1^*}(0) \\ &= [(1 - P_\gamma) P_{E_0^*}(E_1^*) + P_\gamma] P_{E_1^*}(0) \end{aligned}$$

On peut alors calculer l'accroissement de la probabilité totale de survie du noyau composé à cause de la GDR de prééquilibre

$$\begin{aligned} \frac{P_{surv}^A}{P_{surv}^S} &= \frac{(1 - P_\gamma) P_{E_0^*}(E_1^*) + P_\gamma}{P_{E_0^*}(E_1^*)} \\ &= 1 + P_\gamma \left(\frac{1}{P_{E_0^*}(E_1^*)} - 1 \right) \end{aligned}$$

Pour des noyaux lourds, on s'attend à ce que $P_{E_0^*}(E_1^*)$ soit très petite

$$\frac{P_{surv}^A}{P_{surv}^S} \simeq 1 + \frac{P_\gamma}{P_{E_0^*}(E_1^*)} \quad (4.26)$$

On voit alors que nous n'avons besoin que de deux quantités pour estimer cet accroissement de la probabilité de survie. La première, P_γ , est obtenue par l'intégration sur l'énergie des γ de l'équation 4.8. Celle-ci peut ainsi être obtenue à partir d'un calcul TDHF. On peut aussi en avoir une bonne approximation à partir de l'électrodynamique classique [Jac62] qui donne

$$\begin{aligned} \frac{dP_\gamma}{dE} &= \frac{2e^2 Q_D(0)^2}{3\pi(\hbar c)^3} \left(E_1^2 + \frac{\Gamma_{GDR}^2}{4} \right) \\ &\quad \frac{E_1^2 E}{\left[(E - E_1)^2 + \frac{\Gamma_{GDR}^2}{4} \right] \left[(E + E_1)^2 + \frac{\Gamma_{GDR}^2}{4} \right]} \end{aligned} \quad (4.27)$$

où $Q_D(0)$ est la valeur initiale du moment dipolaire, $E_1 = \sqrt{E_{GDR}^2 - \frac{\Gamma_{GDR}^2}{4}}$ est l'énergie du mouvement harmonique amorti et Γ_{GDR} est la largeur de la GDR de prééquilibre. P_γ est ainsi donné par $P_\gamma = \int dE \frac{dP_\gamma}{dE}$.

Pour obtenir la seconde quantité, $P_{E_0^*}(E_1^*)$, nous devons résoudre un système de six équations : les équations 4.10, 4.5 et

$$\frac{dE^*}{dt} = -\frac{\Gamma_n(t)}{\hbar} (B_n + T(t)) \quad (4.28)$$

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{\Gamma_f(t)}{\hbar}P(t) \quad (4.29)$$

$$\Gamma_f(t) = \frac{\hbar\omega_0\omega_s}{2\pi\beta}e^{-\frac{B_f(t)}{T(t)}} \quad (4.30)$$

$$B_f(t) \equiv B_f[E^*(t)] = B_f(0)e^{-\frac{E^*}{E_d}} \quad (4.31)$$

L'équation 4.28 donne l'évolution temporelle de l'énergie d'excitation. B_n est la barrière de neutron. L'équation 4.29 donne une évolution de la probabilité de survie P . L'équation 4.30 donne celle de la largeur associée à la fission. ω_0 et ω_s sont les fréquences des oscillateurs harmoniques associés aux deux paraboles qui approximent le potentiel sur le chemin de la fission $V(x)$ au minimum (noyau composé) et au point selle respectivement. x est associée à la distance de séparation des centres de masse des fragments (voir la référence [Ari99]). $\beta = 5.10^{21}\text{s}^{-1}$ quantifie la friction. L'équation 4.31 donne l'évolution de la barrière de fission B_f . Pour les noyaux super-lourds, cette barrière a uniquement une origine quantique et disparaît avec l'excitation d'énergie. $E_d \simeq 20$ MeV est l'énergie typique d'amortissement des effets de couches. Nous ne prenons en compte dans la phase d'équilibre que la décroissance par neutron par fission.

Nous allons prendre ici l'exemple du système $^{124}\text{Xe}+^{141}\text{Xe}\rightarrow^{265}108^*$ à l'énergie de la barrière. L'énergie d'excitation du noyau composé est $E_0^* = 54$ MeV. En considérant une énergie de la GDR de $E_{GDR} \simeq 13$ MeV et une largeur de $\Gamma_{GDR} \simeq 4$ MeV, la probabilité totale d'émission de γ de la GDR de prééquilibre est $P_\gamma \simeq 0.05$. Pour la décroissance statistique nous prenons $B_f[E^* = 0] \simeq 8.5$ MeV, $B_n = 6.5$ MeV et $\omega_0 \simeq \omega_s \simeq 1$ MeV/ \hbar . On obtient ainsi la probabilité de survie $P_{E_0^*}(E_1^*) \simeq 0.01$ qui est petite en comparaison de P_γ . L'augmentation de la probabilité de survie du noyau composé formé par la réaction asymétrique en N/Z par rapport à la voie symétrique devient, d'après l'équation 4.26

$$\frac{P_{surv}^A}{P_{surv}^S} \sim 5$$

On voit ainsi que l'utilisation de réactions asymétriques en N/Z peut être utile pour la formation de noyaux super lourds car la probabilité de survie du noyau composé peut être considérablement augmentée grâce à l'émission de γ de la GDR de prééquilibre, excitée, on l'a vu, surtout dans ce type de réactions.

La réaction prise ici comme exemple implique le ^{141}Xe qui est un noyau instable. Les systèmes de production de faisceaux exotiques tels que SPIRAL phase I ne sont pas capables, à l'heure actuelle, de produire des faisceaux de noyaux si lourds. La prochaine génération de production et d'accélération de faisceaux d'ions exotiques permettra peut-être de réaliser des fusions asymétriques en N/Z formant un noyau composé assez lourd pour que la compétition entre émission de γ de la GDR de prééquilibre et fission puisse être observée expérimentalement par comparaison à une réaction symétrique. Toutefois, l'intensité des faisceaux disponibles sera toujours un facteur limitant.

4.6 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre les réactions de fusion de noyaux asymétriques en N/Z à l'aide notamment de TDHF pour obtenir des informations sur la mise en équilibre du noyau composé. On a vu que de telles réactions menaient à un moment dipolaire non nul au point de contact, lequel est susceptible d'osciller, à cause de l'excitation d'une GDR dite de prééquilibre.

Les caractéristiques de la GDR de prééquilibre sont fortement reliées à la structure du noyau de prééquilibre. Nous avons étudié ces caractéristiques à travers des quantités expérimentalement observables telles que les spectres γ par exemple. Nous en avons déduit des propriétés du noyau de prééquilibre telles que sa déformation ou son temps d'équilibration des charges. On a aussi vu que la probabilité d'exciter une GDR de prééquilibre augmentait puis diminuait avec l'énergie du centre de masse. Une comparaison à des résultats expérimentaux a aussi été menée. Nos résultats sur l'intensité du phénomène sont du même ordre de grandeur et sont en bon accord avec des calculs semi-classiques. L'étude en fonction du paramètre d'impact a montré un possible couplage entre la rotation et la GDR durant le prééquilibre. D'autres modes collectifs vibrationnels apparaissent pour des réactions symétriques en masse affectant la densité du noyau. Ces modes collectifs se couplent à leur tour à la GDR. Ces couplages sont aussi présents entre les états multiphonons construits sur l'état fondamental.

Finalement nous avons montré que l'asymétrie en N/Z pouvait jouer un rôle important sur la section efficace de fusion-évaporation des noyaux lourds en ouvrant une nouvelle voie de décroissance par l'intermédiaire de la GDR de prééquilibre. Cette voie de décroissance intervient avant la décroissance statistique diminuant ainsi l'énergie d'excitation et donc la probabilité de fissionner.

L'étude des caractéristiques de la GDR de prééquilibre, autre que la simple observation et quantification de celle-ci, doit se faire maintenant expérimentalement. Il devient possible d'atteindre de grandes asymétries en N/Z grâce aux accélérateurs de faisceaux exotiques, mais leurs application à la formation de noyaux super-lourds doit encore attendre la prochaine génération d'accélérateurs capables de délivrer des faisceaux d'ions exotiques plus lourds tels que SPIRAL phase II.

Chapitre 5

Couplages en isospin et évaporation de proton

La dynamique nucléaire autour de la barrière étudiée jusqu'ici concernait principalement la fusion. Il y a cependant d'autres exemples de passage de barrière en physique nucléaire, comme la décroissance d'un noyau excité par émission de proton. C'est ce que nous allons étudier dans ce chapitre en introduisant un couplage nouveau entre protons et neutrons.

5.1 Introduction

Le noyau atomique est un système quantique de particules avec différents spins et isospins. L'indépendance de charge de l'interaction forte implique que celle-ci s'applique indifféremment sur les nucléons quels que soient leur isospin. Une conséquence directe est l'existence d'états analogues et plus généralement des multiplets d'isospin dans les spectres des noyaux de même masse et en particulier les noyaux miroirs¹. L'interaction forte entre deux nucléons est interprétée en terme d'échange de mésons chargés ou neutres. L'échange de mésons chargés peut intervenir entre un proton et un neutron, changeant ainsi le proton en neutron et vice versa. L'isospin est globalement conservé mais il est partagé entre les hadrons et les mésons. L'isospin des hadrons quant à lui n'est donc pas conservé individuellement. L'isospin associé à une particule n'est donc plus un bon nombre quantique.

La plupart des modèles ne prennent pas en compte cette possibilité. Le modèle de Dynamique Moléculaire Antisymétrisée (AMD) considère que le spin et l'isospin du nucléon restent constants au cours du temps. Dans le modèle de Dynamique Moléculaire Fermionique le spin d'un nucléon peut évoluer au cours du temps, mais pas l'isospin [Fel00], ce

¹Noyaux dont les nombre de protons et de neutrons sont intervertis

qui est aussi le cas dans le code TDHF de P. Bonche. Le spin et l'isospin peuvent pourtant être traités par le même formalisme [Fel97] et une description approfondie de la dynamique nucléaire nécessiterai de prendre en compte cette non conservation individuelle de l'isospin de chaque nucléon. Pourtant, elle peut avoir un rôle crucial, notamment lorsqu'un nucléon sort du noyau puisqu'à la surface du noyau, il subit un potentiel moyen qui, de part la présence du champ Coulombien, diffère en fonction de son isospin. En effet, contrairement aux neutrons, les protons doivent franchir une barrière Coulombienne pour sortir du noyau. Un neutron d'énergie positive mais sous-Coulombienne franchissant la barrière sans la ressentir pourrait échanger un méson chargé avec un proton du noyau. Si un tel phénomène a lieu, le neutron se transforme en proton, lequel peut alors sortir du noyau avec une énergie très en deça de la barrière Coulombienne.

Dans la suite nous allons développer une théorie de champ moyen de type TDHF pour décrire l'effet de cette interaction sur l'émission des protons. L'échange de méson isovectoriels entre les nucléons se traduira dans le potentiel de champ moyen par des termes hors diagonaux dans l'espace d'isospin que nous appellerons **couplages en isospin**.

Dans un premier temps nous établirons, par des arguments de symétrie en liaison avec l'annexe F, la forme des fonctionnelles d'essai de notre théorie de champ moyen. La partie 5.3 présentera alors la dérivation des équations HF à partir de ces fonctionnelles. Nous verrons ainsi apparaître naturellement les couplages en isospin. Nous étudierons ensuite dans la partie 5.4 l'évolution temporelle d'un noyau initialement sans couplage en isospin (nous verrons que c'est le cas des noyaux $N = Z$ si l'on néglige l'interaction Coulombienne) et excité par une réaction de type échange de charge qui crée ce couplage. Nous présenterons un calcul analytique moyennant des approximations qui seront alors détaillées. Puis, toujours dans cette partie, nous exposerons nos résultats numériques. Une estimation du couplage sera donnée au niveau de la barrière pour l' ^{16}O et l' ^{28}O . Enfin la partie 5.5 sera consacrée à l'étude de l'effet de ce couplage sur l'évaporation de proton à l'aide d'un modèle à une dimension. Une comparaison entre ces deux noyaux sera présentée avant de conclure dans la partie 5.6.

5.2 Forme des fonctions d'onde d'essai

Dans cette partie, nous allons établir la forme des fonctions d'onde d'essai qui permettra de prendre en compte le couplage en isospin lors de la description en champ moyen de la dynamique nucléaire. Pour cela, nous allons tout d'abord décrire la méthode des variations. Nous expliquerons ensuite que le choix de déterminants de Slater pour kets d'essai amène à une description en terme de champ moyen. . Après une digression sur le lien entre les symétries et les loi de conservation, nous verrons comment une brisure de symétrie du problème permet de prendre en compte une partie de l'interaction résiduelle.

Nous appliquerons ensuite ceci pour traiter l'interaction résiduelle due à l'échange de mésons chargés entre nucléons. Il sera alors montré que la brisure de symétrie associée à la prise en compte de cette interaction impose que les fonctions d'onde à une particule servant à construire les déterminants de Slaters doivent être des isospineurs.

5.2.1 Méthode variationnelle

La théorie HF découle d'un principe variationnel qui est utilisé pour déterminer une approximation des états propres et valeurs propres du Hamiltonien H . Il stipule que la valeur moyenne de H est stationnaire si et seulement si le vecteur d'état $|\psi\rangle$ auquel elle correspond est vecteur propre de H , et les valeurs stationnaires de $\langle H \rangle$ sont les valeurs propres du Hamiltonien. La méthode des variations est alors la suivante :

- On choisit une famille de *kets d'essai* $|\psi(\alpha)\rangle$ dépendant d'un certain nombre de paramètres symbolisés par α .
- On calcule la valeur moyenne $\langle H \rangle(\alpha)$ du Hamiltonien dans ces états.
- On cherche les valeurs de α qui rendent stationnaire $\langle H \rangle(\alpha)$. Les *kets* $|\psi(\alpha)\rangle$ obtenus sont alors des approximations des états propres de H avec les valeurs propres $\langle H \rangle(\alpha)$ correspondantes.

Notons que si on cherche une approximation de l'état fondamental, il suffira alors de minimiser $\langle H \rangle(\alpha)$.

5.2.2 Choix de la famille de kets d'essai pour HF

Dans HF, on prend pour kets d'essai l'ensemble des déterminants de Slaters². Le choix de cette famille de kets d'essai équivaut à ne prendre en compte que l'information contenue dans la partie à un corps de la matrice densité. Elle implique une description en terme de particules indépendante évoluant dans un champ moyen généré par l'ensemble des autres particules.

En d'autres termes, le Hamiltonien exact qui s'écrit comme une somme d'une composante cinétique à un corps et d'une composante à deux corps correspondant à l'interaction entre les nucléons deux à deux

$$\hat{H} = \sum_i \frac{\hat{p}_i^2}{2m} + \sum_{i \langle j} \hat{v}_{ij}$$

est alors approximé par une somme d'opérateurs à un corps traduisant l'indépendance des

²Un déterminant de Slater est une fonction d'onde à N corps constituée par le produit antisymétrique de N fonctions d'ondes à un corps. Une fonction d'onde à N corps dans le cas général est constituée d'une somme de déterminants de Slaters.

particules durant leur évolution

$$\hat{H} \simeq \sum_i \left(\frac{\hat{p}_i^2}{2m} + \hat{U}_i \right)$$

où \hat{U}_i est le potentiel moyen ressenti par la particule i . On définit alors l'**interaction résiduelle** comme la différence entre le Hamiltonien exact et celui de champ moyen

$$\sum_{i<j} \hat{v}_{ij} = \sum_{i<j} \hat{v}_{ij} - \sum_i \hat{U}_i.$$

Pour s'approcher de la solution exacte, il faut prendre en compte cette interaction résiduelle qui va décrire des corrélations non décrites par le champ moyen. C'est ce que nous ferons dans la partie 5.2.4, mais auparavant autorisons nous une digression sur les symétries et les lois de conservation.

5.2.3 Symétries et lois de conservation

Les lois de conservation en physique sont en général associées à des symétries. Ainsi la conservation de l'impulsion découle de la symétrie par translation dans l'espace, la conservation de l'énergie découle de la symétrie par translation dans le temps, et la conservation du moment angulaire découle de la symétrie par rotation.

Ces symétries n'ont aucune raison d'être préservées pour des approches variationnelles comme le champ moyen si les fonctions d'onde d'essai ne les respectent pas comme cela est démontré dans l'annexe F. Par exemple le Hamiltonien de HF n'est pas symétrique par translation spatiale puisque le noyau est localisé dans l'espace. Si le noyau est déformé comme c'est souvent le cas dès que le nombre de protons ou de neutrons n'est pas un nombre magique, le Hamiltonien de HF n'est plus invariant par rotation.

En d'autres termes, lorsque les fonctions d'onde d'essai ne respectent pas la symétrie du problème initial, les états obtenus ne peuvent pas être considérés comme des approximations des états propres du système. Il faudra alors procéder à une restauration de la symétrie en représentant la solution possédant les bons nombres quantiques comme une superposition des états ne respectant pas celle-ci. La solution obtenue va **au delà du champ moyen** car l'état du système n'est plus représenté par un **déterminant de Slater** mais par une **somme de déterminants de Slaters**.

D'un autre côté, il est aussi démontré dans l'annexe F qu'une symétrie inhérente aux fonctions d'ondes d'essai est aussi une symétrie respectée par le champ moyen de HF, c'est à dire que l'opérateur associé à cette symétrie commute avec le Hamiltonien. Ainsi, si les kets d'essai sont invariants par rotation (à une phase globale près), alors le champ moyen l'est aussi. De même l'isospin d'un nucléon sera conservé par le champ moyen si la matrice densité $\hat{\rho} = \sum_i |i\rangle\langle i|$ construite à partir des kets d'essai à une particule $|i\rangle$

contient la symétrie associée, autrement dit si $[\hat{t}_{zi}, \hat{\rho}] = 0$ où \hat{t}_{zi} est l'opérateur d'isospin agissant sur le ket $|i\rangle$.

Comment doit-on choisir les kets $|i\rangle$ pour que cette symétrie soit conservée ? Pour répondre à cette question, considérons le cas général où les kets d'essai à une particule sont de la forme $|i\rangle = \alpha|p\rangle + \beta|n\rangle$. $|p\rangle$ et $|n\rangle$ désignent respectivement un état pur proton et pur neutron. Ils sont vecteurs propres de \hat{t}_z avec les valeurs propres respectives $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$. On a alors

$$[\hat{t}_{zi}, \hat{\rho}] \equiv [\hat{t}_z, |i\rangle\langle i|] = 2i (\mathcal{R}e(\alpha\beta^*)\hat{t}_y + \mathcal{I}m(\alpha\beta^*)\hat{t}_x)$$

où \hat{t}_x et \hat{t}_y sont les opérateurs d'isospin associés aux axes x et y dans l'espace d'isospin. On voit ainsi que choisir des kets purs en isospin (α ou $\beta = 0$) permet d'imposer la symétrie associée à l'isospin de chaque particule dans le champ moyen.

5.2.4 Brisure de symétrie

Une manière de prendre en compte une partie de l'interaction résiduelle est de briser les symétries du champ moyen. C'est ce que l'on fait par exemple pour les noyaux déformés. Afin de prendre en compte l'interaction résiduelle responsable de la déformation, on autorise la déformation selon un ou plusieurs axes particuliers. On obtient ainsi l'état qui minimise l'énergie. Si la solution correspond à un noyau déformé alors la symétrie par rotation a été explicitement brisée par la minimisation de l'énergie. L'état du système (toujours un déterminant de Slater) prend alors en compte une partie des corrélations qu'impose l'interaction résiduelle. Plusieurs méthodes que nous ne décrivons pas ici existent pour restaurer les symétries brisées [Rin81].

Notons cependant que la restauration de la symétrie n'est pas systématique et que bien souvent les théoriciens se contentent d'une solution dont la quantité concernée par la brisure de symétrie est conservée en moyenne. La solution diffère alors de la solution exacte par ses fluctuations autour de cette valeur moyenne.

Mais revenons aux couplages en isospin. On a vu dans la partie 5.2.3 que l'on pouvait imposer la conservation de l'isospin de chaque nucléon dans les calculs HF en choisissant des fonctions d'onde d'essai construites à partir de fonctions d'onde à une particule pures en isospin. Réciproquement, on peut prendre en compte une partie des effets de l'interaction résiduelle en brisant cette symétrie, c'est à dire en choisissant des mélanges proton/neutron comme fonction d'onde à une particule. Ces fonctions d'onde deviennent alors des isospineurs.

Le moment vient de distinguer deux types de calcul : statique (HF) et dynamique (TDHF). Il est possible de prendre en compte le couplage en isospin lors d'un calcul HF statique, pour la détermination de la structure du noyau dans son état fondamental par exemple. Cependant la brisure de symétrie entraînera une non conservation de la charge

du noyau au cours de la procédure de minimisation de l'énergie. En effet l'isospin total $\hat{T}_z = \sum_i \hat{t}_{zi}$ ne commute plus nécessairement avec $\hat{\rho}$. De tels calculs nécessitent alors de restaurer la symétrie en isospin total qui assure la conservation de la charge du noyau. Bien qu'il soit possible que les couplages en isospin aient un effet sur la structure de l'état fondamental, nous n'avons pas effectué de calculs HF statique prenant en compte ces couplages. Nous donnerons juste l'équation de HF tenant compte des couplages en isospin puisque sa démonstration est similaire à la démonstration de l'équation TDHF que nous allons utiliser.

L'étude que nous allons mener sur l'évaporation de proton est une étude dynamique. Nous nous intéresserons donc à l'effet des couplages en isospin sur l'évolution temporelle de la matrice densité à un corps donnée par l'équation TDHF. Même pour des calculs dynamiques, la présence de couplages en isospin peut briser la symétrie associée à \hat{T}_z , et donc la charge du noyau n'est plus nécessairement constante, contrairement au cas statique. Cela peut correspondre à une fluctuation physique de la charge du noyau. Considérons par exemple la réaction symétrique $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$ pour laquelle il y a à la fois une excitation inélastique et des échanges de charge. Après réaction, chaque noyau est une superposition d'un Calcium (Ca), d'un potassium (K) et d'un Scandium (Sc). Cependant nous montrerons que, dans la limite des petites amplitudes, la partie diagonale en isospin de la densité à un corps reste inchangée au cours du temps (cf. Eq. 5.16). Or la valeur moyenne de l'isospin total du noyau vaut

$$\begin{aligned} \langle \hat{T}_z \rangle(t) &= \text{Tr} \left(\hat{\rho}(t) \hat{T}_z \right) \\ &= \frac{1}{2} \iiint d^3r (\hat{\rho}_p(\mathbf{r}, t=0) - \hat{\rho}_n(\mathbf{r}, t=0)) \\ &= \frac{Z - N}{2}. \end{aligned}$$

Par conséquent, la charge du noyau est en moyenne constante au cours du temps, ce qui n'empêche pas qu'elle puisse fluctuer autour de cette valeur moyenne.

Un calcul de type TDHF nécessite en général un calcul HF statique préalable pour avoir la matrice densité à un corps des états fondamentaux du ou des noyaux impliqués dans le calcul dynamique. Ces calculs seront effectués sans prendre en compte les couplages en isospin. Ceux-ci interviendront dans la partie dynamique par l'intermédiaire d'une excitation de type "échange de charge" appliquée sur l'état fondamental.

5.3 Dérivation de l'équation Hartree-Fock

Notre étude est principalement qualitative. Nous n'avons donc pas besoin d'une force effective sophistiquée qui alourdirait considérablement les équations. De plus, il est intéressant de montrer que des couplages en isospin peuvent être présents avec une force

locale simple et de portée nulle. Nous allons donc dériver l'équation HF en utilisant une force de Skyrme simplifiée. Notre démarche est la même que celle de Vautherin et Brink dans leur article de 1972 [Vau72] où pour la première fois la force de Skyrme était utilisée pour des calculs HF. Dans cet article les auteurs ont supposé qu'il n'y avait pas de mélange de charge dans les états HF, ce qui n'est vrai que pour des noyaux purement symétriques en isospin, i.e. $N = Z$ sans Coulomb. Cette hypothèse, qui revient à considérer des fonctions d'onde à une particule pures en isospin, est cependant faite dans tous les calculs HF et TDHF. C'est par exemple le cas du code de Bonche que nous avons utilisé pour les calculs TDHF des chapitres précédents et de l'annexe D. De tels calculs sont incapables de décrire les effets que nous allons discuter au voisinage de la barrière, comme l'émission de protons d'énergie sous Coulombienne. C'est dans le but d'étudier de tels phénomènes que nous brisons la symétrie associée à la conservation de l'isospin de chaque nucléon.

Energie du fondamental

La force nucléaire que nous utilisons contient un terme attractif à deux corps $v_{12} = t_0\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ et une partie répulsive à trois corps $v_{123} = t_3\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3)$. L'énergie de l'état fondamental s'écrit

$$\begin{aligned}
 E &= \sum_{i=1}^A \langle i | \frac{p_i^2}{2m} | i \rangle \\
 &+ \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A \langle ij | \bar{v}_{12} | ij \rangle \\
 &+ \frac{1}{6} \sum_{i,j,k=1}^A \langle ijk | \bar{v}_{123} | ijk \rangle \\
 &+ \text{Coulomb}
 \end{aligned}$$

où la notation \bar{v} indique une expression antisymétrique de l'interaction. Les indices $\{i, j, k\}$ représentent des états à une particule occupés dans l'état fondamental. Le fait que la force soit à portée nulle permet de résoudre analytiquement les intégrales de recouvrement des fonctions d'onde et nous dériverons par la suite la densité d'énergie $\mathcal{H}(r)$ définie par $E = \int d^3r \mathcal{H}(r)$.

Spins des états

Nous considérons un noyau saturé en spin, ce qui implique un nombre pair de protons et de neutrons. En d'autres termes chaque nucléon de spin *up* est associé à un nucléon de spin *down*. De plus la saturation en spin implique que chaque fonction d'onde à une

particule peut être ramenée à un état pur en spin. Il est alors possible d'écrire chaque composante d'isospin t d'une fonction d'onde à une particule sous la forme

$$\langle s, t, \mathbf{r} | i \rangle = \varphi_i^{ts}(\mathbf{r}) = \delta_{s, s_i} \varphi_i^t(\mathbf{r})$$

où $s_i = \pm \frac{1}{2}$ est le spin de l'état à une particule $|i\rangle$. Nous choisissons $t = +\frac{1}{2}$ pour les protons et $-\frac{1}{2}$ pour les neutrons). Nous utilisons pour décrire l'état $|i\rangle$ le quadri-spineur

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \varphi_i^{p\uparrow}(\mathbf{r}) \\ \varphi_i^{p\downarrow}(\mathbf{r}) \\ \varphi_i^{n\uparrow}(\mathbf{r}) \\ \varphi_i^{n\downarrow}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}$$

qui, suivant le spin s_i s'écrit

$$\begin{pmatrix} \varphi_i^{p\uparrow}(\mathbf{r}) \\ 0 \\ \varphi_i^{n\uparrow}(\mathbf{r}) \\ 0 \end{pmatrix} \text{ si } s_i = +\frac{1}{2} \text{ et } \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_i^{p\downarrow}(\mathbf{r}) \\ 0 \\ \varphi_i^{n\downarrow}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \text{ si } s_i = -\frac{1}{2}.$$

Terme attractif $\mathcal{H}_0(\mathbf{r})$

Le terme attractif de la densité d'énergie s'écrit

$$\mathcal{H}_0(\mathbf{r}) = \frac{t_0}{2} \sum_{i,j=1}^A (\varphi_i^* \otimes \varphi_j^*) \bullet (\varphi_i \otimes \varphi_j - \varphi_j \otimes \varphi_i).$$

Le signe \otimes indique un produit tensoriel et le signe \bullet indique un produit scalaire. La densité s'écrit

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i \varphi_i^*(\mathbf{r}) \bullet \varphi_i(\mathbf{r}) = \sum_i \sum_{ts} \varphi_i^{ts*}(\mathbf{r}) \varphi_i^{ts}(\mathbf{r})$$

où nous omettons les bornes de la somme pour alléger la notation. On obtient ainsi

$$\mathcal{H}_0(\mathbf{r}) = \frac{t_0}{2} \left[\rho^2(\mathbf{r}) - \sum_{ij} (\varphi_i^*(\mathbf{r}) \bullet \varphi_j(\mathbf{r})) (\varphi_j^*(\mathbf{r}) \bullet \varphi_i(\mathbf{r})) \right].$$

Les expressions entre parenthèses dans le terme de droite sont des scalaires. On peut écrire

$$\begin{aligned} (\varphi_i^* \bullet \varphi_j) (\varphi_j^* \bullet \varphi_i) &= \delta_{s_i s_j} \left(\sum_t \varphi_i^{t*} \varphi_j^t \right) \left(\sum_{t'} \varphi_j^{t'*} \varphi_i^{t'} \right) \\ &= \delta_{s_i s_j} \sum_t (\varphi_i^{t*} \varphi_j^t \varphi_j^{t*} \varphi_i^t + \varphi_i^{t*} \varphi_j^t \varphi_j^{-t*} \varphi_i^{-t}) \end{aligned}$$

où nous avons introduit $t' = \pm t$. Nous n'avons pas indiqué la dépendance en \mathbf{r} par souci de clarté. Le terme attractif devient alors

$$\mathcal{H}_0(\mathbf{r}) = \frac{t_0}{2} \left[\rho^2(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} \sum_t (\rho_t^2(\mathbf{r}) + |\eta_t(\mathbf{r})|^2) \right] \quad (5.1)$$

où $\rho_t(\mathbf{r}) = \sum_i |\varphi_i^t(\mathbf{r})|^2$ est la densité de nucléons d'isospin t . On a bien sûr $\rho(\mathbf{r}) = \rho_p(\mathbf{r}) + \rho_n(\mathbf{r})$. D'autre part $\eta_t(\mathbf{r}) = \sum_i \varphi_i^{-t*}(\mathbf{r}) \varphi_i^t(\mathbf{r})$ est la somme des recouvrements proton/neutron de chaque fonction d'onde à une particule. On remarque aisément la propriété $|\eta_p(\mathbf{r})|^2 = |\eta_n(\mathbf{r})|^2$ et on posera $\eta_p \equiv \eta$.

Habituellement les fonctions d'onde à une particule ont un isospin pur et donc $\eta = 0$. Cela donne alors

$$\mathcal{H}_0(\mathbf{r}) = \frac{t_0}{2} \left[\rho^2(\mathbf{r}) - \frac{1}{2} (\rho_n^2(\mathbf{r}) + \rho_p^2(\mathbf{r})) \right]$$

et si $\rho_n = \rho_p = \rho/2$, alors $\mathcal{H}_0(\mathbf{r}) = \frac{3t_0}{8} \rho^2$.

Terme répulsif $\mathcal{H}_3(\mathbf{r})$

\mathcal{H}_3 est une somme de termes antisymétriques sur trois indices

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_3 &= \frac{t_3}{6} \sum_{ijk} [(\varphi_i^* \otimes \varphi_j^* \otimes \varphi_k^*) \bullet (\varphi_i \otimes \varphi_j \otimes \varphi_k - \varphi_i \otimes \varphi_k \otimes \varphi_j - \varphi_k \otimes \varphi_j \otimes \varphi_i \\ &\quad - \varphi_j \otimes \varphi_i \otimes \varphi_k + \varphi_k \otimes \varphi_i \otimes \varphi_j + \varphi_j \otimes \varphi_k \otimes \varphi_i)] \\ &= \frac{t_3}{6} \left[\rho^3 - 3 \sum_{ijk} (\varphi_i^* \otimes \varphi_j^* \otimes \varphi_k^*) \bullet (\varphi_i \otimes \varphi_k \otimes \varphi_j) \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{ijk} (\varphi_i^* \otimes \varphi_j^* \otimes \varphi_k^*) \bullet (\varphi_k \otimes \varphi_i \otimes \varphi_j) \right]. \end{aligned}$$

Un calcul analogue à celui du terme attractif donne

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_3 &= \frac{t_3}{6} \left[\rho^3 - \frac{3}{2} \rho (\rho_p^2 + \rho_n^2) - 3\rho |\eta|^2 + \frac{1}{2} \sum_t (\rho_t^3 + 2\rho_t |\eta|^2 + \rho_{-t} |\eta|^2) \right] \\ &= \frac{t_3}{4} \rho (\rho_n \rho_p - |\eta|^2). \end{aligned} \quad (5.2)$$

Le terme $|\eta|^2$ provient de la brisure de symétrie d'isospin. Dans le cas où $\rho_n = \rho_p = \rho/2$ et avec des fonctions d'onde pures en isospin on retrouve le résultat classique $\mathcal{H}_3 = \frac{t_3}{16} \rho^3$.

La partie cinétique de la densité d'énergie s'écrit $\frac{\hbar^2}{2m} \tau(\mathbf{r})$ où $\tau(\mathbf{r}) = \sum_i |\nabla \varphi_i(\mathbf{r})|^2$.

Symétrie par renversement du temps

Supposons maintenant que le sous-espace des états à une particule occupés soit invariant par renversement du temps³. Cela implique que l'état $|\bar{i}\rangle$ symétrique par renversement du temps de l'état occupé $|i\rangle$ correspond lui aussi à un état occupé. On peut relier les fonctions d'onde de ces deux états par la relation

$$\varphi_{\bar{i}}^{s,t} = -2s\varphi_i^{-s,t*}.$$

On montre facilement que $\eta_n = \eta_p^*$ et

$$\begin{aligned}\eta_n &= \sum_i \varphi_i^{p*} \varphi_i^n = \sum_{is} \varphi_i^{sp*} \varphi_i^{sn} \\ &= \sum_{is} (-2s)\varphi_i^{-sp*} (-2s)\varphi_i^{-sn} \\ &= \sum_i \varphi_i^{n*} \varphi_i^p = \eta_p.\end{aligned}$$

On en déduit que η_p et η_n sont des fonctions réelles.

Variation de l'énergie

Une variation infinitésimale des fonctions d'onde implique une variation de la densité

$$\delta\rho = \sum_i (\delta\varphi_i^* \bullet \varphi_i + \varphi_i^* \bullet \delta\varphi_i) = 2 \sum_i \delta\varphi_i^* \bullet \varphi_i$$

car l'invariance par renversement du temps implique que $\sum_i \varphi_i^* \bullet \delta\varphi_i = \sum_i \delta\varphi_i^* \bullet \varphi_i$.

On a alors de même pour la partie cinétique

$$\delta\tau = 2 \sum_i (\nabla\delta\varphi_i^*) \bullet (\nabla\varphi_i) = -2 \sum_i \delta\varphi_i^* \bullet \Delta\varphi_i$$

et

$$\delta\eta = \sum_t \sum_i \delta\varphi_i^{t*} \varphi_i^{-t}.$$

Finalement la variation de la densité d'énergie totale s'écrit

$$\begin{aligned}\delta\mathcal{H} &= \left(\frac{\hbar^2}{2m} \delta\tau + \sum_t U_t \delta\rho_t + 2V\delta\eta \right) \\ &= 2 \sum_{it} \delta\varphi_i^{t*} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta\varphi_i^t + U_t \varphi_i^t + V\varphi_i^{-t} \right)\end{aligned}$$

³Cette condition est applicable aux calculs statiques mais devra être supprimée dans les calculs dynamiques.

où

$$U_t = t_0 \left(\rho - \frac{\rho_t}{2} \right) + \frac{t_3}{4} (\rho \rho_{-t} + \rho_n \rho_p - \eta^2) + \delta_{t,+\frac{1}{2}} U_{coul} \quad (5.3)$$

et

$$V = -\frac{1}{4} (2t_0 + t_3 \rho) \eta \quad (5.4)$$

sont les parties diagonales et non diagonales respectivement du champ moyen auto-cohérent, U_{coul} étant le potentiel moyen Coulombien.

Principe variationnel

Le principe variationnel impose qu'une petite fluctuation des fonctions d'onde autour d'un état propre du Hamiltonien laisse inchangée au premier ordre l'énergie de cet état. La condition de stationnarité de l'énergie s'écrit

$$\delta \left[\mathcal{H} - \sum_i e_i \varphi_i^*(\mathbf{r}) \bullet \varphi_i(\mathbf{r}) \right] = 0 \quad (5.5)$$

où chaque e_i est un paramètre de Lagrange associé à la conservation de la norme de la fonction d'onde φ_i lors de la minimisation de l'énergie. On en déduit l'équation HF statique

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi_i^t + U_t \varphi_i^t + V \varphi_i^{-t} = e_i \varphi_i^t. \quad (5.6)$$

Le Hamiltonien de HF peut s'écrire matriciellement

$$h[\rho] \equiv \begin{pmatrix} -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_p & V \\ V^* & -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_n \end{pmatrix}_{\{|p\rangle, |n\rangle\}}$$

et l'équation HF devient $h[\rho] \varphi_i = e_i \varphi_i$, ce qui permet d'interpréter les e_i comme les énergies des états à une particule φ_i .

Calcul dynamique

L'évolution dynamique en champ moyen s'obtient en utilisant le principe variationnel

$$\int_0^t dt \langle \psi | -i \frac{\vec{\partial}}{\partial t} + \hat{H} | \psi \rangle$$

où \hat{H} est le Hamiltonien exact et $|\psi\rangle$ le ket d'essai. La flèche indique que la dérivée agit à droite. Par un raisonnement analogue au précédent, on montre aisément que le résultat est alors l'équation TDHF

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \varphi_i^t + U_t \varphi_i^t + V \varphi_i^{-t} = i \frac{\partial}{\partial t} \varphi_i^t. \quad (5.7)$$

On voit apparaître naturellement le terme de couplage entre la partie proton et neutron de la fonction d'onde à une particule. Ce terme est linéaire en η (cf. Eq. 5.4). Dans le cas d'un noyau $N = Z$ sans Coulomb il est toujours possible d'exprimer l'état du noyau comme un produit antisymétrique de fonctions d'onde à une particule pures en isospin. Dans ce cas le produit $\varphi_i^t(\mathbf{r})\varphi_i^{-t}(\mathbf{r})$ est nul quelque soit \mathbf{r} et i . Le couplage disparaît alors, ce qui est cohérent avec le fait que les symétries de la matrice densité se retrouvent dans le Hamiltonien HF (si tant est que ce sont des symétries de H).

Lorsque la symétrie proton/neutron est brisée, la résolution de l'équation 5.6 peut amener à des résultats différents des calculs HF usuels qui négligent les couplages en isospin. Nous allons nous intéresser dans la suite aux effets de ces couplages sur la dynamique de l'évaporation de proton.

5.4 Dynamique du couplage en isospin

5.4.1 Calcul analytique

Nous supposons donc ce couplage nul dans l'état fondamental. Nous le créons explicitement en excitant le noyau à l'aide d'un opérateur couplant protons et neutrons. Cette excitation correspond par exemple à une réaction d'échange de charge. Pour illustrer les phénomènes auxquels nous pouvons nous attendre, nous prenons dans nos calculs une transformation monopolaire isovectoriel selon la matrice de Pauli τ_x . Si la transformation était orientée dans l'espace d'isospin selon τ_z , cela reviendrait par exemple à dilater le fluide proton et compresser le fluide neutron. Le fait de l'orienter ici selon τ_x revient par exemple à compresser les fonctions d'onde symétriques proton/neutron et à dilater les fonctions d'onde antisymétriques. La transformation s'applique sur l'état fondamental $|\phi_0\rangle$ et on obtient la fonction d'onde à l'instant initial

$$|\phi(0)\rangle = e^{-i\beta Q\tau_x}|\phi_0\rangle \simeq (1 - i\beta Q\tau_x)|\phi_0\rangle \quad (5.8)$$

où β quantifie l'intensité de la transformation et Q est un opérateur isoscalaire. Le rôle de Q est de peupler les états de particule (au dessus de la mer de Fermi). L'état à N corps $|\phi(0)\rangle$ est un produit antisymétrique des états à une particule occupés juste après l'application de la transformation.

L'évolution au cours du temps de la matrice densité à un corps ρ associée à cet état est donnée en champ moyen par l'équation TDHF

$$[h(\rho), \rho] = i\hbar\dot{\rho}$$

où $h(\rho)$ est le champ moyen auto-cohérent obtenu dans la partie 5.3 avec une force de Skyrme simplifiée.

Plaçons nous dans l'approximation de petites amplitudes. On peut ainsi linéariser l'équation TDHF donnant l'Approximation des Phases Aléatoires (RPA)

$$[h_0, \delta\rho] + [\delta h, \rho_0] = i\hbar\delta\dot{\rho} \quad (5.9)$$

où $\delta\rho = \rho - \rho_0$ est la variation de la densité par rapport à la densité de l'état fondamental ρ_0 et $\delta h = h - h_0$ est la variation du champ moyen induit par cette variation de densité par rapport au champ moyen initial h_0 .

Nous simplifions l'équation 5.9 en supposant que la variation du champ moyen n'influe pas sur l'évolution de la densité. En d'autre terme on néglige les effets dynamiques de l'auto-consistance en considérant que la densité évolue dans le champ moyen initial h_0

$$[h_0, \delta\rho] = i\hbar\delta\dot{\rho}. \quad (5.10)$$

Définissons la base $\{|k\rangle\}$ des états propres de ρ_0 avec des nombres d'occupation initiaux $n_k = 1$ pour les états "trous" (h) et 0 pour les états "particules" (p). Les éventuels couplages en isospins dans l'état fondamental ne sont pas pris en compte, et nous pouvons donc définir la base $\{|k\rangle\}$ avec un isospin associé à chaque état $t_k = \pm\frac{1}{2}$. La densité à un corps de l'état fondamental s'écrit dans cette base

$$\rho_0 = \sum_k n_k |k\rangle\langle k|.$$

L'équation HF $[h_0, \rho_0] = 0$ implique que le Hamiltonien statique est aussi diagonal dans cette base

$$h_0|k\rangle = e_k|k\rangle.$$

Développons $\delta\rho$ dans cette base

$$\delta\rho = \sum_{kk'} \delta\rho_{kk'} |k\rangle\langle k'|. \quad (5.11)$$

En utilisant les équations 5.11 et 5.10 on obtient

$$\delta\rho_{kk'}(t) = \delta\rho_{kk'}(0) e^{i\frac{e_{k'} - e_k}{\hbar}t} \quad (5.12)$$

et si on ne garde que le premier ordre en β , la variation initiale de la densité à un corps s'écrit (cf. Eq. 5.8)

$$\delta\rho(0) = i\beta[\rho_0, Q\tau_x]. \quad (5.13)$$

Nous distinguons dorénavant l'isospin t des autres degrés de liberté α dans notre notation $|k\rangle = |\alpha_k t_k\rangle$. Nous développons l'opérateur Q (diagonal en isospin) dans cette base et nous obtenons les coefficients

$$Q_{kk'} = \langle k|Q|k'\rangle = \delta_{t_k t_{k'}} q_{kk'}.$$

En fait, comme Q ne couple pas les protons avec les neutrons, on a $q_{kk'} \equiv q_{\alpha_k \alpha_{k'}}$. De plus, en utilisant $\tau_x |k\rangle = |\alpha_k - t_k\rangle$ on obtient les coefficients de la variation initiale de la matrice densité

$$\delta\rho_{kk'}(0) = i\beta (n_k - n_{k'}) \delta_{t_k - t_{k'}} \sum_{k''} \delta_{t_k t_{k''}} q_{kk''} \alpha_{k''k} \quad (5.14)$$

où $\alpha_{k'k} = \langle \alpha_{k'} | \alpha_k \rangle$. Si la base est complètement symétrique en isospin, c'est à dire si à chaque état proton correspond le même état neutron (même si leurs nombres d'occupations sont différents), alors on a $\alpha_{k'k} = \delta_{kk'} + \delta_{\alpha_k \alpha_{k'}} \delta_{t_k - t_{k'}}$ et les coefficients du développement de $\delta\rho(0)$ deviennent

$$\delta\rho_{kk'}(0) = i\beta (n_k - n_{k'}) \delta_{t_k - t_{k'}} q_{kk'}. \quad (5.15)$$

On voit clairement le rôle de l'opérateur Q dans l'équation 5.15. En effet, si on remplace Q par l'identité dans cette équation ($q_{kk'} = \delta_{kk'}$), la variation de densité devient nulle. En effet la transformation (cf. Eq. 5.8) revient alors à effectuer une rotation dans l'isospin (espace de l'isospin défini par les degrés de liberté τ_x , τ_y et τ_z), ce qui n'a aucune conséquence sur les observables à un corps tant que la symétrie d'isospin est conservée.

Cependant cette symétrie est brisée par l'interaction Coulombienne et/ou si le nombre de protons du noyau n'est pas égale au nombre de neutrons ($N \neq Z$). La variation initiale de la densité est alors donnée par l'équation 5.14 et $\delta\rho(0)$ qui est hors-diagonal en isospin est non nulle même si Q est l'identité.

Utilisons maintenant les résultats de la partie 5.3 pour obtenir une expression analytique du potentiel dépendant du temps à partir de la variation de densité (équations 5.12 et 5.14). Les différentes quantités qui apparaissent dans l'expression du potentiel donné par les équations 5.3 et 5.4 s'écrivent

$$\begin{aligned} \rho_t(\mathbf{r}) &= \sum_s \langle \mathbf{r} s t | \rho | \mathbf{r} s t \rangle \\ &= \rho_{t0}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (5.16)$$

pour les termes diagonaux en isospin et

$$\begin{aligned} \eta_t(\mathbf{r}) &= \sum_s \langle \mathbf{r} s t | \rho | \mathbf{r} s - t \rangle \\ &= \sum_{kk'} \delta_{tt_k} \delta_{t-t_{k'}} \varphi_k(\mathbf{r}) \varphi_{k'}^*(\mathbf{r}) \delta\rho_{kk'} \end{aligned} \quad (5.17)$$

pour les termes non diagonaux. $\varphi_k(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} s_k t_k | k \rangle$ sont les fonctions d'onde propres du Hamiltonien statique h_0 . Dans le cas d'un noyau $N = Z$ sans interaction Coulombienne, η_t devient réel et s'écrit, en séparant les composantes $p - h$ et $h - p$ dans l'équation 5.14

$$\eta_t = i\beta \sum_{hp} \delta_{t_h t} \delta_{t_p - t} \varphi_h \varphi_p^* q_{hp} e^{i \frac{e p - e h}{\hbar} t} + h.c. \quad (5.18)$$

En revanche, dans le cas général d'un noyau $N \neq Z$ et/ou avec interaction Coulombienne, η_t est complexe. Ceci n'a cependant pas d'importance sur le calcul du potentiel puisque η_t apparait toujours sous la forme $|\eta_t|^2$. Nous ne gardons que le premier ordre en β . Ainsi la partie diagonale du potentiel donnée par l'équation 5.3 est constante et vaut $U_t(\mathbf{r}, t) = U_{0t}(\mathbf{r})$.

En utilisant les équations 5.4, 5.12, 5.14 et 5.17 nous pouvons écrire le terme non diagonal du potentiel (couplage en isospin) ⁴

$$V_t(\mathbf{r}, t) = -\frac{i\beta}{4} (2t_0 + t_3\rho_0(\mathbf{r})) \sum_{kk'} \delta_{tt_k} \delta_{t-t_{k'}} \varphi_k(\mathbf{r}) \varphi_{k'}^*(\mathbf{r}) \\ (n_k - n_{k'}) e^{i\frac{e_{k'} - e_k}{\hbar} t} \sum_{k''} \delta_{t_k t_{k''}} q_{kk''} \alpha_{k''k}. \quad (5.19)$$

On voit ainsi explicitement la forme du couplage entre protons et neutrons créé par une faible excitation de type échange de charge appliquée sur un noyau dont la densité associée à l'état fondamental est diagonale en isospin.

5.4.2 Résultats numériques

Nous allons maintenant estimer les couplages en isospin autour de la barrière Coulombienne pour étudier leurs effets sur l'évaporation de protons. Pour ce faire nous allons considérer deux noyaux doublement magiques : l' ^{16}O qui a le même nombre de protons que de neutrons et le noyau riche en neutrons $^{28}\text{O}^5$. L'équation 5.19 fait intervenir les fonctions d'onde particule et trou de l'état fondamental HF. Nous allons donc commencer par déterminer numériquement ces fonctions d'onde sur réseau dans l'espace des \mathbf{r} . Les états HF sont obtenus sans prendre en compte les couplages en isospin dans le fondamental. La force de Skyrme simplifiée que nous utilisons est paramétrée par les coefficients $t_0 = -1000 \text{ MeV}$ et $t_3 = 15000 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$.

Calculs HF

Le détail des calculs est donné dans l'annexe E. Nous ne présentons ici que les résultats des calculs HF statiques. La partie diagonale du potentiel final ainsi que les niveaux des états sont représentés sur la figure 5.1 pour chacun des noyaux. Nous notons R_0 le rayon d'annulation du potentiel Coulombien et nucléaire pour les protons et R_B la position de la barrière coulombienne. Nous obtenons pour l' ^{16}O les valeurs $\{R_0 = 4.1 \text{ fm}; R_B = 5.2 \text{ fm}\}$ et pour l' ^{28}O les valeurs $\{R_0 = 4.7 \text{ fm}; R_B = 5.8 \text{ fm}\}$.

⁴L'indice t vient du fait que le couplage devient complexe après la transformation, i.e. $V_t = V_{-t}^*$.

⁵Nos calculs trouvent en effet ce noyau faiblement lié contrairement aux expériences pour lesquelles il ne l'est pas.

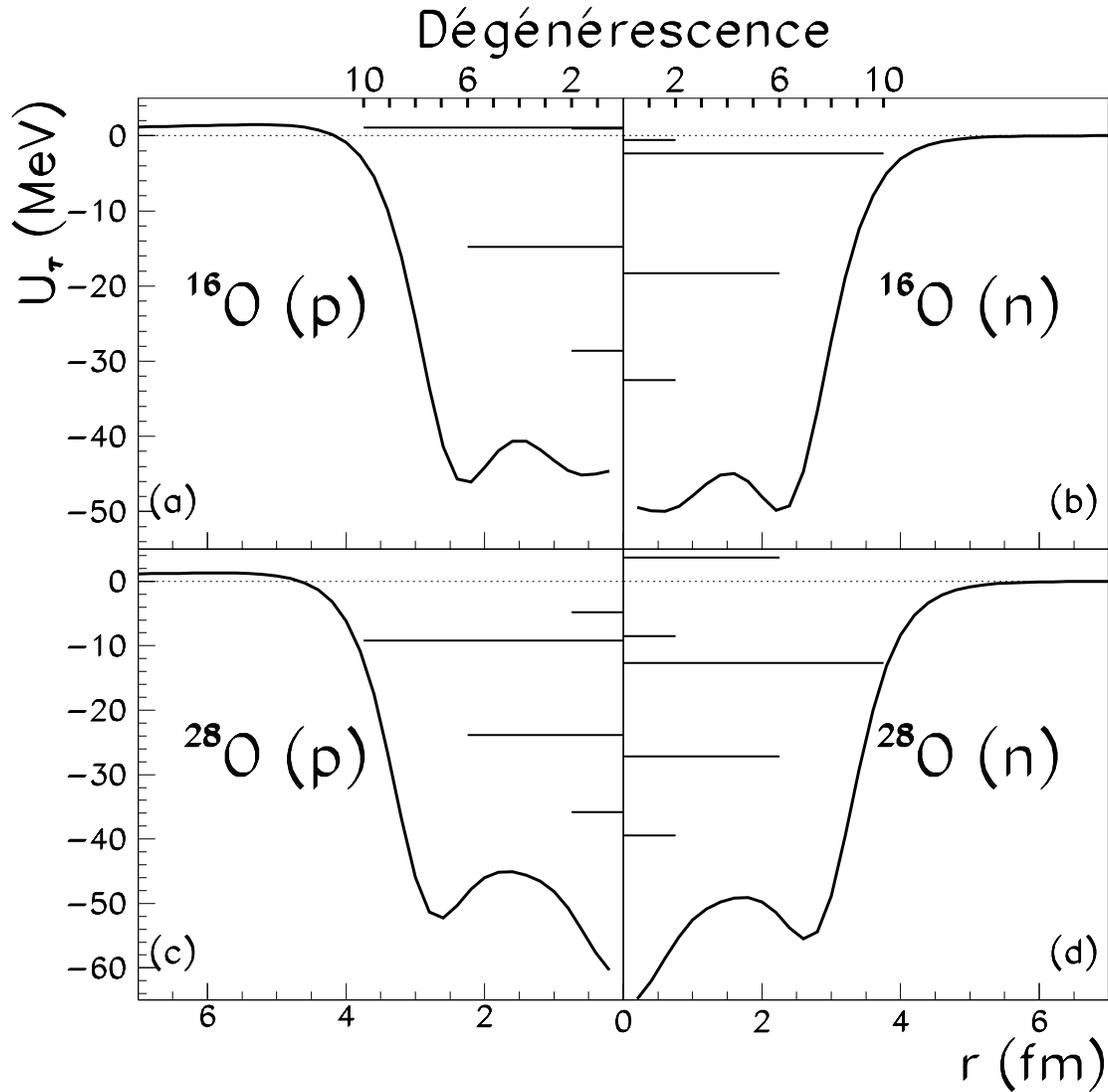


FIG. 5.1 – Potentiels ($l = 0$) subis par les protons (gauche) et les neutrons (droite) dans l' ^{16}O (haut) et l' ^{28}O (bas). La position des barres horizontales donne l'énergie de chaque état et la longueur donne la dégénérescence. l'ordre des états correspond à celui du tableau E.1 sauf en (a) où les états $2s$ et $1d$ quasiment dégénérés sont inversés.

Evolution des couplages au niveau de la barrière

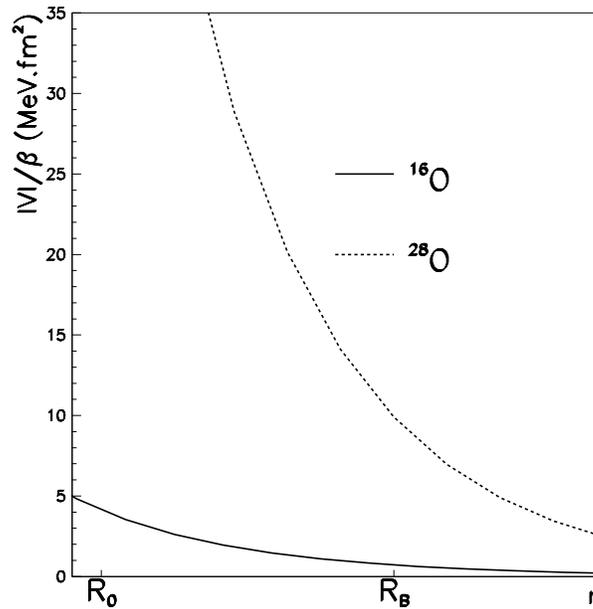


FIG. 5.2 – Module du couplage en isospin divisé par l'intensité de la transformation β au temps $t = 100 \text{ fm}/c$ en fonction de la distance du centre du noyau pour l' ^{16}O (ligne pleine) et l' ^{28}O (ligne tiretée). R_0 et R_B sont les distances où le potentiel proton s'annule et est maximum respectivement.

L'opérateur d'excitation utilisé est $Q = r^2$. La figure 5.2 montre l'évolution spatiale au voisinage de la barrière Coulombienne du couplage obtenus d'après l'équation 5.19 et les fonctions d'onde à une particule occupées et non occupées obtenues après convergence du calcul HF. Ces valeurs sont obtenues pour un temps $t = 100 \text{ fm}/c$. On voit que pour chacun des noyaux le potentiel décroît très vite à la barrière. Ceci provient de l'évanescence des ondes à la surface du noyau.

On remarque cependant que le couplage est considérablement plus fort dans le noyau riche en neutron ^{28}O que dans l' ^{16}O ($\frac{|V(r_B)|}{\beta} = 11.9$ et 0.83 MeV.fm^2 respectivement). L'effet principal expliquant cette différence est la possibilité qu'ont les neutrons des états trous $2s$ et $1d$ de l' ^{28}O de se coupler avec les états particules protons de mêmes nombres quantiques (hormis l'isospin). Les recouvrements spatiaux de ces fonctions d'onde sont en effet proches de 1. En fait ils valent 1 pour un noyau $N = Z$ sans interaction Coulombienne. Dans l' ^{16}O par contre seuls des couplages entre fonctions d'onde de couches différentes sont autorisés puisque le dernier niveau occupé est le même pour les protons et les neutrons. Les recouvrements spatiaux correspondant sont donc faibles et le couplage est moins intense que dans l' ^{28}O .

Enfin nous avons représenté sur la figure 5.3 l'évolution temporelle de $\frac{|V(r_B)|}{\beta}$ au ni-

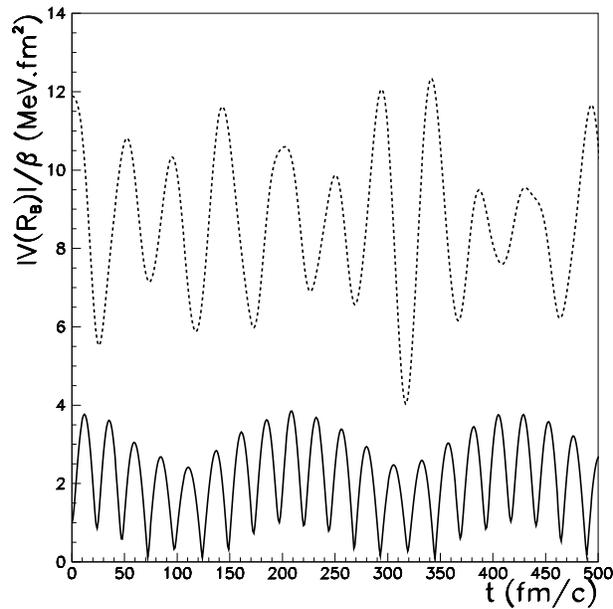


FIG. 5.3 – Module de la partie non diagonale en isospin du potentiel divisée par l'intensité de la transformation β à la barrière Coulombienne en fonction du temps pour l' ^{16}O (ligne pleine) et l' ^{28}O (ligne tiretée).

veau de la barrière. On voit que le couplage oscille dans les deux noyaux comme on pouvait s'y attendre en observant l'équation 5.19. Les moyennes temporelles sont $\frac{|V(R_B)|}{\beta} = 2$ et $8.5 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^2$ pour l' ^{16}O et l' ^{28}O respectivement. Ainsi nos conclusions sur la différence de couplage entre les deux noyaux restent valables au cours du temps.

5.5 Effet du couplage en isospin sur l'évaporation de protons

Nous allons maintenant estimer qualitativement les effets de ces couplages. Les protons ne subissent pas le même potentiel que les neutrons lorsqu'ils sortent du noyau car ils doivent franchir la barrière Coulombienne. Si leur énergie est inférieure à la barrière, ils ne peuvent sortir que par effet tunnel et leur transmission en est d'autant plus réduite. Ce n'est bien sûr pas le cas des neutrons qui ne subissent pas la barrière. Toutefois le couplage en isospin permet de faire osciller les neutrons en protons lors du passage de barrière. Ainsi ce couplage permettrait à des protons de sortir du noyau à des énergies inférieures à la barrière. Une observation intéressante est donc l'évaporation des protons à des énergies voisines ou inférieures à la barrière Coulombienne.

Pour comprendre cet effet nous allons utiliser un modèle simple de passage de barrière

à une dimension. Considérons un potentiel dont la partie diagonale est de la forme

$$U_p(x) = \begin{cases} -U_0 & \text{si } x < 0 \\ B_0 & \text{si } 0 \leq x < l \\ 0 & \text{si } x \geq l \end{cases} \quad (5.20)$$

pour les protons et

$$U_n(x) = \begin{cases} -U_0 & \text{si } x < 0 \\ 0 & \text{si } x \geq 0 \end{cases} \quad (5.21)$$

pour les neutrons. B_0 est la hauteur de la barrière supposée constante dans la région $0 \leq x < l$. Le couplage C est aussi pris constant dans cette région. Seul le module de C intervient dans les observables, aussi nous choisissons $C \in \mathbb{R}$ pour simplifier l'écriture. Il n'est pas nécessaire de définir le couplage dans la région schématisant l'intérieur du noyau ($x < 0$) car le potentiel proton et neutron y est identique et le couplage n'a alors pas d'effet observable. La figure 5.4 schématise le potentiel choisi. Au niveau de la barrière (région

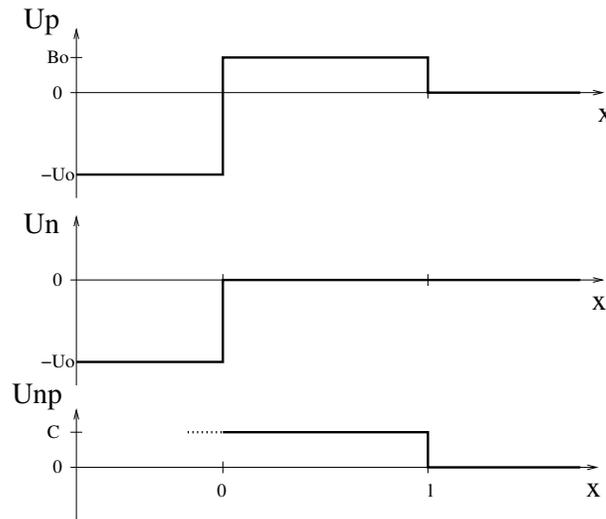


FIG. 5.4 – Représentation schématique du potentiel dans les trois régions de l'espace. En haut : partie diagonale pour les protons. Au milieu, partie diagonale pour les neutrons. En bas : partie hors diagonale (couplage).

$0 \leq x < l$), celui-ci s'écrit matriciellement dans l'espace d'isospin

$$\begin{pmatrix} B & C \\ C^* & 0 \end{pmatrix} = \alpha (\cos \theta (\tau_z + I) + \sin \theta \tau_x)$$

où $\tau_{x,y,z}$ sont les matrices de Pauli dans l'espace d'isospin, $\alpha = \frac{1}{2}\sqrt{B^2 + 4C^2}$ et $\tan \theta = 2C/B$. On peut diagonaliser la dépendance en isospin au niveau de la barrière. Les vecteurs propres sont alors

$$b_{\pm} = e^{-i\frac{\theta}{2}\tau_y} |\pm\rangle$$

et sont associés aux valeurs propres

$$B_{\pm} = \frac{B_0 \pm \sqrt{B^2 + 4|C|^2}}{2}.$$

Considérons une particule incidente venant de $-\infty$ sur cette barrière. Pour un état pur selon $|b_+\rangle$ par exemple, la particule subira la barrière de potentiel⁶ B_+ . En mécanique classique elle serait alors complètement réfléchie si son énergie E est inférieure à B_+ et totalement transmise si $E > B_+$. Par contre, en mécanique quantique, les coefficients de transmission et de réflexion⁷ ne sont jamais exactement 0 ou 1 (sauf asymptotiquement pour $E \rightarrow 0$ et $+\infty$). Ainsi si l'énergie de la particule est supérieure à la barrière, une partie de l'onde incidente est tout de même réfléchie tandis que si son énergie est positive mais inférieure à la barrière, une partie de cette onde peut tout de même franchir la barrière par effet tunnel. Les amplitudes des ondes transmises et réfléchies sont déterminées en posant la continuité de la fonction d'onde ainsi que de sa dérivée spatiale aux extrémités de la barrière ($x = 0$ et l).

Prenons le cas d'une particule incidente qui est un mélange quelconque proton/neutron. Notons \mathcal{A}_p et \mathcal{A}_n les amplitudes proton et neutron respectivement de l'onde incidente. Les amplitudes de l'onde transmise sont \mathcal{B}_{pn} suivant la même notation. Il est alors tout indiqué de se placer dans la base propre $\{|b_+\rangle, |b_-\rangle\}$ du Hamiltonien. En effet, le potentiel est diagonal dans cette base et il n'y a donc pas de couplage entre les ondes b_+ et b_- . Les coefficients de transmission de ces ondes se déterminent alors indépendamment l'une de l'autre. Les amplitudes des ondes incidente et transmise selon ces états s'écrivent \mathcal{A}_{\pm} et \mathcal{B}_{\pm} respectivement. \mathcal{B}_{\pm} et \mathcal{A}_{\pm} sont liées par la matrice de transmission (M). (M) est diagonale dans la base $\{|b_+\rangle, |b_-\rangle\}$ et s'écrit

$$(M) \equiv \begin{pmatrix} M_+ = \frac{\mathcal{B}_+}{\mathcal{A}_+} & 0 \\ 0 & \frac{\mathcal{B}_-}{\mathcal{A}_-} \end{pmatrix}_{\{|b_+\rangle, |b_-\rangle\}}.$$

Les coefficients de la matrice de transmission sont déterminés en utilisant la condition de continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée spatiale. On obtient pour $0 < E < B_+$

$$\begin{aligned} M_+ &= 2e^{-ik_3l} \left[\left(1 + \frac{k_3}{k_1}\right) \cosh \rho l + i \left(\frac{\rho}{k_1} - \frac{k_3}{\rho}\right) \sinh \rho l \right]^{-1} \\ M_- &= 2e^{-ik_3l} \left[\left(1 + \frac{k_3}{k_1}\right) \cos k_- l - i \left(\frac{k_-}{k_1} + \frac{k_3}{k_-}\right) \sin k_- l \right]^{-1} \end{aligned} \quad (5.22)$$

et si l'onde a une énergie $E > B_+$

$$M_{\pm} = 2e^{-ik_3l} \left[\left(1 + \frac{k_3}{k_1}\right) \cos k_{\pm} l - i \left(\frac{k_{\pm}}{k_1} + \frac{k_3}{k_{\pm}}\right) \sin k_{\pm} l \right]^{-1}. \quad (5.23)$$

⁶Seule B_+ est une barrière au sens propre du terme car $B_- < 0$.

⁷Le coefficient de transmission (resp. de réflexion) en amplitude est le rapport entre l'amplitude de l'onde transmise (resp. réfléchie) sur celle de l'onde incidente.

où

$$\begin{aligned}
 k_1 &= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + U_0)} \\
 k_3 &= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \\
 k_- &= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - B_-)} \\
 \rho &= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(B_+ - E)} \\
 k_+ &= \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - B_+)}
 \end{aligned} \tag{5.24}$$

sont des coefficients réels.

Ces coefficients permettent de calculer la transmission des ondes $+$ et $-$. Pour calculer la transmission des protons et des neutrons il faut exprimer les états $\{|p\rangle, |n\rangle\}$ dans la base $\{|b_+\rangle, |b_-\rangle\}$

$$\begin{aligned}
 |p\rangle &= a_{p+}|b_+\rangle + a_{p-}|b_-\rangle \\
 |n\rangle &= a_{n+}|b_+\rangle + a_{n-}|b_-\rangle
 \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned}
 a_{p\pm} &= \frac{B_{\pm}}{\sqrt{B_{\pm}^2 + |C|^2}} \\
 a_{n\pm} &= \frac{C}{\sqrt{B_{\pm}^2 + |C|^2}}
 \end{aligned}$$

La matrice de transmission n'est plus diagonale une fois exprimée dans la base $\{|p\rangle, |n\rangle\}$. Ses coefficients s'écrivent

$$\begin{aligned}
 M_p &= \langle p|M|p\rangle = a_{p+}^2 M_+ + a_{p-}^2 M_- \\
 M_n &= \langle n|M|n\rangle = a_{n+}^2 M_+ + a_{n-}^2 M_- \\
 M_{pn} &= \langle p|M|n\rangle = a_{p+} a_{n+} M_+ + a_{p-} a_{n-} M_- = M_{np}.
 \end{aligned}$$

L'amplitude proton dans la fonction d'onde transmise devient

$$\mathcal{B}_p = M_p \mathcal{A}_p + M_{pn} \mathcal{A}_n.$$

On voit ainsi qu'un nucléon incident dans un état pur neutron peut franchir la barrière et devenir proton si $M_{np} \neq 0$. Le coefficient de transmission proton s'obtient alors en considérant indifféremment un proton ou un neutron incident

$$T_p = \frac{k_3}{k_1} (|M_p|^2 + |M_{pn}|^2).$$

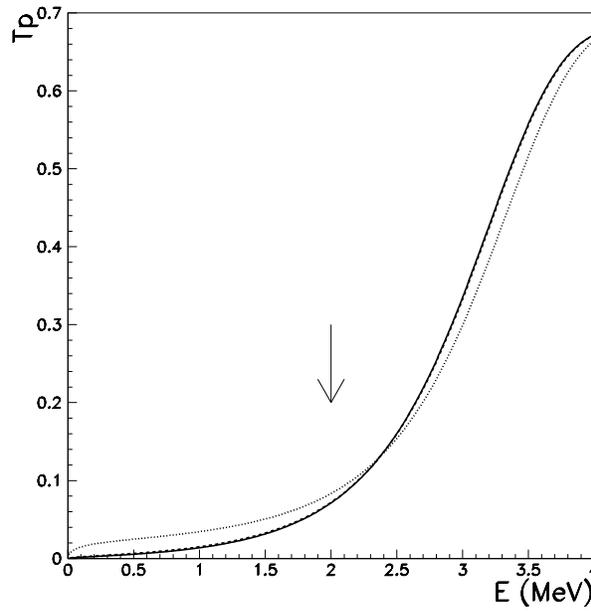


FIG. 5.5 – Coefficient de transmission proton en fonction de l'énergie du nucléon incident. La ligne pleine représente le cas sans couplage ($C = 0$ MeV), la ligne tirée $C = 0.12$ MeV et la ligne pointillée $C = 0.5$ MeV. La flèche indique la position de la barrière $B_0 = 2$ MeV.

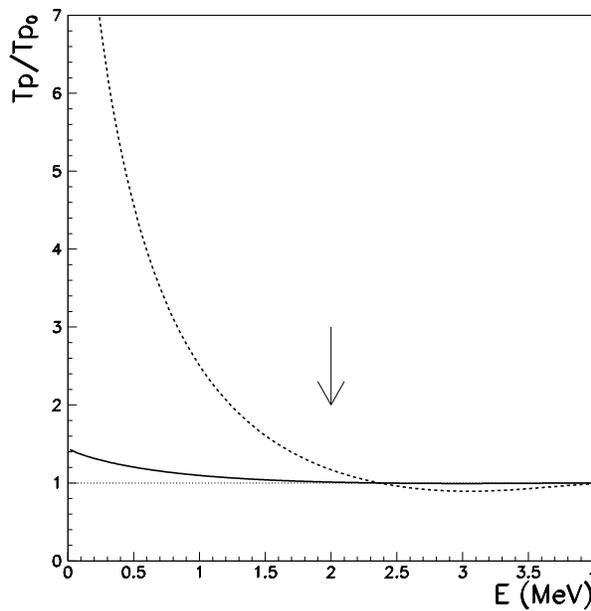


FIG. 5.6 – Rapport des coefficients de transmission protons avec couplage (ligne pleine : $C = 0.12$ MeV ; ligne tirée : $C = 0.5$ MeV) en fonction de l'énergie du nucléon incident. La flèche indique la position de la barrière $B_0 = 2$ MeV.

Nous avons effectué des calculs numériques avec les valeurs $B_0 = 2 \text{ MeV}$, $U_0 = 50 \text{ MeV}$ et $l = 10 \text{ fm}$. Le couplage C est estimé en prenant les moyennes temporelles de $V(R_B)$ obtenues dans la partie 5.4.2 avec $\beta = 0.06 \text{ fm}^{-2}$. Les valeurs correspondantes sont donc $C = 0.12$ et 0.5 MeV pour ^{16}O et ^{28}O respectivement. La figure 5.5 donne l'évolution de la transmission proton T_p en fonction de l'énergie du nucléon incident. On voit que le couplage estimé pour ^{16}O n'a pas d'effet significatif sur la transmission puisque la courbe obtenue se superpose quasiment avec la courbe obtenue sans couplage. Par contre, dans le cas de ^{28}O , on voit que la transmission de proton est accrue sous la barrière Coulombienne et diminuée au dessus par rapport au cas sans couplage. Ceci est encore plus net sur la figure 5.6 présentant le rapport de la transmission proton avec couplage sur la transmission proton sans couplage

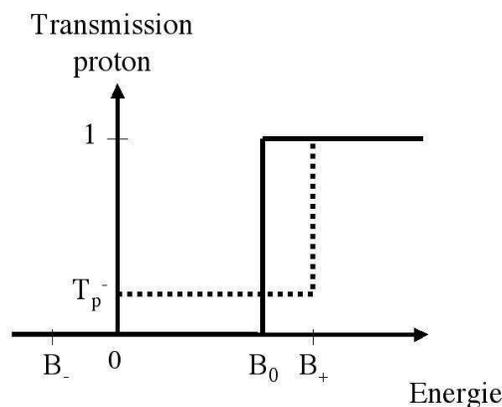


FIG. 5.7 – Représentation schématique de la transmission proton sans couplage (trait plein) et avec couplage (trait tireté) dans le cas d'un passage de barrière en mécanique classique.

Notons que les équations 5.22 et 5.23 donnent les coefficients de la matrice de transmission obtenus par un calcul de passage de barrière dans le cadre de la mécanique quantique. Ils prennent en compte par exemple l'effet tunnel. Or le principal résultat que nous obtenons grâce à notre modèle, à savoir l'augmentation de la transmission proton sous la barrière et la diminution au dessus, provient du couplage en isospin et non de l'aspect quantique du passage de barrière. La figure 5.7 représente schématiquement la transmission proton dans le cas d'un passage de barrière en mécanique classique. La transmission T_p^- sous la barrière B_0 provient de la partie proton dans l'état $|-\rangle$. La diminution de la transmission entre B_0 et B_+ provient du fait que $B_+ > B_0$, c'est à dire que la partie proton de l'état $|+\rangle$ subit une barrière plus élevée que la barrière Coulombienne B_0 . Les valeurs propres du potentiel sont représentées schématiquement sur la figure 5.8 lorsque l'on passe du cas sans couplage au cas avec couplage.

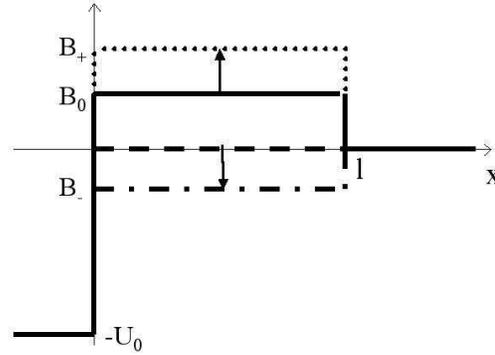


FIG. 5.8 – Représentation schématique de l'évolution du potentiel lorsque l'on passe du cas sans couplage au cas avec couplage. La barrière proton (trait plein) devient la barrière de l'état $|+\rangle$ (pointillés). Le potentiel neutron (tirets) devient la barrière de l'état $|-\rangle$.

Ces calculs nous ont ainsi permis d'étudier qualitativement l'effet sur la transmission proton d'un couplage en isospin à la barrière. On a pu noter l'effet remarquable que prédit ce modèle pour un couplage significatif, à savoir l'émission de protons à des énergies très en dessous de la barrière Coulombienne.

5.6 Conclusion

En résumé nous avons montré que des couplages en isospin apparaissent dans l'équation HF lorsque la symétrie proton/neutron est brisée. Nous avons calculé l'expression de ce couplage à l'aide d'une force de Skyrme simplifiée. L'évolution dynamique de ce couplage à la barrière a été modélisée dans la limite des petites amplitudes. Nous avons comparé numériquement les cas de deux noyaux : l' ^{16}O qui est un noyau de la ligne $N = Z$ et le noyau riche en neutron ^{28}O . Ces noyaux, dont les états fondamentaux ont été calculés sans prendre en compte le couplage en isospin, ont été excités à l'aide d'un opérateur pouvant décrire des réactions nucléaires de type "échange de charge". Nous avons alors vu que l'intensité du couplage en isospin à la barrière était plus grande pour l' ^{28}O qu pour ^{16}O . Cette différence a été interprétée comme la possibilité qu'ont les états occupés neutrons de se coupler aux états non occupés protons de mêmes nombres quantiques (sauf l'isospin) et donc avec un grand recouvrement spatial. Nous avons enfin montré qualitativement un possible effet de ces couplages sur l'évaporation de protons à l'aide d'un modèle simple de passage de barrière à une dimension. Il en résulte que des protons peuvent être émis sous la barrière Coulombienne autrement que par effet tunnel. En contre partie, la transmission juste au dessus de la barrière s'en trouve réduite. Cet effet pourrait

être visible dans des noyaux exotiques avec une forte asymétrie en N/Z .

En perspective de ce travail, la construction d'un code TDHF prenant en compte les couplages en isospin semble nécessaire pour faire des prédictions quantitatives sur les effets de ces couplages. Ces couplages peuvent aussi avoir des effets sur la fusion et devraient donc être pris en compte dans des calculs en voies couplées. Enfin l'interaction Coulombienne et l'asymétrie en N/Z rendent la matrice densité décrivant l'état fondamental asymétrique en isospin. L'effet de ces couplages doit donc être pris en compte lors de la détermination de l'état fondamental des noyaux, par exemple dans des calculs allant au delà de HF comme Hartree-Fock-Bogoliubov considérant le pairing neutron-proton. Ainsi des corrections sur les propriétés des noyaux (masse, forme...) peuvent en résulter.

D'un point de vue expérimental, la détection de protons d'énergie sous-Coulombienne lors d'une réaction de type échange de charge constituerait une signature forte du couplage en isospin. Même si le couplage est supposé plus important dans les noyaux exotiques, il n'en demeure pas moins une possibilité que, pour des excitations de grande amplitude, il affecte aux basses énergies le spectre d'évaporation de proton aussi pour des noyaux situés sur la ligne $N = Z$. Une indication expérimentale de cet effet a peut-être été observée dans le ^{40}Ca [Sca02].

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Nous avons lors de ce travail étudié différents aspects de la dynamique nucléaire au voisinage de la barrière. Nous nous sommes tout d'abord intéressés au couplage entre le mouvement relatif des noyaux et la rotation d'un partenaire de collision déformé (allongé ou aplati) ainsi qu'aux effets de ce couplage sur la fusion. Nous avons montré qu'une mise en rotation du noyau déformé pouvait avoir lieu grâce à la répulsion Coulombienne avec l'autre noyau. Ce couplage est généralement négligé dans les calculs en voies couplées. Nous avons montré que c'était justifié dans la majorité des cas où la réorientation est faible. Cependant il peut exister des couples projectiles-cibles où la réorientation doit être prise en compte pour estimer correctement les distributions de barrières de fusion. C'est le cas pour un noyau léger fortement déformé entrant en collision avec un noyau lourd. Mais le résultat le plus surprenant de cette étude est le fait que la réorientation ne dépend que de la masse et de la déformation des noyaux et pas de leur énergie ou de leur charge.

Il serait maintenant utile d'étudier la réorientation d'un point de vue expérimental en comparant les fonctions d'excitation de réaction avec différents noyaux légers et déformés comme projectile incident sur une cible lourde. La mise en évidence de la réorientation et son étude pourra alors s'appuyer sur une comparaison entre l'expérience et d'une part des calculs en voies couplées, d'autre part des calculs de dynamique en champ moyen de type TDHF.

Notre deuxième étude concernait elle aussi les couplages entre le mouvement relatif et un degré de liberté interne qui était alors la cassure d'un noyau possédant des neutrons faiblement liés. Il s'agissait de l'étude par spectroscopie γ des résidus de fusion - évaporation de la réaction ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ au dessus et au voisinage de la barrière de fusion. Une comparaison à la réaction ${}^4\text{He}+{}^{192}\text{Os}$ a montré que la cassure du projectile réduisait considérablement la fusion même très au dessus de la barrière. Ceci a été attribué à la réduction du flux d' ${}^6\text{He}$ à cause de sa cassure. Cependant d'autres études de fusion avec l' ${}^6\text{He}$ utilisant d'autres méthodes pour déterminer les sections efficaces de fusion ont obtenu des résultats différents du nôtre. Il serait donc intéressant, en perspective de

cette étude, de réaliser une expérience de fusion de ${}^6\text{He}$ qui serait étudiée à l'aide de différentes méthodes indépendantes.

Nous avons ensuite étudié le chemin vers l'équilibre du noyau composé juste après le passage de la barrière de fusion. Nous nous sommes tout particulièrement intéressés à l'équilibration des charges en étudiant des réactions asymétriques en N/Z ainsi qu'à l'excitation de GDR de prééquilibre qui peuvent en résulter. Nous avons montré que les caractéristiques de ces GDR sont fortement reliées à la structure du noyau de prééquilibre. La déformation par exemple peut être déduite du spectre γ de la GDR de prééquilibre. Nous avons aussi vu que l'asymétrie en N/Z pouvait augmenter la section efficace de fusion-évaporation des noyaux lourds en permettant au noyau de prééquilibre d'évacuer une partie de son énergie d'excitation par émission d'un γ de la GDR de prééquilibre. L'étude des caractéristiques de la GDR de prééquilibre doit dorénavant se faire expérimentalement, notamment à l'aide des accélérateurs de faisceaux radioactifs qui permettent d'atteindre de grandes asymétries en N/Z .

Nous sommes finalement revenu au passage de barrière, mais en ce qui concerne l'évaporation de protons sous-Coulombiens. Nous l'avons traitée en champ moyen en autorisant les nucléons à changer d'isospin, ce qui a fait apparaître dans l'expression du potentiel moyen des termes non diagonaux en isospin. Nous nous sommes donc intéressés à ces termes et nous avons montré leur influence sur l'évaporation de proton, à savoir une augmentation de la probabilité de passer la barrière pour un proton sous-Coulombien et une réduction au dessus de la barrière. Cet effet devrait être plus important pour des noyaux fortement asymétriques en N/Z .

Les perspectives concernant l'étude de ce couplage en isospin sont théoriques et expérimentales. D'un point de vue théorique, la construction d'un code TDHF autorisant le changement d'isospin des nucléons serait utile à une étude quantitative de ces effets lors de réactions de type échange de charge. Nous avons aussi émis l'hypothèse que le couplage en isospin pouvait affecter la structure de l'état fondamental du noyau. Le développement d'un code HF statique avec couplage en isospin permettrait de le vérifier.

Il est nécessaire de mettre en évidence nos prédictions d'un point de vue expérimental. Les effets dynamiques sur l'évaporation de protons peuvent être étudiés lors de réactions de type échange de charge entre ions lourds. Il faut alors disposer d'un détecteur de particules chargées avec une bonne efficacité aux basses énergies pour analyser en détail le spectre de protons émis au voisinage de la barrière.

Annexe A

Effects of the deformation in fusion : comparison of the survival probability of the compound nucleus in the reactions $^{74}\text{Ge} + ^{146}\text{Nd}$ and $^{80}\text{Se} + ^{140}\text{Ce}$

Cette annexe est une reproduction de notre proposition d'expérience au XTU TANDEM de Legnaro (Italie) en 2001.

C. Simenel, G. de France, J.M. Casandjian, Ph. Chomaz, V. Regnard, C. Stodel, J.P. Wieleczko et al.

GANIL, BP 55027, F-14076 Caen Cedex 5, France

G. de Angelis, E. Fioretto, P. Pavan, G. Prete, C. Rossi-Alvarez, P. Spolaore, et al.
INFN, Laboratori Nazionale di Legnaro, Via Romea 4, 35020 Legnaro (PD), Italy

Abstract

We propose a new experiment with the XTU Tandem + ALPI accelerator in which we intend to measure the evaporation residue cross section for $^{74}\text{Ge} + ^{146}\text{Nd}$ and $^{80}\text{Se} + ^{140}\text{Ce}$ in the vicinity of the coulomb barrier. The study of the excitation functions will provide informations on the effect of the oblatelly deformed ^{74}Ge on the fusion-evaporation mechanism.

A.1 Physic motivations

Heavy ion fusion reactions between massive nuclei near the Coulomb barrier have been investigated experimentally and theoretically so far. This is partly because there is a possibility of synthesizing a super-heavy element as an evaporation residue by complete fusion under a proper choice of colliding nucleus and bombarding energy. The production of cold residue is understood as a two steps process : the fusion process between two interacting nuclei and the survival process against fission.

In heavy systems ($Z_1 Z_2 > 1800$), the energy dissipation becomes important and the fusion of the two interacting partners necessitates an extra-push energy (E_x). Moreover, to form a compound nucleus which will survive, it is necessary to reach a configuration more compact than the compound nucleus fission saddle point. So the system needs an extra-extra push energy (E_{xx}) to overcome the saddle point [Das98]. In such systems, the fusion barrier may be overcome, but the collision fails to form a compound nucleus if the system stays before the saddle point. In this case, the system breaks as quasifission after a significant amount of nucleon transfer and kinetic energy loss. The measure of the fusion cross section is ambiguous because we need to measure the evaporation residues *and* the fission fragments of complete fusion. It is therefore necessary to distinguish fission fragments from complete fusion and fission fragments from quasifission, a requirement which is experimentally difficult to realize.

Iwamoto et al. [Iwa96] proposed to use deformed nuclei as colliding partners. In this case, the collision would drive the system in an enough compact configuration at the touching point to go beyond the conditionnal saddle point. Recently, Nishio et al. [Nis01] observed a dependance of E_{xx} with the deformation of the collision partners in the entrance channel. They have shown that no XX push energy is needed to explain the $^{76}\text{Ge} + ^{150}\text{Nd}$ reaction involving the prolately deformed ^{150}Nd ($\beta_2 = 0.221$) whereas in the collision $^{82}\text{Se} + ^{\text{nat}}\text{Ce}$ [Nis00, Nis01] with a spherical partner they obtained a XX push $E_{xx} = 27 + / - 5 \text{ MeV}$. They conclude that the reaction starting from the compact touching point results in an higher survival probability.

A.2 Proposed experiment

We propose to test this idea with an oblate nucleus instead of a prolate one. If the conclusion from Iwamoto et al. is correct, we expect a smaller XX push energy in the collision between the oblate-deformed and spherical nuclei as compared to the collision between two spherical partners. An additional piece of information would be given by the comparison of the excitation functions involving on the one hand an oblate nucleus and on the other hand, a prolate nucleus (^{150}Nd) studied by Nishio et al [Nis00]. Such a

study may provide informations about a possible reorientation of the deformed nucleus. Indeed, if there is no reorientation, the shape of the excitation function is expected to be different in the prolate and in the oblate cases because there is less possible configurations to get the most compact touching point in the oblate than in the prolate case. Following this argument, we expect a smoother increase of the cross section in the oblate case than in the prolate one. If a reorientation of the colliding nuclei occurs, the fusion reaction will start in the more compact touching point in the two cases, and no difference in the shape of the excitation functions is therefore expected.

We propose to study the reaction $^{74}\text{Ge}+^{146}\text{Nd}$ with an oblate projectile ($\beta_2 = -0.210$) [Lal99] and compare it with $^{80}\text{Se}+^{140}\text{Ce}$ involving spherical nuclei which is approximately similar to the one studied by Nishio and Mitsuoka. They used a ^{nat}Ce target (0.2% ^{136}Ce , 0.2% ^{138}Ce , 88.5% ^{140}Ce , 11.1% ^{142}Ce). An enriched target of ^{140}Ce will allow us to keep only the part of the fusion from this nucleus. In our proposal, both reactions lead to the same compound nucleus and so we will be able to compare the excitation functions in the evaporation residue measurements. We will also be able to compare the fusion hindrance (extra-extra-push) and check the assumption of Nishio.

The shapes of the excitation functions will be compared to those obtained by Nishio [Nis01, Nis00] in the reaction $^{76}\text{Ge}+^{150}\text{Nd}$ to see the effect of a possible reorientation of the deformed nuclei. Moreover our system (oblate case) leads to a more compact touching point than the one studied by Nishio et al (prolate case), giving a more pronounced effect.

A.3 experimental setup

Beams of ^{80}Se and ^{74}Ge are both available at XTU TANDEM with respectively 2000 and 800 nA intensities after the ion source.

The Evaporation Residues (ER) are separated from the beam by the CAMEL Recoil Mass Spectrometer (RMS) before being implanted in a silicon stripped detector. These residues are finally tagged by their α emission. The presence of a Time Of Flight (TOF) signal allows us to distinguish ER implantation events from the subsequent α decays, which generate no TOF signal. A two dimensional spectrum of the energy versus TOF will give a rough estimate of a mass number of the incoming particle.

A.4 expected statistic

In this range of energy, cross sections are around 100 nb for the reaction involving spherical nuclei [Nis01]. They are between 200 and 650 nb for the reaction with the prolate nucleus ^{150}Nd [Nis00]. The cross sections in our reaction involving the oblately deformed nucleus ^{74}Ge are expected to be same if there is a reorientation of the deformed

nucleus, and the half if there is no reorientation. The excitation function needs at least 6 different energies between 230 and 250 MeV in the center of mass frame (i.e. between 347 and 377 MeV for the ^{74}Ge and between 361 and 393 MeV for the ^{80}Se).

We are aiming at an accuracy of better than 20% for each cross section. Assuming : an efficiency of 10% for CAMEL and for this kinematics ; a beam current on the target of about 1pA for ^{74}Ge and 2 pA for ^{80}Se ; then one day is necessary to get enough statistics for one energy with a cross section of 100nb with the ^{80}Se beam. With the ^{74}Ge beam, we need two days for a cross section of 100 nb, one day for 200 nb, etc. If there is no reorientation, the mean value of the cross section is expected to be around 200 nb (and 300 nb if there is reorientation). Therefore, in order to reach our goal, we ask for a total of 12 days of beam time.

Annexe B

Structure of Transfermium : ^{255}No and ^{251}Fm

Cette annexe est une reproduction de notre proposition d'expérience au JYFL de Jyväskylä (Finlande) en 2000¹.

C. Simenel, G. Auger, F. Becker, J. M. Casandjian, Ph. Chomaz, G. de France, M. Lewitowicz, W. Mittig, M.G. Saint-Laurent, H. Savajols, C. Stodel, J. P. Wieleczko.
GANIL, Caen, France

Ch. Theisen, N. Alamanos, E. Bouchez, R. Dayras, A. Gillibert, K. Hauschild, A. Hurstel, W. Korten, Y. Le Coz, R. Lucas, M. Rejmund.
CEA Saclay DAPNIA/SPhN, France

S. Grévy.
LPC, Caen, France

P. T. Greenlees, S. Juutinen, P. Jones, R. Julin, H. Känkänpää, A. Keenän, H. Kettunen, P. Kuusiniemi, M. Leino, P. Nieminen, J. Päkärinen, P. Rähkilä, J. Uusitalo.
Department of Physics, University of Jyväskylä, Finland

P. Butler, G. D. Jones, R. D. Herzberg, R. D. Humphreys, P. M. T. Brew, T. Page, J. E. Bastin.
Department of Physics, University of Liverpool, United Kingdom

¹Cette expérience a été acceptée mais non programmée à cause de développements techniques tardifs sur le détecteur SACRED

B.1 Physic motivations

It is rather clear today that on the way to the spherical Super Heavy Elements (SHE) a region of enhanced stability against fission is crossed. This so-called transfermium region is unique since it is composed of nuclei which are stabilized mainly by shell effects. This gain of stability is attributed to a large quadrupole deformation ($\beta_2 \approx 0.25 - 0.30$) especially around No isotopes [Pat94].

Experimentally, very little is known about the single particle structure of transfermium elements with $A > 250$: only few speculations are made for the isotopes $^{251-253}\text{Fm}$ and ^{253}No isotopes [Fir99]. This lack of knowledge is a severe limitation when comparing to model predictions which, in turn, limits the predictive power of the theoretical models, as the Nilsson-Strutinsky, Hartree-Fock or Relativistic Mean Field theories. In fact, this uncertainty results in different predictions for the next shell gap.

Beyond the difficult observation of a few counts associated to SHE, most of the properties of these nuclei can be deduced from those of the transfermium nuclei. The high- j intruder orbitals generating magic gaps in the SHE region are strongly affected by the large quadrupole deformation associated to transfermium nuclei. This makes the single-particle orbitals involved in the prediction of SHE also active in the transfermium region. Spectroscopic studies of these heavy elements are therefore essential to determine the precise ordering and excitation energies of these key levels.

In-beam gamma-ray spectroscopy experiments performed on even-even No isotopes using the recoil-decay-tagging technique have boosted the field and led to a significant progress in the knowledge of the structure of these heavy nuclei [Rei99, Rei00, Lei99]. When even-even nuclei decay mainly through gamma-rays, recent experiments performed at Jyväskylä have shown that the decay of odd- A elements (^{253}No and ^{255}Lr) proceed mainly through conversion electrons.

B.2 Properties of ^{255}No and ^{251}Fm

^{255}No and ^{251}Fm are particularly suitable to investigate the neutron single-particle states of the heavy elements. Those two elements are neutron-odd. With $N=153$ and 151 respectively they lie on both side of the $N=152$ deformed gap. They are therefore very good candidates to study single particles states around this gap. Some levels are known, but no spin assignment other than tentative in ^{251}Fm [Esk70, Bem71] and theoretical prediction for the ^{255}No [Cwi94] has been made so far.

For ^{251}Fm several orbitals located below the $N=152$ deformed shell gap lie close each other in energy. In the case of ^{249}Cf the $[734]9/2^-$ has been firmly established for the ground state. In the heavier isotones, like ^{251}Fm , this $9/2^-$ assignment is still tentative. This

is also the case for the first excited states for which [622]5/2+, [624]7/2+ and [620]1/2+ seems to be the best assignment.

In the case of ^{255}No the experimental data are even more scarce. Calculations of Ref. [Cwi94] predict five close lying single particle orbitals :

Dominant Configuration	Binding Energy [MeV]
[620]1/2+	0
[622]3/2+	0.10
[725]11/2-	0.28
[624]7/2+	0.29
[604]9/2-	0.44
[734]9/2+	0.74

Again, the 1/2+ assignment for the ground state is firm for neighbouring nuclei (^{251}Cf and ^{253}Fm) but is only tentative in the ^{255}No case. Alpha-decay measurements in ^{255}Fm [Ahm90] as well as (d,p) transfer reaction on ^{250}Cf [Ahm90] indicate some consistency with these ordering for the bandheads but nothing has been measured in ^{255}No so far. The neutron structure of these isotones is at least partially known for the 2 lightest odd-nuclei [Fir99, Ahm00]. With the determination of the structure of ^{255}No we will be able to study the evolution of the neutron levels as a function of proton number.

B.3 Proposed experiment

We propose to use the reaction $^{208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},1n)^{255}\text{No}$ to populate excited states in ^{255}No . At $E_{^{48}\text{Ca}} = 209\text{MeV}$ the cross section has been measured to be 150-200 nb [Yer98]. At this energy, the $2n$ channel has a cross section about 70 nb, and so ^{254}No will slightly contaminate the recoil-gated electron spectrum. Recoil- α correlations are so necessary to separate ^{254}No ($E_{\alpha} = 8.10\text{ MeV}$) and ^{253}No ($E_{\alpha} = 8,01\text{ MeV}$) electron spectra.

The ^{251}Fm will be produced by α -decay (61,4% alpha and 38,6% fission) from ^{255}No ($T_{1/2} \sim 3.1\text{m}$ and $Q_{\alpha} = 8.445\text{ MeV}$). It will be possible to measure $\alpha - \gamma$ and α -electron coincidences by the PIN-diode box which is a part of the GREAT project.

The SACRED electron spectrometer will be used in an off-axis geometry and a solenoidal magnetic field to guide the conversion electrons to the detector. An electrostatic barrier is applied to reject low energy background from δ -electrons. The absolute efficiency of SACRED is roughly 10% over the energy range of interest (50 - 300 keV) [But96] The mass spectrometer RITU will be used in order to select ^{255}No residues. Its transport efficiency for the recoiling ^{255}No compound is estimated to be 25-30%.

The maximum beam intensity that SACRED can take is about 5 pA for ^{48}Ca . With $250\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick ^{208}Pb targets, we estimate approximately 5 ^{255}No per hour at the RITU focal plane. With the SACRED efficiency and a multiplicity of 3 electrons per event, this gives 50 recoil (and about 25 α -recoil) tagged electrons per day. Therefore we request a beamtime of 3 weeks for this experiment to get 1000 tagged electrons.

Annexe C

Résolution numérique de TDHF

La méthode d'approximation TDHF correspond à une propagation indépendante de chaque fonction d'onde à une particule dans le champ moyen généré par l'ensemble des particules. Elle ne prend pas en compte les corrélations à deux corps [Gon90, Won78, Lac98, Jui02] mais les mécanismes à un corps tels que l'étalement de Landau y sont bien traités [Cho87a]. La nature quantique de la dynamique de chaque nucléon est explicitement préservée, ce qui est crucial à basse énergie à cause des effets de couches et de l'aspect ondulatoire des nucléons. De plus TDHF est une théorie non linéaire et elle permet ainsi de bien traiter les éventuels couplages entre modes collectifs comme ceux étudiés dans l'annexe D.

L'équation qui gère la matrice densité à un corps $\rho(t) = \sum_{n=1}^N |\varphi_n\rangle \langle \varphi_n|$ dans TDHF est une équation de Liouville

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho - [h(\rho), \rho] = 0 \quad (\text{C.1})$$

où $h(\rho)$ est le Hamiltonien de champ moyen. Il s'agit d'une équation auto-cohérente puisque le Hamiltonien h dépend de la densité. La version statique de l'équation C.1 est l'équation HF $[h(\rho), \rho] = 0$. Cette dernière est une équation aux valeurs propres qui se développe a priori sur tous les éléments d'une base complète à un corps.

Il existe plusieurs méthodes pour résoudre les équations de champ moyen dynamique. Nous n'allons ici exposer que la méthode utilisée dans le code de Paul Bonche [Kim97]. Ce code comporte trois parties distinctes :

1. calcul des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique de type Nilsson (déformé ou non) [And76, Nee76]
2. calcul de l'état fondamental HF du ou des noyaux
3. calcul dynamique TDHF.

Partie statique

En choisissant l'espace des r et en le discrétisant en définissant un réseau de pas Δr et de taille finie, on obtient des équations matricielles agissant sur les kets à une particule $|\varphi^\alpha\rangle$ alors représentés par des vecteurs avec un nombre fini de composantes φ_i^α , i indiquant le noeud du réseau. Les fonctions d'onde d'essai servent à la première itération de la partie HF statique qui revient alors à plusieurs diagonalisations successives du Hamiltonien, celui-ci étant recalculé à chaque itération avec le jeu de fonctions d'onde obtenues jusqu'à convergence.

L'annexe E présente une méthode permettant de résoudre la partie statique. P. Bonche a quant à lui utilisé la méthode du temps imaginaire. Pour décrire cette méthode, développons la fonction d'onde d'essai $|\phi\rangle$ sur la base des états propres recherchés de h

$$|\phi\rangle = \sum_{\alpha} c_{\alpha} |\varphi^{\alpha}\rangle.$$

Appliquons sur cette fonction d'onde l'opérateur $e^{-\Delta\beta h/\hbar}$ qui n'est autre que l'opérateur d'évolution à un corps dans un champ constant avec un temps imaginaire

$$e^{-\Delta\beta h/\hbar} |\phi\rangle = e^{-\Delta\beta \varepsilon_0/\hbar} \sum_{\alpha} c_{\alpha} e^{-\Delta\beta(\varepsilon_{\alpha}-\varepsilon_0)/\hbar} |\varphi^{\alpha}\rangle$$

où ε_{α} est l'énergie de l'état $|\varphi^{\alpha}\rangle$. Cette opération réduit la contribution des états de haute énergie au profit des états de basse énergie. Il est ensuite nécessaire de normer l'état obtenu et de calculer le nouveau Hamiltonien de champ moyen avant de recommencer l'opération jusqu'à convergence vers l'état de plus basse énergie. En général, ce n'est pas une fonction d'onde mais un jeu de fonctions d'onde que l'on recherche. Dans ce cas il est nécessaire d'orthonormer les fonctions d'onde à chaque itération car l'opérateur utilisé n'est pas unitaire. En pratique l'exponentielle est remplacée par son développement de Taylor puisque h n'est pas diagonal dans la base du réseau. Il est alors nécessaire de choisir β tel que $\beta \ll \hbar$.

Enfin notons qu'il est possible d'ajouter une contrainte monopolaire ou quadrupolaire lors de la minimisation de l'énergie afin de préparer le noyau dans un état qui exhibera une oscillation monopolaire et/ou quadrupolaire dans la partie TDHF.

Partie dynamique

Pour l'évolution dynamique on considère que le champ moyen est constant pendant un temps petit Δt , ce qui permet d'écrire le propagateur à un corps associé au champ moyen entre t et $t + \Delta t$

$$e^{-\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} h(s) ds} \approx e^{-\frac{i}{\hbar} \Delta t h(t+\Delta t/2)}.$$

Le calcul de la fonction d'onde au temps $t + \Delta t$ se fait alors en deux étapes :

- on détermine tout d'abord les fonctions d'onde au temps $t + \Delta t/2$ à l'aide du champ au temps t

$$\left| \varphi^\alpha \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) \right\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} h(t)} \left| \varphi^\alpha (t) \right\rangle$$

- puis les fonctions d'onde au temps $t + \Delta t$ à l'aide du champ moyen recalculé au temps $t + \frac{\Delta t}{2}$

$$\left| \varphi^\alpha (t + \Delta t) \right\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \frac{\Delta t}{2} h(t + \frac{\Delta t}{2})} \left| \varphi^\alpha \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) \right\rangle$$

L'exponentielle est là aussi approximée par un développement de Taylor. Celui-ci doit être tronqué à un ordre élevé (ordre 4 dans le code de P. Bonche) pour que les effets de la perte d'unitarité par troncature lors de l'évolution soient les plus faibles possibles.

Annexe D

Couplages entre états multiphonons étudiés avec TDHF

Cette annexe est une reproduction de l'article "Non Linear Vibrations in Nuclei" [Sim03a].

Abstract

We have performed Time Dependent Hartree Fock (TDHF) calculations on the non linear response of nuclei. We have shown that quadrupole (and dipole) motion produces monopole (and quadrupole) oscillations in all atomic nuclei. We have shown that these findings can be interpreted as a large coupling between one and two phonon states leading to strong anharmonicities.

D.1 Introduction

Fifty years ago, it was discovered that atomic nuclei may enter in resonance with electromagnetic fields [Har01]. This Giant Dipole Resonance (GDR) has been interpreted as the vibration of neutrons against protons. Since then, other giant resonances (GR) have been predicted and observed, e.g. the Monopole GR (GMR), an alternation of compression and decompression of the nucleus, and the Quadrupole GR (GQR), an oscillation between a prolate and an oblate shape. The proof of the vibrational nature of the GR came only few years ago with the observation of the second vibrational quantum called the two-phonon state [Cho95a, Aum98]. While many properties of these states plead in favor of an harmonic picture, striking experimental observations such as an abnormally large excitation probability point to a strong coupling between the different phonon states

[Vol95, Bor97]. This triggered a lot of theoretical investigations but only very weak anharmonicities were found [Pon99, Pon00, Cat93, Lan97, Toy01, Bro00] creating an important crisis in our understanding of nuclear vibrations.

Recently, it has been proposed that a strong anharmonicity may come from large residual interaction leading to the excitation of a GMR and a GQR on top of any state [Fal03]. This was a surprise especially in the monopole case since it was generally believed that these couplings were small because of cancellation effects between various diagrams [Wam88]. It is shown in reference [Fal03] that these cancellations between 3-particle 1-hole and 3-hole 1-particle matrix elements were very limited. However, the approach of [Fal03] even if it is fully microscopic do have some drawbacks. It is based on boson mapping methods which may lead to violation of the Pauli principle and mixing with the spurious states [Bea92]. Therefore, an independent confirmation of these important couplings leading to the excitation of a GMR and GQR on top of phonon states is crucial.

In parallel looking to a completely different process, the excitation of a GDR in fusion reactions, we have shown [Sim01] that, in a time dependent Hartree Fock (TDHF) approach, the dipole mode is non linearly coupled with other collective modes such as in particular the vibration of the density around a prolate shape. This work is also pointing in the direction of anharmonic vibrations in nuclei but the particularities of the fusion dynamics and of the composite system does not allow to draw conclusions about the properties of the phonon built on the ground state.

In this work, we present the first realistic TDHF calculation [Bon76] of non-linear response to the collective vibrations showing that, indeed, the one- to two- phonon coupling is a source of anharmonicities. We used the TDHF approach [Har28, Foc30, Vau72, Bon76, Neg82] which corresponds to an independent propagation of individual particles in the self-consistent mean field generated collectively. It does not incorporate the dissipation due to two-body interaction [Gon90, Won78, Lac98], but takes into account one body mechanisms such as Landau spreading and evaporation damping [Cho87b]. The quantal nature of the single particle dynamics is explicitly preserved, which is crucial at low energy both because of shell effects and of the wave dynamics. In its small amplitude limit TDHF is equivalent to the Random Phase Approximation (RPA) which is the basic tool to understand the collective response of nuclei in terms of independent phonons. However, since the mean-field depends upon the actual excitation, TDHF is a non linear theory and hence contains couplings between collective modes. This point will be explicitly developed in the following. In fact TDHF is optimized for the prediction of the average value of one body observables. Through non-linearities, it takes into account the effects of the residual interaction as soon as the considered phenomenon can be observed in the time evolution of a one body observable. Of course, the absence of terms

explicitly taking into account the correlations is a limitation. In particular, dampings and spreadings are neglected. As far as the time dependent approaches are concerned, it would be important to extend the present study to theories going beyond the one body limit such as extended TDHF [Lac98] which incorporate the effect of a "collision term" and also, through the fluctuations associated with the considered dissipation, the coherent coupling with phonon plus particle hole excitations. Even more complete theories such as the time dependent density matrix approach [Toy01, Wan85], which is known to reduce to the second RPA in its linearized version, would be an interesting extension of the present work. Finally, one should also try to apply the stochastic mean field approaches in particular in its version which have been proved to be potentially an exact solution of the many-body problem [Jui02]. However, the analysis presented in section D.3 clearly show that the non linear response in TDHF contains the couplings between one and two phonon states coming from the 3-particle 1-hole and 1-particle 3-hole residual interaction.

In section D.2 we demonstrate first that coupling between one and two phonon states can be obtained through the evolution of average values of one-body observables. In section D.3, we show which part of the residual interaction is taken into account in a TDHF approach. In section D.4 we present results demonstrating the importance of the non-linear excitation of monopole and quadrupole modes on top of other collective vibrations. Finally we will conclude in section D.5.

D.2 Effect of couplings on one-body observables

To understand how this coupling can be extracted from the one-body dynamics let us consider the nonlinear coupling of a mode, $|\nu\rangle$ with the GR_μ built on top of it leading to the two phonon state $|\nu\mu\rangle$. The Hamiltonian can be written

$$H = H_0 + V.$$

, where H_0 corresponds to the harmonic (RPA) part for which $|\nu\rangle$ and $|\nu\mu\rangle$ are eigenstates with energies ω_ν and $\omega_{\nu\mu} = \omega_\nu + \omega_\mu$ while V is the residual interaction between phonons. For simplicity, let us introduce only the non-linear coupling $v_\mu = \langle\nu|V|\nu\mu\rangle$ which has been proven to be the most important one [Fal03]. At the first order in $\varepsilon = v_\mu/\omega_\mu$, this leads to the eigen states :

$$|\bar{\nu}\rangle = (|\nu\rangle - \varepsilon|\nu\mu\rangle)/\mathcal{N}$$

and

$$|\bar{\nu\mu}\rangle = (\varepsilon|\nu\rangle + |\nu\mu\rangle)/\mathcal{N}$$

where $\mathcal{N}^2 = 1 + \varepsilon^2$. A collective boost

$$|\psi(t=0)\rangle = e^{-ik_\nu Q_\nu} |-\rangle$$

inducing transitions between the ground state $|-\rangle$ and the collective state $|\nu\rangle$ with the amplitude $q_\nu = \langle -|Q_\nu|\nu\rangle$, leads to

$$|\psi(t)\rangle \simeq |-\rangle - ik_\nu q_\nu e^{-i\omega_\nu t}(|\bar{\nu}\rangle - e^{-i\omega_\mu t} \varepsilon |\bar{\nu}\bar{\mu}\rangle). \quad (\text{D.1})$$

Then, $\langle Q_\nu \rangle(t)$ is simply given by

$$\langle Q_\nu \rangle(t) \simeq -2k_\nu q_\nu^2 \sin(\omega_\nu t). \quad (\text{D.2})$$

This shows that the linear response to collective boost induces oscillation of the collective moment at the collective frequency with an amplitude proportional to the transition probability q_ν^2 . If we now compute the response to the operator Q_μ which is associated with the excitation of the giant resonance μ , it is not zero because of the transitions between $|\bar{\nu}\rangle$ and $|\bar{\nu}\bar{\mu}\rangle$. Using Eq. (D.1) and assuming $\langle \nu\mu|Q_\mu|\nu\rangle = q_\mu$ too, we get at the lowest order in k_ν and v/ω_μ

$$\langle Q_\mu \rangle(t) = 2k_\nu^2 q_\nu^2 q_\mu \frac{v_\mu}{\omega_\mu} (\cos(\omega_\mu t) - 1) \quad (\text{D.3})$$

where the -1 term comes from higher order terms not explicitly written in Eq. (D.1). This demonstrates that the induced moment $\langle Q_\mu \rangle(t)$ is quadratic in the collective boost amplitude as expected from its non linear nature. Moreover, it oscillates at the frequency of the coupled mode ω_μ with an amplitude proportional to the mixing coefficient v_μ/ω_μ and to the matrix element q_μ . Finally, it should be noticed that $\langle Q_\nu \rangle(t)$ and $\langle Q_\mu \rangle(t)$ start in phase quadrature.

D.3 Linear and non-linear response in TDHF

The TDHF approach is built to describe the average values of one-body observables. It propagates the evolution of the one-body density matrix

$$\rho_{ij} = \langle a_j^\dagger a_i \rangle$$

where a_i^\dagger is the operator creating a particle in the orbital $|i\rangle$:

$$i\partial_t \rho = [h, \rho]$$

where h is the self-consistent mean-field Hamiltonian linked to the mean field energy E by $h_{ij} = \partial E / \partial \rho_{ji}$. We have used the code of ref. [Kim97] with *SGII* [Gia81] and *SLy4d* [Cha98] Skyrme interactions.

The RPA can be obtained by the linearization of the TDHF equation. Let us now go beyond the RPA by computing the quadratic response to a collective boost of strength k_ν :

$$\rho = \rho^{(0)} + k_\nu \rho^{(1)} + k_\nu^2 \rho^{(2)}.$$

$\rho^{(0)}$, the static HF groundstate, defines the occupied states (h) $\rho^{(0)} = \sum_{h=1}^A |\varphi_h\rangle\langle\varphi_h|$, the unoccupied states being the particle states (p). The condition $\rho^2 = \rho$ imposes that $\rho^{(1)}$ contain only p - h components while

$$\rho_{pp'}^{(2)} = \sum_h \rho_{ph}^{(1)} \rho_{hp'}^{(1)}$$

and

$$\rho_{hh'}^{(2)} = - \sum_p \rho_{hp}^{(1)} \rho_{ph'}^{(1)}.$$

D.3.1 TDHF and RPA

The linear part of the TDHF equation leads to

$$i\partial_t \rho^{(1)} = \mathcal{M} \rho^{(1)}$$

where

$$\mathcal{M} \cdot = [h^{(0)}, \cdot] + \left[\frac{\partial h}{\partial \rho} \cdot, \rho^{(0)} \right]$$

is nothing but the RPA matrix acting only in the ph space. The RPA response after a boost $e^{-ik_\nu Q_\nu}$ at time $t = 0$ with $Q_\nu = q_\nu O_\nu^+ + h.c.$ where

$$\rho_\nu^+ = [O_\nu^+, \rho^{(0)}]$$

is the RPA mode associated with the frequency ω_ν , is

$$\rho^{(1)} = -q_\nu \rho_\nu^+ i e^{-i\omega_\nu t} + h.c. .$$

Using $\text{Tr} O_\nu \rho_\nu^+ = \delta_{\nu\nu'}$, we get

$$\langle Q_\nu \rangle = -2q_\nu^2 k_\nu \sin \omega_\nu t$$

which corresponds to Eq. (D.2) and explain why the RPA provides a good approximation of ω_ν and q_ν^2 .

D.3.2 Quadratic response and phonon coupling

If we now compute the quadratic response we get for $\bar{\rho}^{(2)}$, the $p-h$ component of $\rho^{(2)}$

$$i\partial_t \bar{\rho}^{(2)} = \mathcal{M} \bar{\rho}^{(2)} + V^d + V^e + \delta V \quad (\text{D.4})$$

where the three sources of non linearities are the $p - h$ components of

$$\begin{aligned}\delta V &= \frac{1}{2} \left[\sum_{ijkl} \frac{\partial^2 h}{\partial \rho_{ij} \partial \rho_{kl}} \rho_{ij}^{(1)} \rho_{kl}^{(1)}, \rho^{(0)} \right] \\ V^d &= \left[\sum_{ij} \frac{\partial h}{\partial \rho_{ij}} \rho_{ij}^{(1)}, \rho^{(1)} \right] \\ V^e &= \left[\sum_{ijk} \frac{\partial h}{\partial \rho_{ij}} \varepsilon_i \rho_{ik}^{(1)} \rho_{kj}^{(1)}, \rho^{(0)} \right]\end{aligned}$$

where $\varepsilon_p = 1$ and $\varepsilon_h = -1$ and . The $p - h$ component of $\rho^{(2)}$ can be expanded on the RPA basis

$$\bar{\rho}^{(2)} = q_\nu^2 \sum_{\mu} z_{\mu} \rho_{\mu}^{+} + h.c.$$

where we have explicitly factorized the transition probability q_ν^2 . Using $\text{Tr} O_{\mu} \rho_{\mu'}^{+} = \delta_{\mu\mu'}$, the evolution of z_{μ} can be isolated :

$$i\dot{z}_{\mu} = \omega_{\mu} z_{\mu} + v_{\mu}^d + v_{\mu}^e + \delta v_{\mu}$$

with

$$v_{\mu}^d = \text{Tr} O_{\mu} V^d / q_\nu^2, v_{\mu}^e = \text{Tr} O_{\mu} V^e / q_\nu^2$$

and

$$\delta v_{\mu} = \text{Tr} O_{\mu} \delta V / q_\nu^2.$$

The time independent parts of $v_{\mu}^d + v_{\mu}^e + \delta v_{\mu}$, v_{μ} , lead to

$$z_{\mu} = \frac{v_{\mu}}{\omega_{\mu}} (e^{-i\omega_{\mu} t} - 1)$$

so that

$$\langle Q_{\mu} \rangle = 2k_{\nu}^2 q_{\mu} \frac{q_{\nu}^2 v_{\mu}}{\omega_{\mu}} (\cos \omega_{\mu} t - 1).$$

Comparing this result with the Eq. (D.3) shows that v_{μ} can be interpreted as the residual interaction exciting, in TDHF, the mode μ on top of the phonon ν .

D.3.3 Link with the residual interaction

To illustrate this coupling, let us compute the contribution coming from the forward amplitudes $\rho_{\nu ph}^{+} = O_{\nu ph}^{+} = X_{ph}^{\nu}$ then v_{μ}^d contains two terms involving the $3p - 1h$ and $3h - 1p$ residual interaction ,

$$\begin{aligned}v_{\mu}^d &= \sum V_{p'h'';pp''} X_{ph}^{\mu} X_{p'h''}^{\nu} X_{p'h}^{\nu} \\ &\quad - \sum V_{hh'';h'p''} X_{ph}^{\mu} X_{p'h''}^{\nu} X_{ph'}^{\nu}\end{aligned}$$

where we have introduced $V_{ik;jl} = \partial h_{ji} / \partial \rho_{kl}$. Considering the second term v_μ^e we get also two components

$$v_\mu^e = \sum V_{p'h'';pp''} X_{p'h''}^\mu X_{ph}^\nu X_{p'h}^\nu - \sum V_{hh'';h'p''} X_{p'h''}^\mu X_{ph'}^\nu X_{ph}^\nu$$

which are nothing but the exchange of μ and ν in v_μ^d . These four terms correspond exactly to the X part of the phonon interaction $\langle \mu\nu | V | \nu \rangle$ computed using boson mapping [Fal03] except for a numerical factor which actually depends upon the mapping used.

The X part of δv_μ is $\sum \frac{\partial V_{h''p';p''h'}}{\partial \rho_{ph}} X_{ph}^\mu X_{p'h'}^\nu X_{p'h''}^\nu$. It results from the density dependence of the $p - h$ interaction defining the energy of the state ν . In the simple case of a linear density dependence, it can be interpreted as a contribution of a three-body interaction inducing transitions from $1p - 1h$ to $2p - 2h$.

This analysis clearly shows that the time dependence in TDHF takes into account the residual interaction. At the linear level, TDHF leads to the RPA. Going to the quadratic response, TDHF takes into account the one- to two-phonon coupling. The key point of the applicability of TDHF is the fact that the studied phenomenon can be deduced from the time dependence of the average value of a one-body observable.

D.4 Results

Let us now look at the TDHF results for the ^{40}Ca nucleus. We followed the monopole, quadrupole and dipole response for three initial conditions :

- A monopole boost using

$$Q_0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_i (r_i^2 - \langle r_i^2 \rangle(t=0)).$$

because of the spherical symmetry, a monopole boost can only trigger monopole modes. Therefore, we only observe $\langle Q_0 \rangle(t)$.

- A quadrupole boost generated by

$$Q_2 = \sum_i r_i^2 Y_0^2(\theta_i, \varphi_i).$$

The parity conservation forbids any dipole excitation when a quadrupole velocity field is applied to a spherical nucleus. Conversely, breathing modes (GMR) can be triggered by the quadrupole oscillation so that we do follow both the quadrupole $\langle Q_2 \rangle(t)$ and the monopole $\langle Q_0 \rangle(t)$ responses.

- An isovector dipole boost induced by

$$Q_D = Z/A \sum_n z_n - N/A \sum_p z_p.$$

This excitation can be both coupled to the quadrupole and monopole oscillations so that we monitor the three moments, $\langle Q_0 \rangle(t)$, $\langle Q_2 \rangle(t)$ and $\langle Q_D \rangle(t)$.

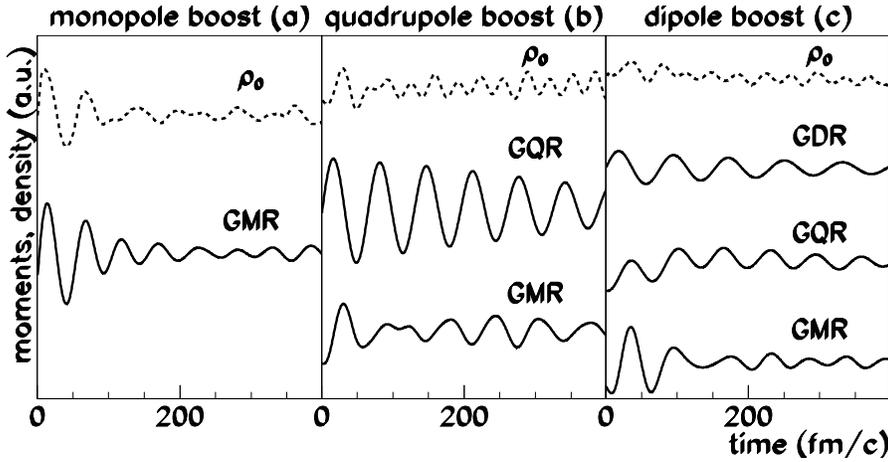


FIG. D.1 – Evolutions of the monopole, quadrupole and dipole moments (solid lines) and of the central density ρ_0 (dashed lines) as a function of time for monopole (a), quadrupole (b) and dipole (c) excitations in ^{40}Ca .

In figure D.1, we observe that the collective boost induces oscillations of the associated moment as expected from the RPA (see Eq. (D.2)). They are only slightly damped in the GQR and GDR cases (fig. D.1-b and D.1-c respectively) while in the GMR case (fig. D.1-a) beatings, characteristic of a Landau damping, are observed. This means that the dipole and quadrupole strengths are mostly concentrated in a single resonance while the monopole one is fragmented.

Plotting in figure D.2 the amplitude of the first oscillation $\langle Q_\nu \rangle_{max}$ as a function of k_ν confirms the linearity of this response. Assuming that only one mode is excited which is a good approximation for the GDR and GQR (Eq. (D.2)) shows that the transition probability, q_ν^2 , is $\langle Q_\nu \rangle_{max}/2k_\nu$. To get a deeper insight into the response we study the Fourier transform $F(\omega)$ of $\langle Q_\nu \rangle(t)/k_\nu$ which is nothing but the RPA strength when the velocity field k_ν is small enough to be in the linear regime. We see in figure D.3 that the dipole and quadrupole modes are concentrated in a unique mode while the monopole is fragmented. However, the various peaks are in the same energy region so that they can be approximated by a single mode with a large Landau width. A detailed test of the equivalence between the linear regime of TDHF and the RPA response can be found in [Cho87b].

If we now turn to the non linearities, we can observe the moments Q_μ which are different from the operator Q_ν used for the exciting boost. We see in figure D.1 that, as expected from Eq. (D.3), this non linear response follows a $(\cos(\omega_\mu t) - 1)$ pattern oscillating with the frequency of the mode μ and not the one of the initially excited collective

state ν . Moreover the amplitude of the first oscillation (fig. D.2) is as expected quadratic in the excitation velocity k_ν . In Fig. D.1, one can see that large amplitude dipole (fig. D.1-c) and quadrupole (fig. D.1-b) motion induces variations of the central density ρ_0 . Since the central density can be modified only by monopole states this imposes that the large amplitude motion gets coupled with such breathing modes. In the same way a large amplitude dipole oscillation induces a quadrupole deformation of the nuclear potential and so gets coupled with the GQR. These observations lead to the conclusion that we are in the presence of a non-linear excitation of a giant resonance μ on top of the collective motion ν initially excited through the collective boost Q_ν .

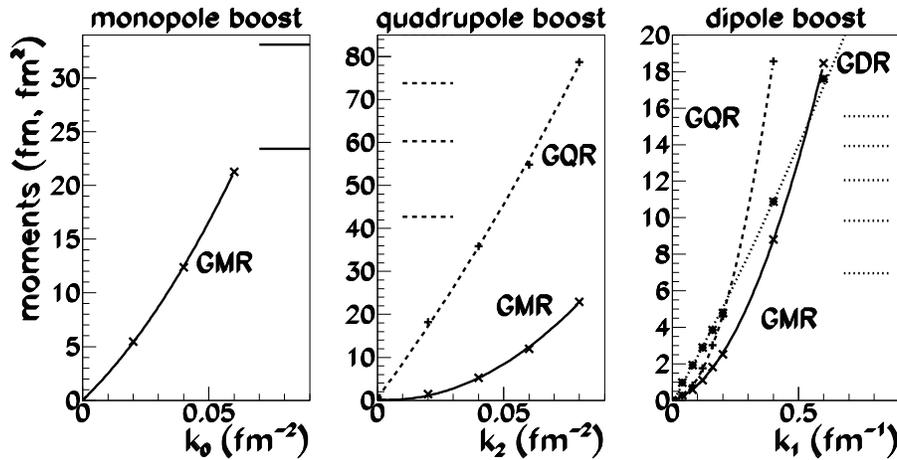


FIG. D.2 – Evolutions of the maximal oscillation amplitudes of $\langle Q_0 \rangle$ (solid line), $\langle Q_2 \rangle$ (dashed line) and $\langle Q_D \rangle$ (dotted line) as a function of the intensities of the monopole, quadrupole, and dipole excitations. The horizontal lines represent the average number of excited phonons for each GR.

The Fourier transform of $\langle Q_\mu \rangle(t)$ associated with the excitation of Q_ν are also presented in figure D.3. Let us first start with the quadrupole strength non-linearly excited by a dipole boost. This is a clear indication that the observed state is indeed a GQR built on top of the GDR. This is what is expected from Eq. (D.3) where only the frequency ω_μ of the observed state appears. It should be notice that this frequency is different from one of the underlying dipole motion. The monopole case is more complex because of the presence of a strong Landau spreading and it seems that the strengths of the various monopole states depend upon the considered boost. This indicates that the coupling leading to the excitation of an additional monopole state depends upon the collective mode initially excited.

To estimate the magnitude of these non-linear couplings, we can first convert the amplitude of the induced oscillations into a phonon number using a coherent state picture. The horizontal lines in figure D.2 represent the amplitude of the oscillations associated

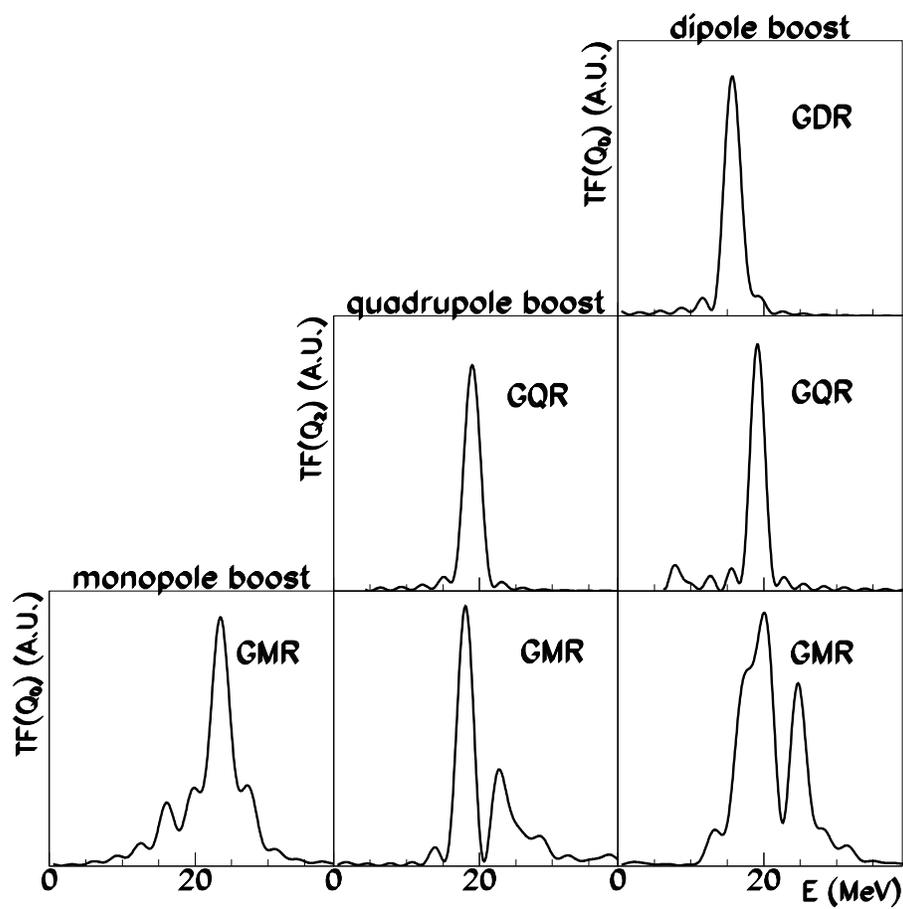


FIG. D.3 – Monopole, quadrupole and dipole spectra for a monopole, quadrupole and dipole excitation.

with different number $\langle n_\nu \rangle = 1, 2, 3, \dots$ of excited phonons :

$$\langle Q_\nu \rangle_{max}^2 = 4\langle n_\nu \rangle q_\nu^2.$$

One can see that for a k_ν which corresponds to the excitation of one phonon ν the number of phonons μ non-linearly excited is large.

Assuming for each multipolarity a unique state $|\mu\rangle$ non linearly excited one can use Eq. (D.3) to extract the residual interaction matrix element v_μ between $|\nu\rangle$ and $|\nu\mu\rangle$ from the amplitudes of the induced oscillations $\langle Q_\mu \rangle_{max}$

$$v_\mu = \langle Q_\mu \rangle_{max} \omega_\mu / 2k_\nu^2 q_\nu^2 q_\mu. \quad (D.5)$$

If the non-linear collective response is not concentrated in a unique state $|\mu\rangle$ but corresponds to a set of states $\{|\mu_i\rangle\}$ with $\omega_{\mu_i} \approx \omega_\mu$, one can easily show that the extracted coefficient v_μ is related to the individual $v_{\mu_i} = \langle \nu | V | \nu \mu_i \rangle$ by the weighted sum

$$v_\mu \approx \sum_i \sqrt{p_{\mu_i}} v_{\mu_i} \quad (D.6)$$

where $p_{\mu_i} = q_{\mu_i}^2 / \sum_j q_{\mu_j}^2$ and $q_{\mu_i} = \langle -|Q_\mu|\mu_i\rangle$. v_μ is in general higher than the individual v_{μ_i} . For example, if the collective response is equally distributed into N states with identical coupling matrix elements $v_{\mu_i} = \bar{v}_\mu$ then $v_\mu = \sqrt{N}\bar{v}_\mu$.

$ \nu\rangle$	ω_ν (MeV)	q_ν	S_1	$\langle \nu V \nu 0 \rangle$ (MeV)	$\langle \nu V \nu 2 \rangle$ (MeV)
$ 0\rangle_{40Ca}$	22.9	11.6	3090		0
$ 2\rangle_{40Ca}$	18.6	21.4	9020	-4.28	
$ D\rangle_{40Ca}$	17.2	3.47	199	-4.58	-3.92
$ 0\rangle_{90Zr}$	19.9	26.0	12900		0
$ 2\rangle_{90Zr}$	15.0	46.5	35700	-2.55	
$ D\rangle_{90Zr}$	14.4	5.44	442	-1.60	-1.93
$ 0\rangle_{208Pb}$	15.7	57.1	51200		0
$ 2\rangle_{208Pb}$	11.1	99.0	128000	-2.17	
$ D\rangle_{208Pb}$	13.0	8.94	877	-2.40	-0.70

FIG. D.4 – Energies, transition probabilities q_ν , energy weighted sum-rules S_1 and coupling coefficients of the GMR, GDR and GQR in the ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb . q_ν and S_1 are expressed in fm^2 and $MeV \cdot fm^4$ for the GMR and GQR and in fm and $MeV \cdot fm^2$ for the GDR respectively.

The results for the ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb are presented in table D.4. The ω_ν are computed from the time to reach the first maximum of $\langle Q_\nu \rangle(t)$. If the spreading of the observed

mode is small, $\omega_\nu \approx m_2/m_1$ which should be a little higher than m_1/m_0 usually discussed. For the breathing mode, our results agree with the values obtained in [Gia81] ($m_1/m_0 = 22.7, 19.5, 15.3 MeV$ in ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb respectively). These RPA results as well as our ω_ν are close to the averages which can be computed from the most collective states reported in ref. [Fal03]. For the ^{40}Ca , the m_2/m_1 for the monopole, quadrupole and dipole states of ref. [Fal03] are respectively 21.2, 16.9 and 18.5 MeV for 84%, 85% and 66% of the corresponding energy weighted sum rules (EWSR). For ^{208}Pb these values are 14.1, 11.1 and 13.6 MeV for 89%, 91% and 80% of the EWSR respectively. The relative sign of v_μ and q_μ is given by the early evolution of the moments described by Eq. (5) and shown in figure D.1. They appear to be all negative in agreement with ref. [Fal03]. The couplings v_μ are large of the order of few MeV. From the quantitative point of view, the non-linear coupling extracted from TDHF appears to be 50% larger than the one reported in reference [Fal03]. This is a reasonable agreement since TDHF result is a weighted sum of the individual couplings as shown in Eq. D.6. Summing the contributions of the different collective states considered in ref. [Fal03] reduces the difference between the reported values. However, the phonon basis studied in ref. [Fal03] being incomplete it is expected that the TDHF results remains higher. It should be also noticed that some difference can remain due to the approximations involved in the different approaches as discussed in the quadratic response analysis.

In table D.4 one can also see that the larger the nucleus the smaller the coupling. This is in agreement with the fact that these couplings are mediated by the surface. To control the robustness of our conclusion we have performed a series of calculations using a different Skyrme force, the recent SLy4d parametrization. For a ^{40}Ca , this leads to a coupling exciting the GMR on top of the GDR of $-4.01 MeV$ and of $-4.36 MeV$ on top of the GQR. The quadrupole response during a dipole oscillation leads to a residual interaction of $-3.98 MeV$. Those results are very close to the one reported in table D.4.

D.5 Conclusions

In conclusion, we have shown with TDHF calculations that a non-linear excitation of monopole and quadrupole should occur on top of any collective motion in nuclei. These couplings can be interpreted in terms of a large residual interaction which couples one-phonon and two-phonon states. These results show that large anharmonicities should be expected in the collective motions in nuclei.

Annexe E

Calculs HF

Résoudre l'équation statique de HF revient à résoudre l'équation de Schrödinger pour des fonctions d'onde à une particule dans un potentiel dépendant de la densité totale. L'état fondamental est alors défini par le produit antisymétrique des A fonctions d'ondes à une particule de plus basses énergies. Dans cette annexe, nous allons nous intéresser au cas simple de noyaux sphériques sans couplage en isospin.

Equation de Schrödinger en symétrie sphérique sur réseau

La double magie des noyaux que nous considérons implique qu'ils sont sphériques. Nous pouvons donc numériquement diagonaliser h_0 à l'aide d'un code à symétrie sphérique. De plus nous ne prenons pas en compte de couplages spin-orbite. L'équation de Schrödinger pour une fonction d'onde à une particule s'écrit alors

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \tilde{U}_i(r) \right) \varphi_i(r) = e_i \varphi_i(r) \quad (\text{E.1})$$

avec

$$\tilde{U}_i(r) = U_i(r) + \frac{\hbar^2 l_i(l_i + 1)}{2\mu r^2}$$

où la masse effective μ sera approximée par la masse m du nucléon et l_i est le nombre quantique orbital associé à la fonction d'onde $\varphi_i(r)$. Le second terme du potentiel $\tilde{U}_i(r)$ est la barrière centrifuge.

Nous considérons des noyaux pairs-pairs. Chaque fonction d'onde peut ainsi être ramenée à un état de spin pur $s_i = \pm \frac{1}{2}$. De plus nous considérons dans le calcul statique que la matrice densité est diagonale en isospin. Il est alors aussi possible de ramener chaque fonction d'onde à une particule à un état pur en isospin $s_i = \pm \frac{1}{2}$. La solution de l'équation E.1 s'écrit alors

$$\varphi_i(r) \equiv \varphi_{n_i l_i m_i} = \frac{u_{n_i l_i}(r)}{r} Y_{l_i m_i}(\theta, \phi)$$

où les Y_{lm} sont les harmoniques sphériques, n le nombre quantique principal et m le nombre quantique azimutal.

Itérations et convergence vers la solution HF

La principale difficulté d'un calcul HF réside dans la self consistence du champ moyen. En d'autres termes, le potentiel dépend de la solution de l'équation. On ne peut donc résoudre cette équation directement et il faut procéder par itérations.

Une méthode possible porte le nom de *temps imaginaire*. Cette méthode, utilisée dans le code de Bonche, est décrite dans l'annexe C. Elle est surtout utilisée lorsque l'on n'a pas beaucoup d'informations sur la solution.

Nous appliquons une autre méthode plus rapide lorsqu'on a une idée assez précise de la solution. Elle nécessite l'utilisation de l'opérateur

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{E - H} \right)^n$$

qui est un projecteur sur l'état propre du Hamiltonien H qui a l'énergie la plus proche de E . Cet opérateur présente l'avantage qu'à une dimension il peut être aisément inversé. La procédure itérative illustrée sur la figure E.1 consiste à partir d'un jeu de fonctions d'onde à une particule $\varphi_i(r) = \langle r, s_i, \tau_i | i \rangle$, de calculer la densité $\rho(r) = \sum_i \langle r | i \rangle \langle i | r \rangle$, d'en déduire l'ensemble des Hamiltoniens h_i et les énergies $e_i = \langle i | h_i | i \rangle$ et d'appliquer à chacune l'opérateur $1/(e_i - h_i)$. On recommence ensuite avec le nouveau jeu de fonctions d'onde après les avoir normées.

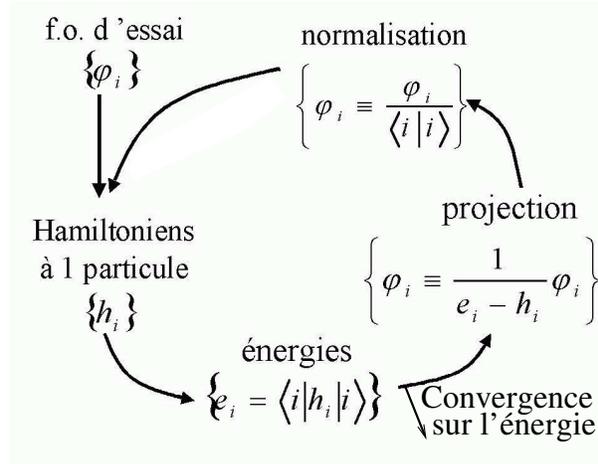


FIG. E.1 – Représentation schématique de la résolution numérique de l'équation HF statique.

Potentiel Coulombien

Nous ne prenons en compte que le terme direct du potentiel Coulombien et négligeons le terme d'échange. Le théorème de Gauss nous donne alors le potentiel du champ

électrique subit par le proton i

$$\mathcal{V}_i(r) = K - \frac{e}{\varepsilon_0} \int_0^r dr' \frac{1}{r'^2} \int_0^{r'} dr'' (\rho_p(r'') - \rho_{p_i}(r'')) r''^2$$

où K est une constante d'intégration définie par $\lim_{r \rightarrow \infty} \mathcal{V}_i(r) = 0$. On en déduit le potentiel Coulombien subit par le proton i au le point k du réseau

$$U_{coul_i}(r_k) = K' - 4\pi\alpha\hbar c \Delta r^2 \sum_{h=0}^k \frac{1}{r_h^2} \sum_{l=0}^h \sum_{j \neq i} \rho_{p_j}(r_l) r_l^2$$

où Δr est le pas du réseau et α la composante de structure fine.

Terme cinétique

Le terme associé à l'énergie cinétique dans l'équation de Schrödinger sphérique contient une dérivée seconde par rapport à r . Cette dérivée est calculée à l'ordre 2 par l'approximation à trois points. Celle-ci s'écrit au point k du réseau

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \varphi(r_k) \approx \frac{\varphi(r_{k+1}) - 2\varphi(r_k) + \varphi(r_{k-1}))}{\Delta r^2}.$$

Fonctions d'onde d'essai

Les fonctions d'onde d'essai servant à la première itération du code sont les fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique sphérique. La nomenclature, les énergies, les nombres quantiques orbitaux et les dégénérescences de ces fonctions sont représentées sur la figure E.2. La transformation monopolaire que nous appliquons ne couple pas des états de moments angulaires orbitaux différents. Il est donc inutile de prendre en compte les états de l supérieurs à 2 (ici $1f$ et $1g$) puisqu'ils ne pourront se coupler aux états occupés de 1^{16}O ou de 1^{28}O .

Enfin les parties radiales des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique sphérique sont de la forme

$$R_{nl}(r) = \frac{y_{nl}(r)}{r} e^{-\frac{m\omega r^2}{2\hbar}}.$$

L'énergie de l'état est donnée par son nombre quantique principal $E_n = (n + \frac{3}{2})\hbar\omega$. Les expressions de $y_{nl}(r)$ sont données à une constante de normalisation près dans le tableau E.1.

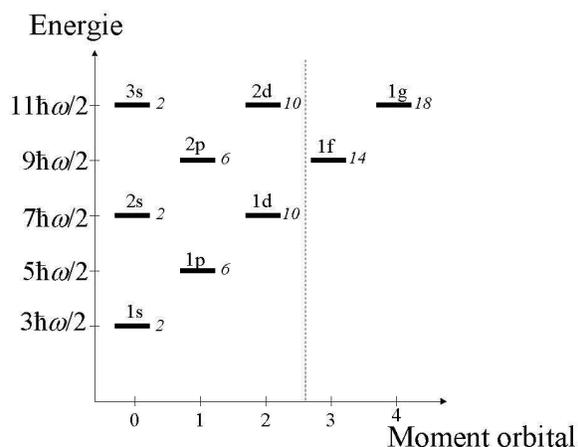


FIG. E.2 – Représentation schématisée des différents niveaux de l'oscillateur harmonique sphérique. L'énergie est en ordonnée et le moment angulaire orbital est donné en abscisse en unité \hbar . Les chiffres en italique donnent les dégénérescences. Les états à droite du trait en pointillés n'ont pas besoin d'être introduits pour un calcul monopolaire jusqu'à l' ^{28}O .

n	l	m	g	$y_{nl}(r)$
0	0	0	2	r
1	1	-1,0,1	6	r^2
2	0	0	2	$r \left(1 - \frac{2m\omega r^2}{3\hbar}\right)$
2	2	-2,-1,0,1,2	10	r^3
3	1	-1,0,1	6	$r^2 \left(1 - \frac{2m\omega r^2}{5\hbar}\right)$
4	0	0	2	$r \left(1 - \frac{4m\omega r^2}{3\hbar} + \frac{4m^2\omega^2 r^4}{15\hbar^2}\right)$
4	2	-2,-1,0,1,2	10	$r^3 \left(1 - \frac{2m\omega r^2}{7\hbar}\right)$

TAB. E.1 – nombre quantique principal n , orbital l et azimuthal m , dégénérescence g et coefficient $y_{nl}(r)$ des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique.

Annexe F

Symétries et champ moyen

Nous allons nous intéresser dans cette annexe aux symétries contenues dans le champ moyen de HF. Nous commencerons par étudier les cas d'une symétrie imposée à la fonction d'onde d'essai $|\psi\rangle$. Nous nous intéresserons ensuite au cas d'une symétrie imposée au Hamiltonien exact \hat{H} .

Considérons une transformation permettant de passer du référentiel \mathcal{R} au référentiel \mathcal{R}' . Cette transformation est définie par

$$|\psi'\rangle = e^{-i\lambda\hat{S}}|\psi\rangle \equiv |\psi\rangle.$$

Notons $E = \langle\psi|\hat{H}|\psi\rangle$ et $E' = \langle\psi'|\hat{H}|\psi'\rangle = \langle\psi|\hat{H}'|\psi\rangle$. Le champ moyen dans le référentiel \mathcal{R} est donné par $U = \frac{\partial E}{\partial \rho}$. De même le champ moyen dans le référentiel \mathcal{R}' s'écrit $U' = \frac{\partial E'}{\partial \rho'}$.

Symétrie de la fonction d'onde d'essai

Une transformation laissant inchangée une fonction d'onde correspond à une symétrie de cette fonction d'onde. Qu'en est-il pour le champ moyen ?

Pour répondre à cette question, supposons que la transformation laisse inchangé $|\psi\rangle$ à une phase près, c'est à dire $|\psi'\rangle \equiv |\psi\rangle$. On a alors $E = E'$. D'autre part la densité à un corps reste inchangée sous cette transformation. Toute variation de cette densité dans un référentiel est identique dans l'autre référentiel : $\delta\rho' = \delta\rho$. On en déduit l'égalité $U = U'$. En d'autres termes, **une symétrie de la fonction d'onde d'essai est aussi une symétrie du champ moyen de HF**, et ce même s'il ne s'agit pas d'une symétrie du Hamiltonien exact, c'est à dire $[\hat{H}, \hat{S}] \neq 0$.

Symétrie du Hamiltonien exact

Considérons maintenant le cas où cette transformation correspond à une symétrie de \hat{H} définie par $[\hat{H}, \hat{S}] = 0$ qui est brisée par la fonction d'onde d'essai, c'est à dire $|\psi'\rangle \neq |\psi\rangle$, ou encore $|\psi\rangle$ n'est pas état propre de \hat{S} , ce qui est équivalent.

On a l'égalité $E = E'$ qui découle du fait que $\hat{H} = \hat{H}'$. On en déduit $U'\delta\hat{\rho}' = U\delta\hat{\rho}$. Il faut donc comparer $\delta\hat{\rho}$ et $\delta\hat{\rho}'$ pour savoir s'il y a égalité ou non entre U et U' .

Les variations de densité dans chaque référentiel s'expriment par

$$\delta\hat{\rho} = |\delta\psi\rangle\langle\psi| + |\psi\rangle\langle\delta\psi|$$

et

$$\delta\hat{\rho}' = |\delta\psi'\rangle\langle\psi'| + |\psi'\rangle\langle\delta\psi'|.$$

Pour une transformation infinitésimale, les relations entre les kets d'essai pour passer d'un référentiel à l'autre s'écrivent

$$|\psi'\rangle = |\psi\rangle - i\delta\lambda\hat{S}|\psi\rangle$$

et

$$|\delta\psi'\rangle = |\delta\psi\rangle - i\delta\lambda\hat{S}|\delta\psi\rangle.$$

On en déduit

$$\begin{aligned}\delta\hat{\rho}' &= \left(|\delta\psi\rangle - i\delta\lambda\hat{S}|\delta\psi\rangle\right) \left(\langle\psi| + i\delta\lambda\langle\psi|\hat{S}\right) + \text{h.c.} \\ &= \delta\hat{\rho} + i\delta\lambda \left[\delta\hat{\rho}, \hat{S}\right].\end{aligned}$$

Or $[\hat{S}, \delta\hat{\rho}] = \delta[\hat{S}, \hat{\rho}]$ et $[\hat{S}, \hat{\rho}] \neq 0$ car la symétrie est brisée par la fonction d'onde d'essai. Par conséquent $\delta\hat{\rho}' \neq \delta\hat{\rho}$, ce qui implique $U' \neq U$.

En conclusion, une symétrie du Hamiltonien exact n'est pas une symétrie du champ moyen si elle est brisée par les fonctions d'onde d'essai.

Bibliographie

- [Agu00] E. F. Auilera *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5058 (2000).
- [Agu01] E. F. Auilera *et al.*, Phys. Rev. **C 63**, 061603 (2001).
- [Ahm90] I. Ahmad *et al.*, Phys. Lett. **B 251**, 338 (1990).
- [Ahm00] I. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. **C 62**, 64302 (2000).
- [Amb99] P. Ambruster, Rep. Prog. Phys. **62**, 465 (1999).
- [Amo98] F. Amorini *et al.*, Phys. Rev. **C 58**, 987 (1998).
- [And76] G. Anderson *et al.*, Nucl. Phys. **A 268**, 205 (1976).
- [Anj02] R. M. Anjos *et al.*, Phys. Lett. **B 534**, 45 (2002).
- [Ari99] Y. Aritomo *et al.*, Phys. Rev. **C 59**, 796 (1999).
- [Aum98] T. Aumann *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Sci. **48**, 351 (1998).
- [Aum99] T. Aumann *et al.*, Phys. Rev. **C 59**, 1252 (1999).
- [Bal47] G. C. Baldwin et G. Klaiber, Phys. Rev. **71**, 3 (1947).
- [Bal98] A. B. Balentekin et N. Takigawa, Rev. Mod. Phys. **70**, 77 (1998).
- [Bal99] E. B. Balbutsev et P. Schuck, Nucl. Phys. **A 652**, 221 (1999).
- [Bar85] E. Baron, J. Cooperstein et S. Kahana, Phys. Rev. Lett. **55**, 126 (1985).
- [Bar96] V. Baran *et al.*, Nucl. Phys. **A 600**, 111 (1996).
- [Bar01a] V. Baran *et al.*, Nucl. Phys. **A 679**, 373 (2001).
- [Bar01b] V. Baran *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 182501 (2001).
- [Bea92] D. Beaumel and Ph. Chomaz, Phys. Lett. **B 277**, 1 (1992).
- [Bem71] C. E. Bemis *et al.*, ORNL-4706, 62 (1971).
- [Ber75] B. L. Berman et S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).
- [Ber83] G.F. Bertsch, P.F. Bortignon et R.A. Broglia, Rev. Mod. Phys. **55**, 287 (1983).
- [Bie96] J. D. Bierman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1587 (1996).
- [Boh75] A. Bohr et B. R. Mottelson, Nuclear Structure, **vol. 2** (1975).
- [Bon76] P. Bonche, S. Koonin et J. W. Negele, Phys. Rev. **C 13**, 1226 (1976).

- [Bor91] H. G. Borner *et al.*, Nucl. Phys. **A 534**, 255 (1991).
- [Bor97] P.F. Bortignon et C.H. Dasso, Phys. Rev. **56**, 574 (1997)
- [Bor01] P.F. Bortignon et al, Nucl. Phys. **A 687**, 329 (2001).
- [Bri55] D. M. Brink, Thèse de l'Université d'Oxford (1955).
- [Bri88] D. M. Brink, Nucl. Phys. **A 482**, 3c (1988).
- [Bro00] B. A. Brown, V. Zelevinsky et N. Auerbach, Phys. Rev. **C 62**, 044313 (2000).
- [But96] P.A. Butler *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 381**, 433 (1996).
- [Cal97] F. Calvayrac *et al.*, Nuov. Cim. **A 110**, 1175 (1997).
- [Cat93] F. Catara, Ph. Chomaz et N. Van Giai, Phys. Rev. **48B**, 18207 (1993).
- [Cas69] R. F. Casten *et al.*, Phys. Rev. **187**, 1532 (1969).
- [Cha98] E. Chabannat *et. al.*, Nucl. Phys. **A 635**, 231 (1998).
- [Cho87a] Ph. Chomaz, N. V. Giai, et S. Ayik, Phys. Lett. **B 189**, 375 (1987).
- [Cho87b] Ph. Chomaz, N. V. Giai et S. Stringari, Phys. Lett. **B 189**, 375 (1987).
- [Cho93] Ph. Chomaz *et al.*, Nucl. Phys. **A 563**, 509 (1993).
- [Cho95a] Ph. Chomaz et N. Francaria, Phys. Rep. **252**, 275-405 (1995).
- [Cho95b] Ph. Chomaz, Phys. Lett. **B 347**, 1 (1995).
- [Cho95c] Ph. Chomaz, Habilitation à diriger des recherches (1995).
- [Cho97] Ph. Chomaz, Cours de l'école Joliot-Curie (1997).
- [Cin98] M. Cinausero *et. al*, Nuov. Cim. **A 111**, 613 (1998).
- [Cor01] L. Corradi, Nucl. Phys. **A 685**, 37c (2001).
- [COU78] COULEX 78, G. Dannhaeuser (1978), communiqué par E. Bouchez (2003).
- [Cun76] J. C. Cunnane *et al.*, Phys. Rev. **C 13**, 2197 (1976).
- [Cwi94] S. Ćwiok *et al.*, Nucl. Phys. **A 573**, 356 (1994).
- [Cwi96] S. Ćwiok *et al.*, Nucl. Phys. **A 611**, 211 (1996).
- [Dal92] D. S. Dale, R. M. Laszewski et R. Alarcon, Phys. Rev. Lett. **68**, 3507 (1992).
- [Das83] C. H. Dasso, S. Landowne et A. Winther, Nucl. Phys. **A 405**, 381 (1983).
- [Das96] C. H. Dasso *et al.*, Nucl. Phys. **A 597**, 473 (1996).
- [Das97] C. H. Dasso et J. Fernández-Niello, Phys. Rev. Lett. **78**, 3975 (1997).
- [Das98] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley et A. M. Stefanini, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **48**, 401 (1998)
- [Das99] M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 1395 (1999).
- [Das01] C. H. Dasso, H. Sofia et A. Vitturi, Eur. Phys. J. **A 12**, 279 (2001).

- [Das02] M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. **C 66**, 41602 (2002).
- [Den00] V. Yu Denisov et W. Nörenberg, Eur. Phys. J. **A 7**, 87 (2000).
- [Den02] V. Yu Denisov et W. Nörenberg, Eur. Phys. J. **A 15**, 375 (2002).
- [Dup92] P. Van Duppen *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **B 70**, 393 (1992).
- [Eml94] H. Emling, Prog. Part. Nucl. Phys. **33**, 729 (1994).
- [Esb81] H. Esbensen, Nucl. Phys. **A 352**, 147 (1981).
- [Esk70] P. Eskola *et al.*, Phys. Rev. **C 2**, 1058 (1970).
- [Exo97] EXOGAM : Project Definition (1997), www.ganil.fr/exogam/.
- [Fal02] M. Fallot, Thèse de l'université Paris XI (2001).
- [Fal03] M. Fallot *et al.*, soumis à Nucl. Phys. **A** (2003).
- [Fel97] H. Feldmeier et J. Schnack, Prog. Part. Nucl. Phys. **39**, 393 (1997).
- [Fel00] H. Feldmeier et J. Schnack, Rev. Mod. Phys. **72**, 655 (2000).
- [Fir99] R. B. Firestone, Table of Isotopes, John Wiley & Sons (1999).
- [Fli96] S. Flibotte *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1448 (1996).
- [Foc30] V. A. Fock, Z. Phys. **61**, 126 (1930).
- [Fuk72] S. Fukuda et Y. Torizuka, Phys. Rev. Lett. **29**, 1109 (1972).
- [Gaa92] J. J. Gaardhøje, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42**, 483 (1992).
- [Gam28] G. Gamow, Zeitschrift für Physik **51**, 204 (1928) ; **52**, 510 (1928).
- [Gia81] N.V. Giai et H. Sagawa, Nucl. Phys. **A 371**, 1 (1981).
- [Gle90] P. Gleissl *et al.*, Ann. Phys. (N.-Y.) **197**, 205 (1990).
- [Gol48] M. Goldhaber et E. Teller, Phys. Rev. **74**, 1046 (1948).
- [Gon90] M. Gong, M. Thoyama et J. Randrup, Z. Phys. **A 335**, 331 (1990).
- [Gur28] R. W. Gurney et E. U. Condon, Nature **122**, 439 (1928) ; Phys. Rev. **33**, 127 (1929).
- [Hag95] K. Hagino, N. Takigawa, J. R. Bennett et D. M. Brink, Phys. Rev. **C 51**, 3190 (1995).
- [Hag00] K. Hagino *et al.*, Phys. Rev. **C 61**, 037602 (2000).
- [Har28] D. R. Hartree, Proc. Cambridge Philos. Soc. **24**, 89 (1928).
- [Har01] M.N. Harakeh and A. van der Woude, (2001) Giant Resonances (Clarendon Press, Oxford).
- [Hen87] W. Henning, F. L. H. Wolfs, J. P. Shiffer et K. E. Rehm, Phys. Rev. Lett. **58**, 318 (1987).

- [Heu78] B. Heusch *et al.*, Z. Phys. **A 288**, 391(1978).
- [Hil53] D. L. Hill and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
- [HSI77] www.nndc.bnl.gov/nndc/physico ; B. J. Barton et J. K. Tuli, BNL-NCS-23375/R (1977).
- [Hjo76] S. A. Hjorth *et al.*, Nucl. Phys. **A 262**, 328 (1976).
- [Hof95] S. Hofmann *et al.*, Z. Phys. **A 350**, 281 (1995).
- [Hol69] H. Holm, W. Scheid et W. Greiner, Phys. Lett. **B 29**, 473 (1969).
- [Hol70] H. Holm et W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **24**, 404 (1970).
- [Hri02] HRIBF-ORNL, www.phy.ornl.gov/hribf/, voir C. Backtash *et al.*, Nucl. Phys. News **12**, 4 (2002).
- [Hun27] F. Hund, Zeitschrift für Physik **43**, 805 (1927).
- [Hus93] M. S. Hussein *et al.*, Phys. Rev. **C 47**, 2398 (1993).
- [Ign79] A. V. Ignatyuk, K. K. Istekov et G. N. Smirenkin, Sov. J. Nucl. Phys. **30**, 626 (1979).
- [ISA02] www.triumph.ca, voir P. Bricault *et al.*, Nucl. Phys. **A 701**, 49c (2002).
- [Iwa96] A. Iwamoto *et al.*, Nucl. Phys. **A 596**, 329 (1996).
- [Jac62] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1962), Eq. (15.1).
- [Jen70] A. S. Jensen et C. W. Wong Phys. Rev. **C 1**, 1321 (1970).
- [Jui02] O. Juillet et Ph. Chomaz, Phys. Rev. Lett. **88**, 142503 (2002).
- [Kim97] K.-H. Kim, T. Otsuka et P. Bonche, J. Phys. **G 23**, 1267 (1997).
- [Kno79] G. F. Knoll, *Radiation, Detection and Measurement* (Wiley, New York, 1979), p. 684.
- [Kol98] J. J. Kolata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4580 (1998).
- [Kol02] J. J. Kolata, Eur. Phys. J. **A 13**, 117 (2002).
- [Kov79] M. A. Kovash *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42**, 700 (1979).
- [Lac98] D. Lacroix, Ph. Chomaz et S. Ayik, Phys. Rev. **C 58**, 2154 (1998).
- [Lac02] D. Lacroix, communication privée (2002).
- [Lag00] Lagy T. Baby *et al.*, Phys. Rev. **C 62**, 014601 (2000).
- [Lal99] G. A. Lalazissis, S. Raman et P. Ring, At. Data Nucl. Data Tables **71**, 1 (1999).
- [Lan97] E.G. Lanza, M.V. Andrés, F. Catara, Ph. Chomaz et C. Volpe, Nucl.Phys. **A 613**, (1997) 445 .
- [Lei95] J. R. Leigh *et al.*, Phys. Rev. **C 52**, 3151 (1995).

- [Lei99] M. Leino *et al.*, Eur. Phys. J. **A 6**, 63 (1999).
- [Lem93] R. C. Lemmon *et al.*, Phys. Lett. **B 316**, 32 (1993).
- [Loi96] M. Loiselet *et al.*, in : 14th Int. Conf. Cyclotrons and Their Applications, Cape Town, South Africa (1995), World Scientific p. 629 (1996).
- [Mar76] N. Marty *et al.*, Orsay report IPNO76-03 (1976).
- [Mey82] J. Meyer, P. Quentin et B. K. Jennings, Nucl. Phys. **A 385**,269 (1982).
- [Mit00] S. Mitsuoka *et al.*, Phys. Rev. **C 62**, 054603 (2000).
- [Mol94] P. Möller et J. R. Nix, J. Phys. **G 20**, 1681 (1994).
- [Mor94] C. R. Morton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 4074 (1994).
- [Mor01] C. R. Morton *et al.*, Phys. Rev. **C 64**, 034604 (2001).
- [Mun81] G. Münzenberg *et al.*, Z. Phys. **A 300**, 7 (1981).
- [Nag86] M. A. Nagarajan, A. B. Balantekin et N. Takigawa Phys. Rev. **C 34**, 394 (1986).
- [Nav01] A. Navin *et al.*, Proposition d'Expérience E403s au GANIL (2001).
- [Nav03] A. Navin, communication privée.
- [Nee76] K. Neergård et V. V. Pashkevich, Nucl. Phys. **A 262**, 61 (1976).
- [Neg82] J. W. Negele, Rev. Mod. Phys. **54**, 913 (1982).
- [New81] J. O. Newton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **46**, 1383 (1981).
- [New01] J. O. Newton *et al.*, Phys. Rev. **C 64**, 064608 (2001).
- [Nil68] S. G. Nilsson *et al.*, Nucl. Phys. **A 115**, 545 (1968).
- [Nil01] T. Nilsson *et al.*, AIP Conf. Proc. **576**, 265 (2001).
- [Nis00] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. **C 62**, 014602 (2000).
- [Nis01] K. Nishio *et al.*, Phys. Rev. **C 63**, 044610 (2001).
- [Nor27] L. Nordheim, Zeitschrift für Physik **46**, 833 (1927).
- [Pap99] M. Papa *et al.*, Eur. Phys. J. **A 4**, 69 (1999).
- [Pat94] Z. Patyk and A. Sobiczevski, Nucl. Phys. **A573**, 356 (1994).
- [Pie01] D. Pierroutsakou *et al.*, Nucl. Phys. **A 687**, 245c (2001).
- [Pol00] G. Pollarolo et A. Winther, Phys. Rev. **C 62**, 054611 (2000).
- [Pon99] V.Yu. Ponomarev et P. Von Neumann-Cosel, Phys. Rev. Lett. **82**, 501 (1999).
- [Pon00] V. Yu. Ponomarev, P. F. Bortignon, R. A. Broglia et V. V. Voronov, Phys. Rev. Lett. **85**, 1400 (2000).
- [Puh77] F. Puhlhofer, Nucl. Phys. **A 280**, 27 (1977).
- [Rag89] P. Raghavan, At. Data Nucl. Data Tables **42**, 189 (1989).

- [Rei70] P. W. Reisenfeldt et T. D. Thomas, *Phys. Rev.* **C 2**, 711 (1970).
- [Rei92] W. Reisdorf et M. Schädel, *Z. Phys.* **A 343**, 47 (1992).
- [Rei99] P. Reiter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 509 (1999).
- [Rei00] P. Reiter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3542 (2000).
- [Rin81] P. Ring et P. Schuck, *The Nuclear Many Body Problem*, Ed. Springer-Verlag (1981).
- [Rit93] J. Ritman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 533 (1993).
- [Row91] N. Rowley, G. R. Satchler et P. H. Stelson, *Phys. Lett.* **B 254**, 25 (1991).
- [Rum01] T. Rumin, K. Hagino et N. Takigawa, *Phys. Rev.* **C 63**, 044603 (2001).
- [Rut97] K. Rutz *et al.*, *Phys. Rev.* **C 56**, 238 (1997).
- [Sah77] S. K. Saha *et al.*, *Phys. Rev.* **C 15**, 94 (1977).
- [San99] M. Sandoli *et al.*, *Eur. Phys. J.* **A 6**, 275 (1999).
- [Sca93] J.-A. Scarpaci *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3766 (1993).
- [Sca02] J.-A. Scarpaci, M. Fallot, Y. Blumenfeld *et al.*, communication privée.
- [Sch26] E. Schrodinger, *Ann. Phys.* **79**, 361 (1926).
- [Sch84] K. H. Schmidt, J. G. Keller et D. Vermeulen, *Z. Phys.* **A 315**, 159 (1984).
- [Sch93] R. Schmidt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1767 (1993).
- [Sig02] C. Signorini *et al.*, *Eur. Phys. J.* **A 13**, 129 (2002).
- [Sim01] C. Simenel, Ph. Chomaz et G. de France, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2971 (2001).
- [Sim03a] C. Simenel et Ph. Chomaz, *Phys. Rev. C*, à paraître ; nucl-th/0209069 (2003).
- [Sim03b] C. Simenel, Ph. Chomaz et G. de France, en préparation.
- [Sim03c] C. Simenel, G. de France et Ph. Chomaz, en préparation.
- [Sim03d] C. Simenel, Ph. Chomaz, en préparation.
- [Smo95] R. Smolanczuk, J. Skalski et A. Sobiczewski, *Phys. Rev.* **C 52**, 1871 (1995).
- [Sno86] K.A. Snover, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36**, 545 (1986).
- [Sob94] A. Sobiczewski, *Phys. Part. Nuclei* **25**, 295 (1994).
- [Son98] A. A. Sonzogni *et al.*, *Phys. Rev.* **C 57**, 722 (1998).
- [SPI02] SPIRAL, www.ganil.fr/spiral, voir A. C. C. Villari et F. de Oliveira, *Nucl. Phys. News* **12**, 29 (2002) ;
A. C. C. Villari et le groupe SPIRAL, *Proceedings de EMIS14, Vancouver, Canada* (2002), *Nucl. Instr. and Methods*, en presse.
- [Ste50] H. Steinwedel and J. H. Jensen, *Z. Naturforsch.* **52**, 413 (1950).

- [Ste90] P. H. Stelson *et al.*, Phys. Rev. **C 41**, 1584 (1990).
- [Ste95] A. M. Stefanini *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 864 (1995).
- [Ste97] A. M. Stefanini, J. Phys. **G 23**, 1401 (1997).
- [Ste00] A. M. Stefanini *et al.*, Phys. Rev. **C 62**, 014601 (2000).
- [Sto80] R. G. Stokstad *et al.*, Phys. Rev. **C 21**, 2427 (1980).
- [Str67] V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A 95**, 420 (1967).
- [Swi82] W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A 376**, 275 (1982).
- [Tak93] M. Takigawa *et al.*, Phys. Rev. **C 47**, R2470 (1993).
- [Tan85] I. Tanihata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 2676 (1985).
- [Tan92] I. Tanihata *et al.*, Phys. Lett. **B 289**, 261 (1992).
- [Tim97] H. Timmers *et al.*, Phys. Lett. **B 399**, 35 (1997).
- [Tim98] H. Timmers *et al.*, Nucl. Phys. **A 633**, 421 (1998).
- [Toy01] M. Tohyama, Phys. Rev. **C 64**, 067304 (2001).
- [Tri01] Vandana Tripathi *et al.*, Phys. Rev. **C 65**, 014614 (2001).
- [Tri02] Vandana Tripathi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 172701 (2002).
- [Tro99] M. Trotta *et al.*, RIKEN Rev. **23**, 96 (1999).
- [Tro00] M. Trotta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2342 (2000).
- [Tro01] M. Trotta *et al.*, Phys. Rev. **C 65**, 011601 (R) (2001).
- [Vau72] D. Vautherin et D. M. Brink, Phys. Rev. **C 5**, 626 (1972).
- [Vie01] G. Viesti *et al.*, Phys. Rev. **C 63**, 034611 (2001).
- [Vil01] A. C. C. Villari, Nucl. Phys. **A 693**, 465 (2001).
- [Vol99] C. Volpe et Ph. Chomaz, Phys. Rev. Lett. **83**, 1119 (1999).
- [Vol95] C. Volpe *et al.*, Nucl. Phys. **A 589**, 521 (1995).
- [Wam88] J. Wambach, Rep. Prog. Phys. **51**, 989 (1988).
- [Wan85] S.J. Wang et W. Cassing, Ann. Phys. (N.Y.) **159**, 328 (1985).
- [Wei91] J. X. Wei *et al.*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3368 (1991).
- [Wil67] L. Willets, E. Guth et J. S. Tenn, Phys. Rev. **156**, 1349 (1967).
- [Won73] C. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **31**, 766 (1973).
- [Won78] C. Y. Wong et H. H. K. Tang, Phys. Rev. Lett. **40**, 1070 (1978).
- [Wu84] C.-Y. Wu, Diss. Abst. Int. **45 B**, 243 (1984).
- [Yer98] A.V. Yeremin *et al.*, JINR Rapid Communications **6**, [92] 21 (1998).

- [Yos95] A. Yoshida *et al.*, Nucl. Phys. **A 588**, 109c (1995).
- [Yos96] A. Yoshida *et al.*, Phys. Lett. **B 389**, 457 (1996).
- [You77] D. H. Youngblood *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 1188 (1977).
- [Zeg00] R. G. T. Zegers *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 3779 (2000).

Table des figures

2.1	Couches sphériques neutron du $^{298}114_{184}$ prédites par un calcul HF avec les forces SkP et SLy7 et par le modèle de Wood-Saxon.	6
2.2	idem que la figure 2.1 pour les protons.	7
2.3	Description schématique des étapes de la fusion-évaporation.	8
2.4	Comparaison schématique entre une collision de noyaux sphériques (haut), et une collision d'un noyau déformé sur un noyau sphérique (bas) dans la configuration la plus compacte.	10
2.5	Barrières de fusion pour la réaction $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ pour différentes orientations initiales du ^{24}Mg ($\beta_2 = 0.4$).	11
2.6	Définition de l'orientation φ . L'axe (Δ) est l'axe de déformation du noyau et \vec{V} est sa vitesse.	12
2.7	Différentes orientations favorables ("oui") ou défavorables ("non") au passage du point selle dans le cas d'un noyau allongé ou aplati.	12
2.8	Illustration schématique du phénomène de réorientation du noyau déformé.	14
2.9	Fission de l' ^{238}U induite par excitation Coulombienne. A_1 est le nombre de nucléons du projectile, $\Delta\beta$ est la variation du paramètre de déformation entre l'état fondamental et le point de fission, ℓ est le moment d'inertie pris proportionnel à la déformation et E est l'énergie du projectile.	16
2.10	Réorientation de l' ^{192}Os (ligne pleine) et du ^{194}Pt en fonction de la distance D pour une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$	19
2.11	Réorientation finale $\Delta\varphi$ de l' ^{192}Os (ligne pleine) et du ^{194}Pt (pointillés) en fonction de l'orientation initiale φ_0	20
2.12	Idem figure 2.11 avec une déformation des noyaux multipliée par trois.	21
2.13	Evolution de la réorientation de l' ^{192}Os en fonction de sa déformation pour une orientation initiale de 45°	22

2.14	Evolution de la réorientation de noyaux allongés de la vallée de stabilité en fonction de leur nombre de masse A_1 . Le partenaire de collision est le ^{40}Ca , l'énergie est celle de la barrière et l'orientation initiale est $\varphi_0 = 45^\circ$. Les points (+) sont obtenus pour la déformation mesurée expérimentalement de ces noyaux tandis que les points (*) le sont pour une déformation constante $\varepsilon = 0.05$. La courbe est un ajustement en $\frac{a}{b+A_1}$ des points (*).	23
2.15	Evolution de la réorientation du ^{192}Os en fonction de la masse du partenaire de collision (A_2) pour une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$. La courbe est un ajustement en $\frac{a'A_2}{b'+A_2}$	24
2.16	Evolution de la réorientation du ^{192}Os sur le ^{40}Ca en fonction de l'énergie pour une orientation initiale $\varphi_0 = 45^\circ$	25
2.17	Définitions de l'angle φ , de la distance D et du repère $(O; x, y, z)$ solide du noyau déformé.	25
2.18	Evolution de l'orientation du ^{192}Os en fonction de la distance D . Le partenaire de collision sphérique est le ^{208}Pb et l'orientation initiale est $\varphi_0 = 45^\circ$. En trait plein : résultat de la simulation numérique. En trait pointillé : résultat analytique (équation 2.9).	28
3.1	Représentation schématique de la transmission d'une barrière de potentiel et de sa dérivée par rapport à l'énergie dans le cas classique (gauche) et quantique (droite).	34
3.2	Idem que la figure 3.1 avec deux barrières.	34
3.3	Schéma du dispositif expérimental.	40
3.4	Schéma représentant le spectromètre EXOGAM avec ses 16 CLOVERs.	41
3.5	Représentation des quatre cristaux d'un gros CLOVER. Chaque cristal contient quatre segments.	42
3.6	Coupe schématique d'un CLOVER avec ses différents éléments anti-Compton (BGO et CsI).	42
3.7	Spectre d'une source de ^{60}Co sans (noir) et avec (gris) réjection Compton.	43
3.8	Pic γ à 444 keV de l' ^{152}Eu obtenu par un gros CLOVER. En noir : somme des spectres de chaque cristal. En gris : spectre d'addback. Les deux spectres sont décalés horizontalement pour permettre une meilleure visualisation.	44
3.9	Facteur d'addback en fonction de l'énergie du pic γ pour un gros CLOVER (en haut) et un petit CLOVER (en bas).	45
3.10	Largeur à mi-hauteur des pics photo-électriques pour l'ensemble des gros CLOVERs (tirets), des petits CLOVERs (pointillés) et du système total (ligne pleine).	46

3.11	Efficacité photo-pic en fonction de l'énergie pour les petits (pointillés), les gros (tirets) et le total des CLOVERs (ligne pleine).	46
3.12	Schéma de l'électronique d'une voie d'EXOGAM.	47
3.13	Diagramme illustrant l'acquisition d'un évènement dans le cas d'un déclenchement simple sur la multiplicité.	49
3.14	Schéma du détecteur Silicium.	51
3.15	Schéma de l'électronique associée au détecteur Silicium.	51
3.16	Spectre de la source 3α	52
3.17	Spectres γ associés aux réactions ${}^6\text{He}+{}^{63}\text{Cu}$ et ${}^6\text{He}+{}^{65}\text{Cu}$ au voisinage des énergies d'intérêt pour la réaction de fusion ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ à 30 MeV (zone $4n$) et à 19.5 MeV (zone $3n$).	53
3.18	Spectre du pixel [12, 1] avec une cible de ${}^{184}\text{W}$. L'échelle verticale est logarithmique.	54
3.19	Evolution du taux de comptage en fonction du numéro de secteur pour une cible de ${}^{184}\text{W}$. Haut : expérience. Bas : sections efficace Rutherford obtenues par simulation avec un décalage latéral de 2 mm du faisceau par rapport au centre du détecteur Silicium.	55
3.20	Spectres du pixel [4, 7] obtenus avec la cible ${}^{63}\text{Cu}+{}^{190}\text{Os}$ (noir) et la cible de ${}^{65}\text{Cu}$ (gris).	56
3.21	Spectres du pixel [16, 7] obtenus avec la cible ${}^{63}\text{Cu}+{}^{190}\text{Os}$ (noir) et la cible de ${}^{65}\text{Cu}$ (gris). Dans ce dernier cas un déplacement vertical égal à 20 a été effectué pour une meilleure visibilité.	57
3.22	Spectre en temps entre la RF (stop) et le signal FT (start) sans condition ($P+\gamma$), en imposant la détection d'un gamma (γ), et en imposant la détection d'une particule dans le Silicium (P). Le temps s'écoule de la droite vers la gauche.	58
3.23	Spectres γ obtenus avec la cible $\{{}^{63}\text{Cu}, {}^{190}\text{Os}\}$ et une énergie de 30 MeV du faisceau. Le spectre "total" est obtenu sans condition temporelle tandis que celui "corrélé" l'est en imposant un temps RF-FT compris dans la porte du cristal touché. Le spectre "aléatoire" est le complémentaire du spectre corrélé.	59
3.24	En bas à gauche : spectre en temps bidimensionnel. L'abscisse est le temps RF-FT. L'ordonnée est le temps RF-Si. En haut à gauche : projection sur l'abscisse en imposant la présence d'un signal dans le Silicium (i.e. axe $y=0$ exclu dans le spectre bidimensionnel). En bas à droite : projection sur l'ordonnée. En haut à droite : temps Si-FT reconstruit. Les temps s'écoulent du haut vers le bas (RF-Si) et de la droite vers la gauche (RF-FT).	60

3.25	Spectre en temps (échelle verticale logarithmique) Si-FT en coïncidence (gris) et anticoïncidence (noir) avec la détection d'un γ	61
3.26	Transitions γ du ^{192}Pt observées au cours des réactions $^{190}\text{Os}(\alpha, 2n\gamma)$ et $^{192}\text{Os}(\alpha, 4n\gamma)$	63
3.27	Transitions γ du ^{193}Pt observées au cours de la réaction $^{192}\text{Os}(\alpha, 3n\gamma)$. . .	63
3.28	Spectre γ corrélé en temps faisceau obtenu avec une énergie du faisceau de 30 MeV. L'encadré montre un agrandissement de la zone autour de 341 keV obtenue après soustraction de la contribution du Cuivre.	65
3.29	Schéma de niveaux du ^{192}Pt obtenu par la réaction $^{192}\text{Os}(\alpha, 4n)$. La largeur des flèches est proportionnelle à l'intensité des transitions γ [Cun76].	65
3.30	Spectre γ corrélé en temps obtenu avec le faisceau de 19.5 MeV après soustraction de la radioactivité environnante. Les deux lignes verticales sont positionnées à 340.3 et 341.2 keV.	66
3.31	Spectres γ brut (gamma) et en coïncidence avec une particule chargée (part.-gam.) dans le Silicium pour différentes cibles. Les spectres part.-gam. ont été déplacés verticalement pour une meilleure visualisation (leur origine est à l'ordonnée 18310).	67
3.32	Schéma de niveaux de l' ^{190}Os obtenu par excitation Coulombienne à l'aide d'un faisceau d'Oxygène d'énergie comprise entre 42 et 80 MeV. .	68
3.33	Partie basse énergie du schéma de niveaux de l' ^{190}Os obtenue par absorption de neutrons thermiques.	69
3.34	Spectre γ en coïncidence avec une particule dans le Silicium à 30 MeV. En noir : cible de $^{190}\text{Os}+^{63}\text{Cu}$. En gris : cible de ^{63}Cu	70
3.35	Spectres γ en coïncidence avec le Silicium à 30 MeV d'énergie du faisceau avec les cibles de $^{63}\text{Cu}+^{190}\text{Os}$ et de ^{63}Cu	71
3.36	Fonction d'excitation expérimentale du système $^4\text{He}+^{192}\text{Os}$. Les points du système $^6\text{He}+^{190}\text{Os}$ sont aussi représentés (barres d'erreur sans tiret horizontal). Les flèches en gras indiquent les positions des barrières. . . .	74
3.37	Barrière de fusion et Transmission du fragment A dans le cas où il constitue lui même la cible (à gauche) et dans le cas où il provient d'une cassure (à droite). Les schémas de la collision centrale sont donnés dans le référentiel du noyau subissant la cassure.	75
3.38	Représentation schématique de la transmission du projectile (en haut) et de celle d'un fragment issu d'une cassure du projectile (en bas).	76
4.1	Taux de photo-fission de l' ^{238}U en fonction de l'énergie des γ incidents [Bal47]. Le pic est interprété comme une oscillation des protons et des neutrons.	83
4.2	Spectre γ de la réaction $^{82}\text{Se}+^{40}\text{Ar}\rightarrow^{122}\text{Te}^*$ à $E_{40\text{Ar}} = 170$ MeV [New81].	84

4.3	Spectre des γ émis par le ^{140}Sm formé par deux réactions de fusion différentes [Fli96] (échelle logarithmique).	86
4.4	Spectre de la figure 4.3 divisé par le fond statistique théorique obtenu par CASCADE en tenant compte de la réponse des détecteurs (échelle linéaire).	86
4.5	Evolution diabatique (trait continu) et adiabatique (trait tireté) du système dinucléaire dans l'espace des nombres de protons et de neutrons du plus petit noyau. Cas de la réaction symétrique en N/Z de Flibotte.	88
4.6	idem que la figure 4.5 pour la réaction asymétrique de Flibotte.	89
4.7	idem que la figure 4.5 pour la réaction symétrique de Cinausero.	89
4.8	idem que la figure 4.5 pour la réaction asymétrique de Cinausero.	90
4.9	Evolution de Q_D et P_D pour la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}\rightarrow^{40}\text{Ca}$ à une énergie du centre de masse de 0.5 MeV/u et à paramètre d'impact nul.	95
4.10	Probabilité d'émission γ de la GDR de prééquilibre pour la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$ (ligne pleine) et la réaction $^8\text{Be}+^{32}\text{S}$ (ligne tiretée) . Spectre de la première étape de la décroissance statistique du noyau composé (ligne pointillée).	96
4.11	Evolution de Q_D et P_D dans le ^{40}Ca excité par un opérateur dipolaire isovectoriel.	98
4.12	Spectre γ associé à l'évolution de Q_D de la figure 4.11	98
4.13	Coupe de la densité dans le plan de collision pour la réaction ^{12}Be (à droite) $+^{28}\text{S}$ (à gauche).	100
4.14	Evolution du paramètre de déformation au cours du temps dans la réaction asymétrique.	103
4.15	Distance entre les centre de masse des partenaires de collision (a) et sa dérivée seconde (b) en fonction du temps.	103
4.16	Logarithme du nombre de phonons excités en fonction du temps pour la réaction de la figure 4.9 (trait plein). Ajustement d'une décroissance exponentielle avec un temps $\tau = 50$ fm/c (trait pointillé).	104
4.17	Energie du pic principal de la GDR de prééquilibre en fonction de l'énergie du centre de masse pour la réaction asymétrique $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$	105
4.18	Temps de vie partiel de la GDR de prééquilibre en fonction de l'énergie du centre de masse de la réaction asymétrique.	106
4.19	Probabilité totale d'émission de γ de la GDR de prééquilibre intégré sur l'énergie γ en fonction de l'énergie du centre de masse.	106
4.20	Idem que la figure 4.9 pour la réaction $^8\text{Be}+^{32}\text{S}\rightarrow^{40}\text{Ca}$	108
4.21	Illustration et notation de la polarisation dans les noyaux.	108
4.22	Evolution de Q_D et P_D dans la réaction asymétrique en N/Z $^{40}\text{Ca}+^{100}\text{Mo}$ à une énergie $E_{^{40}\text{Ca}} = 4.25$ MeV/u et à un paramètre d'impact nul.	110

4.23	Idem que la figure 4.22 pour la réaction quasi-symétrique en N/Z $^{36}\text{S}+^{104}\text{Pd}$ à une énergie $E_{^{36}\text{S}} = 4.4$ MeV.	110
4.24	Idem que la figure 4.22 pour la réaction asymétrique en N/Z $^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$ à une énergie $E_{^{16}\text{O}} = 8.1$ MeV.	111
4.25	Idem que la figure 4.22 pour la réaction asymétrique en N/Z $^{48}\text{Ti}+^{64}\text{Ni}$ à une énergie $E_{^{48}\text{Ti}} = 5$ MeV.	111
4.26	Probabilité d'émission de γ de la GDR de prééquilibre pour la réaction $^{40}\text{Ca}+^{100}\text{Mo}$ (ligne pleine) et la réaction $^{36}\text{S}+^{74}\text{Ge}$ (ligne tiretée). Spectre de la première étape de la décroissance statistique du noyau composé (ligne pointillée).	112
4.27	Probabilité d'émission de γ de la GDR de prééquilibre pour la réaction $^{16}\text{O}+^{98}\text{Mo}$ (ligne pleine) et la réaction $^{48}\text{Ti}+^{64}\text{Ni}$ (ligne tiretée). Spectre de la première étape de la décroissance statistique du noyau composé (ligne pointillée).	113
4.28	Représentation des deux repères utilisés pour décrire les collisions non centrales.	114
4.29	Amplitude de la première oscillation de $Q_{D_{X'}}$ (trait plein) et $Q_{D_{Z'}}$ (trait tireté) en fonction du paramètre d'impact pour la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$ à $E_{CM} = 0.5$ MeV/u.	114
4.30	Evolutions temporelles de $Q_{D_{X'}}$ à $b = 0$ fm (ligne pleine) et à $b = 1$ fm (trait tireté) ainsi que de $Q_{D_{Z'}}$ à $b = 1$ fm (trait pointillé).	115
4.31	Spectres γ associés à l'oscillation de $Q_{D_{X'}}$ (ligne pleine) et à celle de $Q_{D_{Z'}}$ (ligne tiretée) à $b = 1$ fm.	116
4.32	Evolution de la période instantanée en fonction du temps pour les réactions $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}$ (ligne tiretée) et $^{20}\text{O}+^{20}\text{Mg}$ (ligne pleine).	117
4.33	Evolution de Q_D et de P_D dans la réaction $^{20}\text{O}+^{20}\text{Mg}\rightarrow^{40}\text{Ca}$	118
4.34	Spectre γ associé à l'oscillation dipolaire de la figure 4.33.	119
4.35	Evolution de $Q_0(t)$ (ligne pleine) et $Q_2(t)$ (ligne tiretée) dans la réaction $^{20}\text{O}+^{20}\text{Mg}\rightarrow^{40}\text{Ca}$	122
4.36	idem que la figure 4.35 pour la réaction $^{12}\text{Be}+^{28}\text{S}\rightarrow^{40}\text{Ca}$	122
4.37	Evolution de la période de la GDR (ligne pleine) obtenue avec TDHF et de la période d'oscillation de la solution de Mathieu (ligne tiretée).	124
4.38	Evolution de $Q_D(t)$ (trait plein), $Q_0(t)-Q_0(0)$ (tirets) et $Q_2(t)$ (pointillés) pour une excitation dipolaire appliquée au ^{40}Ca avec une intensité $k = 0.141$ fm $^{-1}$. L'échelle donne les valeurs en fermis de $Q_D(t)$ et correspond à des fm 2 pour $Q_0(t) - Q_0(0)$ et $Q_2(t)$	125

4.39	Représentation schématique de la population de noyaux composés durant la phase de décroissance statistique. a) cas d'une réaction symétrique en N/Z . b) cas asymétrique.	126
5.1	Potentiels ($l = 0$) subis par les protons (gauche) et les neutrons (droite) dans ^{16}O (haut) et ^{28}O (bas). La position des barres horizontales donne l'énergie de chaque état et la longueur donne la dégénérescence. l'ordre des états correspond à celui du tableau E.1 sauf en (a) où les états $2s$ et $1d$ quasiment dégénérés sont inversés.	146
5.2	Module du couplage en isospin divisé par l'intensité de la transformation β au temps $t = 100 \text{ fm}/c$ en fonction de la distance du centre du noyau pour ^{16}O (ligne pleine) et ^{28}O (ligne tiretée). R_0 et R_B sont les distances où le potentiel proton s'annule et est maximum respectivement.	147
5.3	Module de la partie non diagonale en isospin du potentiel divisée par l'intensité de la transformation β à la barrière Coulombienne en fonction du temps pour ^{16}O (ligne pleine) et ^{28}O (ligne tiretée).	148
5.4	Représentation schématique du potentiel dans les trois régions de l'espace. En haut : partie diagonale pour les protons. Au milieu, partie diagonale pour les neutrons. En bas : partie hors diagonale (couplage).	149
5.5	Coefficient de transmission proton en fonction de l'énergie du nucléon incident. La ligne pleine représente le cas sans couplage ($C = 0 \text{ MeV}$), la ligne tiretée $C = 0.12 \text{ MeV}$ et la ligne pointillée $C = 0.5 \text{ MeV}$. La flèche indique la position de la barrière $B_0 = 2 \text{ MeV}$	152
5.6	Rapport des coefficients de transmission protons avec couplage (ligne pleine : $C = 0.12 \text{ MeV}$; ligne tiretée : $C = 0.5 \text{ MeV}$) en fonction de l'énergie du nucléon incident. La flèche indique la position de la barrière $B_0 = 2 \text{ MeV}$	152
5.7	Représentation schématique de la transmission proton sans couplage (trait plein) et avec couplage (trait tireté) dans le cas d'un passage de barrière en mécanique classique.	153
5.8	Représentation schématique de l'évolution du potentiel lorsque l'on passe du cas sans couplage au cas avec couplage. La barrière proton (trait plein) devient la barrière de l'état $ +\rangle$ (pointillés). Le potentiel neutron (tirets) devient la barrière de l'état $ -\rangle$	154
D.1	Evolutions of the monopole, quadrupole and dipole moments (solid lines) and of the central density ρ_0 (dashed lines) as a function of time for monopole (a), quadrupole (b) and dipole (c) excitations in ^{40}Ca	178

D.2	Evolutions of the maximal oscillation amplitudes of $\langle Q_0 \rangle$ (solid line), $\langle Q_2 \rangle$ (dashed line) and $\langle Q_D \rangle$ (dotted line) as a function of the intensities of the monopole, quadrupole, and dipole excitations. The horizontal lines represent the average number of excited phonons for each GR.	179
D.3	Monopole, quadrupole and dipole spectra for a monopole, quadrupole and dipole excitation.	180
D.4	Energies, transition probabilities q_ν , energy weighted sum-rules S_1 and coupling coefficients of the GMR, GDR and GQR in the ^{40}Ca , ^{90}Zr and ^{208}Pb . q_ν and S_1 are expressed in fm^2 and $\text{MeV}.\text{fm}^4$ for the GMR and GQR and in fm and $\text{MeV}.\text{fm}^2$ for the GDR respectively.	181
E.1	Représentation schématique de la résolution numérique de l'équation HF statique.	184
E.2	Représentation schématique des différents niveaux de l'oscillateur harmonique sphérique. L'énergie est en ordonnée et le moment angulaire orbital est donné en abscisse en unité \hbar . Les chiffres en italique donnent les dégénérescences. Les états à droite du trait en pointillés n'ont pas besoin d'être introduits pour un calcul monopolaire jusqu'à l' ^{28}O	186

Liste des tableaux

2.1	Valeurs du paramètre de déformation ε pour différents noyaux allongés de la vallée de stabilité.	22
2.2	Paramètres des ajustements comparés au calcul analytique	29
3.1	Abréviations utilisées et leurs significations.	48
3.2	Tableau des efficacités de quelques pixels du détecteur Silicium.	56
3.3	Transitions observées et attribuées au ^{192}Pt pour une énergie de faisceau de 30 MeV. Les énergies γ et intensités associées à ces transitions sont aussi indiquées.	66
3.4	Transitions γ observées et attribuées à l' ^{190}Os pour une énergie de faisceau de 30 MeV. E_i : énergie initiale, E_f : énergie finale, $E_\gamma = E_i - E_f$: énergie des γ et intensités relatives de chaque transition.	69
3.5	Idem que le tableau 3.4 pour l' ^{191}Os	70
E.1	nombre quantique principal n , orbital l et azimuthal m , dégénérescence g et coefficient $y_{nl}(r)$ des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique. . .	186

Résumé :

Ce mémoire traite d'aspects de la dynamique nucléaire autour de la barrière. Il est montré que pour une réaction de fusion, le champ Coulombien couple le mouvement relatif des noyaux à la rotation d'un projectile déformé, et ce indépendamment de l'énergie et de la charge des noyaux. Une étude expérimentale de la réaction ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ via la spectroscopie gamma des noyaux produits a montré quant à elle que la cassure de l' ${}^6\text{He}$ se couplait aussi au mouvement relatif, réduisant considérablement la fusion au dessus et au voisinage de la barrière de fusion. Le chemin vers la fusion après le passage de la barrière et notamment l'équilibration des charges ont été étudiés dans le cadre de la théorie TDHF via la GDR de prééquilibre excitée dans les réactions de fusion asymétrique en N/Z. Une application à la formation de super-lourds est proposée. Enfin, des couplages entre protons et neutrons ont été mis en évidence en champ moyen avec pour principal effet une émission de protons sous-Coulombiens.

Title : Nuclear Dynamic around the Coulomb Barrier : *from fusion to evaporation*

Abstract :

This work is devoted to aspects of nuclear dynamic around the barrier. It is shown that for fusion reactions, the Coulomb field couples relative motion of nuclei to rotation of a deformed projectile independently of the energy and the charge of the nuclei. An experimental study of the reaction ${}^6\text{He}+{}^{190}\text{Os}$ via gamma spectroscopy of product nuclei has shown that the break up of the ${}^6\text{He}$ is coupled to the relative motion too, resulting to a strong hindrance of the fusion around and above the fusion barrier. The way to fusion after the overcoming of the barrier, specially the charge equilibration, have been studied in the framework of the TDHF theory via the preequilibrium GDR excited in N/Z asymmetric reactions. An application to the formation of super-heavy elements has been proposed. Finally, couplings between protons and neutrons have been shown up in mean field calculations. Their main expected effect is an emission of protons under the Coulomb barrier.

Mots-cles :

Réactions Nucléaires ; Hartree-Fock, Méthode d'Approximation ; Effet Tunnel ; Résonance Géante (Physique Nucléaire)

Discipline : *constituants élémentaires*