



HAL
open science

Aspects quantiques et dissipatifs dans la structure et la dynamique nucléaires

D. Lacroix

► **To cite this version:**

D. Lacroix. Aspects quantiques et dissipatifs dans la structure et la dynamique nucléaires. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 1999. Français. NNT: . in2p3-00015141

HAL Id: in2p3-00015141

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00015141>

Submitted on 5 Oct 2016

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.

Université de Caen

THESE

présentée
en vue de l'obtention du

DOCTORAT de L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité: Constituants élémentaires

par

Denis LACROIX

sujet :

**Aspects quantiques et dissipatifs dans la structure et
la dynamique nucléaires**

soutenue le 16 Avril 1999 devant le jury composé de :

Monsieur	J.P. BLAIZOT	
Monsieur	P. CHOMAZ	
Monsieur	J. CUGNON	Rapporteur
Monsieur	R. MALFLIET	
Monsieur	B. TAMAIN	Président
Monsieur	N. VAN GIAI	Rapporteur

10 JUIN 1999

C.E.A.
BIBLIOTHÈQUE
S. Ph. N.

Université de Caen

THESE

présentée
en vue de l'obtention du

DOCTORAT de L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité: Constituants élémentaires

par

Denis LACROIX

sujet :

**Aspects quantiques et dissipatifs dans la structure et
la dynamique nucléaires**

soutenue le 16 Avril 1999 devant le jury composé de :

Monsieur	J.P. BLAIZOT	
Monsieur	P. CHOMAZ	
Monsieur	J. CUGNON	Rapporteur
Monsieur	R. MALFLIET	
Monsieur	B. TAMAIN	Président
Monsieur	N. VAN GIAI	Rapporteur

*...à Delphine
...à ma famille*

Remerciements:

Bien que la radioactivité fut découverte il y a plus d'un siècle, je ne découvrais la beauté du noyau atomique qu'un an avant le début de ce travail de thèse lorsque j'arrivais en physique nucléaire en tant que marin deuxième classe. A cette époque, tout était nouveau pour moi et le chemin fut long avant l'aboutissement de mon travail de recherche sous la forme de ce manuscrit. Un tel chemin n'aurait pas été possible sans les nombreuses personnes qui m'ont accompagnées, aidées et encouragées ces dernières années.

Je voudrais tout d'abord remercier la direction du GANIL, D. Guerreau et J.P. Fouan pour m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire et offert la chance de mener à bien mon travail de thèse.

Je remercie particulièrement les personnes qui ont eu la gentillesse d'accepter de faire partie de mon jury de thèse: le président, Monsieur Bernard Tamain, les rapporteurs, Messieurs Joseph Cugnon et Nguyen Van Giai, ainsi que Messieurs Jean-Paul Blaizot et Rudi Malfliet.

Je voudrais exprimer tout particulièrement ma gratitude à Philippe Chomaz, mon responsable de thèse, pour m'avoir accompagné et encadré lors de ce travail. J'ai en particulier apprécié l'étendue de ses connaissances, son sens de la communication ainsi que son ouverture d'esprit et son enthousiasme: toutes ces qualités qui font de lui un grand chercheur. J'ai également apprécié ses nombreuses qualités humaines, en particulier sa bonne humeur et son optimisme qui ont été un soutien constant lors de ces trois dernières années et qui font de lui bien plus qu'un collaborateur.

Je remercie les différentes personnes avec qui j'ai eu la chance de travailler: le groupe INDRA du service de physique nucléaire de Saclay qui m'a accueilli lors de mon service militaire, Roland, Laurent, Claude, Robert, Jean-Luc et plus particulièrement Philippe et Maria pour leur agréable compagnie. Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à R. Peschanski pour ses conseils et sa collaboration. Enfin, je remercie Lolly et Janusz pour leur enthousiasme et leur collaboration enrichissante durant ces dernières années.

Je remercie également Sakir Ayik avec qui j'ai collaboré tout au long de cette thèse. En particulier, je voudrais lui exprimer ma gratitude pour ses invitations dans le Tennessee et pour ses contributions aux divers travaux présentés dans ce document.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Paul Bonche, pour les discussions intéressantes que nous avons eu, ainsi que pour nous avoir permis de bénéficier de son expérience et de son travail.

Je remercie le groupe SPEG du GANIL, Wolfi, Patricia et Hervé, ainsi que le groupe exotique du SPhN, Nicolas, Jean-Luc, Alain, Valérie et Antoine pour

Table des matières

1	Introduction	1
2	Théorie de champ moyen et de champ moyen étendu	5
2.1	Introduction	5
2.2	Notations	7
2.3	Equations de champ moyen :	8
2.3.1	Généralités	8
2.3.2	Théorie de Hartree-Fock pour les noyaux froids.	9
2.3.3	champ moyen et systèmes chauds	11
2.3.4	Le champ moyen dépendant du temps: Time-dependent Hartree-Fock	13
2.4	Au delà du champ moyen:	14
2.4.1	La hiérarchie de Bogolyubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon (BBGKY)	15
2.4.2	Troncature au deuxième ordre:	15
2.4.3	Equation de champ moyen étendu	16
2.4.4	Expression des équations ETDHF dans une base:	18
2.5	Discussion des hypothèses de l'équation de champ moyen étendu .	18
2.5.1	Conditions d'applications de ETDHF	18
2.5.2	Effet de mémoire et hypothèse de couplage faible	19
2.5.3	Forces effectives	21
2.6	Propriétés de l'équation de champ moyen étendu:	23
2.6.1	Equilibre statique	23
2.6.2	Caractéristiques de la dynamique de champ moyen étendu	24
2.6.3	Champ moyen étendu et dynamique irréversible	25
2.6.4	Evolution de l'entropie	27

Table des matières

2.7	Approximations de l'équation de champ moyen étendu	28
2.7.1	Approximation du temps de relaxation	28
2.7.2	Approches semi-classiques	29
2.8	Conclusion	32
3	Excitations collectives dans les noyaux	33
3.1	Introduction	33
3.1.1	Energie collective	33
3.1.2	Temps de vie des modes collectifs	36
3.2	Description microscopique des résonances géantes	41
3.2.1	Réponse de petite amplitude dans la théorie de Hartree-Fock	41
3.2.2	Résonances géantes et collisions nucléon-nucléon	43
3.3	Etude du ^{40}Ca	45
3.3.1	Résolution des équations RPA	47
3.3.2	Largeur d'étalement des résonances géantes:	48
3.4	Vers l'inclusion des effets plus complexes	55
3.5	Résonances géantes et couplages intermédiaires	60
3.5.1	Fonction de réponse du noyau et couplages intermédiaires .	61
3.5.2	Fluctuations d'Ericson	62
3.5.3	Origine microscopique des fluctuations	63
3.6	Fluctuations à plusieurs échelles	67
3.7	Extraction des fluctuations à différentes échelles	69
3.7.1	Méthodes standard et extension	70
3.7.2	Index d'Entropie et fluctuations	70
3.8	Interférences dans la fonction de réponse	74
3.8.1	Décroissance et Interférences	74
3.8.2	Interférences dans l'amortissement des modes collectifs . .	76
3.9	Conclusion	77
4	Noyaux chauds et champ moyen : aspects statiques et dynamiques	81
4.1	Introduction	81
4.2	Equation d'état dans les noyaux	84
4.2.1	La force utilisée	84
4.2.2	Matière nucléaire infinie	85
4.2.3	Equation d'état dans les systèmes finis	88

4.2.4	Lien entre l'équation d'état et la dynamique d'expansion	92
4.3	Dynamique de champ moyen	95
4.3.1	Dynamique TDHF et modes collectifs	95
4.4	Expansion des noyaux chauds	102
4.4.1	Illustration des mouvements de grandes amplitudes	103
4.4.2	Etude systématique de l'expansion d'un ^{40}Ca	105
4.5	Noyaux quantiques et Noyaux semi-classiques	111
4.5.1	Scénario de comparaison	111
4.5.2	Discussion critique des méthodes numériques des théories semi-classiques	112
4.5.3	Comparaison systématique des conditions initiales	114
4.5.4	Expansion et évaporation	115
4.5.5	Etude systématique de l'expansion	117
4.6	Conclusion	119
5	Perspectives pour la dynamique quantique	127
5.1	Introduction	127
5.2	Une méthode pour la dynamique de champ moyen étendu	128
5.3	Première application de la dynamique de champ moyen étendu	132
5.3.1	Présentation du modèle	132
5.3.2	Scénario de comparaison	133
5.3.3	Résultats	135
5.3.4	Conclusion	138
5.4	Dynamique de champ moyen étendu pour les noyaux	139
5.4.1	Traitement approximatif des collisions entre nucléons	140
5.4.2	Conditions initiales	141
5.4.3	ETDHF dans les noyaux légers	142
5.4.4	Conclusion	147
5.5	Vers une dynamique quantique stochastique	148
5.5.1	Dynamique de Langevin quantique	148
5.5.2	De la dynamique à un corps à la dynamique à N-corps	149
5.6	Conclusion	151
6	Conclusions et perspectives	153

Table des matières

A Relations utiles pour la RPA	159
A.1 Equation RPA et notation de Liouville	159
A.2 Développement en multipôles de la RPA	160
A.3 Règle de somme m_1	161
B Relations utiles pour les réponses collectives	163
B.1 Fluctuations d'Ericson dans la réponse nucléaire:	163
B.2 Approche standard des mécanismes d'amortissement	164
B.3 Description microscopique des fluctuations dans la fonction de réponse	166
B.4 Couplage des états intermédiaires avec des états de décroissance communs :	167
B.5 Interférences dans la fonction de réponse collective	170
C Méthodes numériques pour le champ moyen	173
C.1 Résolution des équations Hartree-Fock statiques	173
C.2 Résolution des équations Hartree-Fock dynamiques	174
C.3 Méthode des particules tests pour les théories semi-classiques	176
C.4 Méthode numérique pour l'initialisation d'un noyau par la méthode de Thomas-Fermi contraint	178
D Etude du transfert incomplet dans le continuum: lien entre mécanismes et structure.	181
D.1 Transfert incomplet dans le continuum ("towing-mode")	181
D.1.1 Présentation du modèle	182
D.1.2 Résultats	182
D.1.3 Conclusions et perspectives	185
D.1.4 Perspectives pour la dynamique des halos à plusieurs neu- trons	185

Chapitre 1

Introduction

Les noyaux offrent la possibilité d'étudier les propriétés à l'équilibre ou hors équilibre de systèmes mésoscopiques quantiques. L'étude de la dynamique nucléaire requiert l'utilisation de théories de transport microscopiques devant donner une vision réaliste des noyaux en tant que systèmes complexes auto-organisés sous l'effet de l'interaction nucléaire. Elles doivent également permettre de comprendre les mécanismes des réactions nucléaires sans lesquelles les caractéristiques du noyau ne seraient pas accessibles.

D'un point de vue expérimental, on s'aperçoit qu'il existe une grande diversité de comportements du noyau en fonction de l'énergie déposée dans celui-ci. A basse énergie d'excitation, les expériences révèlent les aspects quantiques et la structure très particulière des systèmes nucléaires: effets de couche, nombres magiques, résonances géantes... Lorsque l'énergie d'excitation augmente, il faut prendre en compte de plus en plus de degrés de liberté. Un traitement statistique de ces degrés de liberté est alors nécessaire. Le plus souvent, les aspects quantiques et le traitement statistique doivent être considérés simultanément. C'est le cas par exemple, pour les résonances géantes construites sur des états plus ou moins excités du noyau, ou encore pour la dynamique des noyaux chauds. L'étude de ces derniers a connu un essor particulier lors des dix dernières années avec l'utilisation d'une nouvelle génération de multidétecteurs 4π [Poc97]. La possibilité de créer et d'étudier la désexcitation des systèmes composites dans des conditions diverses de température et de pression offre des perspectives intéressantes pour l'étude des propriétés statistiques des noyaux et l'accès aux caractéristiques de la matière nucléaire infinie. Toutefois, de telles perspectives ne sont envisageables que si les mécanismes conduisant à ces systèmes thermalisés sont compris.

Une description de ces divers phénomènes demande l'introduction de théories de transport permettant à la fois de traiter les propriétés quantiques et statistiques des noyaux. Dans ce cadre, les phénomènes de relaxation sont un banc d'essai pour les modèles considérés. Lorsque des systèmes complexes sont étudiés,

Introduction

un traitement théorique exact est impossible et des approximations doivent être développées.

Actuellement, selon le type de réaction différents modèles sont utilisés. A basse énergie, en raison de la forte délocalisation des nucléons et du faible taux de collisions entre eux dû au blocage de Pauli, le libre parcours moyen de ces particules est très grand à l'intérieur des noyaux. Dans ce cas, les nucléons peuvent être considérés comme des particules indépendantes soumises à un potentiel effectif qu'elles génèrent et les corrélations peuvent être négligées. Cette description est appelée théorie de champ moyen dépendant du temps (Time-Dependent Hartree-Fock [TDHF]) [Dir30, Bon76, Neg82] ou statique (Hartree-Fock [HF]) [Har28, Foc30]. Lorsque l'énergie augmente, les collisions entre nucléons jouent un rôle de plus en plus grand et ne peuvent plus être négligées. Une description adéquate de ces phénomènes requiert l'introduction d'approches allant au delà du champ moyen. Une telle possibilité est offerte par les théories de champ moyen étendu qui prennent en compte soit partiellement (Extended TDHF [ETDHF]) [Won78] soit complètement (Time-Dependent Density-Matrix [TDDM]) [Gon90, Deb92] l'effet des corrélations à deux corps. Cependant, devant la complexité des approches purement quantiques, les méthodes actuellement utilisées dans la description des réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires reposent sur un formalisme semi-classique. Dans ce cas, le seul effet quantique retenu est la statistique de Fermi-Dirac à laquelle les nucléons obéissent. Ces théories de transport ont connu un effort théorique important et ont abouti, notamment dans leur version étendue (LV, BUU, BNV) [Ber88] et stochastique (Boltzmann-Langevin [BL]) [Ayi88, Ran90, Gua96], à une description des mécanismes de réaction aux énergies intermédiaires. Finalement, lorsque l'énergie augmente encore, la désexcitation du noyau est dominée par les collisions entre nucléons traitées par des méthodes classiques de "cascade intranucléaire" (Intra Nuclear Cascade [INC]) [Cug81].

Le développement d'une part des approches quantiques de champ moyen et d'autre part des théories de transport semi-classiques durant les deux dernières décennies marque un pas important dans la description des réactions nucléaires. Cependant, inclure les corrélations dans un cadre quantique reste encore actuellement problématique et ne permet pas une application de ces théories à moyenne énergie. A l'inverse, les approches semi-classiques, en négligeant la plupart des aspects quantiques, ne peuvent être appliquées à basse énergie. ETDHF dépasse ces limitations en offrant un cadre théorique unique pour les réactions nucléaires à basse et moyenne énergies.

C'est dans cette optique qu'un travail de recherche sur les théories quantiques et leurs applications a été effectué lors de cette thèse. Ce travail a permis, soit au niveau du champ moyen soit en allant au delà du champ moyen, d'étudier la dynamique des systèmes nucléaires. Diverses problématiques seront abordées: quelle

est l'importance des effets quantiques dans la dynamique des noyaux chauds? Comment l'inclusion des corrélations permet-elle de corriger la dynamique de champ moyen et de comprendre les phénomènes de relaxation, notamment dans les mouvements collectifs? Peut-on envisager actuellement une dynamique quantique étendue dans les noyaux? Comment aller au delà du champ moyen étendu en introduisant les fluctuations?

Dans ce mémoire, les différentes théories de transport microscopiques sont présentées dans le chapitre 2. Ces modèles reposent sur l'existence d'une hiérarchie dans les degrés de liberté intrinsèques du noyau. Cette hypothèse permet de clarifier le schéma des approximations successives faites dans les systèmes nucléaires. La première étape qui consiste à ne considérer que les degrés de liberté à un corps, conduit aux théories de champ moyen. Les effets à deux corps sont ensuite introduits afin de corriger en partie le premier niveau de description. Ceci permettra d'obtenir la théorie de champ moyen étendu et de discuter comment cette approche conduit à une dynamique dissipative.

L'étude des résonances géantes froides ou chaudes, présentée dans le chapitre 3, offre la possibilité de discuter les phénomènes de relaxation dans les systèmes nucléaires plus ou moins excités. En particulier, il est fréquent de supposer que les effets à deux corps sont la voie de décroissance principale pour les modes collectifs. Ce mécanisme sera illustré dans le cadre microscopique des théories de champ moyen étendu et l'effet des collisions entre nucléons sur la largeur des résonances géantes sera étudié. Ces approches n'offrent toutefois qu'une description partielle des phénomènes de relaxation. En généralisant la théorie de champ moyen étendu par l'introduction successive des degrés de liberté intrinsèques de plus en plus complexes du noyau, nous discuterons l'apparition de structures fines dans la réponse collective.

Les résonances géantes ne sont qu'un des phénomènes où les collisions entre nucléons sont importantes. Le rôle des corrélations devient déterminant dans les réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires. Dans ce cas, des noyaux chauds pouvant être soumis à des mouvements de plus ou moins grande amplitude sont créés. Pour ces noyaux, un certain nombre de concepts seront introduits au chapitre 4. La notion d'équation d'état de la matière nucléaire infinie et le lien qui est fait avec la dynamique et la désexcitation des noyaux chauds et denses seront discutés. Ce chapitre permettra d'illustrer les aspects statistiques et dynamiques dans les théories microscopiques à travers l'étude de l'expansion des noyaux. De plus, les liens entre cette dynamique et les phénomènes collectifs discutés au chapitre précédent seront soulignés. Finalement, grâce à une comparaison des méthodes semi-classiques et quantiques, l'importance des effets quantiques dans ces réactions et la nécessité d'inclure les corrélations directement dans un cadre quantique seront démontrés.

Les perspectives offertes par la dynamique de champ moyen étendu pour

Introduction

l'étude des phénomènes de relaxation seront discutées dans le chapitre 5. A partir de méthodes novatrices permettant de traiter l'effet des collisions entre nucléons, les différentes applications présentées compléteront notre compréhension des effets dissipatifs dans les systèmes mésoscopiques nucléaires. Finalement, la possibilité d'utiliser des théories quantiques étendues comme point de départ de théories stochastiques sera envisagée.

Dans ce résumé, les différentes théories de transport mésoscopiques sont présentées dans le chapitre 2. Les modèles reposent sur l'existence d'une hiérarchie dans les degrés de liberté mésoscopiques du noyau. Cette hypothèse permet de classifier le schéma des approximations successives faites dans les systèmes nucléaires. Le premier étage du cascade a été considéré que les degrés de liberté à un corps, conduisant aux théories de champ moyen. Les effets à deux corps sont traités dans le chapitre 3. Le premier niveau de description, l'aspect perturbatif d'obtenir la théorie de champ moyen étendu et de discuter comment cette approche conduit à une dynamique dissipative.

Le chapitre 4 présente les théories de transport mesoscopiques dans le chapitre 4. Il offre la possibilité de discuter les phénomènes de relaxation dans les systèmes nucléaires plus ou moins étendus. En particulier, il est fréquent de supposer que les effets à deux corps sont la source de dissipation principale pour les modes collectifs. Ce mécanisme sera illustré dans le cadre d'une approche des théories de champ moyen étendu et l'effet des collisions entre nucléons est la largeur des résonances géométriques. Ces approches s'appliquent également à une description partielle des phénomènes de relaxation. En généralisant la théorie de champ moyen étendu par l'introduction successive des degrés de liberté mésoscopiques de plus en plus complexes du noyau, nous discuterons l'apparition de structures fines dans la réponse collective.

Les résonances géométriques ne sont qu'un des phénomènes ou les collisions entre nucléons sont importantes. La rôle des corrélations devient déterminant dans les réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires. Dans ce cas, des noyaux légers peuvent être soumis à des mouvements de plus ou moins grande amplitude sont créés. Pour ces noyaux, un certain nombre de concepts seront introduits au chapitre 4. La notion d'équation d'état de la matière nucléaire est introduite et le lien est fait avec la dynamique et la dissipation des noyaux chauds et dans les réactions. Ce chapitre permettra d'illustrer les aspects statistiques et dynamiques dans les théories mésoscopiques à travers l'étude de l'expansion des noyaux. De plus, les liens entre cette dynamique et les phénomènes collectifs discutés au chapitre précédent seront soulignés. Finalement, grâce à une comparaison des méthodes semi-classiques et quantiques, l'importance des effets quantiques dans les réactions et la nécessité d'inclure les corrélations directement dans un cadre quantique seront démontrées.

Les perspectives offertes par la dynamique de champ moyen étendu pour

Chapitre 2

Théorie de champ moyen et de champ moyen étendu

2.1 Introduction

Dans l'introduction, l'importance des approches microscopiques capables de décrire à la fois la structure des noyaux et les mécanismes de réaction, a été exposée. Dans ce chapitre, je présente les fondements théoriques des différents modèles qui permettent une telle description. Cette section donne de plus la démarche scientifique qui nous a guidés.

Les équations statiques et dynamiques de champ moyen, les équations de Hartree-Fock, sont tout d'abord introduites. Dans ces théories à un corps, les nucléons s'auto-organisent sous l'effet d'un potentiel auto-consistant. Ces approches sont utilisées depuis plus de vingt ans afin de décrire les collisions entre noyaux. En particulier, en mélangeant les aspects quantiques et statistiques, elles rendent possible l'étude des systèmes chauds tels que ceux créés lors de ces collisions.

Tant que l'effet des corrélations à deux corps est faible, les théories de Hartree-Fock donnent une description raisonnable de la dynamique. Toutefois, les corrélations jouent un rôle important dans la dissipation nucléaire. C'est pourquoi, il est nécessaire d'aller au delà du champ moyen afin d'étudier par exemple les phénomènes d'amortissement ou de thermalisation. A travers la hiérarchie BBGKY, une hiérarchie dans la complexité des modèles est présentée. Dans cette hiérarchie, le champ moyen joue un rôle principal en servant de point de départ à l'inclusion des effets à deux corps. La théorie de champ moyen étendu (ETDHF) représente le premier pas dans la prise en compte des collisions entre nucléons. Les théories de transport semi-classiques équivalentes à ETDHF sont actuellement intensivement utilisées en physique nucléaire. Elles ont en partic-

2.1 Introduction

uliers permis de nombreux progrès dans la compréhension des réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires.

Toutefois, la structure des noyaux rend souhaitable une approche purement quantique. C'est dans cette optique que nous avons développé des méthodes permettant d'utiliser ETDHF. Avant de présenter et d'appliquer ces méthodes, les différents concepts conduisant au champ moyen étendu ainsi que les propriétés de cette théorie sont décrits dans ce chapitre.

Interaction nucléon-nucléon et justification du champ moyen

Avant de donner les équations de champ moyen, je voudrais présenter les arguments physiques qui justifient cette approximation dans les systèmes nucléaires. En particulier, la présence d'un coeur dur dans la force nucléaire et le fait que les nucléons ont un grand libre parcours moyen dans le noyau peut paraître paradoxal. Cette ambiguïté a été levée dans la référence [Gom58]. Considérant deux nucléons en interaction via une force nucléaire schématisée, plongés dans un gaz de nucléons à densité normale $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, la fonction d'onde corrélée a été obtenue (figure (2.1)). Cette figure montre que, pour des distances relativement petites entre les deux nucléons ($\sim 1.5 - 1.7 \text{ fm}$), ceux-ci se comportent de façon indépendante. Cette propriété est une conséquence directe du gaz environnant qui, en raison du principe de Pauli, bloque les configurations accessibles aux deux nucléons et écrante l'effet du coeur dur. Dans les noyaux, la distance moyenne entre les nucléons est de l'ordre de $d = \rho_0^{-1/3} \simeq 1.8 \text{ fm}$. Pour de telles distances, on s'attend donc à ce que l'effet des collisions et donc des corrélations soit faible. Toutefois, le principe de Pauli seul est insuffisant pour justifier le champ moyen. On doit lui ajouter la faiblesse relative de la force nucléaire [Boh69] qui induit une forte délocalisation des fonctions d'ondes à travers un mouvement de point zéro important. Cette délocalisation permet de comprendre comment chaque nucléon contribue à un champ effectif moyen sur l'ensemble des autres nucléons.

Ce modèle illustre comment le caractère quantique des nucléons, associé aux spécificités de la force nucléaire, justifient la réduction du problème à N-corps a priori complexe à un traitement de type champ moyen. La suite de ce chapitre précise le cadre théorique de cette approximation. On peut d'ores et déjà noter dans la figure (2.1) que l'effet des interactions à deux corps augmente lorsque la distance inter-nucléon diminue, c'est à dire lorsque le système est comprimé. C'est également le cas lorsque le principe de Pauli est moins efficace pour bloquer l'espace des phases accessibles, par exemple lorsque le noyau est excité. Dans ces divers cas, il devient nécessaire d'aller au delà du champ moyen.

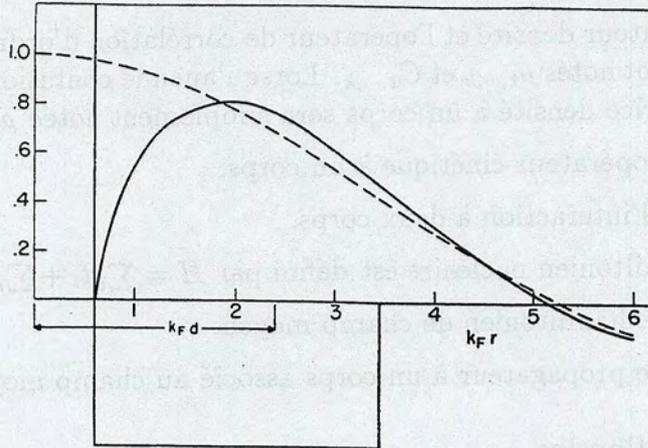


Figure 2.1: Fonction d'onde du deuteron (ligne continue) calculée dans la référence [Gom58], associée à deux nucléons en interaction, plongés dans un gaz de nucléons. L'interaction à deux corps par laquelle les deux nucléons interagissent représente schématiquement l'interaction nucléaire avec un coeur dur à courte distance (0.4 fm) et une partie attractive à plus longue distance ($r \leq 1.9$ fm). Sur cette figure, la fonction d'onde des deux nucléons indépendants est également représentée (ligne pointillée). Ces fonctions d'ondes sont tracées en fonction de $k_F r$ où r est la distance relative entre les deux nucléons et $k_F = 1.36 \text{ fm}^{-1}$ est le rayon de la sphère de Fermi du gaz de nucléons. Dans les noyaux, la distance moyenne entre les nucléons est $d = 1.8 \text{ fm}$, à cette distance, les nucléons se comportent comme des particules indépendantes.

2.2 Notations

La dérivation des équations de champ moyen étendu ou non nécessite l'introduction d'un certain nombre de notations utilisées de façon standard.

Dans ce chapitre, les indices $(1, 2, 3, \dots, i, j, k)$ réfèrent à la particule sur laquelle l'opérateur s'applique en supposant que les états à k particules sont écrits comme $|1, 2, \dots, k\rangle$. Par exemple, si X est un opérateur à un corps, l'élément de matrice de $X_1 X_2$ s'écrit:

$$\langle 1, 2 | X_1 X_2 | 1', 2' \rangle = \langle 1 | X_1 | 1' \rangle \langle 2 | X_2 | 2' \rangle$$

où les états à deux corps ne sont pas antisymétrisés. Dans la suite, j'utiliserai les différentes notations:

1. Opérateurs

- D est la matrice densité à N -corps.

2.3 Equations de champ moyen :

- L'opérateur densité et l'opérateur de corrélation d'ordre k sont respectivement notés $\rho_{1,\dots,k}$ et $C_{1,\dots,k}$. Lorsqu'aucune confusion n'est possible, la matrice densité à un corps sera simplement notée ρ .
- t_i est l'opérateur cinétique à un corps.
- V_{ij} est l'interaction à deux corps.
- Le hamiltonien nucléaire est défini par $H = \sum_i t_i + \sum_{i<j} V_{ij}$.
- h_i est le hamiltonien de champ moyen.
- U_i est le propagateur à un corps associé au champ moyen.

2. Fonctions d'ondes

- $|\Psi\rangle$ dénote une fonction d'onde à N -corps.
- $|\Phi\rangle$ est utilisé pour les déterminants de Slater.
- $|\varphi_\alpha\rangle \equiv |\alpha\rangle$ sont les vecteurs propres associés à la matrice densité à un corps ρ_1 . Cette base est appelée base naturelle dans le texte. On associe à chacun des états les opérateurs de création a_α^+ sur un vide $|0\rangle$.
- $|i\rangle$ est utilisé pour une base complète à un corps. On lui associe, les opérateurs de création a_i^+ .

3. Autres

- $Tr_{i,\dots,j}$ est la trace partielle sur les particules comprises entre i et j .
- \widetilde{X} signifie que l'antisymétrisation est prise en compte dans l'opérateur (Parfois, la notation $\langle X \rangle_A$ est également utilisée pour les éléments de matrice).

2.3 Equations de champ moyen :

2.3.1 Généralités

Les propriétés statiques d'un système sont données par l'équation de Schrödinger indépendante du temps $H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$. Le hamiltonien s'écrit, en fonction des opérateurs de création et annihilation (respectivement a_i^+ et a_i) d'une base complète d'états à un corps, comme

$$H = \sum_{ij} t_{ij} a_i^+ a_j + \frac{1}{4} \sum_{ij,kl} \langle ij | \widetilde{V}_{12} | kl \rangle a_i^+ a_j^+ a_l a_k \quad (2.1)$$

où les éléments de l'interaction à deux corps sont antisymétrisés. L'état fondamental de H peut être obtenu en minimisant l'action $H - E$ sur l'ensemble des états $|\Psi\rangle$ accessibles. Notant $E[\Psi] = \langle \Psi | H | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle$, cette condition s'écrit sous la forme d'une équation variationnelle [Neg82]

$$\delta E[\Psi] = 0 \quad (2.2)$$

strictement équivalente à l'équation de Schrödinger. La résolution de l'équation (2.2) doit se faire a priori par rapport à tous les degrés de liberté du système, chaque degré de liberté pouvant être interprété comme une variable dont dépend $|\Psi\rangle$. En général, en raison du nombre infini de ces degrés de liberté, le problème à N-corps complet ne peut que très rarement être résolu. Ceci conduit à rechercher des solutions approximatives en supposant que certaines composantes dominant dans la description du système. Dans les systèmes nucléaires, les degrés de liberté sont classés selon leur complexité en utilisant une hiérarchie sur les niveaux de corrélation. Considérant un opérateur à un corps $X_1 = \sum_{ij} \langle i | X_2 | j \rangle a_i^\dagger a_j$, la connaissance de cette observable est entièrement déterminée si les éléments $\langle \Psi | a_i^\dagger a_j | \Psi \rangle$ sont connus. Ces composantes définissent l'opérateur densité à un corps ρ_1 : $\langle j | \rho_1 | i \rangle = \langle a_i^\dagger a_j \rangle$. De même, la connaissance des corrélations à deux corps se réduit à celle des éléments de matrice $\langle kl | \rho_{12} | ji \rangle = \langle \Psi | a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l | \Psi \rangle$ de l'opérateur à deux corps ρ_{12} . La description totale du système est donnée par l'opérateur densité D qui contient tous les ordres des corrélations.

Les approximations de champ moyen supposent que les degrés de liberté à un corps sont dominants et que rien n'est connu sur les effets d'ordres supérieurs. Différentes méthodes existent pour passer du problème à N corps à un ensemble de nucléons soumis à un potentiel effectif. Dans un premier temps, j'ai choisi d'utiliser les principes variationnels qui permettent de définir les équations statiques et dynamiques des systèmes nucléaires froids ou chauds. Une méthode alternative où les corrélations à deux corps et plus sont introduites, est présentée ensuite pour obtenir le champ moyen étendu.

2.3.2 Théorie de Hartree-Fock pour les noyaux froids.

Dans la théorie de Hartree-Fock [Har28, Foc30], la fonction d'onde $|\Psi\rangle$ d'un noyau contenant A nucléons est un déterminant de Slater $|\Phi\rangle$, c'est à dire un produit antisymétrisé de A fonctions d'ondes à un corps $\{|\varphi^\alpha\rangle\}_{\alpha=1,\dots,A}$:

$$|\Psi\rangle \simeq |\Phi(1, \dots, A)\rangle = \mathcal{A} \left\{ |\varphi^1\rangle, \dots, |\varphi^A\rangle \right\} \quad (2.3)$$

Les propriétés statiques du système peuvent être obtenues en minimisant l'action $E[|\varphi^1\rangle, \dots, |\varphi^A\rangle] = \langle \Phi | H - \sum_\alpha \varepsilon_\alpha |\varphi^\alpha\rangle \langle \varphi^\alpha | | \Phi \rangle$ associée au principe variationnel

$$\delta E[|\varphi^1\rangle, \dots, |\varphi^A\rangle] = 0 \quad (2.4)$$

2.3 Equations de champ moyen :

sur l'ensemble des déterminants de Slater $|\Phi\rangle$. Dans cette expression, la contrainte de normalisation des états à un corps est explicitement prise en compte par les multiplicateurs de Lagrange ε_α . Introduisant une base complète d'états à un corps $|i\rangle$, la minimisation de (2.4) sur les composantes $(\varphi_i^\alpha)^* = \langle \varphi^\alpha | i \rangle$ conduit à l'équation de champ moyen sur les φ_i^α :

$$\varepsilon_\alpha \varphi_i^\alpha = \frac{\delta \langle \Phi | H | \Phi \rangle}{\delta (\varphi_i^\alpha)^*}. \quad (2.5)$$

L'estimation des différentes composantes du hamiltonien (2.1) sur un déterminant de Slater, permet d'introduire les éléments de matrice de la densité à un corps:

$$\langle \Phi | a_i^\dagger a_j | \Phi \rangle = \rho_{ji} \quad (2.6)$$

ainsi qu'à deux corps¹:

$$\langle \Phi | a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l | \Phi \rangle = \rho_{ki} \rho_{lj} - \rho_{li} \rho_{kj} \quad (2.7)$$

et d'écrire l'équation Hartree-Fock sous la forme d'une équation aux valeurs propres auto-consistantes:

$$h[\rho] |\varphi^\alpha\rangle = \varepsilon_\alpha |\varphi^\alpha\rangle, \quad (2.8)$$

où le champ moyen est défini par

$$h[\rho] = t + Tr_2(\rho \tilde{V}_{12}). \quad (2.9)$$

La description statique des systèmes nucléaires se réduit donc à trouver les états à un corps qui diagonalisent simultanément $h[\rho]$ et ρ ($[h, \rho] = 0$), permettant une description simplifiée. En contrepartie, seules les observables à un corps sont explicitement décrites dans la théorie de Hartree-Fock. Les autres observables peuvent toutefois être estimées. Par exemple, l'utilisation de (2.7), conduit à l'expression de la densité à deux corps en fonction de la densité à un corps $\rho_{12} = \overline{\rho_1 \rho_2}$. De même, l'énergie totale Hartree-Fock s'écrit

$$E_{HF} = \langle \Phi | H | \Phi \rangle = Tr(\rho t) + \frac{1}{2} Tr(\rho Tr(\rho V_{12})). \quad (2.10)$$

qui est la meilleure approximation lorsque rien n'est connu sur les corrélations. Dans les noyaux froids, ces corrélations sont fortement réduites par le principe de Pauli et l'approximation de champ moyen est déjà une bonne approximation pour de nombreuses observables.

¹Comme nous le verrons par la suite, un terme de corrélation doit en général être ajouté: $\langle \Psi | a_i^\dagger a_j^\dagger a_k a_l | \Psi \rangle = \rho_{ki} \rho_{lj} - \rho_{li} \rho_{kj} + C_{kl,ji}$

2.3.3 champ moyen et systèmes chauds

Les propriétés d'un noyau sont en général le reflet du spectre et des propriétés des niveaux individuels. A basse énergie d'excitation, les caractéristiques du noyau impliquent peu de ces degrés de liberté à un corps. Il apparaît alors sous la forme d'un système ordonné: effets de structure, modes collectifs... Lorsque l'énergie d'excitation du système augmente, le nombre d'états accessibles au noyau croît rapidement, nécessitant un traitement statistique. Dans ce cas, le noyau se comporte comme un système désordonné où les effets de structure peuvent disparaître [Boh69]. C'est dans ce contexte que la notion de température et de noyaux chauds est introduite. Cette notion est complexe dans la mesure où la définition d'une température dans un système tel que le noyau nécessite que tous les degrés de liberté intrinsèques soient à l'équilibre. N. Bohr[Boh36], fut le premier à donner une interprétation aux noyaux chauds: lorsqu'un neutron entre en collision avec un noyau, il subit de nombreuses collisions avec les constituants de ce noyau, induisant une réaction en cascade. A chaque collision, une partie de l'énergie initiale est partagée entre les particules. Après ce processus, l'énergie initiale est répartie statistiquement entre les constituants du système et les degrés de liberté sont équilibrés. Il en résulte la formation d'un état quasi-stationnaire, appelé noyau composé, qui a perdu la mémoire de ses conditions de formation. Cet état, de temps de vie très long, se désexcite ensuite en émettant de façon statistique des particules.

Les processus menant à un système équilibré sont des phénomènes complexes nécessitant l'intervention de corrélations à deux corps et plus. Le champ moyen seul ne permet pas de décrire un tel processus. Toutefois, si on ne désire pas décrire la dynamique qui conduit à la thermalisation mais seulement les propriétés des systèmes chauds en mélangeant à la fois l'aspect quantique et statistique des noyaux, la théorie de champ moyen donne une vision microscopique de ces systèmes.

Théorie microscopique des noyaux chauds

Cette section présente un aperçu des méthodes permettant d'introduire la température dans les théories microscopiques de champ moyen. Une telle description peut être utilisée dans de grands systèmes (les supernovae [Bon81]) mais aussi dans des systèmes plus petits tels que les noyaux[Bon84]. Il est dans ce cas nécessaire de considérer le système à l'équilibre avec un gaz de nucléons qui joue le rôle d'un réservoir de particules. La maximisation de l'entropie $S = -k_B \text{Tr}(D \log D)$ dans l'espace de Fock permet d'estimer la forme générale de la

2.3 Equations de champ moyen :

matrice densité D lorsque seuls les degrés de liberté à un corps sont connus[Bal86]:

$$D = \frac{1}{Z} \exp \left(- \sum_{\alpha} \lambda_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} \right), \quad (2.11)$$

où les états α sont les états propres de la densité à un corps. Utilisant la condition de normalisation $Tr(\hat{D}) = 1$, la fonction de partition grand canonique Z s'écrit

$$Z = \prod_{\alpha} (1 + e^{-\lambda_{\alpha}}), \quad (2.12)$$

donnant les nombres d'occupation n_{α} des états à un corps:

$$n_{\alpha} = - \frac{\partial \log(Z)}{\partial \lambda_{\alpha}} = \frac{1}{1 + e^{\lambda_{\alpha}}} \quad (2.13)$$

Les coefficients λ_{α} sont obtenus par la minimisation du grand potentiel $\langle H \rangle - TS - \mu \langle N \rangle$ où $\langle H \rangle = Tr(DH)$ et $\langle N \rangle = Tr(DN)$ sont respectivement associés au hamiltonien et à l'opérateur donnant le nombre de particules. Les multiplicateurs de Lagrange T et μ s'identifient à la température et au potentiel chimique. De nouveau, les différents éléments intervenant dans cette fonctionnelle peuvent être exprimés en fonction des composantes de la matrice densité à un corps. Notant que $\hat{\rho} = \sum_{\alpha} |\alpha\rangle n_{\alpha} \langle \alpha|$, l'énergie Hartree-Fock des systèmes chauds s'écrit

$$E = \sum_{\alpha} n_{\alpha} \langle \alpha | T | \alpha \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} n_{\alpha} n_{\beta} \langle \alpha\beta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A \quad (2.14)$$

qui est équivalente à l'expression (2.10). L'entropie devient

$$S = -k_B \sum_{\alpha} (n_{\alpha} \log n_{\alpha} + (1 - n_{\alpha}) \log (1 - n_{\alpha})). \quad (2.15)$$

La minimisation par rapport aux divers degrés de liberté à un corps conduit à la statistique de Fermi-Dirac usuelle pour les nombres d'occupation (notant $\beta = 1/k_B T$, le potentiel chimique μ s'identifiant à l'énergie de Fermi ε_F)

$$n_{\alpha} = \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon_{\alpha} - \mu)}} \quad (2.16)$$

correspondant à la matrice densité

$$D = \frac{1}{Z} \exp \left(-\beta (h[\rho] - \mu \hat{N}) \right) \quad (2.17)$$

où $h[\rho]$ est le potentiel effectif défini par l'équation (2.9) et dont les valeurs propres sont ε_{α} .

L'introduction de la température dans la théorie de Hartree-Fock permet de faire le lien microscopique entre les aspects quantiques et les propriétés thermodynamiques des noyaux. Ainsi les quantités caractérisant ces systèmes ont pu être introduites: nombres d'occupation, l'entropie... Dans la suite de ce mémoire, j'aurai très souvent recours à l'utilisation d'états initialement équilibrés: en particulier, les résonances géantes et l'expansion des noyaux chauds seront discutés.

2.3.4 Le champ moyen dépendant du temps: Time-dependent Hartree-Fock

Considérant un système initialement décrit par un déterminant de Slater, dans la théorie de champ moyen dépendant du temps (Time-dependent Hartree-Fock (TDHF)), son évolution est donnée en rendant extrémale l'intégrale de chemin liée à l'action [Ker76]

$$A[\Phi] = \int dt \left\langle \Phi \left| i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} \right| \Phi \right\rangle \quad (2.18)$$

Celle-ci est associée au principe variationnel $\delta A[\Phi] = 0$ sur l'ensemble des fonctions d'ondes du type (2.3). Dans la base propre de $\hat{\rho}$, l'évolution du système se transforme en celles des A fonctions d'onde à un corps:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\varphi^\alpha\rangle = h[\rho] |\varphi^\alpha\rangle. \quad (2.19)$$

Cette équation est l'équation TDHF [Dir30]. Elle devient pour la densité:

$$i\hbar \frac{d\hat{\rho}}{dt} = [h[\rho], \hat{\rho}]. \quad (2.20)$$

Lorsque le système est initialement chaud, le principe variationnel (2.18) peut être généralisé [Bal84] conduisant de nouveau à l'équation (2.20). L'équation TDHF permet une description des systèmes quantiques lorsque les corrélations à deux corps et plus sont faibles. Ainsi, comme nous le verrons, elle s'avère particulièrement adaptée à certains aspects des modes collectifs et à la dynamique de grande amplitude des systèmes initialement chauds. L'étude de ces systèmes montrera que la présence simultanée des aspects de structure et de dynamique dans TDHF, est essentielle à une description correcte de certains phénomènes.

Limitation de l'évolution TDHF

L'équation TDHF est toutefois une équation complètement réversible et les phénomènes de relaxation ne peuvent être décrits. Ceci est clairement illustré par le fait que les nombres d'occupation restent constants lors de la dynamique $dn_\alpha/dt = 0$, conduisant à une entropie constante (équation (2.15)). Dans les systèmes nucléaires, les effets à deux corps sont supposés faibles à un instant donné. Toutefois, lors de l'évolution dynamique, ces effets s'accumulent en donnant des contributions qui peuvent être finalement importantes. Ainsi, la dynamique de champ moyen ne peut être prédictive à long terme. Ceci peut être illustré en supposant que le système est initialement décrit par un déterminant de Slater $|\Phi(t_0)\rangle$. L'évolution par TDHF contraint la fonction d'onde $|\Phi(t)\rangle$ à

2.4 Au delà du champ moyen:

rester dans l'espace des déterminants de Slater tandis que l'évolution exacte sort de cet espace. En effet, l'état initial peut être décomposé sur les états propres du hamiltonien $H|\Psi_i\rangle = E_i|\Psi_i\rangle$ comme $|\Phi(t_0)\rangle = \sum c_i|\Psi_i\rangle$ et son évolution exacte s'écrit:

$$|\Phi'(t)\rangle = e^{-iH(t-t_0)/\hbar}|\Phi(t_0)\rangle = \sum c_i e^{-iE_i/\hbar}|\Psi_i\rangle \quad (2.21)$$

Les états $|\Psi_i\rangle$ sont en général une superposition de degrés de liberté complexe du système. Même si l'état initial est une combinaison très particulière d'états propres du système, on s'attend à ce que des corrélations soient créées dynamiquement et que TDHF ne puisse être prédictif que sur un temps limité, même pour les observables à un corps. Il est par exemple possible d'estimer le temps de vie d'un déterminant de Slater autour de 100-150 fm/c dans les systèmes nucléaires[Lic76]. Le but des approches allant au delà du champ moyen est d'inclure des effets d'ordres supérieurs en améliorant la description du système.

2.4 Au delà du champ moyen:

Les méthodes présentées précédemment ne permettent pas de rendre compte des phénomènes dissipatifs dans les noyaux. Il est impossible de comprendre, dans le cadre stricte des approximations de champ moyen, comment les degrés de liberté à un corps s'équilibrent pour former un noyau à une température donnée. De plus, les phénomènes d'amortissement impliquent en général des couplages à des états complexes et ne peuvent être décrits par une dynamique à un corps usuelle. L'introduction de méthodes étendant le champ moyen est alors requise pour la compréhension de ces effets.

La stratégie la plus courante pour introduire les corrélations consiste à avoir une vision hiérarchisée des degrés de liberté intrinsèques du noyau[Rei94]. Dans cette approche, le champ moyen joue un rôle central en supposant que les degrés de liberté à un corps restent dominants dans la description du noyau. Ces degrés de liberté se couplent ensuite aux degrés de liberté à deux corps, ce couplage apportant une correction faible par rapport à la description initiale. Cette approche est ensuite généralisée en supposant que les degrés de liberté à n corps se couplent préférentiellement aux degrés de liberté à $n+1$ corps, l'introduction de chaque niveau de complexité apportant une perturbation faible par rapport à la description précédente.

Cette section présente la dérivation générale des équations de champ moyen étendu, appelées Extended TDHF (ETDHF), et décrit les propriétés de cette théorie.

2.4.1 La hiérarchie de Bogolyubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon (BBGKY)

Diverses méthodes existent pour aller au delà du champ moyen. En particulier, la méthode consistant à tronquer la hiérarchie de Martin-Schwinger sur les fonctions de Green [Won78, Dan84, Bot90] est souvent utilisée. La méthode présentée dans ce mémoire, basée sur l'introduction des matrices densité à tous les ordres, est une méthode équivalente. Certains aspects de cette description sont donnés dans divers articles de revue récents [Cas90, Rei94, Abe95].

L'évolution d'un système constitué de A nucléons et ayant un grand nombre de degrés de liberté est donnée par l'équation de Schrödinger $i\hbar \partial |\Psi\rangle / \partial t = H |\Psi\rangle$. De façon équivalente, l'évolution est décrite par l'équation de Liouville-von Neumann sur la matrice densité D :

$$i\hbar \frac{dD}{dt} = [H, D] \quad (2.22)$$

Une façon d'introduire une hiérarchie dans les équations, est de considérer l'ensemble des opérateurs densité à k -corps $\rho_{1,\dots,k}$, définis par:

$$\langle 1, \dots, k | \rho_{1,\dots,k} | 1', \dots, k' \rangle = \langle a_1^\dagger \dots a_k^\dagger a_{k'} \dots a_{1'} \rangle \quad (2.23)$$

reliées entre eux par la relation de récurrence:

$$\rho_{1,\dots,k} = \frac{1}{A-k} \text{Tr}_{k+1} \rho_{1,\dots,k+1} = \frac{A!}{(A-k)!} \text{Tr}_{k+1,\dots,A} D \quad (2.24)$$

En appliquant les traces partielles à tous les ordres sur l'équation (2.22), l'équation de Liouville von Neumann peut être remplacée par une hiérarchie d'équations couplées, connues sous le nom de hiérarchie BBGKY [Bog46, Bor46, Kir56]

$$\left\{ \begin{array}{l} i\hbar \partial \rho_1 / \partial t = [t_1, \rho_1] + \text{Tr}_2 ([V_{12}, \rho_{12}]) \\ i\hbar \partial \rho_{12} / \partial t = [t_1 + t_2, \rho_{12}] + [V_{12}, \rho_{12}] + \text{Tr}_3 ([V_{13} + V_{23}, \rho_{123}]) \\ \vdots \\ i\hbar \partial \rho_{1\dots k} / \partial t = [\sum_{i=1}^k (t_i + \sum_{j<i}^k V_{ij}), \rho_{1\dots k}] + \sum_{i=1}^k \text{Tr}_{k+1} ([V_{ik+1}, \rho_{1\dots k+1}]) \end{array} \right. \quad (2.25)$$

2.4.2 Troncature au deuxième ordre:

L'introduction d'approximations par rapport à l'équation de Schrödinger exacte, consiste à tronquer cette hiérarchie à un ordre donné. Il est alors utile de définir les opérateurs de corrélation d'ordre k . Ces opérateurs représentent la corrélation

2.4 Au delà du champ moyen:

entre k nucléons lorsque les corrélations d'ordres inférieures ont été enlevées. Par exemple, l'opérateur de corrélation à deux corps

$$C_{12} = \rho_{12} - \widetilde{\rho_1 \rho_2} \quad (2.26)$$

représente une mesure de l'écart avec une description de type particules indépendantes tandis que C_{123} , l'opérateur de corrélation à trois corps, peut s'écrire

$$C_{123} = \rho_{123} - \widetilde{\rho_1 C_{23}} - \widetilde{\rho_2 C_{13}} - \widetilde{\rho_3 C_{12}} - \widetilde{\rho_1 \rho_2 \rho_3}. \quad (2.27)$$

Dans ces expressions, les tildes signifient que l'antisymétrisation est incluse. Si on note l'opérateur de permutation P_{ij} entre deux particules i et j , les produits antisymétrisés s'écrivent:

$$\begin{aligned} \widetilde{\rho_1 \rho_2} &= \rho_1 \rho_2 (1 - P_{12}) \\ \widetilde{\rho_1 \rho_2 \rho_3} &= \rho_1 \rho_2 \rho_3 (1 - P_{13})(1 - P_{12} - P_{23}) \\ \rho_1 \widetilde{C_{23}} &= \rho_1 C_{23} (1 - P_{12} - P_{13}) \end{aligned} \quad (2.28)$$

En tronquant la hiérarchie BBGKY au deuxième ordre et en introduisant les fonctions de corrélation, on obtient le système d'équations

$$\begin{aligned} i\hbar \partial \rho_1 / \partial t &= [h_1, \rho_1] + Tr_2 [V_{12}, C_{12}] \\ i\hbar \partial C_{12} / \partial t &= [h_1 + h_2, C_{12}] + (1 - \rho_1 - \rho_2) V_{12} \widetilde{\rho_1 \rho_2} - \widetilde{\rho_1 \rho_2} V_{12} (1 - \rho_1 - \rho_2) \\ &\quad + (1 - \rho_1 - \rho_2) V_{12} C_{12} - C_{12} V_{12} (1 - \rho_1 - \rho_2) \\ &\quad + Tr_3 [V_{13}, (1 - P_{13}) \rho_1 C_{23} (1 - P_{12})] \\ &\quad + Tr_3 [V_{23}, (1 - P_{23}) \rho_1 C_{23} (1 - P_{12})] \\ &\quad + Tr_3 [V_{13} + V_{23}, C_{123}] \end{aligned} \quad (2.29)$$

Dans ces expressions, le champ moyen $h_1 = t_1 + Tr_2(\rho_2 V_{12})$ a été introduit. De nombreux travaux existent afin de résoudre les équations dynamiques incluant les corrélations à deux corps. Dans leur version linéarisée, elles donnent la seconde RPA [Dro90]. La résolution de l'équation dynamique incluant directement $C_{12}(t)$ dans l'évolution porte le nom TDDM (Time Dependent Density Matrix). Toutefois, à cause de la complexité numérique, peu d'applications existent [Gon90, Deb92].

2.4.3 Equation de champ moyen étendu

Afin d'aboutir aux équations ETDHF, diverses approximations sont encore nécessaires. La première, l'approximation de Born, consiste à ne retenir que les deux premiers termes dans l'évolution de $C_{12}(t)$ (ce qui implique non seulement que les corrélations à trois corps sont négligées $C_{123}(t) = 0$, mais aussi la propagation auto-consistante des corrélations à deux corps). En supposant de plus que

$(1 - \rho_1 - \rho_2) \simeq (1 - \rho_1)(1 - \rho_2)$ et en introduisant la notation $\bar{\rho}_1 = (1 - \rho_1)$, l'expression (2.29) peut être simplifiée comme:

$$\begin{cases} i\hbar\partial\rho_1/\partial t = [h_1, \rho_1] + Tr_2 [V_{12}, C_{12}] \\ i\hbar\partial C_{12}/\partial t = [h_1 + h_2, C_{12}] + \bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 V_{12}\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 V_{12}\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 \end{cases} \quad (2.30)$$

Les équations usuelles de champ moyen (TDHF) peuvent être retrouvées en négligeant les corrélations à deux corps: $C_{12}(t) = 0$. A l'inverse, l'effet des corrélations à deux corps est partiellement pris en compte dans la théorie de champ moyen étendu. Au cours de l'évolution, $C_{12}(t)$ peut être exprimé en intégrant la seconde équation du système (2.30):

$$C_{12}(t) = U_{12}(t, t_0)C_{12}(t_0)U_{12}^\dagger(t, t_0) + \frac{1}{i\hbar} \int_{t_0}^t U_{12}(t, t') [\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 V_{12}\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 - \bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 V_{12}\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2] U_{12}^\dagger(t, t') dt' \quad (2.31)$$

où le propagateur à deux corps $U_{12} = U_1 \otimes U_2$ est le produit de deux propagateurs à un corps défini par²

$$U_1(t, t') = T \left(\exp \left(-\frac{i}{\hbar} \int_{t'}^t h_1(\rho_1(s)) ds \right) \right). \quad (2.32)$$

L'équation générale de champ moyen étendu (équation ETDHF) est finalement trouvée en reportant l'expression (2.31) dans l'évolution de ρ_1 :

$$i\hbar\partial\rho_1/\partial t = [h_1, \rho_1] + I + \delta I. \quad (2.33)$$

I est un opérateur à un corps appelé terme de collision

$$I = +\frac{i}{\hbar} Tr_2 \int_{t_0}^t dt' [V_{12}, U_{12}(t, t')\rho_1\rho_2\bar{V}_{12}\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2 U_{12}^\dagger(t, t') - U_{12}(t, t')\bar{\rho}_1\bar{\rho}_2\bar{V}_{12}\rho_1\rho_2 U_{12}^\dagger(t, t')] \quad (2.34)$$

et

$$\delta I = Tr_2 [V_{12}, U_{12}(t, t_0)C_{12}(t_0)U_{12}^\dagger(t, t_0)] \quad (2.35)$$

I peut être interprété comme un effet projeté des collisions à deux corps sur l'espace des degrés de liberté à un corps³. Le terme δI est souvent interprété comme un terme fluctuant caractérisant l'incertitude sur la connaissance des corrélations initiales. Il peut également servir à mimer des corrélations d'ordres supérieurs. Dans la suite de ce travail, l'équation de champ moyen étendu correspondra à l'équation sans δI . Néanmoins, les perspectives offertes par ce terme seront discutées à la fin de ce mémoire.

²Ce propagateur n'est pas exactement le propagateur associé au champs moyen dans la mesure où il inclut de façon auto-consistante l'effet des corrélations.

³Une équation similaire peut également être trouvé en combinant un formalisme de projection de Mori et la théorie de l'information [Buc83]. Ces équations apparaissent alors comme la prise en compte des effets à deux corps lorsque seules les observables à un corps sont connues.

2.5 Discussion des hypothèses de l'équation de champ moyen étendu

2.4.4 Expression des équations ETDHF dans une base:

La dynamique de champ moyen étendu étant une dynamique à un corps, l'évolution du système est entièrement déterminée par la connaissance de la densité $\rho(t)$. Dans une base complète, elle s'écrit $\rho = \sum_{\lambda,\lambda'} |\varphi_\lambda\rangle \rho_{\lambda,\lambda'} \langle \varphi_{\lambda'}|$. L'équation (2.33) peut être écrite de façon simple dans une base dépendante du temps comme [Toh87]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\varphi_\lambda\rangle = h[\rho] |\varphi_\lambda\rangle, \quad (2.36)$$

où elle se réduit à une évolution des éléments de la matrice densité du type:

$$\frac{d\rho_{\lambda,\lambda'}(t)}{dt} = -\frac{1}{\hbar^2} (F_{\lambda,\lambda'} + F_{\lambda',\lambda}^*). \quad (2.37)$$

Dans cette équation, qui par construction assure l'hermiticité de ρ , les éléments de matrice $F_{\lambda,\lambda'}$ associés à un l'opérateur F prennent la forme:

$$\begin{aligned} F_{\lambda,\lambda'} = & \sum_{\alpha,\alpha',\beta,\beta',\gamma,\delta,\delta'} \langle \lambda\delta' | V_{12} | \alpha\beta \rangle \int_{t_0}^t dt' \langle \alpha'\beta' | \overline{V}_{12} | \gamma\delta \rangle \Big|_{t'} \\ & \times (\rho_{\gamma\lambda'} \rho_{\delta\delta'} (\delta_{\alpha\alpha'} - \rho_{\alpha\alpha'}) (\delta_{\beta\beta'} - \rho_{\beta\beta'})) \\ & - \rho_{\alpha\alpha'} \rho_{\beta\beta'} (\delta_{\gamma\lambda'} - \rho_{\gamma\lambda'}) (\delta_{\delta\delta'} - \rho_{\delta\delta'}) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Cette expression est l'équation la plus générale pouvant être écrite à partir de (2.33). On peut d'ores et déjà entrevoir l'effort numérique nécessaire pour calculer de tels termes, en particulier à cause du nombre d'indices dans la sommation et de l'intégrale en temps. De nombreuses versions simplifiées sont actuellement utilisées pour décrire la dynamique nucléaire. Avant de décrire ces différents modèles, les propriétés de cette théorie sont discutées.

2.5 Discussion des hypothèses de l'équation de champ moyen étendu

2.5.1 Conditions d'applications de ETDHF

Diverses approximations sont nécessaires afin d'arriver à l'équation quantique de champ moyen étendu, chacune d'elles étant reliée à une hypothèse physique sur le système [Sur98]:

- Le système est tout d'abord supposé suffisamment dilué pour que les corrélations à trois corps soient négligeables ($C_{123} = 0$).

- L'approximation de Born dans l'équation (2.29) est en fait équivalente à ne retenir que le premier ordre des perturbations en V_{12} . Les théories de champ moyen se placent donc implicitement dans une hypothèse de couplage faible et l'introduction des collisions entre nucléons ne doit apporter qu'une correction par rapport au champ moyen. Ceci sera discuté plus amplement lors des applications numériques.
- Il est finalement supposé qu'à un instant donné, le système peut être considéré décorrélé: $C_{12}(t_0) = 0$. Cette hypothèse, conséquence de celle du chaos moléculaire, suppose que le système a perdu la mémoire des collisions passées et donc que ces collisions ont un effet relativement court en temps comparé à l'évolution globale du système. De nombreuses discussions existent sur les difficultés conceptuelles d'une telle approximation [Sur98]. Cette ambiguïté est parfois levée en prenant en compte l'incertitude sur les conditions initiales dans δI [Col93].

L'effet non-local en temps des collisions entre nucléons, appelé effet de mémoire dans la suite, est un effet dont l'importance sera illustrée à de nombreuses occasions dans ce travail. Certains aspects peuvent toutefois être discutés dès maintenant.

2.5.2 Effet de mémoire et hypothèse de couplage faible

L'équation de champ moyen étendu contient non seulement un effet instantané des corrélations mais il dépend également des collisions antérieures à travers l'intégrale en temps (équation (2.34)). Il existe toutefois un temps, noté τ_{mem} , au bout duquel les collisions n'ont plus d'effet sur la dynamique future. En particulier, une hypothèse de chaos moléculaire ne sera justifiée que si ce temps est suffisamment petit.

L'introduction à un instant donné t , de la base des états propres $|\psi_\lambda(t)\rangle$ de $\rho(t)$, appelée base "naturelle" dans la suite, permet de clarifier l'effet de mémoire. Dans cette base, on a

$$\rho(t) = \sum |\psi_\lambda(t)\rangle n_\lambda(t) \langle \psi_\lambda(t)|. \quad (2.39)$$

Une des caractéristiques essentielles du champ moyen étendu est la présence de terme non-diagonaux dans I , amenant ainsi un mélange des états à un corps au cours du temps [Orl79, Toh87]. En effet, à un instant t' ultérieur, on peut définir une nouvelle base par

$$|\bar{\psi}_\lambda(t')\rangle = U(t', t) |\psi_\lambda(t)\rangle \quad (2.40)$$

2.5 Discussion des hypothèses de l'équation de champ moyen étendu

où U est le propagateur associé au champ moyen étendu (2.32). Les nouveaux états obtenus, ne sont plus des états propres de $\rho(t')$.

Notant $\rho_{\lambda\lambda'}(t') = \langle \bar{\psi}_\lambda(t') | \rho(t') | \bar{\psi}_{\lambda'}(t') \rangle$ et $|\psi_\lambda(t)\rangle \equiv |\lambda\rangle$, les éléments $F_{\lambda,\lambda'}$ s'écrivent dans cette base:

$$F_{\lambda,\lambda'}(t) = \frac{1}{2} \int_{t_0}^t dt' \sum \langle \lambda\delta' | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A |_{t'} \langle \alpha'\beta' | V_{12} | \gamma\delta \rangle_A |_{t'} \\ (\rho_{\gamma\lambda'} \rho_{\delta\delta'} \bar{\rho}_{\alpha\alpha'} \bar{\rho}_{\beta\beta'} - \rho_{\alpha\alpha'} \rho_{\beta\beta'} \bar{\rho}_{\gamma\lambda'} \bar{\rho}_{\delta\delta'}) |_{t'} \quad (2.41)$$

où l'interaction effective est exprimée dans la base des états propagés dans le passé par le champ moyen étendu:

$$\langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |_{t'} = \langle \bar{\psi}_\alpha(t') \bar{\psi}_\beta(t') | V_{12} | \bar{\psi}_\lambda(t') \bar{\psi}_\delta(t') \rangle_A \quad (2.42)$$

Supposant qu'à chaque collision entre nucléons, un échange moyen d'énergie Δ , caractéristique de l'interaction résiduelle, se produit, le temps nécessaire à cet échange est donné par $\tau_\Delta = \hbar/\Delta$. Notant $V_{12}(t) = \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |_{t'}$, ce temps est défini par l'élément

$$\overline{V_{12}(t) V_{12}(t')} \propto e^{-|t-t'|/\tau_\Delta} \quad (2.43)$$

où la moyenne est faite sur l'ensemble des collisions. Parallèlement, il existe un temps de décohérence τ_{dec} des états à un corps, défini par $\langle \bar{\psi}_\lambda(t') | \psi_\lambda(t) \rangle \propto e^{-|t-t'|/\tau_{dec}}$ qui contribue à la décroissance de l'intégrand dans (2.41).

Les équations de champ moyen reposent sur une hypothèse de couplage faible dans laquelle $\tau_\Delta \ll \tau_{dec}$. Dans ce cas, l'effet de mémoire est essentiellement déterminé par les caractéristiques de l'interaction résiduelle et les états à un corps n'ont pas eu le temps de se réorganiser: $\langle \bar{\psi}_\lambda(t') | \psi_{\lambda'}(t') \rangle \simeq \delta_{\lambda\lambda'}$ et $n_\lambda(t') \simeq n_\lambda(t)$. Il est particulièrement intéressant de noter qu'en accord avec les hypothèses qui ont servi à obtenir le champ moyen étendu, le terme de collision peut être simplifié

$$F_{\lambda,\lambda'}(t) \simeq \frac{1}{2} \int_{t_0}^t dt' \sum \langle \lambda\delta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A |_{t'} \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda'\delta \rangle_A |_{t'} \\ (n_{\lambda'} n_\delta \bar{n}_\alpha \bar{n}_\beta - n_\alpha n_\beta \bar{n}_\lambda \bar{n}_\delta) |_{t'}. \quad (2.44)$$

L'effet de mémoire est un effet essentiel des collisions dans ETDHF. Dans les approches semi-classiques, τ_Δ est en général supposé suffisamment petit pour utiliser une approche Markovienne. Toutefois, cette approximation introduit des problèmes conceptuels importants. On peut en particulier noter que l'énergie totale n'est plus conservée dans ce cas. De plus, comme nous le verrons par la suite, cette hypothèse conduit à une description fautive des systèmes quantiques. En particulier, la mémoire sur les collisions antérieures joue un rôle primordial en créant des couplages entre degrés de libertés individuels et collectifs [Weid80].

2.5.3 Forces effectives

Dans les calculs de champ moyen, des forces effectives sont utilisées afin de calculer $h[\rho]$. Lorsqu'un terme de collision est ajouté, elles servent également au calcul des éléments de l'interaction résiduelle et jouent donc un rôle important. Les diverses forces utilisées dans la suite de ce travail sont discutées dans cette section.

Force effective pour le champ moyen

Les forces effectives utilisées dans les calculs de champ moyen se classent en générale en deux catégories: les potentiels à deux corps contenant une portée finie telle que la force de Gogny[Gog75] et les forces de type Skyrme[Sky56]. Les divers calculs effectués dans ce travail utilisent des interactions de type Skyrme qui s'écrivent sous la forme (en reprenant les notations standard [Cha98]):

$$\begin{aligned}
 V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = & \quad t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) && \text{terme central} \\
 & + \frac{1}{2} t_1 (1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{P}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}^2] && \text{termes} \\
 & + t_2 (1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{P}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P} && \text{non locaux} \\
 & + \frac{1}{6} t_3 (1 + x_3 P_\sigma) [\rho(\mathbf{R})]^\sigma \delta(\mathbf{r}) && \rho - \text{dependant} \\
 & + i W_0 \sigma \cdot [\mathbf{P}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{P}] && \text{spin - orbit}
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

Dans les différents termes, les opérateurs caractéristiques de la position, de l'impulsion et du spin d'un système à deux corps ont été introduits:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{r} &= \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, & \mathbf{R} &= \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \\
 \mathbf{P} &= \frac{1}{2} (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) \\
 \sigma &= \sigma_1 + \sigma_2 & P_\sigma &= \frac{1}{2} (1 + \sigma_1 \cdot \sigma_2)
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

dans lesquels les indices 1 et 2 se réfèrent à la particule sur laquelle l'opérateur agit, σ correspond aux matrices de Pauli et \mathbf{P}' est le complexe conjugué de \mathbf{P} qui agit à gauche.

Bien que la prise en compte correcte du coeur dur requiert une théorie de type Brückner Hartree-Fock[Rin81], il a été montré que ces forces, avec un ajustement adéquat des paramètres, s'appliquent aux systèmes nucléaires finis ou infinis [Vau72]. Jusqu'à présent, ces forces étaient optimisées pour les noyaux stables. Actuellement, les propriétés des noyaux exotiques[Del91, Mit97] apparaissent comme de nouvelles contraintes sur les forces effectives. Ces nouvelles contraintes ont été récemment prises en compte, en donnant de nouvelles forces telles que Sly4[Cha98]. Le tableau (2.1) donne un récapitulatif des forces utilisées dans ce travail.

2.5 Discussion des hypothèses de l'équation de champ moyen étendu

Force	Sly4[Cha98]	SkM*[Bar82]	SIIM[Bei75]	SGII[Van81]	t0t3[Vau87]
t_0 (MeV.fm ³)	-2488.91	-2645	-1128.75	-2645	-1000
t_1 (MeV.fm ⁵)	486.82	410	395	340	0
t_2 (MeV.fm ⁵)	-546.39	-135	-95	-41.9	0
t_3 (MeV.fm ^{3+3σ})	13777	15595	14000	15595	15000
x_0	0.834	0.09	0.45	0.09	0
x_1	-0.344	0	0	-0.0588	0
x_2	-1	0	0	1.425	0
x_3	1.354	0	1	0.06044	0
σ	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	1	$\frac{1}{6}$	1
W_0 (MeV.fm ⁵)	123	130	120	105	0

Tableau 2.1: Paramétrisation des différentes forces utilisées dans ce travail.

Les diverses quantités, telles que l'énergie totale ou le potentiel effectif, relatives au champ moyen peuvent être exprimées à partir de la paramétrisation (2.45)[Vau72, Mey93, Cha98]. Ces quantités seront introduites au fur et à mesure de cette étude.

Interaction résiduelle et collisions nucléon-nucléon

L'interaction résiduelle utilisée pour le terme de collision est un des paramètres primordiaux du champ moyen étendu. La dérivation des équations montre que l'interaction effective devant être utilisée est la même que celle du potentiel de champ moyen et ceci sans double comptage[Orl79]. Il n'est cependant pas évident que les forces effectives ajustées pour reproduire certaines propriétés des noyaux, soient vraiment adaptées pour le calcul des éléments de l'interaction à deux corps.

Une force effective adéquate devrait en particulier reproduire les sections efficaces nucléon-nucléon à l'intérieur des systèmes nucléaires. Ces sections efficaces sont complexes dans la mesure où elles dépendent de nombreux paramètres tels que la densité, l'isospin... Les forces effectives généralement utilisées ne sont pas conçues pour reproduire ce type de propriétés [Ayi98]. Les applications de champ moyen étendu utilisaient jusqu'à présent des interactions effectives simplifiées. Ainsi, une interaction $\hat{V}_{12} = t_0 \delta(\hat{r}_1 - \hat{r}_2)$ a souvent été choisie pour sa simplicité [Toh87, Deb92]. Il est cependant peu probable qu'une telle interaction soit suffisante pour rendre compte à la fois des collisions à l'intérieur et à la surface du noyau. Des versions plus élaborées de forces effectives ont été proposées[Cas90], toutefois, les propriétés de la section efficace semblent être difficiles à reproduire.

La forme de l'interaction effective à utiliser dans le terme de collision reste un problème important qui n'est pas résolu. Dans ce travail de thèse lorsque le calcul

numérique est possible, l'interaction utilisée sera l'interaction complète employée pour le champ moyen. En effet, bien que le choix de l'interaction effective reste ouvert, les forces effectives sont améliorées afin de reproduire de plus en plus de propriétés des noyaux [Cha98]. Ainsi ces forces devraient être de plus en plus adaptées pour les éléments d'interaction nucléaire. Néanmoins, une force effective optimisée pour le terme de collision serait souhaitable.

2.6 Propriétés de l'équation de champ moyen étendu:

2.6.1 Equilibre statique

A l'équilibre, la densité et le champ effectif commutent ($[h_0, \rho_0] = 0$) et peuvent donc être diagonalisés dans une même base:

$$\begin{aligned} \rho_0 &= \sum_{\lambda} |\varphi_{\lambda}\rangle n_{\lambda} \langle \varphi_{\lambda}| \\ h_0 &= \sum_{\lambda} |\varphi_{\lambda}\rangle \varepsilon_{\lambda} \langle \varphi_{\lambda}| \end{aligned} \quad (2.47)$$

En supposant que le système est à l'équilibre depuis un temps infini, et en notant que seuls les éléments de l'interaction varient dans l'intégrale de collision et que:

$$\int_{t_0}^t \langle \alpha\beta | \widetilde{V}_{12} | \gamma\delta \rangle \Big|_{t'} dt' = \langle \alpha\beta | \widetilde{V}_{12} | \gamma\delta \rangle \underbrace{\int_{t_0}^t e^{-\frac{i t'}{\hbar} (\varepsilon_{\gamma} + \varepsilon_{\delta} - \varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta})} dt'}_{\sim 2\pi\hbar\delta(\varepsilon_{\gamma} + \varepsilon_{\delta} - \varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta})} \quad (2.48)$$

la condition d'équilibre devient:

$$\frac{dn_{\lambda}}{dt} = 0 = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{\alpha\beta\delta} |\langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle|_A^2 \delta(\varepsilon_{\lambda} + \varepsilon_{\delta} - \varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta}) \mathcal{N}'_{\alpha\beta,\lambda\delta}. \quad (2.49)$$

Dans laquelle, la notation

$$\mathcal{N}_{\alpha\beta,\lambda\delta} = n_{\alpha} n_{\beta} (1 - n_{\lambda}) (1 - n_{\delta}) - (1 - n_{\alpha}) (1 - n_{\beta}) n_{\lambda} n_{\delta} \quad (2.50)$$

et $\mathcal{N}_{\alpha\beta,\lambda\delta}^0$, signifie que cette grandeur est exprimée à la densité d'équilibre. On reconnaît dans ce dernier terme, l'influence de la statistique de Fermi. Il peut en particulier être montré que les conditions de conservation des énergies $\varepsilon_{\lambda} + \varepsilon_{\delta} - \varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\beta} = 0$ associées aux conditions $\mathcal{N}_{\alpha\beta,\lambda\delta} = 0$ nécessaires à l'équilibre, conduisent à une statistique de Fermi-Dirac pour les états à un corps [Won78]. Il est important de noter qu'une solution statique de l'équation Hartree-Fock est également solution statique de l'équation de champ moyen étendu. Ainsi, contrairement à la méthode TDDM[Gon90], le champ moyen étendu ne permet pas de trouver les corrélations dans l'état fondamental.

2.6 Propriétés de l'équation de champ moyen étendu:

2.6.2 Caractéristiques de la dynamique de champ moyen étendu

Symétries et lois de conservation

Les équations de champ moyen étendu sont particulièrement intéressantes car elles contiennent des symétries assurant la conservation de certaines quantités comme le nombre de particules, l'énergie totale et l'impulsion totale.

Conservation du nombre de particules Le nombre de particules est donné par $A = Tr(\rho)$. Son évolution peut être calculée en utilisant (2.37):

$$\begin{aligned} dA/dt &= \sum_{\lambda} d\rho_{\lambda,\lambda}/dt = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{\lambda} (F_{\lambda,\lambda} + F_{\lambda,\lambda}^*) \\ &= -\frac{1}{\hbar^2} (\sum_{\lambda} F_{\lambda,\lambda} - \sum_{\lambda} F_{\lambda,\lambda}) = 0 \end{aligned} \quad (2.51)$$

montrant la conservation de la masse au cours du temps.

Conservation de l'énergie totale L'énergie totale associée au système s'exprime en général comme $E = Tr(DH)$. Lorsque la hiérarchie BBGKY est tronquée à l'ordre 2, l'énergie se décompose en deux termes[Bal81]:

$$E = E_{HF}(\rho) + E_{cor}(C_{12}) \quad (2.52)$$

où le premier terme prend la forme habituelle de l'énergie Hartree-Fock (équation (2.10)) tandis que le second correspond à l'énergie de corrélation:

$$E_{cor}(C_{12}) = \frac{1}{4} Tr(V_{12}C_{12}) = \frac{1}{4} \sum_{\alpha\beta,\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V_{12} | \gamma\delta \rangle \langle \gamma\delta | C_{12} | \alpha\beta \rangle. \quad (2.53)$$

En reportant l'expression (2.31) de l'opérateur de corrélation, on obtient:

$$E_{cor} = -\frac{i}{2\hbar} Tr(F). \quad (2.54)$$

L'évolution de l'énergie totale résulte de celles de l'énergie Hartree-Fock et de l'énergie de corrélation. La variation de l'énergie Hartree-Fock s'écrit

$$\frac{dE_{HF}}{dt} = \sum_{\lambda,\lambda'} \varepsilon_{\lambda,\lambda'} \dot{\rho}_{\lambda,\lambda'}. \quad (2.55)$$

L'évolution de l'énergie de corrélation peut être obtenue, en notant que le terme correspondant à la dérivée de l'intégrale en temps dans (2.38) ne contribue pas à

la dérivée en temps de F et que

$$\begin{aligned} \partial \langle \alpha\beta | V_{12} | \gamma\delta \rangle / \partial t &= \frac{i}{\hbar} \langle \alpha\beta | [h_1 + h_2, V_{12}] | \gamma\delta \rangle \\ &= \frac{i}{\hbar} \sum_{\lambda} \varepsilon_{\alpha\lambda} \langle \lambda\beta | V_{12} | \gamma\delta \rangle + \varepsilon_{\beta\lambda} \langle \alpha\lambda | V_{12} | \gamma\delta \rangle \\ &\quad - \varepsilon_{\lambda\gamma} \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle - \varepsilon_{\lambda\delta} \langle \alpha\beta | V_{12} | \gamma\lambda \rangle \end{aligned} \quad (2.56)$$

Reportant cette expression dans l'énergie de corrélation, on obtient

$$\frac{dE_{cor}}{dt} = - \sum_{\lambda, \lambda'} \varepsilon_{\lambda, \lambda'} \dot{\rho}_{\lambda, \lambda'} = - \frac{dE_{HF}}{dt} \rightarrow \frac{dE}{dt} = 0$$

L'énergie totale est donc également conservée lors de l'évolution. De la même manière, on peut montrer que l'impulsion totale $\mathbf{P} = Tr(\mathbf{p}\rho)$ est constante. La conservation automatique de ces quantités rend l'équation de champ moyen étendu relativement attrayante. De plus, l'efficacité des méthodes de résolution pourra directement être estimée en suivant les déviations de ces lois de conservation au cours du temps.

2.6.3 Champ moyen étendu et dynamique irréversible

Reprenant la base des états propres $|\psi_{\lambda}(t)\rangle$ de $\rho(t)$, dans TDHF les nombres d'occupations sont constants et les états propagés $|\bar{\psi}_{\lambda}(t')\rangle$ restent états propres de la matrice densité $\rho(t')$ lors de l'évolution. Lorsque les effets à deux corps sont inclus, les états acquièrent, lors des collisions, des taux de transition non nuls vers d'autres états. En particulier, un état non occupé initialement peut le devenir aux dépens des autres états. Dans la théorie de champ moyen étendu, cet effet se traduit par un mélange des configurations à un corps lors de la dynamique. Ainsi, les états $|\bar{\psi}_{\lambda}(t')\rangle$ ne sont plus en général des états propres de $\rho(t')$ si $t' > t$:

$$\rho_{\lambda\lambda'}(t') = \sum_{\alpha} \langle \bar{\psi}_{\lambda}(t') | \psi_{\alpha}(t') \rangle n_{\alpha}(t') \langle \psi_{\alpha}(t') | \bar{\psi}_{\lambda'}(t') \rangle \neq n_{\lambda}(t') \delta_{\lambda\lambda'} \quad (2.57)$$

Ce mélange de configurations qui est une difficulté dans l'application de ETDHF, est un des aspects responsables de la dissipation dans la dynamique [Lac98-4, Lac98-6].

Mélange des configurations à un corps

Partant de la densité $\rho(t)$ à un instant t , la nouvelle densité à $t + \Delta t$ s'écrit:

$$\begin{aligned} \rho(t + \Delta t) &= U(t + \Delta t, t) \rho(t) U(t, t + \Delta t) \\ &\quad - i/\hbar \int_t^{t+\Delta t} ds U(t + \Delta t, s) I(s) U(s, t + \Delta t) \end{aligned} \quad (2.58)$$

2.6 Propriétés de l'équation de champ moyen étendu:

où le premier terme est associé au champ moyen tandis que le second, noté $\Delta\rho$, est la correction due aux collisions. Par définition, ce premier terme est diagonal dans la base des états propagés $|\overline{\psi}_\lambda(t + \Delta t)\rangle$. A l'inverse, le second a des éléments hors diagonaux non nuls, et les états propagés par U ne sont plus états propres de la densité. L'introduction de la théorie des perturbations permet d'approfondir l'effet des collisions sur la dynamique.

Théorie des perturbations et équation maîtresse: Les équations de champ moyen étendu supposent que les corrélations apportent une correction faible par rapport à l'évolution de champ moyen. Ainsi, partant à un instant donné de la base propre de $\rho(t)$:

-les éléments de matrice $\rho_{\lambda\lambda'}(t + \Delta t)$ peuvent être calculés. La nouvelle base propre $|\psi_\lambda(t + \Delta t)\rangle$ et les $n_\lambda(t + \Delta t)$ associés, peuvent être obtenus à partir des $|\overline{\psi}_\lambda(t + \Delta t)\rangle$ grâce à la théorie des perturbations. Le fait d'exprimer l'évolution sur la base naturelle est important si on veut garder une expression simple pour le terme de collision.

-Etant donné que les états occupés à un instant t contiennent la majeure partie de l'information à un corps sur le système, il ne sera en général nécessaire d'exprimer la matrice $\rho(t + \Delta t)$ que dans une base incomplète où peu d'états à un corps auront été ajoutés aux états occupés initialement.

Tant que le temps Δt est petit, la théorie des perturbations au premier ordre permet d'écrire l'évolution des nombres d'occupation sous la forme d'une équation maîtresse [Kre81] généralisée (en négligeant la variation des termes de gain et de perte entre t et $t + \Delta t$):

$$\frac{dn_\lambda}{dt} = (1 - n_\lambda)\mathcal{W}_\lambda^+ - n_\lambda\mathcal{W}_\lambda^- \quad (2.59)$$

avec, l'expression suivante pour les termes de gain \mathcal{W}_λ^+ et de perte \mathcal{W}_λ^-

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_\lambda^+ &= 1/\hbar^2 \sum n_\alpha n_\beta (1 - n_\delta) \text{Re} \left\{ \langle \lambda\delta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A \Big|_t \int_{t_0}^t dt' \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A \Big|_{t'} \right\} \\ \mathcal{W}_\lambda^- &= 1/\hbar^2 \sum (1 - n_\alpha)(1 - n_\beta)n_\delta \text{Re} \left\{ \langle \lambda\delta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A \Big|_t \int_{t_0}^t dt' \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A \Big|_{t'} \right\} \end{aligned} \quad (2.60)$$

Cette équation maîtresse s'intègre analytiquement en prenant pour condition initiale $n'_\lambda(t) = n_\lambda(t)$ ⁴:

$$n'_\lambda(t + \Delta t) = n_\lambda(t) \exp(-\Delta t/\tau_\lambda) + n_\lambda^{eq}(t) (1 - \exp(-\Delta t/\tau_\lambda)). \quad (2.61)$$

⁴La diagonalisation directe de la matrice densité peut parfois entraîner des erreurs numériques (par exemple des nombres d'occupation supérieurs à zéro ou inférieurs à un). L'utilisation d'une équation maîtresse permet également d'éviter ce problème.

Dans cette équation, le temps caractéristique d'évolution des nombres d'occupation τ_λ et un équilibre local $n_\lambda^{eq}(t)$ sont définis par:

$$\begin{aligned}\tau_\lambda &= (\mathcal{W}_\lambda^+ + \mathcal{W}_\lambda^-)^{-1} \\ n_\lambda^{eq}(t) &= \mathcal{W}_\lambda^+ / (\mathcal{W}_\lambda^+ + \mathcal{W}_\lambda^-)\end{aligned}\tag{2.62}$$

Les nouveaux états propres de $\rho(t + \Delta t)$ s'écrivent en fonction des états propagés par U

$$\begin{aligned}|\psi_\lambda(t + \Delta t)\rangle &\simeq |\bar{\psi}_\lambda(t + \Delta t)\rangle \\ &+ \sum_{\lambda' \neq \lambda} \langle \bar{\Psi}_{\lambda'} | \Delta \rho | \bar{\Psi}_\lambda \rangle_{t'} / (n_\lambda(t) - n_{\lambda'}(t))\end{aligned}\tag{2.63}$$

Les éléments non diagonaux apportent un mélange des états propagés par le champ moyen. Si ces termes étaient négligés, seuls les nombres d'occupation changeraient. Leur inclusion permet la réorganisation des états propres de la densité ainsi que l'apparition de nouveaux états à un corps dans la dynamique. Ainsi, contrairement à TDHF, des états initialement non occupés peuvent le devenir lors de l'évolution en interagissant avec d'autres états. Certaines applications du champ moyen étendu négligent ce mélange [Dav81, Toh85]. Cependant, depuis longtemps, le rôle des termes non diagonaux a été souligné [Orl79, Nem83] et la prise en compte de ces éléments dans certaines applications plus récentes a montré leur effet non négligeable sur l'irréversibilité de la dynamique [Toh87].

2.6.4 Evolution de l'entropie

La théorie de champ moyen, contrairement à TDHF, induit une évolution des nombres d'occupation. Notant $\Delta S = S(t + \Delta t) - S(t)$ la variation d'entropie associée, on peut relier cette variation à celle de la densité par [Weh78, Bal81]:

$$\Delta S = -k_B \text{Tr} (\Delta \rho (\log(\rho) - \log(1 - \rho)))\tag{2.64}$$

Pour des temps Δt suffisamment courts, cette variation prend la forme analytique:

$$\frac{\Delta S}{\Delta t} = -k_B \sum_\lambda \left((1 - n_\lambda) \mathcal{W}_\lambda^+ - n_\lambda \mathcal{W}_\lambda^- \right) \log \left(\frac{n_\lambda}{1 - n_\lambda} \right)\tag{2.65}$$

En utilisant les expressions (2.60) des termes de gain et de perte, ainsi que des commutations sur les différents indices, la variation d'entropie devient:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta S}{\Delta t} &= \frac{-k_B}{4\hbar^2} \sum W_{\lambda\delta, \alpha\beta} (n_\alpha n_\beta (1 - n_\lambda) (1 - n_\delta) - (1 - n_\alpha) (1 - n_\beta) n_\lambda n_\delta) \\ &\quad \times \log \left(\frac{(1 - n_\alpha) (1 - n_\beta) n_\lambda n_\delta}{n_\alpha n_\beta (1 - n_\lambda) (1 - n_\delta)} \right)\end{aligned}\tag{2.66}$$

2.7 Approximations de l'équation de champ moyen étendu

où $W_{\lambda\delta,\alpha\beta} = \text{Re} \left\{ \langle \lambda\delta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A \Big|_t \int_{t_0}^t dt' \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A \Big|_{t'} \right\}$. L'effet de mémoire présent dans ce terme peut être approximativement remplacé par:

$$W_{\lambda\delta,\alpha\beta} \simeq \hbar \frac{\Gamma_{mem}}{\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}^2 + \Gamma_{mem}^2/4} |\langle \lambda\delta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A|^2 \quad (2.67)$$

où $\tau_{mem} = \hbar/\Gamma_{mem}$ est le temps moyen pendant lequel une collision aura un effet sur la dynamique. Tandis que $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}$ donne la condition énergétique pour que des états (α, β) se couplent à (λ, δ) . $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}$ est souvent identifié à $\varepsilon_\lambda + \varepsilon_\delta - \varepsilon_\alpha - \varepsilon_\beta$. Toutefois, à cause de la réorganisation du champ moyen lors de l'évolution, $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}$ peut avoir un comportement plus complexe et être fonction des énergies collectives comme nous le verrons lors de l'étude des résonances géantes.

L'expression (2.66) associée au fait que la fonction $(y-x)\log(y/x)$ est une fonction négative, montre que $\Delta S/\Delta t \geq 0$. L'équation ETDHF vérifie donc le deuxième principe de la thermodynamique sur l'évolution des systèmes hors équilibre.

2.7 Approximations de l'équation de champ moyen étendu

La discussion sur les propriétés du champ moyen étendu montre que cette théorie, tout en restant une théorie à un corps, permet d'envisager la description d'un grand nombre de phénomènes physiques qui n'étaient pas pris en compte dans TDHF. En particulier, en gardant au niveau microscopique le double aspect mécanique quantique et statistique, ETDHF permet une étude des phénomènes dissipatifs. Dans cette théorie, ces effets physiques sont le résultat de phénomènes complexes dont la prise en compte est essentielle: mémoire sur les collisions entre nucléons, mélange des configurations à un corps... En contrepartie, utiliser la théorie de champ moyen étendu s'avère difficile et les applications sont en général un compromis entre le niveau de description recherché et les contraintes numériques. Je voudrais finir ce chapitre en discutant certaines applications qui ont joué un rôle important dans la compréhension des réactions entre ions lourds.

2.7.1 Approximation du temps de relaxation

Après les premières utilisations des théories de champ moyen dépendant du temps [Bon76], de nombreux efforts ont été faits afin de développer des théories quantiques incluant les collisions entre nucléons [Goe82]. L'approche la plus simple, dite approximation du temps de relaxation, consiste à utiliser une version

linéarisée de l'équation (2.59) :

$$\frac{\partial n_\lambda}{\partial t} = - \frac{(n_\lambda(t) - n_\lambda^{eq}(t))}{\tau_\lambda} \quad (2.68)$$

en négligeant les termes non diagonaux de la matrice densité. Dans cette expression, n_λ^{eq} et τ_λ sont donnés par (2.62). Diverses approximations peuvent alors être envisagées. Une des difficultés du champ moyen étendu est que l'effet de mémoire requiert de connaître l'histoire du système. Une méthode approchée peut être obtenue en reprenant une distribution de Breit-Wigner (expression (2.67)) pour l'estimation des intégrales en temps de $W_{\lambda\delta,\alpha\beta}$. Ceci conduit aux termes de gain \mathcal{W}_λ^+ et de perte \mathcal{W}_λ^- :

$$\begin{aligned} \mathcal{W}_\lambda^+ &= \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\alpha\beta\delta} W_{\lambda\delta,\alpha\beta} n_\alpha n_\beta (1 - n_\delta) \\ \mathcal{W}_\lambda^- &= \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\alpha\beta\delta} W_{\lambda\delta,\alpha\beta} n_\delta (1 - n_\alpha) (1 - n_\beta) \end{aligned} \quad (2.69)$$

Le choix de Γ_{mem} et de $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}$ sont deux difficultés majeures dans cette approximation. Dans les études existantes τ_λ est pris constant et une statistique de Fermi-Dirac est imposée pour $n_\lambda^{eq}(t)$ [Won83, Toh85]. Cependant, les temps caractéristiques de relaxation, les équilibres locaux ainsi que les termes non diagonaux de la matrice densité sont des composantes importantes dans la dissipation, qui sont difficiles à fixer sans fixer également le résultat final. En effet, dans la théorie de champ moyen étendu complète, aucune contrainte n'est imposée a priori sur la dynamique et le système choisit lui-même l'équilibre vers lequel il tendra à la fois pour les fonctions d'ondes et pour les nombres d'occupation.

De nombreux autres travaux existent afin de résoudre les équations de champ moyen étendu au niveau quantique. Ainsi, durant les vingt dernières années, le niveau de description s'est peu à peu amélioré en prenant en compte tout d'abord les termes non-diagonaux du terme de collision puis une partie de l'effet de mémoire [Toh87]. Conjointement, des théories alternatives d'extension du champ moyen dans la dynamique nucléaire ont été proposées: méthodes itératives moyennées en temps (ITS) [Bal81, Bac88], méthodes incluant explicitement les corrélations à deux corps (TDDM) [Gon90, Deb92] et, plus récemment, des méthodes basées sur la dynamique d'états cohérents gaussiens (FMD) [Fel97] ou d'ondelettes (DYWAN) [Jou98].

2.7.2 Approches semi-classiques

En l'absence de méthodes rapides pour l'application des théories quantiques, les approximations semi-classiques se sont avérées des outils importants dans la compréhension des systèmes nucléaires. En effet, durant les dix dernières années, des progrès considérables ont été réalisés dans ces modèles, notamment

2.7 Approximations de l'équation de champ moyen étendu

dans la version étendue (appelées théories de transport BNV ou BUU [Ber88, Bon94]) ou stochastique sous le nom de théorie de Boltzmann-Langevin [Ayi88, Ran90, Bur91, Gua96]. Cette section présente un résumé des méthodes utilisées pour obtenir les équations semi-classiques et fait le parallèle avec ETDHF. Les méthodes semi-classiques seront utilisées dans la suite de ce travail afin de montrer l'importance des effets quantiques dans la dynamique des noyaux.

Transformée de Wigner

Les approximations semi-classiques sont introduites en utilisant la transformée de Wigner[Rin81]. Pour un opérateur à un corps A , celle-ci est définie par

$$A_W(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{s} e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{s}/\hbar} \langle \mathbf{q} + \mathbf{s}/2 | A | \mathbf{q} - \mathbf{s}/2 \rangle. \quad (2.70)$$

où $\mathbf{q} = (\mathbf{r} + \mathbf{r}')/2$ et $\mathbf{s} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. La transformation inverse s'écrit

$$\langle \mathbf{r} | A | \mathbf{r}' \rangle = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{p} d\mathbf{q} e^{+i\mathbf{p}\cdot\mathbf{s}/\hbar} A_W(\mathbf{q}, \mathbf{p}) \delta\left(\mathbf{q} - \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}\right)\right) \quad (2.71)$$

On peut montrer que cette transformation vérifie les propriétés suivantes[Rin81, Bal95]:

$$\begin{aligned} (\alpha f(\mathbf{r}) + \beta g(\mathbf{p}))_W &= \alpha f(\mathbf{q}) + \beta g(\mathbf{p}) \\ (e^{i(\alpha\mathbf{r} + \beta\mathbf{p})})_W &= e^{i(\alpha\mathbf{q} + \beta\mathbf{p})} \end{aligned} \quad (2.72)$$

$$(AB)_W(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = A_W(\mathbf{q}, \mathbf{p}) e^{i\hbar\Lambda/2} B_W(\mathbf{q}, \mathbf{p})$$

$$\frac{1}{\hbar} [A, B]_W(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{2i}{\hbar} A_W(\mathbf{q}, \mathbf{p}) \sin\left(\frac{\hbar}{2}\Lambda\right) B_W(\mathbf{q}, \mathbf{p})$$

où $\Lambda = \overleftarrow{\nabla}_q \overrightarrow{\nabla}_p - \overleftarrow{\nabla}_p \overrightarrow{\nabla}_q$, les flèches indiquant de quel côté le gradient s'applique. En utilisant ces relations, et en notant $f(\mathbf{q}, \mathbf{p})$ et $h(\mathbf{q}, \mathbf{p})$ respectivement les transformées de Wigner de la densité à un corps et du champ moyen, l'équation TDHF (2.20) s'écrit:

$$\frac{\partial f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t) \sin\left(\frac{\hbar}{2}\Lambda\right) h(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t). \quad (2.73)$$

Jusqu'à présent, aucune approximation n'a été faite. Les méthodes semi-classiques consistent à ne conserver que les termes les plus bas du développement en \hbar . L'équation (2.73) devient alors l'équation de Vlasov qui s'écrit en introduisant les crochets de Poisson $\{.,.\}$:

$$\frac{\partial f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} = \{h[f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)], f(\mathbf{q}, \mathbf{p}, t)\}. \quad (2.74)$$

L'inclusion des collisions entre nucléons permet d'écrire une équation de champ moyen étendu semi-classique (équation de Boltzmann[Nor28, Ueh33]) dans laquelle un terme I_{coll} est ajouté par rapport à l'équation précédente. Ce terme s'écrit⁵

$$I_{coll}[f_1] = g \int \frac{d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 d\mathbf{p}_3}{(2\pi\hbar)^9} W(12,34) (\bar{f}_1 \bar{f}_2 f_3 f_4 - \bar{f}_3 \bar{f}_4 f_1 f_2) \quad (2.75)$$

où $\bar{f}_1 = (1 - f_1)$. Cette expression est une version semi-classique du terme de collision de l'équation ETDHF. Lorsque les effets de mémoire sont négligés, le taux de collisions $W(12,34)$ est relié à la section efficace nucléon-nucléon par

$$W(12,34) = \frac{4}{m^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4) \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \varepsilon_4) \quad (2.76)$$

Les approches semi-classiques sont appliquées intensivement à la dynamique des ions lourds [Ber88] où ces simulations prennent divers noms (BUU[Gal85, Gre87, Bau87, Toh92], BNV[Bon94]...). Plus récemment, une version stochastique a permis de rendre compte des spectres expérimentaux de multifragmentation nucléaire[Gua96, Riv98]. Bien que ces approches marquent un grand pas dans la compréhension des collisions entre noyaux, une méthode permettant l'utilisation de ETDHF serait préférable:

- **Problème conceptuel:** l'équation de Boltzmann (2.75) repose sur une hypothèse d'un effet instantané des collisions. Cependant, comme nous le verrons dans l'étude des modes collectifs, c'est l'effet de mémoire qui permet un traitement correct du flux irréversible d'énergie entre les modes collectifs et les nucléons conduisant à l'amortissement des résonances géantes et à la réorganisation des occupations des niveaux à un corps. Une composante importante de la dynamique hors équilibre manque donc dans cette équation.
- **Problèmes numériques:** Les méthodes utilisées pour résoudre les équations semi-classiques entraînent un terme d'interaction spurieux dans le champ moyen comme nous le verrons lors de l'analyse critique des théorie semi-classiques. De plus, lorsqu'un terme de collision est inclus, une attention particulière doit être portée sur la condition initiale afin de ne pas aboutir, lors de l'évolution, à une distribution de Boltzmann pour les nucléons [Rei95].
- **Problèmes physiques:** finalement, l'absence de certains aspects quantiques, tels que les effets de couche ou la délocalisation et la dynamique des fonctions d'onde conduit à des différences importantes avec les théories quantiques a priori équivalentes, même à des énergies d'excitation élevées.

⁵Une équation similaire peut être obtenue phénoménologiquement par des bilans de conservation lors des collisions[Bol72].

2.8 Conclusion

Ces deux derniers points seront illustrés plus amplement lors de l'étude des systèmes chauds dans laquelle une comparaison entre une dynamique TDHF et une dynamique de Vlasov est faite.

2.8 Conclusion

Ce chapitre présente le cadre théorique des méthodes d'extension du champ moyen. Dans ce cadre, le champ moyen joue un rôle principal en servant de point de départ à l'inclusion des effets à plus d'un corps. ETDHF apparaît ainsi comme une première étape dans la prise en compte des effets à deux corps. L'élargissement considérable des domaines d'application des théories de champ moyen grâce à l'inclusion des collisions entre nucléons, les lois de conservation automatiquement vérifiées ainsi que le fait de retrouver les approches standards dans la limite semi-classique, sont autant de propriétés qui confèrent à cette théorie un intérêt tout particulier. En effet, tout en décrivant à la fois la structure et la dynamique nucléaire, cette théorie permet d'envisager l'étude de la dissipation dans les noyaux.

Bien que les théories quantiques allant au delà du champ moyen soient bien définies, en l'absence d'application, la possibilité de traiter les phénomènes de relaxation avec ETDHF a rarement été discutée. L'étude des propriétés de cette théorie a permis d'entrevoir les composantes importantes qui conduisent à une dynamique irréversible: effet de mémoire sur les collisions passées, mélange des degrés de liberté à un corps... Dans la suite de ce travail, ces effets seront approfondis. En particulier, l'étude des résonances géantes permettra de préciser l'effet des corrélations sur la décroissance des modes collectifs. Ainsi, l'effet des collisions entre nucléons sera discuté. De plus, l'inclusion des composantes plus complexes du noyau conduira à envisager l'apparition de structures fines dans la réponse du noyau. Cette étude permettra d'avoir une vision globale sur la hiérarchie BBGKY. Les modes collectifs montrent comment dynamique et structure sont intimement liées dans les systèmes nucléaires. Cette étude sera complétée par celle des noyaux chauds où le mélange entre les aspects quantiques et statistiques joue également un rôle important. Conjointement une comparaison avec les théories semi-classiques montrera la nécessité d'inclure les effets à deux corps dans un cadre quantique. Une telle étude sera finalement présentée à la fin de ce mémoire où ETDHF est appliqué soit dans sa version complète soit, lorsque cette dernière n'est pas numériquement possible, dans une version simplifiée.

Chapitre 3

Excitations collectives dans les noyaux

3.1 Introduction

Depuis la découverte de la résonance géante dipolaire en 1947 [Bal47], de nombreux travaux aussi bien théoriques qu'expérimentaux sont dédiés à la compréhension des modes collectifs construits sur l'état fondamental ou sur les états excités du noyau. Utilisant une version linéarisée de TDHF, je rappellerai comment les états collectifs sont créés par une superposition d'excitations à un corps. Cette théorie, en négligeant les corrélations, ne permet toutefois pas de comprendre la désexcitation des résonances géantes. En se servant des approches de champ moyen comme point de départ, l'inclusion des corrélations d'ordres supérieurs rend possible une description microscopique de ce phénomène. Ainsi, l'effet des collisions entre nucléons sur les résonances chaudes et froides sera discuté. La généralisation de cette approche permettra de plus d'interpréter l'apparition d'effets complexes tels que les structures fines dans la réponse du noyau.

De nombreux articles de référence expérimentaux et/ou théoriques existent sur les excitations collectives dans les systèmes nucléaires (par exemple [Ber83-2, Wou87, Cho95]). Je désire néanmoins décrire la problématique associée à l'étude de ces excitations. L'apparition de pics dans les données expérimentales est en général la signature d'une résonance dont l'énergie et le temps de vie sont donnés respectivement par le maximum et la largeur de ces pics.

3.1.1 Energie collective

Afin de simplifier la discussion, dans cette section, l'état fondamental est supposé sphérique, la dernière couche étant totalement remplie. Le hamiltonien nucléaire

3.1 Introduction

contient un certain nombre de symétries telles que l'invariance par rotation et la conservation de la parité. Ceci permet de classer les modes collectifs. On distingue les résonances géantes selon leur multipolarité L . De plus, les modes collectifs sont appelés électriques lorsque leur parité est égale à $(-1)^L$ et magnétiques si elle vaut $(-1)^{L+1}$. Les premiers correspondent à un mouvements des états de spin haut en phase avec ceux de spins bas ($\Delta S = 0$), tandis que dans les seconds ils sont en opposition de phase.

En plus de ces symétries, d'autres symétries faiblement brisées permettent de définir des nombres quantiques approchés qui n'ont de sens réel que lorsque la symétrie est restaurée. C'est le cas de la symétrie proton-neutron (symétrie d'isospin). On distingue alors les modes collectifs isoscalaires ($\Delta T = 0$ par rapport au fondamental où $T = (N - Z)/2$) dans lesquels neutrons et protons se déplacent en phase et les modes isovectoriels ($\Delta T = 1$) où ils sont en opposition de phase.

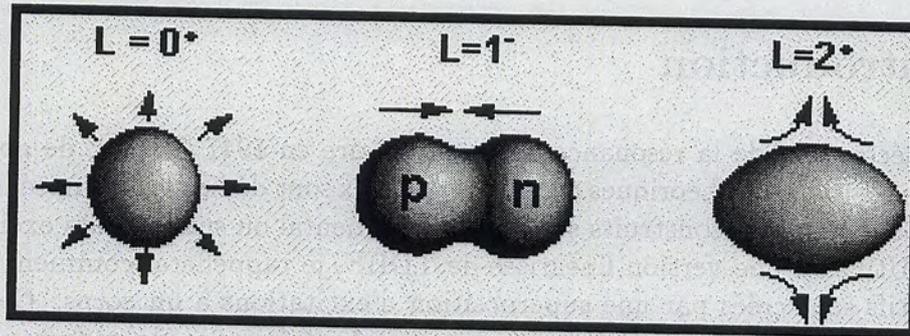


Figure 3.1: Représentation schématique des résonances géantes électriques les plus courantes dans les noyaux: de gauche à droite, les modes monopolaire isoscalaire 0^+ (GMR), dipolaire isovectoriel 1^- (GDR) et quadrupolaire isoscalaire 2^+ (GQR) sont représentés.

Dans ce travail, seuls les modes électriques seront discutés. Une illustration des modes isoscalaire monopolaire (GMR- 0^+), isoscalaire quadrupolaire (GQR- 2^+) ainsi que isovectoriel dipolaire (GDR- 1^-) est donnée dans la figure (3.1). Dans les noyaux froids, les états collectifs sont décrits microscopiquement comme une superposition cohérente d'excitations de particule-trou (p-h) sur l'état fondamental, les transitions p-h devant être compatibles avec le type de mode considéré (figure (3.2)). Considérant les états à un corps dans un modèle du noyau de type oscillateur harmonique, en raison de l'alternance de la parité des couches majeures, on s'attend à ce que les transitions électriques de multipolarité L aient des énergies $L\hbar\omega$, $(L - 2)\hbar\omega, \dots$ (les transitions d'énergie supérieure à $L\hbar\omega$ étant interdites dans la limite du modèle harmonique). Ceci donne une estimation des énergies des modes collectifs ($1\hbar\omega \sim 41A^{-1/3}$ pour le 1^- et $2\hbar\omega$ pour le 2^+).

Bien que cette approche simplifiée permette d'introduire certaines caractéristiques des modes collectifs, de nombreux effets doivent être inclus afin d'estimer les énergies de manière réaliste. C'est le cas du spin-orbit qui lève la dégénérescence des couches majeures. De plus, un noyau est plutôt décrit approximativement par un potentiel de type Wood-Saxon et ses couches majeures ont un espacement variable. Finalement, du fait que l'interaction résiduelle à l'origine des excitations p-h est attractive dans la voie isoscalaire et répulsive dans la voie isovectorielle, les énergies observées valent, dans les noyaux de moyennes et grandes tailles, $65A^{-1/3}$ pour la GQR et $80A^{-1/3}$ pour la GDR[Ala96].

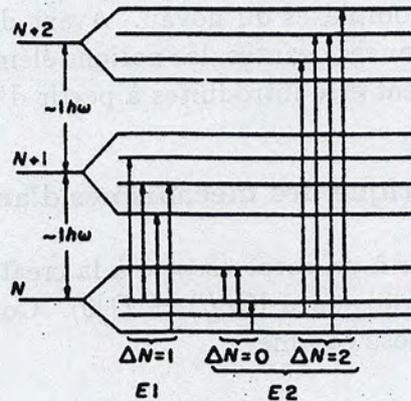


Figure 3.2: Représentation schématique des transition électrique dipolaire (E1) et quadrupolaire (E2) entre états du modèle en couches. A gauche sont représentées les couches majeures de l'oscillateur harmonique tandis qu'à droite, la prise en compte du couplage de spin-orbit entraîne une levée de la dégénérescence.

Les approches microscopiques dépendantes du temps telles que TDHF permettent d'inclure ces différents effets en donnant une description raisonnable de l'énergie des résonances géantes. Dans un tel cadre, il est de plus possible d'étendre la description microscopique à l'étude des mouvements collectifs construits sur un état excité du système[Bri55]. Des signatures expérimentales de la GDR chaude, obtenues en étudiant la photoémission γ des noyaux chauds existent notamment dans l'étain ^{120}Sn [Gar92] et dans le plomb ^{208}Pb [Hof94, Ram96]. En particulier, jusqu'à des températures de $T = 5 - 6$ MeV, la largeur des résonances géantes augmente. Au dessus de ces températures, il semble qu'il y ait une saturation dans les spectres γ , celle-ci n'étant pas réellement comprise.

Ces résonances géantes chaudes sont particulièrement intéressantes dans la mesure où elle sont susceptible d'aider à la compréhension des phénomènes d'équilibration thermique dans les noyaux et renseignent sur les propriétés de la matière nucléaire chaude. L'étude de ces résonances géantes chaudes à travers la version linéarisée de TDHF sera illustrée dans ce chapitre dans le ^{40}Ca . Nous verrons en

3.1 Introduction

particulier qu'en l'absence d'effet à deux corps, seule une description incomplète des résonances géantes est possible, les temps de vie étant surestimés.

3.1.2 Temps de vie des modes collectifs

La situation est beaucoup plus compliquée lorsqu'on considère les largeurs des modes collectifs. Tandis que l'énergie moyenne des états collectifs peut être comprise comme résultant d'un ensemble d'excitations à un corps et peut être décrite par le champ moyen, leur décroissance implique des couplages entre le mode collectif et des états complexes du noyau. Avant de rappeler les propriétés du temps de vie des résonances géantes, les notions élémentaires sur les phénomènes d'amortissement peuvent être introduites à partir d'un modèle simple.

Description schématique des mécanismes d'amortissement

Appelant D l'opérateur à un corps associé à la création du mode collectif $|Coll\rangle$ sur l'état fondamental $|0\rangle$, on a $|Coll\rangle = D|0\rangle$. Conjointement, le hamiltonien nucléaire H se décompose comme

$$H = H_0 + V \quad (3.1)$$

où H_0 contient deux parties: une projection de H sur l'espace collectif et une autre sur son espace orthogonal, l'interaction résiduelle V étant le couplage entre ces deux sous-espaces. Les états propres de H_0 définissent une base complète de l'espace, avec:

$$H_0|i\rangle = E_i|i\rangle \quad (3.2)$$

parmi lesquels se trouve l'état collectif $H_0|Coll\rangle = E_{Coll}|Coll\rangle$.

Associant au noyau la fonction d'onde $|\Psi\rangle$ et supposant qu'initialement le système a été excité dans l'état collectif $|\Psi(t_0)\rangle = |Coll\rangle$, en l'absence d'interaction résiduelle, aucun mécanisme ne permet de sortir de cette configuration au cours du temps. Lorsqu'on suppose que le hamiltonien du noyau contient une interaction résiduelle V couplant le mode collectif aux états $|i\rangle$, une décroissance de l'état initial sera observée. En effet, les états propres $|\mu\rangle$ de H (associés aux valeurs propres E_μ) sont un mélange d'états propres de H_0 :

$$|\mu\rangle = c_{\mu,Coll}|Coll\rangle + \sum_i c_{\mu,i}|i\rangle. \quad (3.3)$$

L'évolution du système, initialement dans l'état $|Coll\rangle$, s'écrit désormais:

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-iH(t-t_0)/\hbar}|Coll\rangle = \sum_\mu e^{-iE_\mu(t-t_0)/\hbar} c_{\mu,Coll}|\mu\rangle \quad (3.4)$$

Définissant la matrice de recouvrement $O_\mu = |c_{\mu, Coll}|^2$, la probabilité à un instant t pour que le système soit encore dans l'état initial est donnée par $P_{Coll}(t) = |\langle Coll | \Psi(t) \rangle|^2$ où:

$$\langle Coll | \Psi(t) \rangle = \sum_{\mu} O_{\mu} e^{-iE_{\mu}(t-t_0)/\hbar} \quad (3.5)$$

Si de plus, on suppose une interaction constante $|\langle Coll | V | i \rangle| = v$ (avec $\langle i' | V | i \rangle = 0$) et un ensemble d'états $|i\rangle$ uniformément répartis ($E_i - E_{i-1} = \Delta E$), le recouvrement O_{μ} s'écrit sous la forme [Boh69](voir annexe B-2):

$$O_{\mu} = \frac{v^2}{\left(v^2 + \frac{v^4 \pi^2}{\Delta E^2}\right) + (E_{\mu} - E_{Coll})^2} \quad (3.6)$$

qui est la forme habituelle d'une Breit-Wigner de largeur $\Gamma_{Coll}^2 = 4(v^2 + v^4 \pi^2 / \Delta E^2)$. De plus, la limite d'un spectre continu obtenue en prenant $\Delta E \rightarrow 0$ à $v^2 / \Delta E = cte$, permet de retrouver la règle d'or de Fermi $\Gamma_{Coll} = 2\pi v^2 / \Delta E$ pour la largeur de l'état collectif. Cette largeur est directement reliée au temps de vie de l'état initial. En effet, utilisant (3.5) et (3.6):

$$\langle Coll | \Psi(t) \rangle = \frac{\Gamma_{Coll}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-iE_{\mu}(t-t_0)/\hbar}}{(E_{\mu} - E_{Coll})^2 + \Gamma_{Coll}^2/4} dE_{\mu} \quad (3.7)$$

donne directement:

$$P_{Coll}(t) = e^{-\Gamma_{Coll}(t-t_0)/\hbar} \quad (3.8)$$

Cette description montre comment le couplage d'un état à un ensemble d'autres états par une interaction résiduelle induit un temps de vie fini $\tau_{Coll} = \hbar / \Gamma_{Coll}$ de l'état collectif. De plus, ce modèle simplifié illustre le fait que les caractéristiques de la décroissance sont déterminées par la force du couplage v et la densité des états auxquels le mode collectif se couple (ici $\rho = 1/\Delta E$).

Amortissement des modes collectifs

Ce cas modèle est très schématique comparé aux systèmes nucléaires. Les états propres du noyau, états du noyau composé, ont en particulier une structure complexe à laquelle s'ajoute l'influence des états du continuum. Cela entraîne une grande diversité des contributions à l'amortissement des résonances géantes [Ber94]:

- **L'amortissement de Landau (Γ_L):** cette effet est bien connu dans les systèmes infinis. Dans ce cas, il représente la disparition du mode collectif en un mouvement décorrélé des particules. Dans les noyaux, ce mécanisme existe également mais est plus complexe en raison de la structure en couche. Un tel effet, déjà présent au niveau de la théorie de champ moyen usuelle, se

3.1 Introduction

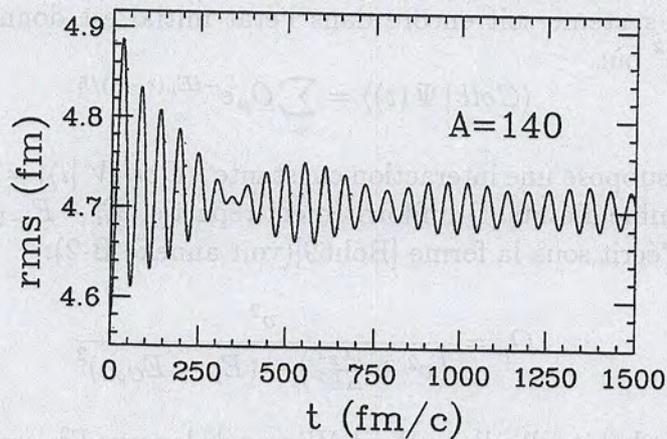


Figure 3.3: Illustration de l'évolution du rayon quadratique moyen obtenue dans un calcul TDHF[Cho87] pour un noyau de masse $A=140$ initialement comprimé. En plus de la fréquence de vibration monopolaire, le phénomène de battement est une signature de la présence plusieurs modes 0^+ d'énergies différentes dans la réponse du noyau. Ce battement induit une réduction rapide de l'amplitude de vibration comparable à celle pouvant être obtenue pour un système amorti.

traduit alors par la fragmentation de la réponse du noyau en plusieurs modes collectifs d'énergies différentes[Cho87]. Des battements entre les modes peuvent alors apparaître lors de l'évolution conduisant à une dynamique semblable à celle d'un système amorti. La figure (3.3) illustre cette situation dans la vibration monopolaire. Cet effet, n'est pas à proprement parler un véritable amortissement dans la mesure où il existe un temps, appelé temps de récurrence de Poincaré[Kre81], au bout duquel le système repasse par sa position initiale. Toutefois, cet effet contribue parfois beaucoup à la largeur des résonances géantes.

- **La largeur d'échappement (Γ^\uparrow)** : est le résultat du couplage entre le noyau et les états du continuum. En raison de ce couplage, les états propres du système acquièrent un temps de vie fini conduisant à une émission de particule par évaporation. Un traitement correct de cet effet nécessite des approches de champ moyen qui incluent les états du continuum[Van81, Van89, Col92, Kam97]. Cet effet sera discuté en détail dans la suite lors de l'application au ^{40}Ca et lors de l'expansion des noyaux chauds.
- **Largeur d'étalement (Γ^\downarrow)**: cette contribution provient du couplage des modes collectifs à des degrés de libertés plus complexes du noyau.

De ces trois effets, le dernier est le moins bien décrit. La théorie, présentée dans le chapitre précédent, permet toutefois de donner un schéma d'approximations successives afin de comprendre les largeurs d'étalement.

Largeur d'étalement et hiérarchie de couplage

La description de Γ^\downarrow requiert a priori la connaissance du couplage entre les modes collectifs et les états du noyau composé [Cho94, Lau95]. L'introduction d'une hiérarchie dans les degrés de liberté comme la hiérarchie BBGKY, donne un schéma d'approximations pour ce couplage dans lequel les composantes à un corps (modes collectifs et états 1p-1h) se couplent préférentiellement aux composantes à deux corps qui eux même se couplent aux corrélations à trois corps... Dans cette hypothèse, représentée schématiquement dans la figure (3.4), l'introduction de chaque niveau de complexité induit une correction à la décroissance des résonances géantes. L'inclusion de toutes les étapes de la hiérarchie conduit finalement à considérer directement le couplage du mode collectif aux états propres du noyau. Dans ce cadre, on s'attend à la présence d'une grande variété de temps caractéristiques dans la décroissance allant des systèmes de court temps de vie tels que les résonances géantes (de quelques MeV de largeur) jusqu'aux états du noyau composé dont la largeur est de l'ordre de l'eV.

La première étape dans la description de la largeur d'étalement consiste à étendre le champ moyen en incluant les effets à deux corps. Elle correspond à tronquer les équations BBGKY au deuxième ordre (équation(2.29)) et donne, dans la limite des petites amplitudes, la seconde RPA[Suh61, Yan83]. Cela revient à considérer que les composantes à deux corps sont la voie de décroissance interne principale pour les modes collectifs. Deux effets contribuent alors à l'amortissement:

-**L'amortissement cohérent:** Cet effet[Ber83, Gio98] correspond au couplage entre le mode collectif et des états collectifs de surface.

-**L'amortissement incohérent (amortissement dû aux collisions entre nucléons):** l'état collectif décroît de façon incohérente vers des états 2p-2h. Bien que cet effet soit fortement réduit à basse température en raison du blocage de Pauli, on s'attend à ce qu'il devienne dominant lorsque la température augmente.

De nombreux efforts sont actuellement faits pour résoudre la seconde RPA [Dro90]. Toutefois, l'étude des systèmes chauds dans ce cadre reste complexe. Le champ moyen étendu, qui est une approximation de la seconde RPA, offre un cadre propice à l'étude de l'effet des collisions entre nucléons sur les résonances chaudes et froides. Dans ce chapitre, le formalisme basé sur la linéarisation des équations de champ moyen étendu est tout d'abord décrit. L'application au ^{40}Ca , présentée ensuite, permettra de clarifier comment les états collectifs s'amortissent en raison collisions. En particulier nous étudierons quantitativement l'influence de cet effet sur la largeur d'étalement en fonction de la température.

3.1 Introduction

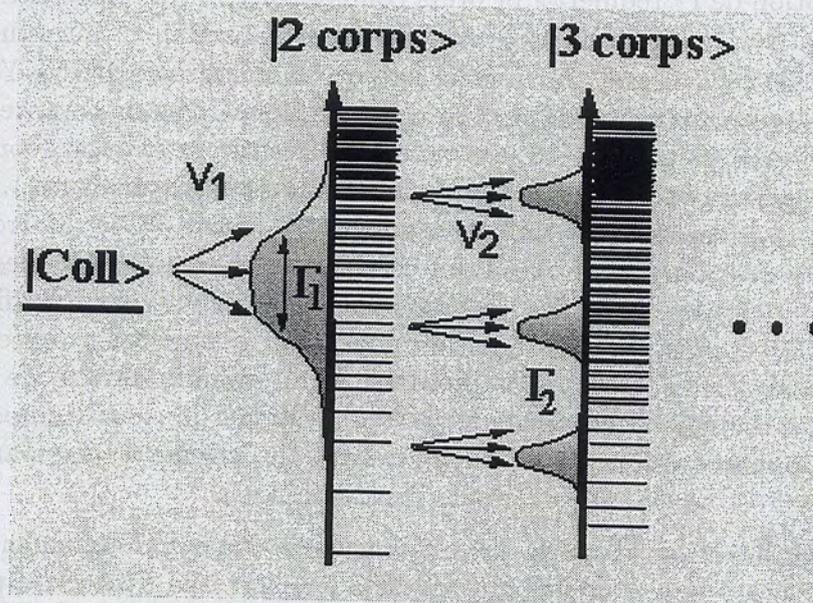


Figure 3.4: Illustration de la hiérarchie dans le couplage des différents degrés de liberté (état collectifs, 2p-2h, 3p-3h...) des systèmes nucléaires. Dans cette figure, le mode collectif se couple aux états 2p-2h par l'interaction V_1 conduisant à un amortissement Γ_1 du mode collectif. Dans une hypothèse de hiérarchie sur les corrélations, ces états 2p-2h, dont la densité d'état est également représentée, se couplent aux états 3p-3h par une interaction résiduelle V_2 . En raison de ce couplage, chaque état à deux corps acquiert un temps de vie fini. Cette figure offre un résumé des théories microscopiques utilisées pour décrire. Les théories de champ moyen négligent V_1 et V_2 . Des théories telles que ETDHF ou TDDM prennent en compte partiellement ou totalement V_1 . L'effet des corrélations d'ordre supérieur est rarement inclus, une discussion de ces effets sera toutefois présentée dans ce chapitre.

En incluant les effets à deux corps, la description des largeurs des résonances géantes est améliorée considérablement. On s'attend par ailleurs que l'incorporation des effets à trois corps et plus donne une compréhension de plus en plus fine de ce phénomène. C'est dans cette optique qu'une discussion des effets d'ordres supérieurs est présentée à la fin de ce chapitre. Ceci nous conduira en particulier à faire une analyse plus critique des hypothèses conduisant à la hiérarchie dans les couplages.

3.2 Description microscopique des résonances géantes

La description des modes collectifs peut se faire en étudiant la réponse du noyau à une excitation [Row70, Rin81]. Ainsi, l'application d'un opérateur à un corps $F(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \text{h.c.}$ induit une déviation $\delta\rho(t) = \rho(t) - \rho_0$ de la densité à un corps $\rho(t)$ par rapport à l'état d'équilibre. Dans une théorie de champ moyen, l'équilibre, caractérisé par $[h_0, \rho_0] = 0$, peut être un noyau chaud ou froid. La linéarisation des équations de champ moyen étendu (2.33), conduit à

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \delta\rho - [h_0, \delta\rho] - [\delta h + F, \rho_0] = \left(\frac{\partial I}{\partial \rho} \right)_{\rho_0} \cdot \delta\rho \quad (3.9)$$

dans laquelle $\delta h = (\partial h / \partial \rho)_0 \cdot \delta\rho$. La partie gauche de cette équation est équivalente à la réponse RPA (Random Phase Approximation) obtenue en linéarisant les équations TDHF, tandis que le partie droite est un terme additionnel caractérisant l'effet des collisions. L'équation (3.9) sera nommée équation de RPA étendue (ERPA) par la suite [Lac98-5].

3.2.1 Réponse de petite amplitude dans la théorie de Hartree-Fock

Considérons dans un premier temps le cas où les collisions entre nucléons sont négligées. L'équation RPA s'écrit:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \delta\rho - [h_0, \delta\rho] - [\delta h + F, \rho_0] = 0 \quad (3.10)$$

La réponse du noyau est donnée en développant $\delta\rho(t)$ sur les modes propres de la RPA (caractérisés par un indice λ):

$$\delta\rho(t) = \sum_{\lambda>0} \delta\rho_\lambda = \sum_{\lambda>0} \{z_\lambda(t)\rho_\lambda^\dagger + z_\lambda^*(t)\rho_\lambda\} \quad (3.11)$$

où ρ_λ^\dagger et ρ_λ sont reliés par la relation $\rho_\lambda^\dagger = [Q_\lambda^\dagger, \rho_0]$ et $\rho_\lambda = -[Q_\lambda, \rho_0]$ aux opérateurs création Q_λ^\dagger et annihilation Q_λ du mode collectif. Ces modes obéissent

3.2 Description microscopique des résonances géantes

à une relation d'orthonormalisation généralisée: $Tr[Q_\lambda, Q_\mu^\dagger]\rho_0 = \delta_{\lambda\mu}$. L'utilisation de (3.11) dans l'équation RPA conduit à une équation d'oscillateur harmonique forcé pour chaque mode:

$$-i\hbar \frac{d}{dt} z_\lambda + \hbar\omega_\lambda z_\lambda = \langle [Q_\lambda, F] \rangle_0 \quad (3.12)$$

dans laquelle $\langle [Q_\lambda, F] \rangle_0 = Tr[Q_\lambda, F]\rho_0$. L'énergie du mode collectif $\hbar\omega_\lambda$ est alors donnée par l'équation (obtenue en prenant la transformée de Fourier de (3.10))

$$\hbar\omega_\lambda \rho_\lambda^\dagger - [h_0, \rho_\lambda^\dagger] - [h_\lambda^\dagger, \rho_0] = 0. \quad (3.13)$$

où $h_\lambda^\dagger = (\partial h / \partial \rho)_0$. Cette équation est équivalente à une équation aux valeurs propres généralisée qu'il est nécessaire d'inverser pour obtenir ρ_λ^\dagger et ρ_λ (voir annexe A-1). Lorsque la résonance géante est construite sur un système froid, les nombres d'occupation des états Hartree-Fock sont 0 ou 1, et les seules composantes non nulles de Q_λ^\dagger sont celles de type particule-trou ou trou-particule [Rin81]:

$$Q_\lambda^\dagger = \sum_{p,h} X_{ph}^\lambda a_p^\dagger a_h - Y_{ph}^\lambda a_h^\dagger a_p. \quad (3.14)$$

L'équation (3.13) possède de nombreuses solutions, toutefois, c'est seulement pour certaines énergies qu'un grand nombre de transitions p-h participeront à la somme (3.14) en donnant des résonances dans la réponse du noyau. Lorsque la température du système est différente de zéro, les composantes trou-trou mais aussi particule-particule sont autorisées (voir figure (3.5)).

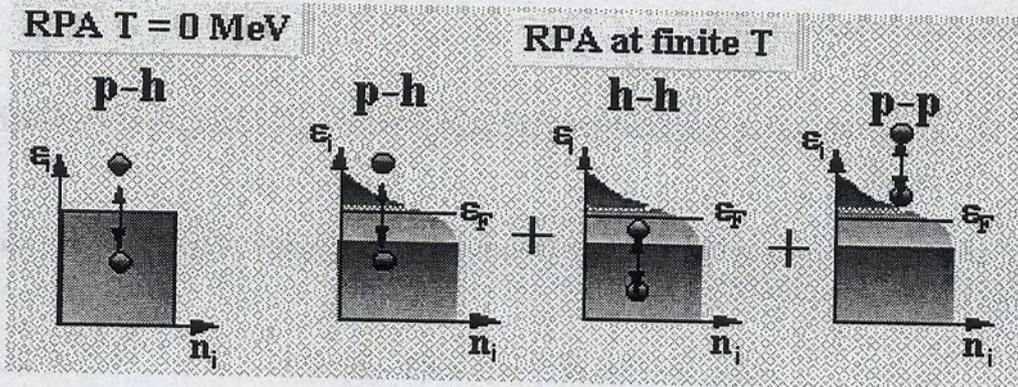


Figure 3.5: Illustration des configurations participant aux états collectifs. A température nulle (gauche) seules les transitions p-h sont autorisées tandis qu'à température finie s'ajoutent les excitations p-p et h-h.

La RPA a souvent été utilisée pour l'étude des noyaux froids ou chauds [Vau83, Sag84]. Elle permet en particulier de comprendre, dans un cadre microscopique, comment le noyau s'auto-organise en une superposition d'excitations élémentaires

pour former des mouvements collectifs. La réponse du ^{40}Ca , obtenue par cette méthode, sera donnée dans la suite. Dans les théories de champ moyen, la largeur de Landau peut être décrite [Van81, Sag84, Cho87]. De plus, en incluant les états du continuum, la largeur d'échappement peut également être traitée. Toutefois, un mode collectif a une largeur d'étalement nulle dans cette théorie.

3.2.2 Résonances géantes et collisions nucléon-nucléon

L'introduction des effets à deux corps dans la dynamique collective requiert la prise en compte du terme de collision dans l'équation (3.9). Ceci conduit à une équation complexe qu'il est nécessaire d'inverser pour obtenir les énergies et les états collectifs associés à la RPA étendue. Une méthode approximative consiste à supposer que ces modes collectifs peuvent être pris identiques à ceux de la RPA [Ayi85]. L'équation (3.12) peut ainsi être remplacée par:

$$-i\hbar \frac{d}{dt} z_\lambda + (\hbar\omega_\lambda - \frac{i}{2}\Gamma_\lambda) z_\lambda = \langle [Q_\lambda, F] \rangle_0 \quad (3.15)$$

où $\hbar\omega_\lambda$ est l'énergie RPA tandis que Γ_λ est la largeur d'étalement due à l'effet des collisions.

Décroissance des résonances géantes

L'obtention explicite de Γ_λ dans une approche non-markovienne est relativement technique [Gut93, Ayi98] et je ne présenterai ici que le résultat. En prenant la partie imaginaire de l'équation (3.9), la contribution des collisions à la largeur d'étalement d'un mode collectif λ s'écrit:

$$\Gamma_\lambda = \frac{1}{2} \sum | \langle ij || [Q_\lambda, V_{12}] || kl \rangle_A |^2 D_{ij,kl} [n_k n_l \bar{n}_i \bar{n}_j - n_i n_j \bar{n}_k \bar{n}_l] \quad (3.16)$$

où $\bar{n}_i = (1 - n_i)$ et où $D_{ij,kl}$ caractérise l'effet de la mémoire des collisions passées. Cette expression montre comment les états à un corps se couplent aux états collectifs dans la théorie de champ moyen étendu:

-Le facteur $(n_k n_l \bar{n}_i \bar{n}_j - n_i n_j \bar{n}_k \bar{n}_l)$ illustre tout d'abord l'influence de la statistique de Fermi-Dirac. A température nulle, seuls les états 2p-2h peuvent contribuer à amortir les mouvements collectifs, tandis qu'à température non nulle cette limitation tombe et des états 1p-3h, 3p-1h... peuvent intervenir. Par abus de langage, nous continuerons à les appeler états 2p-2h.

-La prise en compte de la self-consistance dans la propagation de type champ moyen à l'intérieur de l'intégrale en temps du terme de collision conduit à $D_{ij,kl} = \delta(\hbar\omega_\lambda - \Delta\varepsilon_{ij,kl})$ avec $\Delta\varepsilon_{ij,kl} = \varepsilon_i + \varepsilon_j - \varepsilon_k - \varepsilon_l$. Ainsi, les états de 2p-2h pouvant se coupler à un état collectif doivent se trouver à la même énergie que

3.2 Description microscopique des résonances géantes

l'état collectif. Bien que cet effet soit pris en compte dans certains calculs basés sur l'approximation de Thomas-Fermi et spécifiquement dédiés à l'étude des résonances géantes [Bel95, Ayi98], l'hypothèse markovienne utilisée en général dans les calculs semi-classiques, revient à négliger le rôle de l'énergie collective: $D_{ij,kl} = \delta(\Delta\varepsilon_{ij,kl})$.

Dans un calcul quantique, où les énergies sont discrétisées, la condition $\hbar\omega_\lambda = \Delta\varepsilon_{ij,kl}$, n'est que très rarement vérifiée. Cependant, la description de la largeur d'étalement peut être améliorée en tenant compte des effets de self-consistance dans la partie imaginaire de l'énergie collective. L'inclusion de l'ordre supérieur dans la linéarisation du terme de collision, permet alors d'exprimer $D_{ij,kl}$ sous la forme d'une distribution de Breit-Wigner de largeur Γ_λ :

$$D_{ij,kl} = \frac{\Gamma_\lambda/2}{(\hbar\omega_\lambda - \Delta\varepsilon_{ij,kl})^2 + (\Gamma_\lambda/2)^2} \quad (3.17)$$

et l'équation (3.16) devient une relation de dispersion pour Γ_λ . On peut en particulier noter que cette expression permet d'expliciter, dans le cadre des mouvements de petite amplitude, les grandeurs Γ_{mem} et $\Omega_{ij,kl}$ introduites dans le chapitre précédent (équation (2.67)). Elles s'identifient alors à la largeur du mode collectif Γ_λ et à $(\hbar\omega_\lambda - \Delta\varepsilon_{ij,kl})$. La largeur d'étalement peut être interprétée dans ce cas comme la région en énergie autour de $\hbar\omega_\lambda$ dans laquelle les états 2p-2h contribueront à la décroissance du mode collectif λ .

Modes collectifs et dissipation

Les collisions entre nucléons induisent un amortissement des modes collectifs auxquels les nucléons se couplent. En contrepartie, il en résulte un flux d'énergie des modes collectifs vers ces nucléons, qui permet de comprendre comment les degrés de liberté à un corps peuvent s'équilibrer pour former un noyau chaud [Lag89]. Ceci peut être illustré en étudiant la variation des nombres d'occupation dans la limite des petites amplitudes.

La densité associée à la réponse de petite amplitude peut être écrite sous la forme:

$$\rho(t) = e^{B(t)} \rho_0(t) e^{-B(t)} \quad (3.18)$$

Dans l'approximation RPA, $\rho_0(t)$ est la densité d'équilibre ρ_0 et pour un mode λ donné, $B(t)$ s'écrit [Row70]:

$$B(t) = \gamma(t) Q_\lambda^\dagger - \gamma^*(t) Q_\lambda \quad (3.19)$$

où $\gamma(t) = e^{-i\omega_\lambda t}$. En développant l'exponentielle au premier ordre en $B(t)$, on retrouve $\rho_\lambda^\dagger = [Q_\lambda^\dagger, \rho_0]$ et $\rho_\lambda = -[Q_\lambda, \rho_0]$. On peut montrer que dans la RPA

étendue cette expression se généralise en prenant $\gamma(t) = e^{-i\Omega t}$, avec $\Omega = \omega_\lambda - i\Gamma_\lambda/2$, tandis que la densité $\rho_0(t)$ s'écrit comme $\rho_0(t) = \sum |\varphi_i\rangle n_i(t) \langle \varphi_i|$. La linéarisation de la densité en fonction de la perturbation conduit à:

$$\rho(t) = \rho_0(t) + \gamma(t) [Q^+, \rho_0(t)] - \gamma^*(t) [Q, \rho_0(t)] + \dots \quad (3.20)$$

Au premier ordre, la densité $\rho_0(t)$ s'identifie à la densité statique d'équilibre et les nombres d'occupation sont constants. La variation des nombres d'occupation nécessite de prendre en compte les termes suivants dans l'équation (3.20). Cette méthode conduit à une variation

$$\frac{dn_i(t)}{dt} = |\gamma(t)|^2 \Gamma_i$$

où Γ_i prend la forme

$$\Gamma_i = \frac{1}{\hbar^2} \sum_{jkl} \left| \langle ij | [Q_\lambda^+, V_{12}] | kl \rangle_A \right|^2 (D_{kl,ij} + D_{ij,kl}) \times \mathcal{N}_{ij,kl}^0 \quad (3.21)$$

Dans cette expression, $\mathcal{N}_{ij,kl}^0$ est donné par l'expression (2.50). La variation d'entropie δS associée à celle de la densité $\delta\rho$ s'écrit:

$$\delta S = Tr(\delta\rho(\log(1-\rho) - \log(\rho))) \quad (3.22)$$

qui conduit finalement à

$$\frac{d\delta S}{dt} = e^{-\Gamma_\lambda t} \sum_i \Gamma_i \log\left(\frac{1-n_i}{n_i}\right) \quad (3.23)$$

Cette dérivation simplifiée, similaire à celle proposée dans la référence[Lag89], montre comment l'amortissement des résonances géantes dû à la présence de collisions entre nucléons conduit à une réorganisation des nombres d'occupation et à une dynamique irréversible dans les noyaux.

L'étude des mouvements de petite amplitude et la linéarisation des équations de champ moyen étendu donne des renseignements qualitatifs sur l'effet des collisions dans les noyaux. Ainsi, on s'attend à ce que, lors des collisions entre nucléons, les résonances géantes se désexcitent en répartissant l'énergie disponible sur les degrés de liberté à un corps. La section suivante présente une étude quantitative de la RPA étendue dans le ^{40}Ca .

3.3 Etude du ^{40}Ca

L'étude des mouvements collectifs est en général discutée en terme de fonction de réponse[Ber83]. Utilisant une transformée de Fourier de (3.9), la réponse du système à un champ extérieur F et à une température T est donnée par

$$\delta\rho(\omega) = R(\omega, T) \cdot F \quad (3.24)$$

3.3 Etude du ^{40}Ca

où $R(\omega, T)$ s'écrit dans la RPA étendue comme:

$$R_{ij,kl}(\omega, T) = \sum_{\lambda>0} \left(-\frac{\langle i|\rho_{\lambda}^{\dagger}|j\rangle\langle k|\rho_{\lambda}|l\rangle}{\hbar\omega - \hbar\omega_{\lambda} + \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} + \frac{\langle k|\rho_{\lambda}^{\dagger}|l\rangle\langle i|\rho_{\lambda}|j\rangle}{\hbar\omega + \hbar\omega_{\lambda} + \frac{i}{2}\Gamma_{\lambda}} \right). \quad (3.25)$$

La fonction de réponse associée, est obtenue en prenant la partie imaginaire de cette équation:

$$\begin{aligned} S(\omega, T) &= -\frac{1}{\pi} \text{Tr}\{F^{\dagger} \text{Im}R(\omega, T)F\} \\ &= \frac{1}{\pi} \sum_{\lambda>0} \left\{ |\langle [Q_{\lambda}, F] \rangle_0|^2 D(\omega - \omega_{\lambda}) - |\langle [Q_{\lambda}^{\dagger}, F] \rangle_0|^2 D(\omega + \omega_{\lambda}) \right\} \end{aligned} \quad (3.26)$$

dans laquelle

$$D(\omega - \omega_{\lambda}) = \frac{\Gamma_{\lambda}/2}{(\hbar\omega - \hbar\omega_{\lambda})^2 + (\Gamma_{\lambda}/2)^2}. \quad (3.27)$$

Lorsque, les collisions sont négligées, on retrouve l'expression de la fonction de réponse RPA avec $D(\omega - \omega_{\lambda}) = \delta(\omega - \omega_{\lambda})$. Les propriétés globales de $S(\omega, T)$ peuvent être discutées en terme de règles de somme définies comme les moments de la fonction de réponse:

$$m_k(T) = \int_0^{\infty} \omega^k d\omega S(\omega, T) \quad (3.28)$$

En raison de la présence de pôles dans (3.25), cette expression diverge¹ pour $k > 1$. Néanmoins, pour $k = 1$, à cause des propriétés des distributions de Breit-Wigner, la règle de somme n'est pas affectée par l'amortissement et on retrouve:

$$m_1(T) = \sum_{\lambda>0} \omega_{\lambda} |\langle [Q_{\lambda}, F] \rangle_0|^2. \quad (3.29)$$

qui est indépendant de Γ_{λ} . Lorsque des opérateurs d'excitation multipolaires F sont utilisés, la règle de somme m_1 peut être calculée exactement en évaluant $\langle [F^{\dagger}, [H, F]] \rangle_0$ (voir annexe A-3). Ceci permet de classer les états collectifs selon leur contribution dans la règle de somme.

La méthode développée pour obtenir la largeur d'étalement se décompose en deux étapes. Tout d'abord, les états collectifs RPA et leurs énergies doivent être trouvés, puis ces états servent de base pour le calcul de Γ_{λ} . Dans un premier temps, les résultats obtenus en résolvant la RPA dans le ^{40}Ca chaud ou froid sont présentés.

¹Cette difficulté conceptuelle peut être partiellement levée en considérant que la distribution Lorentzienne donnant une contribution à grande énergie $\hbar\omega$ n'est pas physique. En effet, divers travaux tendent à montrer que des distributions dont les moments ne divergent pas peuvent être obtenues[Lau95].

3.3.1 Résolution des équations RPA

La résolution des équations RPA, (3.13) pour des modes de parité et de spin donné (noté L^π), revient à l'équation (voir annexe A-2):

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A}^{L^\pi} & \mathcal{B}^{L^\pi} \\ -\mathcal{B}^{L^\pi *} & -\mathcal{A}^{L^\pi *} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\rho_\alpha^{L^\pi} \\ \delta\rho_\alpha^{L^\pi} \end{pmatrix} = \hbar\omega_\nu \begin{pmatrix} \delta\rho_\alpha^{L^\pi} \\ \delta\rho_\alpha^{L^\pi} \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

où l'indice α correspond à un indice sur des paires de particules $\alpha = (i < j)$. Afin de trouver les solutions de cette équation, la méthode utilisée dans la réf. [Cat89] a été étendue pour des noyaux à température finie. Dans cette méthode, les états Hartree-Fock et le potentiel self-consistant sont tout d'abord obtenus en calculant le champ moyen $h[\rho]$ (équation (2.8)) dans l'espace \mathbf{r} . Le hamiltonien ainsi trouvé est ensuite diagonalisé à nouveau dans une base d'oscillateurs afin d'avoir une base d'états à un corps discrète, incluant partiellement le continuum. Les états calculés après la seconde diagonalisation pour le ^{40}Ca sont représentés dans la figure (3.6). Pour les applications numériques, la force de Skyrme SGII (voir table (2.1)) est utilisée. La stabilité de la méthode a été testée en augmentant le nombre d'états de la base d'oscillateurs sans qu'un changement n'ait été observé dans les fonctions de réponse.

Les modes monopolaire et quadrupolaire ainsi que dipolaire ont été obtenus pour diverses températures $T = 0, 2, 4$ MeV. En utilisant respectivement des opérateurs d'excitation monopolaire isoscalaire $F_0(r) = r^2$, dipolaire isovectoriel $F_1(\mathbf{r}) = \tau_z \mathbf{r} \mathbf{Y}_{10}(\hat{\mathbf{r}})$ (cas symétrique $N = Z$), ou quadrupolaire isoscalaire $F_2(\mathbf{r}) = r^2 \mathbf{Y}_{20}(\hat{\mathbf{r}})$, les modes collectifs ont pu être sélectionnés et les réponses calculées. La figure (3.7) présente les fonctions de réponse associées. Dans un calcul de champ moyen, le seul phénomène contribuant à l'amortissement des résonances géantes est le couplage au continuum. Cela introduit en général un étalement des résonances. Toutefois, dans le calcul présenté, les états du continuum étant discrétisés, chaque état collectif est lui même caractérisé par une énergie discrète (représentée par une barre dans la figure (3.7)).

Pour la vibration monopolaire à $T = 0$ MeV, un étalement de la réponse en raison de la fragmentation de Landau est observé sur une large tranche en énergie ($E = 16-28$) MeV avec une énergie moyenne de $E = 21.5$ MeV. Cet étalement est caractérisé par un nombre important de modes collectifs contribuant de façon non négligeable à la règle de somme. Une expérience récente montre effectivement un étalement important pour la résonance monopolaire du ^{40}Ca autour d'une énergie moyenne 17.5 MeV [You97]. Le milieu de la figure (3.7) montre que la résonance dipolaire est également légèrement fragmentée autour de $E = 16 - 23$ MeV et subit une augmentation de la largeur de Landau lorsque la température augmente. L'énergie moyenne est toutefois à peu près constante autour de $E = 16.5$ MeV. Les données expérimentales présentent une résonance autour de 20 MeV [Ber75] avec une largeur proche de 6 MeV. La réponse quadrupolaire, contrairement

3.3 Etude du ^{40}Ca

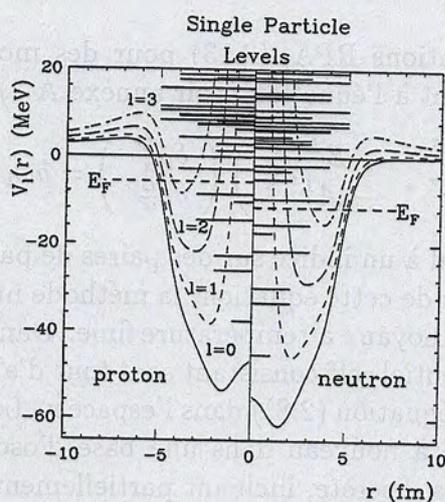


Figure 3.6: Etats Hartree-Fock obtenus en diagonalisant le champ moyen effectif associé à la force de Skyrme SGII. Chaque barre horizontale correspond à un état (Gauche: protons - Droite: neutrons). La longueur des barres est proportionnelle à la dégénérescence en m des états. Les potentiels effectifs (barrière centrifuge incluse) ainsi que les énergies de Fermi (à $T = 0$ MeV) associés sont superposés à la figure.

au cas monopolaire et dipolaire, contient un seul état très collectif à $E = 17.5$ MeV[Sag84]. Cette valeur moyenne correspond assez bien à celle observée[Die95]. Toutefois, les données expérimentales montrent un étalement très grand de la fonction de réponse entre 10 et 20 MeV interprété comme un effet conjugué des couplages à des modes de surface et des couplages au continuum[Kam97].

A température nulle, seules les paires $\alpha = (i < j)$ construites sur des états particule-trou interviennent dans les modes collectifs et en raison de la structure en couche du ^{40}Ca , il n'y a aucun état p-h de faible énergie. Lorsque la température augmente, une composante à basse énergie est observée dans la fonction de réponse, cette composante est due à l'apparition des contributions p-p et h-h dans les états collectifs (figure (3.5)). Conjointement, la fonction de réponse est de plus en plus diffuse.

3.3.2 Largeur d'étalement des résonances géantes:

L'étude de la réponse du ^{40}Ca illustre le fait que la RPA usuelle donne accès à l'énergie des modes collectifs, la largeur de la fonction de réponse étant systématiquement sous-estimée dans un tel cadre. En incluant l'effet des collisions entre

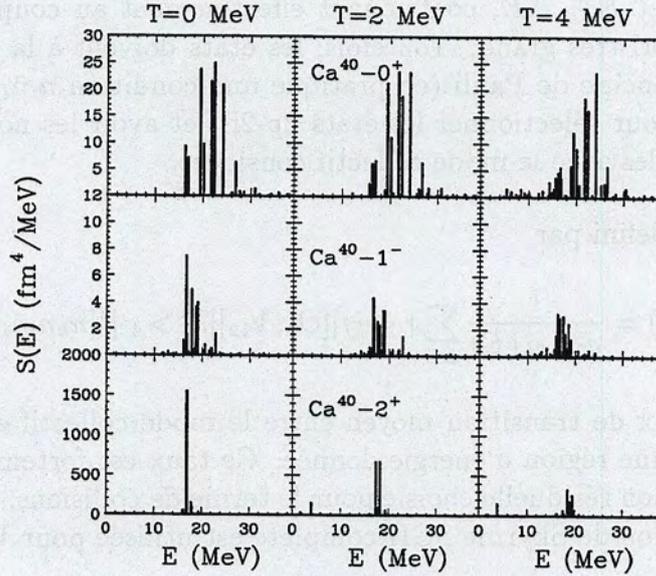


Figure 3.7: Fonction de réponse RPA d'un noyau de ^{40}Ca pour diverses températures $T = 0, 2, 4$ MeV pour des vibrations monopolaire isoscalaire O^+ (haut), dipolaire isovectorielle 1^- (milieu) et quadrupolaire isoscalaire 2^+ (Bas).

nucléons dans le cadre du champ moyen étendu, on s'attend à améliorer la description des caractéristiques des modes collectifs. Cette section présente l'effet des collisions sur la réponse du ^{40}Ca dans la RPA étendue. Ainsi, après avoir décrit les caractéristiques des états 2p-2h contribuant à l'amortissement des résonances géantes, une méthode donnant la largeur d'étalement est présentée. Celle-ci permettra en particulier d'étudier Γ_λ en fonction de la température.

Caractéristiques de l'amortissement

Dans la réponse de champ moyen étendu, on s'attend à ce que l'amortissement dû aux collisions résulte essentiellement de l'interaction résiduelle et des propriétés des états 2p-2h auxquels le mode collectif se couple. Ceci peut directement être illustré en réécrivant l'équation (3.16) sous la forme:

$$\Gamma_\lambda = \frac{1}{2} \sum_E g_{2p-2h}(E) \overline{W}_\lambda(E) D(\hbar\omega_\lambda - E) \quad (3.31)$$

Dans cette expression, les états de 2p-2h sont classés en fonction de leur énergie $E = \epsilon_i + \epsilon_j - \epsilon_k - \epsilon_l$, permettant de mettre en valeur deux composantes importantes de l'amortissement incohérent:

3.3 Etude du ^{40}Ca

- $g_{2p-2h}(E)$ est défini comme le nombre d'états dont l'énergie est comprise entre E et $E + \Delta E$, contribuant effectivement au couplage. Ce nombre est a priori très grand. Toutefois, les états doivent à la fois être autorisés par le principe de Pauli (en pratique une condition $n_i \bar{n}_i \geq 10^{-4}$ a été appliquée pour sélectionner les états 2p-2h) et avoir les nombres quantiques compatibles avec le mode collectif considéré.
- $\bar{W}_\lambda(E)$, défini par

$$\bar{W}_\lambda(E) = \frac{1}{g_{2p-2h}(E) \Delta E} \sum | \langle ij || [O_\lambda, V_{12}] || kl \rangle_A |^2 [n_k n_l \bar{n}_i \bar{n}_j - n_i n_j \bar{n}_k \bar{n}_l], \quad (3.32)$$

est le taux de transition moyen entre le mode collectif et les états de 2p-2h dans une région d'énergie donnée. Ce taux est fortement dépendant de l'interaction résiduelle choisie pour le terme de collisions. Dans cette étude, l'interaction de Skyrme SGII complète est utilisée pour V_{12} .

Les valeurs d'amortissement présentées dans la suite de cette étude résulteront d'une combinaison entre le nombre d'états auxquels le mode collectif se couple et l'intensité moyenne de ce couplage. La figure (3.8) donne $\bar{W}_\lambda(E)$ et $g_{2p-2h}(E)$ en fonction de l'énergie des états de 2p-2h, pour les modes $L^\pi=1^-$ (droite) et $L^\pi=2^+$ (gauche) à température nulle. Les mêmes quantités sont représentées dans la figure (3.9) à $T=3$ MeV.

A température nulle, le principe de Pauli bloque les collisions entre nucléons. Ainsi, $g_{2p-2h}(E)$ est petit dans la même région d'énergie que celle des modes collectifs². Pour cette raison, l'amortissement incohérent n'est pas supposé dominant à très basse température. Lorsque la température augmente, le principe de Pauli devient moins contraignant et $g_{2p-2h}(E)$ croît très rapidement. En contrepartie, le taux de transition moyen diminue sensiblement. Comme nous le verrons, ces deux effets contraires peuvent conduire à une saturation de l'amortissement.

Résolution de la relation de dispersion pour la largeur d'étalement

L'équation (3.16) est une équation relativement complexe qui requiert l'introduction de méthodes itératives. Notant $\Gamma_{out}(\Gamma_{in})$ la fonction définie pour un mode λ par:

$$\Gamma_{out}(\Gamma_{in}) = \frac{1}{2} \sum_E g_{2p-2h}(E) \bar{W}_\lambda(E) \frac{\Gamma_{in}/2}{(E - \hbar\omega_\lambda)^2 + (\Gamma_{in}/2)^2}, \quad (3.33)$$

²En effet, comme nous le verrons par la suite, la valeur typique de Γ_λ est de l'ordre de 2-3 MeV.

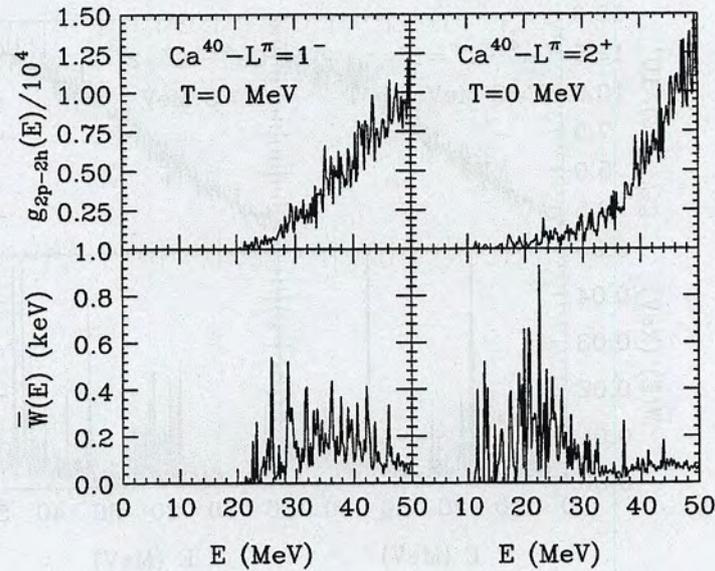


Figure 3.8: Haut: nombre d'états 2p-2h contribuant à l'amortissement à température nulle pour les modes $L^\pi=1^-$ (droite) et $L^\pi=2^+$ (gauche) en fonction de l'énergie des états 2p-2h ($\Delta E = 0.5 \text{ MeV}$). Bas: taux de transition moyen entre l'état collectif et les états de 2p-2h en fonction de leur énergie.

la valeur de Γ_λ correspond à $\Gamma_{out}(\Gamma_{in}) = \Gamma_{in}$. La détermination de Γ_λ est illustrée graphiquement dans la figure (3.10) pour les modes $L^\pi = 1^-$ et $L^\pi = 2^+$ à $T=0 \text{ MeV}$ et $T=2 \text{ MeV}$. Contrairement aux résonances monopolaire et quadrupolaire, la RPA étendue conduit à un amortissement nul de la résonance géante dipolaire à température nulle. Cet effet est directement relié aux propriétés quantiques du système étudié. Dans un noyau de couche fermée comme le ^{40}Ca , les premières transitions 2p-2h de parité -1 pouvant se coupler à la résonance dipolaire ont une énergie $3\hbar\omega$, $\hbar\omega$ étant l'espacement entre deux couches majeures. Pour la quadrupolaire la première transition a une énergie de $2\hbar\omega$. Ainsi, tandis que des états de 2p-2h sont présents dans la région de l'énergie collective quadrupolaire, aucun état n'est présent dans celle de la résonance dipolaire (voir figure (3.8)). Cet effet est une particularité des noyaux de tailles petites et moyennes à couche fermée. On s'attend toutefois à ce que la prise en compte des corrélations dans l'état fondamental, qui introduit des nombres d'occupations différents de 0 ou 1 même à $T = 0 \text{ MeV}$ [Dro90], rende possible des largeurs non nulles pour la GDR. De plus, dans les noyaux lourds, la composante spin-orbite dans l'interaction entraîne le chevauchement de certaines couches majeures et l'apparition d'états intrus dans les niveaux à un corps. Ce phénomène change les propriétés des états 2p-2h pouvant se coupler aux modes collectifs et permet des largeurs d'étalement

3.3 Etude du ^{40}Ca

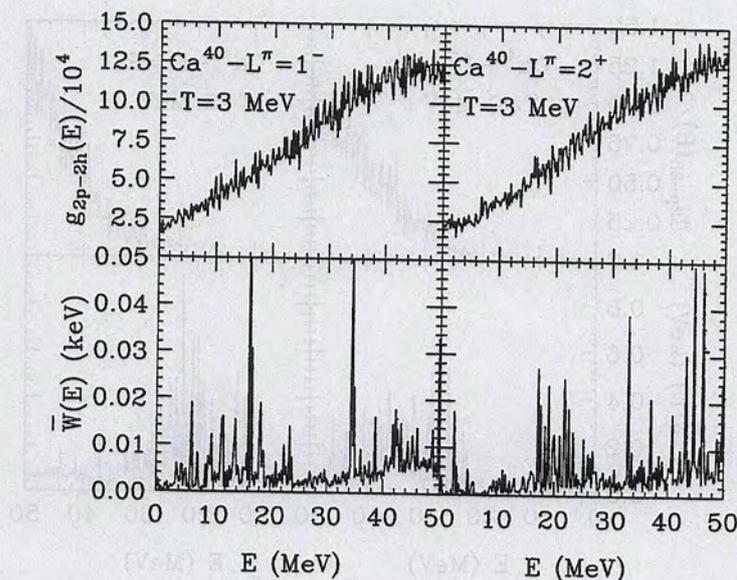


Figure 3.9: Haut: nombre d'états 2p-2h contribuant à l'amortissement à $T = 3$ MeV pour les modes $L^\pi=1^-$ (droite) et $L^\pi=2^+$ (gauche) en fonction de l'énergie des états 2p-2h. Bas: taux de transition moyen entre l'état collectif et les états de 2p-2h en fonction de leur énergie.

non nulles pour la GDR à $T = 0\text{MeV}$.

Résultats

L'équation (3.16) a été résolue pour chaque mode contenant au moins 10% de la règle de somme m_1 (notée EWSR: Energy Weighted Sum Rule). Les valeurs des largeurs sont représentées dans la figure (3.11). En raison de l'augmentation de la densité d'états 2p-2h avec l'énergie, la largeur des modes collectifs augmente en général avec l'énergie du mode. Afin d'assigner une largeur pour les modes contenant moins de 10% de la règle de somme, une interpolation linéaire, basée sur les valeurs de Γ_λ obtenues sur les autres modes, est utilisée.

La largeur d'étalement de chaque mode collectif est en général petite à basse température, toutefois elle croît très vite lorsque celle-ci augmente. Les calculs semi-classiques, qui requièrent une stricte conservation de l'énergie entre le mode collectif et les états 2p-2h, prévoient en général une dépendance quadratique de la largeur en fonction de T [Bel95, Ayi98]. A basse température, le calcul quantique montre que les effets de structure sont importants et que la dépendance en température apparaît plus complexe.

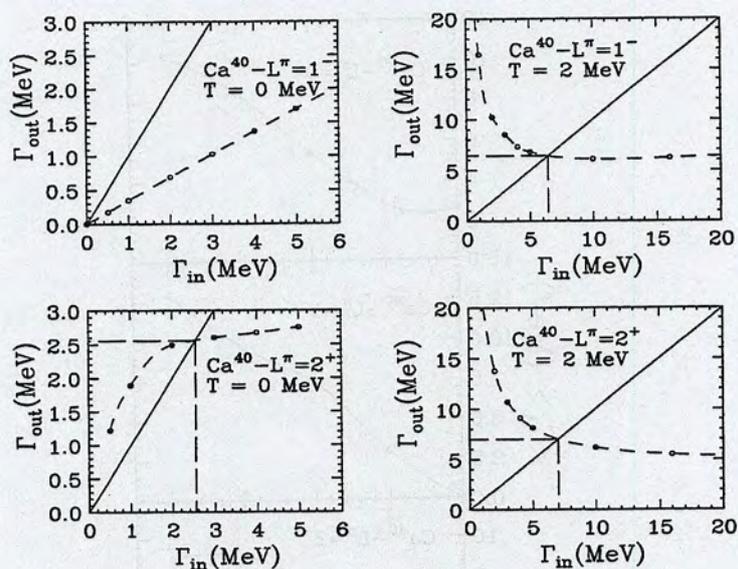


Figure 3.10: Solution graphique de l'équation séculaire donnant l'amortissement pour les modes $L^\pi = 1^-$ (haut) $L^\pi = 2^+$ (bas) à $T=0$ MeV (gauche) et $T=2$ MeV (droite). Pour chaque graphique, la largeur d'étalement correspond au point d'intersection des deux courbes.

En utilisant les valeurs des largeurs obtenues pour chaque mode et l'équation (3.26), la fonction de réponse de la RPA étendue peut être calculée explicitement en fonction de l'énergie (figure (3.12)) et être comparée au résultat de la théorie de champ moyen (figure (3.7)). Pour la résonance dipolaire à $T = 0$ MeV, en l'absence de largeur d'étalement, une largeur de 0.5 MeV a été ajoutée afin de pouvoir dessiner une fonction de référence continue. L'effet des collisions entre nucléons sur l'amortissement des résonances géantes peut en particulier être quantifié par la largeur à mi-hauteur (FWHM) de $S(E)$ en fonction de la température (figure (3.13)).

A basse température, la largeur des résonances monopolaire et dipolaire est déterminée par la fragmentation de Landau (donnant une largeur de 4.5 MeV et de 4 MeV respectivement). Cet effet à lui seul donne une valeur de la largeur comparable à celle observée expérimentalement [You97]. Dès que la température augmente, le principe de Pauli est moins efficace pour bloquer le couplage aux états de 2p-2h et les collisions entre nucléons deviennent une voie de décroissance dominante. La fonction de réponse présente alors un pic unique très étalé. Pour la GQR, un phénomène de saturation semble se produire à haute température. Cette saturation ne peut pas être attribuée à une contrainte numérique due au nombre limité d'états considérés. En effet, si le nombre d'états à un corps est

3.3 Etude du ^{40}Ca

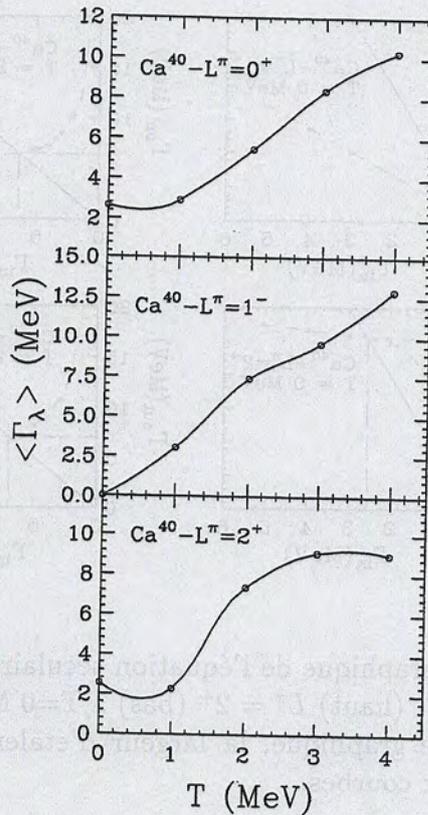


Figure 3.11: Valeur de la largeur d'étalement obtenue dans la RPA étendue et moyennée sur les états collectifs contenant au moins 10%. De haut en bas, la largeur est représentée pour les modes 0^+ , 1^- et 2^+ en fonction de la température. (La ligne continue est une interpolation entre les points calculés).

augmenté, ce résultat persiste.

A haute température, les valeurs importantes de la largeur entraînent l'apparition de composantes à très basse et très haute énergie de la fonction de réponse. Cet effet s'accompagne d'une réduction de la contribution provenant de la région proche de la résonance, à la règle de somme m_1 . La figure (3.14) montre la valeur intégrée de m_1 dans un intervalle d'énergie $[10\text{MeV}, 40\text{MeV}]$. Tandis que le champ moyen standard (ligne pointillée-long) donne quasiment 100% de règle de somme totale m_1 (qui est représentée sur ce graphique par une ligne pointillée-court) même à haute température, les valeurs obtenues par le champ moyen étendu sont sensiblement inférieures. Un tel effet est également observé expérimentalement [Suo94, Lef94, Cho96] et on peut, peut être, chercher ici une explication de la disparition de la GDR à haute température.

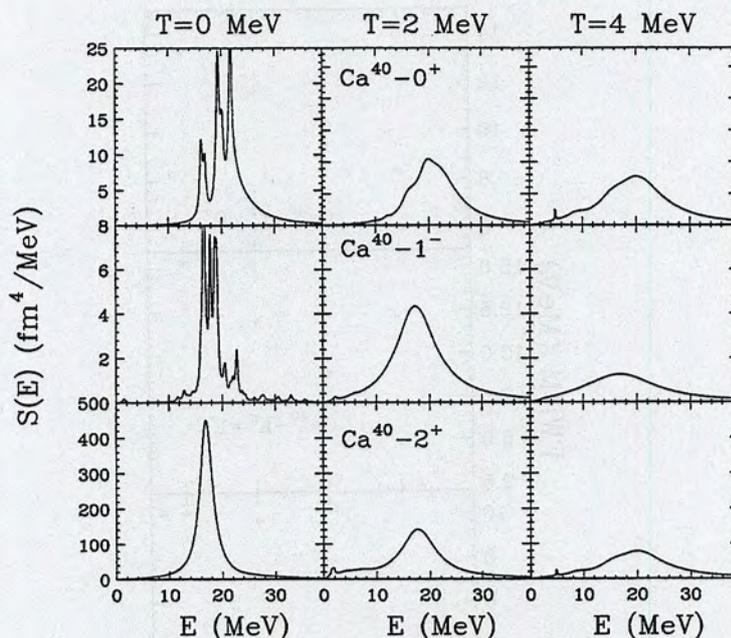


Figure 3.12: Fonction de réponse de la RPA étendue pour les résonances monopolaire, dipolaire et quadrupolaire en fonction de la température. Pour la résonance dipolaire à $T = 0$ MeV, en l'absence de largeur d'étalement, une largeur $\Gamma_\lambda = 0.5$ MeV a été ajoutée afin de pouvoir dessiner la courbe.

La réponse de petite amplitude donne des renseignements importants sur les propriétés des noyaux froids ou chauds soumis à une viscosité interne. Ainsi, les mécanismes conduisant à l'amortissement des résonances géantes par les collisions entre nucléons ont pu être décrits: couplage entre degrés de liberté ordonnés et désordonnés du noyau, effet de la température... L'application de la méthode de champ moyen étendu, pour la première fois dans un cadre quantique, à l'étude des résonances géantes froides et chaudes du ^{40}Ca a permis de quantifier l'effet des collisions sur la largeur d'étalement.

3.4 Vers l'inclusion des effets plus complexes

L'inclusion des collisions au delà du champ moyen est une étape majeure dans la compréhension des résonances géantes. On peut néanmoins se demander dans quelle mesure les corrélations d'ordres supérieurs influencent la réponse collective. Un exemple d'effet peut déjà être discuté en reprenant l'étude de la largeur

3.4 Vers l'inclusion des effets plus complexes

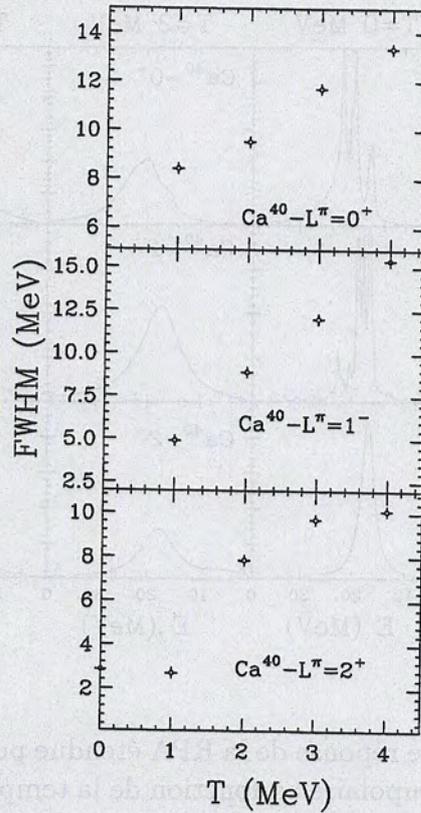


Figure 3.13: Largeur à mi-hauteur de $S(E)$ en fonction de la température pour les différents modes considérés.

d'étalement:

Effet du temps de vie des états 2p-2h sur la largeur d'étalement. Dans la linéarisation des équations de champ moyen étendu, le temps de vie des états 2p-2h est infini. En raison du couplage à des composantes plus complexes du noyau ainsi qu'aux états du continuum, on s'attend à ce que les états 2p-2h aient un temps de vie fini.

Cet effet, qui n'est pas inclus dans ETDHF, peut néanmoins être introduit en supposant que $D_{ij,kl}$ (équation (3.17)) est donné par

$$D_{ij,kl} = \frac{(\Gamma_\lambda + \Gamma_{ij,kl})/2}{(\hbar\omega_\lambda - \Delta\varepsilon_{ij,kl})^2 + (\Gamma_\lambda + \Gamma_{ij,kl})^2/4} \quad (3.34)$$

où $\Gamma_{ij,kl}$ est la largeur de l'état (ij, kl) . Cette largeur n'est pas connue expérimentalement. On peut néanmoins lui donner une borne supérieure en supposant

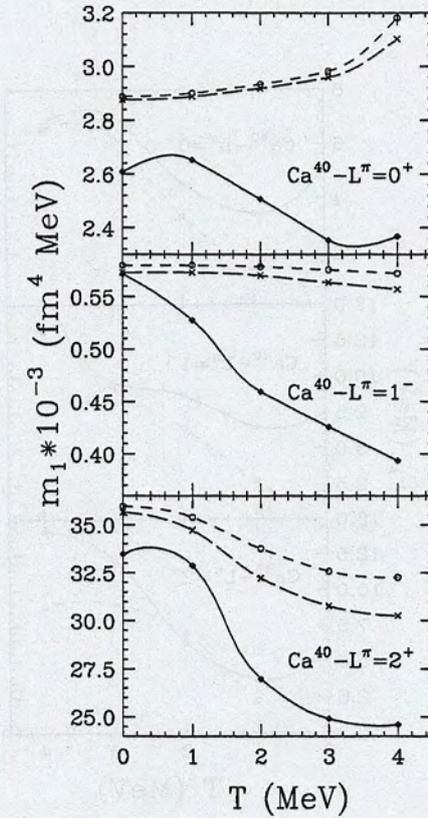


Figure 3.14: m_1 intégrée sur un intervalle de 10 – 40 MeV dans la RPA (ligne pointillée-long) et la RPA étendue (courbe continue). La règle de somme totale est également tracée (ligne pointillée-court).

$\Gamma_{ij,kl} = \Gamma_i + \Gamma_j + \Gamma_k + \Gamma_l$ où les largeurs des états à un corps sont introduites. Des considérations à la fois théoriques et expérimentales [Erb84, Ber94] prévoient un temps de vie dépendant linéairement de la distance de l'énergie des états à l'énergie de Fermi du système:

$$\Gamma_i \propto 0.5 |\varepsilon_i - \varepsilon_F| \quad (3.35)$$

Un exemple de largeur d'étalement calculée en prenant en compte $\Gamma_{ij,kl}$ pour les modes monopolaire, dipolaire et quadrupolaire, est présenté dans la figure (3.15). A très basse température, l'inclusion des largeurs des états 2p-2h augmente de façon importante les valeurs des largeurs des modes collectifs. A plus haute température, l'effet des décroissances à un corps est moins important et les largeurs obtenues avec ou sans la contribution des $\Gamma_{ij,kl}$ restent dans le même ordre de grandeur.

3.4 Vers l'inclusion des effets plus complexes

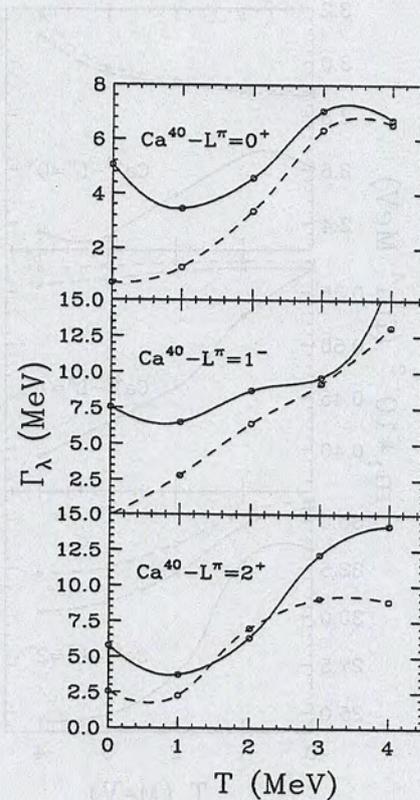


Figure 3.15: Largeur moyenne des modes collectifs 0^+ , 1^- et 2^+ en fonction de la température. Ligne continue: les temps de vie des états $2p-2h$ sont inclus. Ligne pointillée: aucun temps de vie n'a été supposé.

Effets complexes dans la réponse du noyau. Cet exemple illustre comment la généralisation des approches de champ moyen étendu fait apparaître de nouveaux effets et de nouvelles échelles de temps dans la réponse du noyau. La possibilité de tronquer la hiérarchie BBGKY à différents ordres afin de donner une description plus ou moins élaborée des systèmes nucléaires repose sur une hypothèse très particulière de couplage en cascade dans le hamiltonien nucléaire (figure (3.4)).

Dans la fin de ce chapitre, je voudrais discuter comment cette hiérarchie permet d'envisager de nouveaux phénomènes dans les résonances géantes. En particulier, on s'attend à ce que l'introduction de chaque nouvel ensemble de degrés de liberté fasse apparaître le temps de vie caractéristique de ces composantes à travers des structures fines. De telles fluctuations ont déjà été observées expérimentalement [Win83, Kil87] et furent interprétées comme des sig-

natures d'un couplage direct entre le mode collectif et les états du noyau composé sous la forme de fluctuations d'Ericson [Eri63] (voir figure (3.16)). Une vision en cascade du couplage, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, prédit l'existence de fluctuations à plusieurs échelles. Ainsi, des expériences ayant une résolution de plus en plus précise devraient révéler des structures de plus en plus fines dans la réponse du noyau.

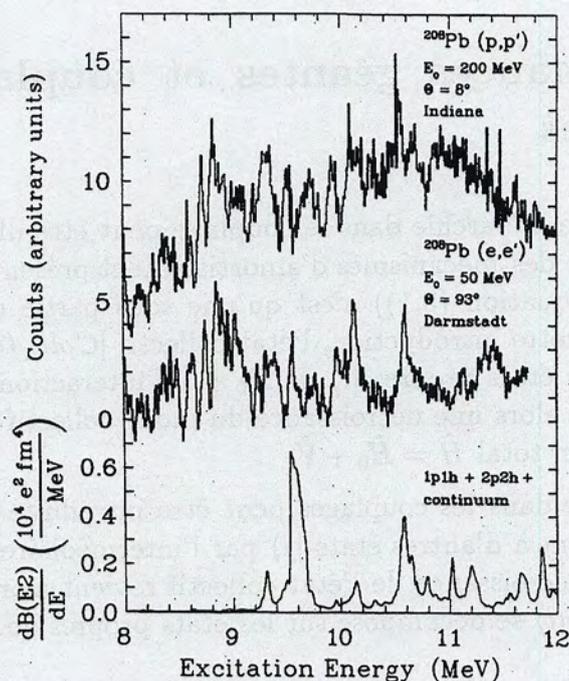


Figure 3.16: Structure fine dans la résonance géante quadrupolaire du ^{208}Pb . Haut: spectre tiré de l'expérience $^{208}\text{Pb}(p,p')$ avec une énergie de bombardement $E_p = 200$ MeV (extrait de [Kam97-2]). Milieu: spectre tiré de l'expérience $^{208}\text{Pb}(e,e')$ avec une énergie de bombardement $E_e = 50$ MeV. Bas: calcul théorique de la fonction de réponse à partir d'un modèle prenant en compte le couplage au continuum et les mécanismes de couplage cohérent entre modes collectifs.

De tels phénomènes ne peuvent être décrits par les approches à un corps utilisées précédemment. La généralisation des approches de champ moyen étendu donne néanmoins une base théorique à l'interprétation de ces fluctuations. Une telle généralisation est présentée dans les sections suivantes à travers des modèles schématiques de plus en plus complexes. L'existence de fluctuations à plusieurs échelles dans un tel cadre est tout d'abord illustré. Etant donné que l'observation

3.5 Résonances géantes et couplages intermédiaires

expérimentale des diverses échelles apparaît relativement complexe, une analyse des méthodes existantes est faite et de nouveaux outils sont proposés. Enfin, une discussion critique sur l'interprétation des structures fines est présentée. En particulier, il est montré comment la prise en compte de mécanismes tels que les interférences dans les voies de décroissance peut entraîner de nouveaux phénomènes observables dans la fonction de réponse.

3.5 Résonances géantes et couplages intermédiaires

La présence d'une hiérarchie dans le couplage peut être illustrée en considérant que le cas modèle des mécanismes d'amortissement présenté dans l'introduction de ce chapitre (équation (3.1)) n'est qu'une sous partie d'un cas plus général [Lac99-1]. Dans cette introduction, l'état collectif $|Coll\rangle$ (état propre de \hat{H}_0) se couple aux autres états propres $|i\rangle$ de \hat{H}_0 par l'interaction résiduelle \hat{V} . Un tel couplage entraîne alors une décroissance du mode collectif vers les états propres $|\mu\rangle$ du hamiltonien total $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$.

Une hiérarchie dans les couplages peut être introduite en supposant que les états $|i\rangle$ se couplent à d'autres états $|j\rangle$ par l'intermédiaire d'une interaction \hat{V}_2 . Le problème de décroissance de l'état collectif revient alors à trouver comment l'état collectif $|Coll\rangle$ se décompose sur les états propres de \hat{H}' tel que:

$$\hat{H}' = \underbrace{\hat{H}_0 + \hat{V}}_{\hat{H}} + \hat{V}_2 \quad (3.36)$$

Les états $|\mu\rangle$ jouent alors le rôle d'états intermédiaires dans les couplages. Ces états ont un temps de vie fini³ en raison de l'interaction \hat{V}_2 .

Dans la vision hiérarchisée des couplages, les états intermédiaires dans les décroissances des résonances géantes pourront être:

-soit un ensemble de degrés de liberté qui représenteront une étape intermédiaire dans la hiérarchie de couplage (états 2p-2h, 3p-3h...)

-soit les états du noyau composé eux mêmes [Cho95, Lau95], qui, en se couplant aux états du continuum, acquièrent un temps de vie fini.

³Une discussion des fondements théoriques de cette approche peut être trouvée dans la référence [Fes67] où il est montré que l'effet d'une interaction résiduelle entre deux sous parties d'un système conduit à introduire des énergies complexes pour les états d'une des sous partie.

Lien entre Γ^\dagger et la largeur des états propres du noyau:

Lorsque le couplage entre les états du noyau composé et le mode collectif est directement considéré, ceux-ci jouent le rôle d'états intermédiaires (notés μ) entre le mode collectif et le continuum. Chaque état μ a un temps de vie Γ_μ en raison du couplage avec le continuum. Ce temps de vie a la même origine que la largeur d'échappement Γ^\dagger des modes collectifs. Dans cette section, je voudrais discuter les liens entre ces deux largeurs.

Si on introduit un continuum d'états $|k\rangle$ couplés aux états $|\mu\rangle$ via une interaction résiduelle ΔV , la décomposition de l'état collectif sur les états du noyau composé $|Coll\rangle = \sum c_{Coll,\mu} |\mu\rangle$ associée à l'utilisation de la règle d'or de Fermi conduit à:

$$\Gamma^\dagger \propto |\langle k | \Delta V | Coll \rangle|^2 = \left| \sum_\mu c_{Coll,\mu} \langle k | \Delta V | \mu \rangle \right|^2 \quad (3.37)$$

Si on développe cette somme, en supposant une incohérence dans les $c_{Coll,\mu}$, on obtient $\Gamma^\dagger = \sum_\mu |c_{Coll,\mu}|^2 \Gamma_\mu$ (où on a utilisé la règle d'or de Fermi pour chaque état μ). Cette approximation conduit à une forte sous-estimation de Γ^\dagger . En effet, si on suppose que l'état collectif est un mélange équiprobable de N états: $|c_{\mu,Coll}|^2 \simeq \frac{1}{N}$ la largeur Γ^\dagger est du même ordre de grandeur que Γ_μ . Cependant, expérimentalement, tandis que Γ_μ est de l'ordre de l'eV, Γ^\dagger est en général bien plus grand (quelques centaines de keV). Ceci est un effet direct de la structure des modes collectifs qui sélectionnent une composante très particulière des états du noyau composé. Ainsi, la somme dans (3.37) ne peut être supposée incohérente, permettant ainsi de comprendre la valeur de Γ^\dagger comme une combinaison très particulière de petites contributions de chaque état μ .

3.5.1 Fonction de réponse du noyau et couplages intermédiaires

L'effet des couplages intermédiaires sur les modes collectifs peut être introduit en étudiant la réponse du noyau à une petite excitation dépendante du temps $\lambda \hat{D} (e^{-iEt/\hbar} + e^{+iEt/\hbar})$ (où \hat{D} est un opérateur hermitien). La réponse linéaire autour de l'état fondamental du système donne:[Rin81]

$$|\Psi(t)\rangle = |0\rangle + \lambda \sum_\mu |\mu\rangle \left(\frac{\langle \mu | \hat{D} | 0 \rangle}{(E - E_\mu) + i\Gamma_\mu/2} e^{-iEt/\hbar} - \frac{\langle \mu | \hat{D} | 0 \rangle}{(E + E_\mu) - i\Gamma_\mu/2} e^{+iEt/\hbar} \right) \quad (3.38)$$

où le temps de vie $\tau_\mu = \hbar/\Gamma_\mu$ des états $|\mu\rangle$ est explicitement pris en compte. Le résultat d'une mesure sur le système associée à un opérateur hermitien \hat{A} , donnée

3.5 Résonances géantes et couplages intermédiaires

par $\langle \hat{A}(t) \rangle = \langle \Psi(t) | \hat{A} | \Psi(t) \rangle$, devient

$$\langle \hat{A}(t) \rangle = \langle 0 | \hat{A} | 0 \rangle + \lambda \left(\sum_{\mu} \frac{\langle 0 | \hat{A} | \mu \rangle \langle \mu | \hat{D} | 0 \rangle}{(E - E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} e^{-iEt/\hbar} - \frac{\langle 0 | \hat{A} | \mu \rangle \langle \mu | \hat{D} | 0 \rangle}{(E + E_{\mu}) - i\Gamma_{\mu}/2} e^{+iEt/\hbar} + h.c. \right) \quad (3.39)$$

Si on suppose que $\hat{A} = \hat{D}$, \hat{D} étant l'opérateur d'excitation de l'état collectif $\hat{D} | 0 \rangle \equiv | Coll \rangle$, la transformée de Fourier de l'expression précédente donne accès à la fonction de réponse spectrale du noyau. Pour des énergies positives, on obtient:

$$R(E) = \sum_{\mu} \left(\frac{|\langle \mu | Coll \rangle|^2}{(E - E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} - \frac{|\langle \mu | Coll \rangle|^2}{(E + E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} \right) \quad (3.40)$$

dans laquelle le premier terme est dominant:

$$R(E) \simeq \sum_{\mu} \frac{|\langle \mu | Coll \rangle|^2}{(E - E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} \quad (3.41)$$

La fonction de réponse du noyau est donnée par la partie imaginaire de $R(E)$

$$S(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}(R(E)) \simeq \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} \frac{\Gamma_{\mu} |\langle \mu | Coll \rangle|^2}{(E - E_{\mu})^2 + \Gamma_{\mu}^2/4} \quad (3.42)$$

Comme dans le modèle simplifié présenté précédemment, les éléments de la décomposition du mode collectif sur les états μ définis par $O_{\mu} = |\langle \mu | Coll \rangle|^2$, la densité des états E_{μ} ainsi que la valeur typique de Γ_{μ} déterminent la décroissance de ce mode.

3.5.2 Fluctuations d'Ericson

Divers cas peuvent alors être étudiés. Lorsque les états $|\mu\rangle$ sont suffisamment séparés pour que $\Delta E \gg \Gamma_{\mu}$, la fonction de réponse présente une fragmentation avec des pics séparés. Un tel cas a déjà été rencontré avec la fragmentation de Landau à température nulle. A l'inverse, lorsque les états se chevauchent fortement ($\Delta E \ll \Gamma_{\mu}$), l'information sur la largeur Γ_{μ} peut également être observée dans les fluctuations de la fonction de réponse, ces fluctuations sont alors connues sous le nom de fluctuations d'Ericson [Eri63]. Dans ce cas, $O_{\mu} = |\langle \mu | Coll \rangle|^2$ peut être séparé en deux parties:

- une partie moyenne $\bar{O}(E_{\mu})$ qui est une fonction douce de E_{μ} . Cette fonction est typiquement une distribution de Breit-Wigner comme dans le cas précédent (équation (3.6));
- une partie fluctuante $\delta O_{\mu} = O_{\mu} - \bar{O}(E_{\mu})$.

Ericson a montré qu'en isolant la partie moyenne de la fonction de réponse $\bar{S}(E)$ (proportionnelle à \bar{O}) et la partie fluctuante $\delta S(E) = S(E) - \bar{S}(E)$ associée à δO_μ , on peut à nouveau extraire la largeur typique Γ_μ en utilisant la fonction d'autocorrélation (voir annexe B-1) [Eri63]:

$$C(E) = \frac{1}{\delta E} \int_{E_0}^{E_0+\delta E} dE' \delta S(E') \delta S(E'+E) \quad (3.43)$$

où δE est l'intervalle total en énergie. En effet, si on suppose des corrélations aléatoires entre les matrices de recouvrement, i.e. $\delta O_\mu \delta O_\nu = \delta O_\mu^2 \delta_{\mu\nu}$, on obtient la dépendance en énergie de $C(E)$ suivante:

$$C(E) = \frac{2}{\pi \Delta E} \frac{\overline{\delta O^2}}{E^2 + \Gamma_\mu^2} \quad (3.44)$$

où ΔE est l'espacement moyen entre deux états μ .

La figure (3.17) donne $C(E)$ et $S(E)$ dans deux cas de réponse présentant des fluctuations. Le premier (gauche) correspond à une distribution fragmentée en des pics bien séparés ($\Gamma_\mu \ll \Delta E$) tandis que le second ($\Gamma_\mu \gg \Delta E$) est un cas typique de fluctuations d'Ericson. Lorsque la structure fine des résonances géantes est recherchée, il semble plus adapté d'utiliser la dérivée de $S(E)$ dans la fonction d'autocorrélation. En effet, cette dérivée est un microscope sur les structures fines. Les dérivées ainsi que les fonctions de corrélation correspondantes sont également représentées dans la figure (3.17).

3.5.3 Origine microscopique des fluctuations

Avec l'effet conjugué de la présence d'états intermédiaires dans les couplages et de fluctuations δO_μ dans la décomposition de l'état collectif, il est donc possible de prédire l'apparition de structures fines dans la réponse nucléaire. Jusqu'à présent, aucune fluctuation δO_μ n'est présente dans le modèle schématique (équation (3.6)). Ceci est un effet direct de la simplicité du modèle où une interaction $\langle Coll | \hat{V} | i \rangle$ constante et une densité des états $|i\rangle$ uniforme ont été imposées. En général, ces deux quantités varient. Ainsi, si on suppose, par exemple, que l'interaction résiduelle contient une partie fluctuante définie par $|\langle Coll | \hat{V} + \delta \hat{V} | i \rangle|^2 = \bar{v}^2(1 + \delta v_i)$, il en résulte une partie fluctuante dans le recouvrement $O_\mu = \bar{O}_\mu + \delta O_\mu$ (où \bar{O}_μ est donné par (3.6), voir annexe B-3). La condition $\delta O_\mu \delta O_\nu \simeq \delta_{\mu\nu} \delta O_\mu^2$ utilisée dans la démonstration des fluctuations d'Ericson peut directement être obtenue en prenant des corrélations aléatoires dans les termes d'interaction $\delta v_i \delta v_j = c_i \delta_{ij}$ (voir annexe B-3).

La fonction de réponse présentée en haut de la figure (3.18) illustre ce cas. Celle-ci est obtenue par une diagonalisation du hamiltonien $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ sans

3.5 Résonances géantes et couplages intermédiaires

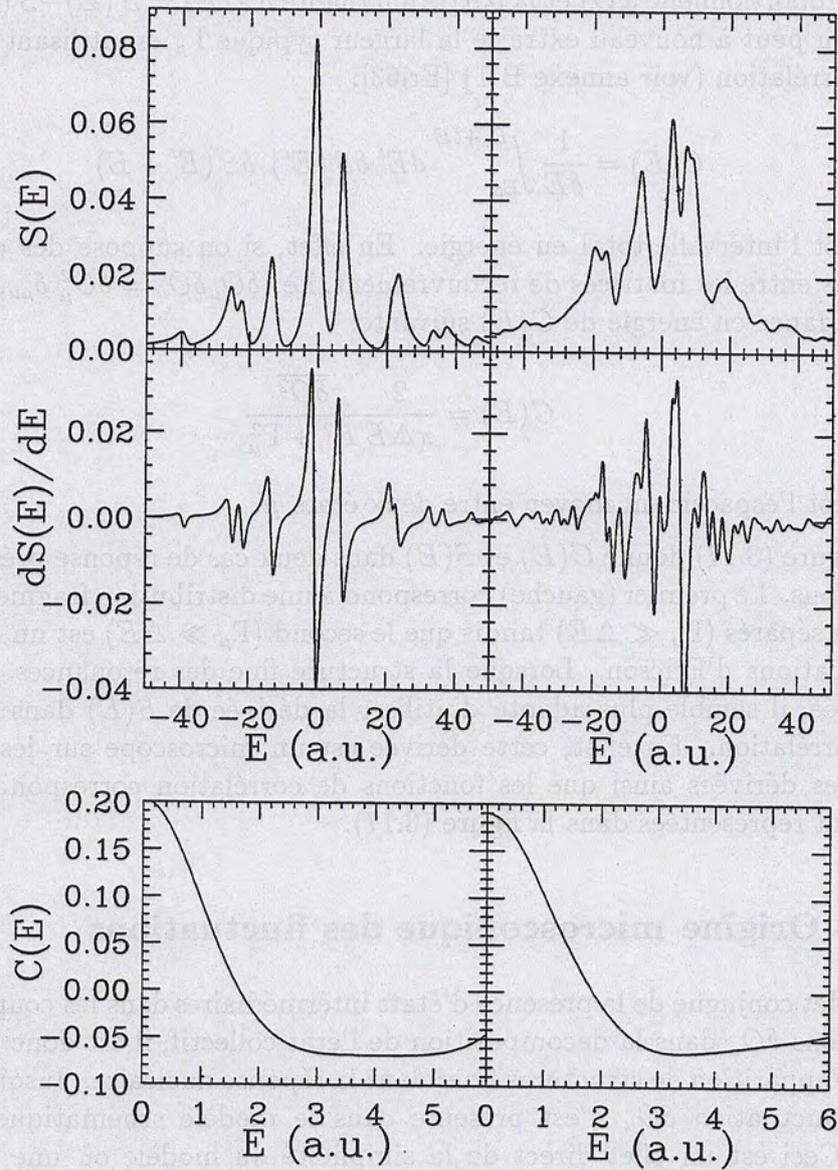


Figure 3.17: Haut: Illustration de la fonction de réponse $S(E)$ calculée dans le cas de structure intermédiaire de couplage. Les différentes quantités sont représentées en unités arbitraires (a. u.) sur cette figure. Gauche: la réponse est fragmentée en pics bien isolés ($\Gamma_\mu = 3 \ll \Delta E \simeq 10$). Droite: cas des fluctuations d'Ericson ($\Gamma_\mu = 3 \gg \Delta E \simeq 0.5$). Dans les deux cas, une largeur totale égale à 30 à été supposée. Milieu: dérivées des fonctions de réponse. Bas: Fonctions d'autocorrélation associées aux dérivées (dans ce cas, la moitié de la largeur Γ_μ est directement accessible).

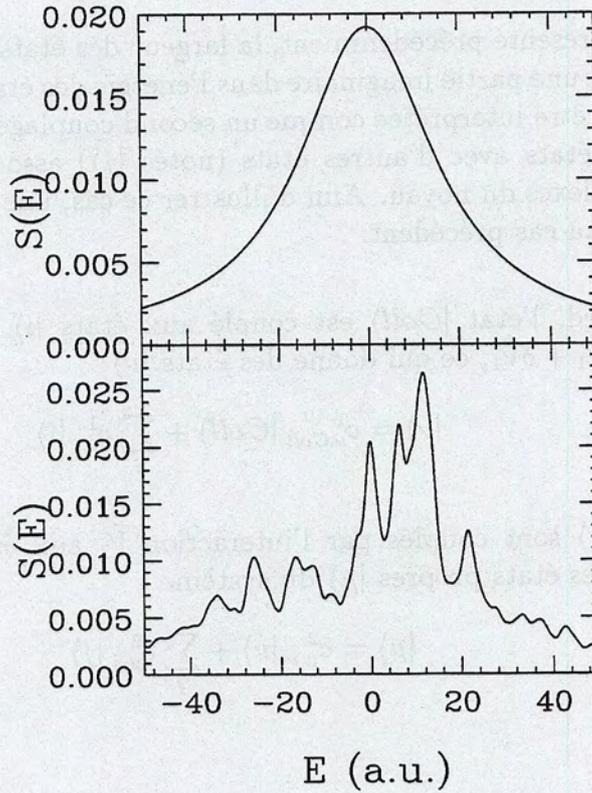


Figure 3.18: Illustration de la fonction de réponse obtenue lorsqu'un mode collectif est couplé à des états ayant un temps de vie fini. Haut: les éléments de l'interaction résiduelle sont constants. Bas: une interaction fluctuante a été ajoutée. Dans les deux cas, une largeur à mi-hauteur égale à $\Gamma_{Coll} = 30$ a été supposée tandis que $\Gamma_{\mu} = 3$ et $\Delta E_{\mu} = 0.5$.

3.5 Résonances géantes et couplages intermédiaires

fluctuations tandis qu'en bas le hamiltonien $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V} + \delta\hat{V}$ est utilisé. Afin de décrire la décroissance des états $|\mu\rangle$, une largeur finie Γ_μ a été introduite. Cette figure illustre comment, microscopiquement, des fluctuations dans les éléments de couplage permettent de rendre compte de l'apparition de fluctuations de type Ericson dans la fonction de réponse[Lac99-1].

Description microscopique de la largeur des états intermédiaires

Dans l'exemple présenté précédemment, la largeur des états intermédiaires a été introduite comme une partie imaginaire dans l'énergie des états $|\mu\rangle$. Cette largeur peut directement être interprétée comme un second couplage dans le hamiltonien nucléaire de ces états avec d'autres états (notés $|j\rangle$) associés à des degrés de liberté plus complexes du noyau. Afin d'illustrer ce cas, une matrice de couplage \hat{V}_2 a été ajoutée au cas précédent:

- Tout d'abord, l'état $|Coll\rangle$ est couplé aux états $|i\rangle$ par une interaction fluctuante $\hat{V}_1 + \delta\hat{V}_1$, ce qui donne des états $|\nu\rangle$

$$|\nu\rangle = c_{\nu,Coll}^1 |Coll\rangle + \sum_i c_{\nu,i}^1 |i\rangle \quad (3.45)$$

- Les états $|\nu\rangle$ sont couplés par l'interaction \hat{V}_2 aux états $|j\rangle$ en donnant finalement les états propres $|\mu\rangle$ du système

$$|\mu\rangle = c_{\mu,\nu}^2 |\nu\rangle + \sum_j c_{\mu,j}^2 |j\rangle \quad (3.46)$$

conduisant à

$$|\mu\rangle = c_{\mu,\nu}^2 c_{\nu,Coll}^1 |Coll\rangle + c_{\mu,\nu}^2 \sum_i c_{\nu,i}^1 |i\rangle + \sum_j c_{\mu,j}^2 |j\rangle \quad (3.47)$$

En supposant que chaque état $|\nu\rangle$ décroît indépendamment vers une sous partie des états $|j\rangle$ notée $|j_\nu\rangle$

$$|\langle j_\nu | \hat{V}_2 | \nu' \rangle|^2 = \delta_{\nu\nu'} v_2, \quad (3.48)$$

ces états acquièrent une largeur $\Gamma_\nu = 2\pi v_2^2 / \Delta E_2$ où ΔE_2 est l'espace entre deux états $|j\rangle$.

L'introduction des largeurs des états intermédiaires permet d'illustrer l'apparition de différentes échelles dans la réponse. En effet, dans ce cas, la matrice de recouvrement présente explicitement deux échelles:

$$O_\mu = |c_{\nu,Coll}^1|^2 |c_{\mu,\nu}^2|^2 \equiv O_\nu^1 O_{\mu,\nu}^2. \quad (3.49)$$

La première, $O_\nu^1 = |c_{\nu, Coll}^1|^2$, est directement reliée aux caractéristiques de couplages entre l'état collectif et le premier niveau de complexité ν , tandis que la seconde, $O_{\mu, \nu}^2 = |c_{\mu, \nu}^2|^2$, donne l'effet du second niveau. Lorsque le couplage v_2 est constant, cette seconde échelle prend à nouveau la forme d'une distribution de Breit-Wigner $O_{\mu, \nu}^2 = v_2^2 / ((E_\mu - E_\nu)^2 + \Gamma_\nu^2/4)$ conduisant à une fonction de réponse:

$$S(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_\nu O_\nu \sum_\mu \frac{|c_\nu^\mu|^2}{(E - E_\mu) + i\Gamma_\mu/2} \quad (3.50)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \sum_\nu (\bar{O}_\nu + \delta O_\nu) v_2^2 \sum_\mu \frac{\Gamma_\mu}{((E_\mu - E_\nu)^2 + \Gamma_\nu^2/4)^2 ((E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4)}$$

dans laquelle une largeur Γ_μ a également été introduite pour les états μ . La figure (3.19) illustre le cas de fluctuations d'Ericson obtenues en prenant des corrélations aléatoires entre les δO_ν .

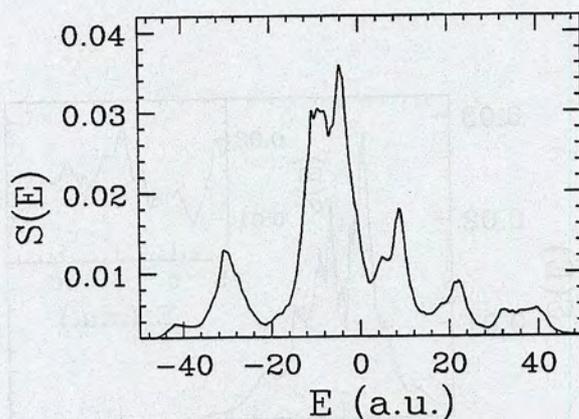


Figure 3.19: Fonction de réponse obtenue en supposant une origine microscopique pour la largeur des états intermédiaires. Dans cette figure, une largeur totale de 30 a été imposée tandis que $\Gamma_\nu = 3$. De plus, une petite largeur $\Gamma_\mu = 0.5$ a été prise pour le dernier niveau de complexité ($\Delta E_\nu = 7$ et $\Delta E_\mu = 0.03$).

3.6 Fluctuations à plusieurs échelles

Jusqu'à présent, le cas d'un seul ensemble d'états intermédiaires a été présenté, donnant des fluctuations caractéristiques de la largeur de ces états. Dans cette section, la possibilité d'avoir et d'observer des fluctuations à plusieurs échelles en raison de couplages en cascade est discutée.

3.6 Fluctuations à plusieurs échelles

Fluctuations d'Ericson à plusieurs échelles

Dans la dernière illustration, un temps de vie fini a également été imposé pour les états μ du second niveau de complexité. Ce temps de vie peut également être interprété comme un couplage à un troisième niveau de complexité. De plus, l'interaction v_2 peut également avoir une partie fluctuante. Dans ce cas, la fonction de réponse du système devient:

$$S(E) = \frac{1}{2\pi} \text{Im} \sum_{\nu} O_{\nu}^1 \sum_{\mu} \frac{O_{\mu,\nu}^2}{(E - E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} \quad (3.51)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} (\bar{O}_{\nu}^1 + \delta O_{\nu}^1) \sum_{\mu} (\bar{O}_{\mu,\nu}^2 + \delta O_{\mu,\nu}^2) \frac{\Gamma_{\mu}}{(E - E_{\mu})^2 + \Gamma_{\mu}^2/4}. \quad (3.52)$$

Ainsi, des fluctuations à deux échelles Γ_{ν} et Γ_{μ} sont présentes en plus de la

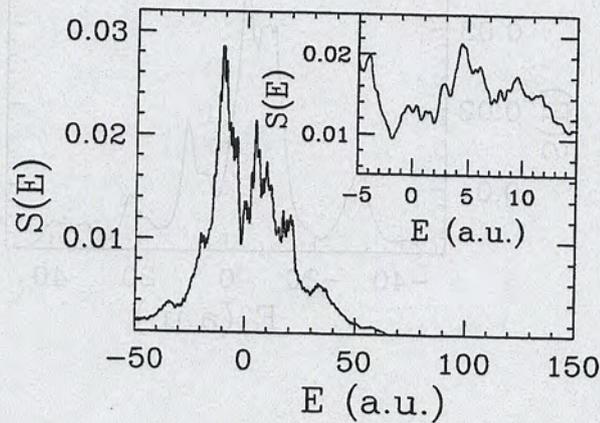


Figure 3.20: Fluctuations d'Ericson à plusieurs échelles dans la fonction de réponse collective. Ce graphique est obtenu en supposant deux étapes intermédiaires dans le couplage avec des interactions fluctuantes à chaque étape. Au dessus de la forme globale ($\Gamma_{Coll}=30$), on peut observer deux échelles de fluctuations (un agrandissement sur une partie du spectre est également représenté). Ces deux échelles sont obtenues en supposant des états se chevauchant fortement à chaque étape ($\Gamma_{\nu} = 3$, $\Gamma_{\mu} = 0.5$, $\Delta E_{\nu} = 0.6$ et $\Delta E_{\mu} = 0.03$).

largeur totale Γ_{Coll} . Ce cas de fluctuations d'Ericson à plusieurs échelles est présenté dans la figure (3.20).

Fluctuations et réponse fragmentée

Il est également possible que la fonction de réponse présente une fragmentation similaire à la fragmentation de Landau en raison du premier niveau de couplage. Dans ce cas, la fonction de réponse est fragmentée en plusieurs pics distincts $|Coll_n\rangle$. L'introduction d'un second niveau de complexité conduit à des fluctuations pour chaque pic. La réponse du système s'écrit alors

$$S(E) = \frac{1}{2\pi} \sum_n |\langle Coll | Coll_n \rangle|^2 \left(\sum_\mu \frac{\Gamma_\mu |\langle \mu | Coll_n \rangle|^2}{(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4} \right). \quad (3.53)$$

Un tel cas est représenté dans la figure (3.21)

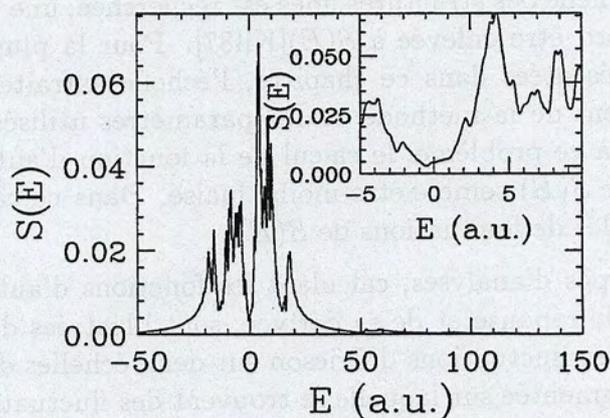


Figure 3.21: Fonction de réponse fragmentée dans laquelle un second niveau d'états intermédiaires a été introduit. Une largeur globale de 30 a été supposée. Tandis que les états du premier niveau de couplage sont supposés éloignés ($\Gamma_{Coll} = 3$ et $\Delta E_{Coll} = 7$), le second niveau donne des fluctuations d'Ericson ($\Gamma_\mu = 0.5$ et $\Delta E_\mu = 0.03$).

3.7 Extraction des fluctuations à différentes échelles

Les divers modèles schématiques discutés jusqu'à présent ont montré la possibilité d'avoir plusieurs échelles plus ou moins distinctes dans la fonction de réponse. L'extraction de la largeur totale Γ_{Coll} ne pose en général pas de problème en utilisant les techniques standards telles que les régressions, les estimations de variances ou les calculs d'autocorrelation. L'extraction d'échelles intermédiaires

3.7 Extraction des fluctuations à différentes échelles

constitue en général un problème plus complexe. Dans cette section, je présente une analyse critique des méthodes existantes et je développe de nouveaux outils adaptés à ces signaux.

3.7.1 Méthodes standard et extension

Les méthodes d'autocorrélation sont a priori utiles lorsque des fluctuations de type Ericson existent. Elles permettent effectivement d'extraire une partie des échelles des fluctuations de la fonction de réponse :

-lorsque la fonction de corrélation (3.43) est directement calculée sur $S(E)$, sans enlever la partie moyenne $\bar{S}(E)$ cette technique donne accès à la largeur globale de la fonction de réponse.

-lorsque l'échelle des structures fines est recherchée, une valeur moyenne $\bar{S}(E)$ doit tout d'abord être enlevée à $S(E)$ [Kil87]. Pour la plupart des fonctions de distribution présentées dans ce chapitre, l'échelle extraite par cette technique dépend fortement de la méthode et des paramètres utilisés pour obtenir $\bar{S}(E)$. Afin de pallier à ce problème, le calcul de la fonction d'autocorrélation à partir de la dérivée de $S(E)$ semble être moins biaisé. Dans ce cas, on obtient la plus petite des échelles de fluctuations de $S(E)$.

Ces deux types d'analyses, calculant les fonctions d'autocorrélation à partir de la fonction de réponse et de sa dérivée, sont illustrées dans les figures (3.22) et (3.23) pour des fluctuations d'Ericson sur deux échelles distinctes et pour une distribution fragmentée sur laquelle se trouvent des fluctuations d'Ericson à plus petite échelle. La figure (3.22) représente les fonctions de réponse et leurs dérivées tandis que la figure (3.23) montre les fonctions d'autocorrélation correspondantes.

Dans les deux cas présentés, la largeur totale et la plus petite échelle peuvent être extraites. De plus, lorsque la réponse est fragmentée, il semble que la largeur de chaque pic soit également accessible. A l'inverse, lorsque des fluctuations d'Ericson existent à plusieurs échelles, il n'est pas possible avec les techniques d'autocorrélation de connaître les échelles intermédiaires. Le paragraphe suivant présente une nouvelle méthode d'analyse des fluctuations.

3.7.2 Index d'Entropie et fluctuations

Une méthode basée sur le concept d'entropie a été récemment utilisée par Hwa [Hwa98], pour l'analyse des fluctuations auto-similaires dans les irrégularités des battements du coeur. Cette méthode peut être adaptée à l'étude de la réponse nucléaire de la façon suivante : l'intervalle total en énergie $\Delta E = E_{MAX} - E_{MIN}$, est tout d'abord divisé en n intervalles de taille δE ($n = \Delta E / \delta E$). Dans chacun des intervalles j , on définit le coefficient $D_j(\delta E)$ comme le recouvrement de la

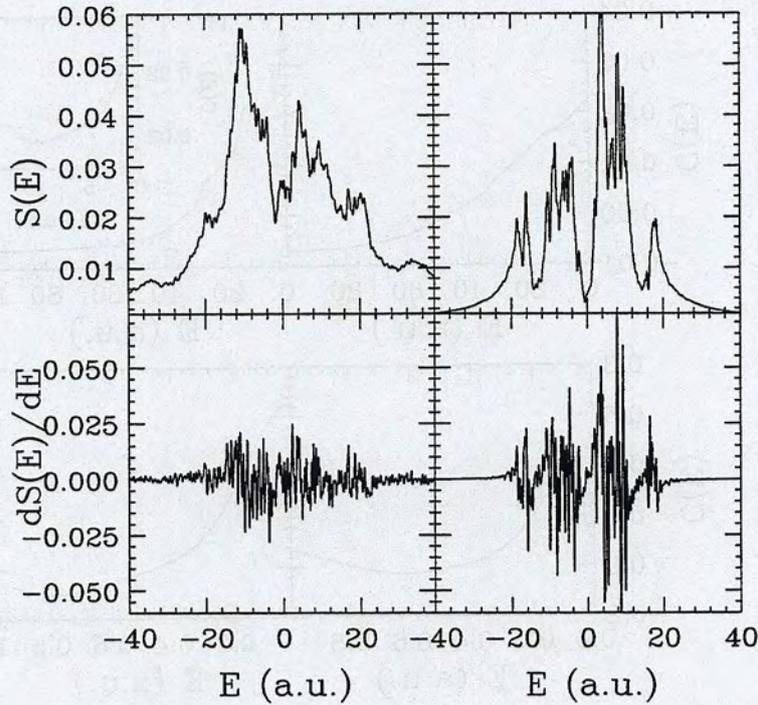


Figure 3.22: Haut: fonction de réponse présentant des fluctuations à plusieurs échelles. Gauche: Fluctuations d'Ericson à deux échelles. Droite: fluctuations d'Ericson à petite échelle sur une réponse fragmentée. Bas: dérivée de la fonction de réponse. Dans les deux cas, une largeur totale de 30 a été supposée tandis que les deux échelles de fluctuation sont $\Gamma_\nu = 3$ et $\Gamma_\mu = 0.5$.

fonction de réponse et de la fonction escalier valant -1 sur la première moitié de l'intervalle et $+1$ sur la seconde. Ainsi, à chaque échelle δE , on a :

$$D_j(\delta E) = \int_{E_{MIN}+(j-1)\delta E}^{E_{MIN}+j\delta E} dE S(E) \text{sign}(E - (j - 1/2)\delta E) \quad (3.54)$$

Il est important de noter que ce coefficient donne accès à une sorte de dérivée généralisée de la fonction de distribution. Afin d'extraire les propriétés globales des fluctuations, un facteur d'entropie $K(\delta E)$ est défini pour chaque taille δE :

$$K(\delta E) = \frac{1}{n} \sum_{j=1,n} W_j(\delta E) \log W_j(\delta E) \quad (3.55)$$

où les coefficients $W_j(\delta E) = |D_j| / \langle |D_j| \rangle$ ne sont autres que les D_j normalisés à leur valeur moyenne ($\langle |D_j| \rangle = 1/n \sum_{j=1,n} |D_j|$).

Dans la référence [Hwa98], il est montré qu'une augmentation linéaire de $K(\delta E)$ en fonction de $\log(\delta E)$ caractérise l'existence d'invariance d'échelle dans

3.7 Extraction des fluctuations à différentes échelles

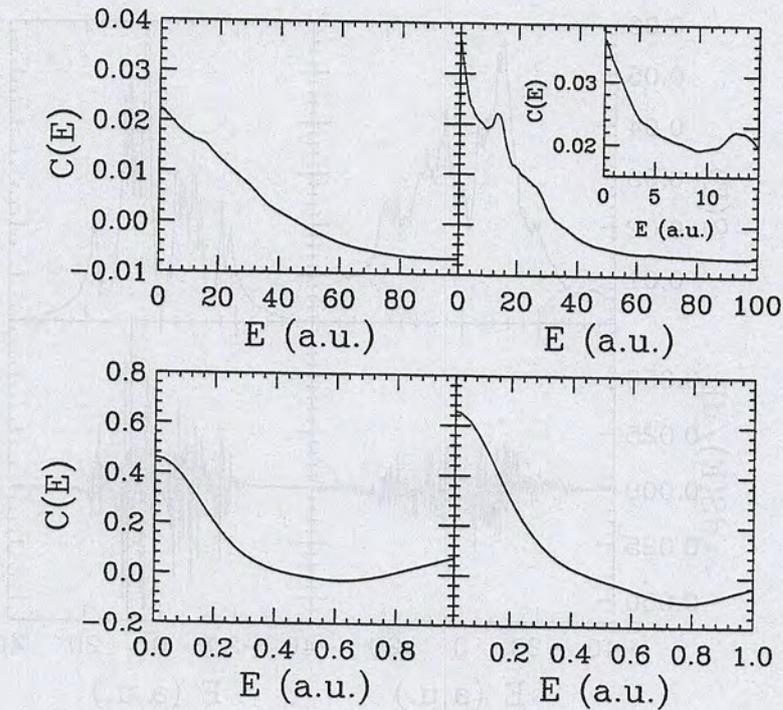


Figure 3.23: Haut: fonction d'autocorrélation calculée à partir de la fonction de réponse. Gauche: Fluctuations d'Ericson à deux échelles. Droite: Fluctuation d'Ericson sur une réponse fragmentée (un agrandissement sur les petites énergies est également représenté dans ce cas). Dans les deux cas une largeur totale de 30 est supposée tandis que les échelles de fluctuations sont $\Gamma_\nu \simeq 3$ et $\Gamma_\mu \simeq 0.5$. Bas: fonction d'autocorrélation calculée à partir de la dérivée de la réponse.

les fluctuations. Lorsque des fluctuations à des échelles très spécifiques sont supposées, un comportement différent est attendu. Etant donné que les W_j peuvent être considérés comme des dérivées généralisées sur un intervalle δE , ceux-ci doivent être à peu près constants entre deux échelles typiques. Lorsque δE est proche d'une échelle de fluctuations, il en résulte des variations importantes des $W_j(\delta E)$ induisant un changement brutal de $K(\delta E)$. L'évolution de $K(\delta E)$ est illustrée sur la figure (3.24) lorsque respectivement une, deux et trois échelles ont été imposées. Dans les cas présentés, ainsi que dans de nombreux autres cas étudiés, le nombre de plateaux de $K(\delta E)$ est une signature du nombre d'échelles de fluctuations. Toutefois, les positions des plateaux ne donnent qu'une estimation des échelles mises en jeu. L'extraction des différentes échelles de fluctuations dans la fonction de réponse reste un problème complexe, d'autant plus que la résolution expérimentale doit également être prise en compte. Des expériences possédant une bonne résolution devraient toutefois permettre d'obtenir des in-

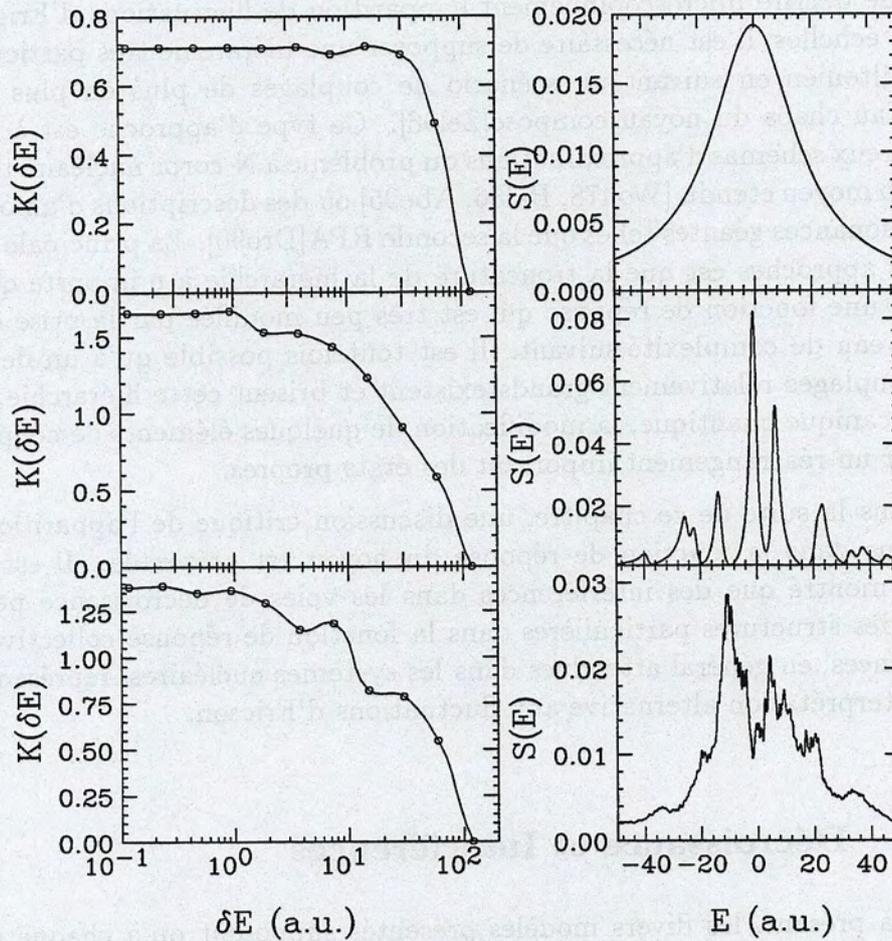


Figure 3.24: Droite: évolution de $K(\delta E)$ en fonction de la taille de l'intervalle δE dans trois cas différents. De haut en bas, respectivement une, deux et trois échelles ont été introduites ($\Gamma = 30, 3$ and 0.5). Droite: fonctions de réponse associées.

3.8 Interférences dans la fonction de réponse

formations sur les différentes échelles impliquées dans les fluctuations [Ott98].

3.8 Interférences dans la fonction de réponse

Afin de décrire microscopiquement l'apparition de fluctuations d'Ericson à plusieurs échelles, il est nécessaire de supposer une hiérarchie très particulière dans l'hamiltonien en suivant un scénario de couplages de plus en plus complexes jusqu'au chaos du noyau composé [Zel96]. Ce type d'approche est à la base de nombreux schémas d'approximations du problème à N-corps nucléaire telles que le champ moyen étendu [Won78, Bal86, Abe95] où des descriptions d'amortissement des résonances géantes telles que la seconde RPA [Dro90]. La principale hypothèse de ces approches est que la troncature de la hiérarchie à n'importe quel niveau donne une fonction de réponse qui est très peu modifiée par la prise en compte du niveau de complexité suivant. Il est toutefois possible qu'à un des niveaux, des couplages relativement grands existent et brisent cette hiérarchie. En effet, en mécanique quantique, la modification de quelques éléments de couplage suffit à créer un réarrangement important des états propres.

Dans la suite de ce chapitre, une discussion critique de l'apparition de fluctuations dans la fonction de réponse du noyau est présentée. Il est en particulier montré que des interférences dans les voies de décroissance peuvent induire des structures particulières dans la fonction de réponse collective. Ces interférences, en général attendues dans les systèmes nucléaires, représentent alors une interprétation alternative aux fluctuations d'Ericson.

3.8.1 Décroissance et Interférences

Jusqu'à présent, les divers modèles présentés supposent qu'à chaque niveau de complexité, les états intermédiaires décroissent indépendamment. Ceci est directement imposé en supposant qu'ils se couplent à des sous ensembles disjoints du niveau de complexité suivant. Toutefois, lorsque les états considérés ont les mêmes nombres quantiques, il n'y a pas a priori de raison de supposer des voies de décroissances différentes. Dans ce paragraphe, les effets pouvant survenir lorsque les mêmes états servent de voie de désexcitation aux états intermédiaires sont discutés. Nous verrons qu'en général des effets d'interférences sont attendus. La figure (3.25) illustre le cas considéré auparavant (gauche) ainsi que le cas de décroissance vers les mêmes états (droite).

Considérons un ensemble d'états $|\nu\rangle$ (avec $\hat{H}_0 |\nu\rangle = E_\nu |\nu\rangle$) se couplant au même ensemble d'états $|i\rangle$ (avec $\hat{H}_0 |i\rangle = E_i |i\rangle$) via une interaction résiduelle \hat{V} .

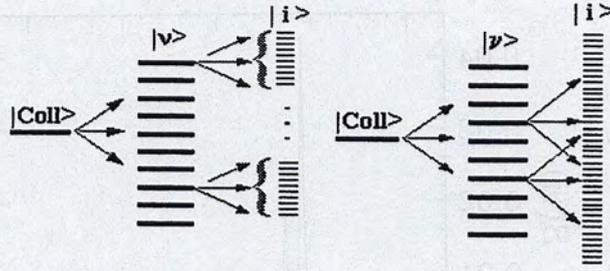


Figure 3.25: Gauche: illustration de l'hypothèse d'états intermédiaires couplés à des états plus complexes disjoints. Droite: Illustration du cas opposé, où les états intermédiaires se couplent aux mêmes états.

La diagonalisation de l'hamiltonien $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ donne les états propres :

$$|\mu\rangle = \sum_{\nu} c_{\mu,\nu} |\nu\rangle + \sum_i c_{\mu,i} |i\rangle \quad (3.56)$$

Si on prend un couplage constant entre les états $|\nu\rangle$ et $|i\rangle$: $\langle \nu | \hat{V} | i \rangle = v$ et si on suppose que ces états sont uniformément espacés respectivement tous les ΔE_1 et ΔE_2 (avec $\Delta E_1 \gg \Delta E_2$), la probabilité d'excitation O_{μ} peut être explicitement calculée (voir annexe B-4)

$$O_{\mu} = \frac{A^2 v^2 \left(1 + \tan^2 \left(\pi \frac{E_{\mu}}{\Delta E_1} \right) \right)}{\Gamma_2^2 / 4 + \frac{\Delta E_2^2}{\pi^2} \tan^2 \left(\pi \frac{E_{\mu}}{\Delta E_1} \right)} \quad (3.57)$$

où $\Gamma_2 = 2\pi v^2 / \Delta E_2$. Pour aboutir à cette expression, il a été supposé que les états ν sont peuplés de façon équiprobable avec un poids $|A_{\nu}| = A$. De plus, cette expression suppose des corrélations aléatoires entre les divers $c_{\mu,\nu}$ et A_{ν} . Deux cas peuvent alors être considérés :

- Lorsque $\Gamma_2 \ll \Delta E_1$, la fonction de réponse présente des pics isolés de largeur Γ_2 . Dans ce cas, on retrouve un cas où les états ν se couplent à des ensembles disjoints d'états i .
- Lorsque $\Gamma_2 \gg \Delta E_1$, comme dans le cas où on s'attendrait à avoir des fluctuations d'Ericson, la fonction de réponse présente des franges d'interférences avec des minimums tous les $E_{\mu} = (n + 1/2) \Delta E_1$.

Ce type d'interférence persiste lorsque tout type de fluctuations est introduit dans l'hamiltonien (fluctuations sur les énergies des états et sur l'interaction résiduelle). Un tel cas est illustré dans la figure (3.26).

3.8 Interférences dans la fonction de réponse

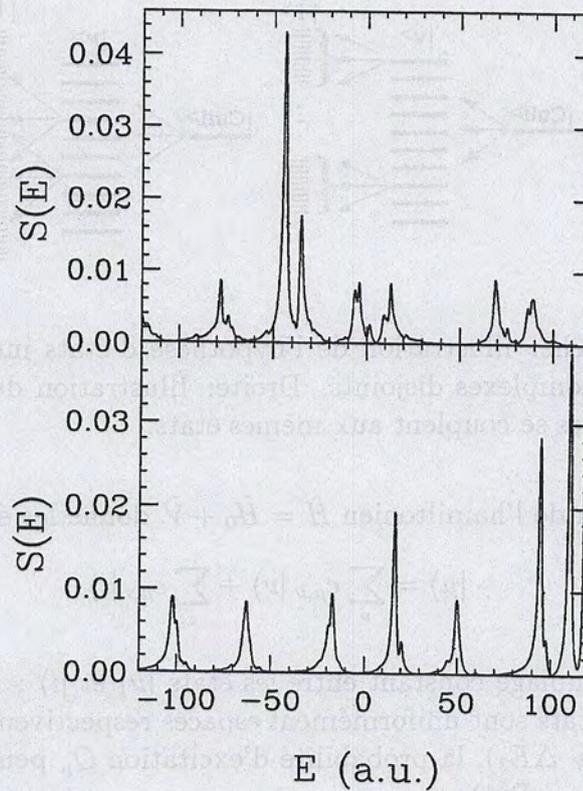


Figure 3.26: Illustration de la fonction de réponse calculée pour un ensemble d'états ν couplés au même ensemble d'états i et en incluant tous les types de fluctuations dans le Hamiltonien. Haut: la largeur Γ_2 est supposée supérieure à la distance ΔE_1 ($\Gamma_2 = 1$, $\Delta E_1 = 23$). Bas: le cas $\Gamma_2 \gg \Delta E_1$ est représenté ($\Gamma_2 = 100$, $\Delta E_1 = 23$).

Ainsi, dans un cas où on attendrait des fluctuations d'Ericson, en raison des couplages indirects par les voies de décroissance, des fluctuations non pas reliées aux largeurs mais à l'espacement des niveaux intermédiaires (i.e. à l'inverse de la densité d'état) peuvent être observées.

3.8.2 Interférences dans l'amortissement des modes collectifs

L'effet de ces interférences peut également apparaître dans la réponse collective d'un noyau. Considérons de nouveau que le mode collectif $|Coll\rangle$ est couplé à un ensemble d'états intermédiaires $|\nu\rangle$ via une interaction \hat{V}_1 . L'effet décrit dans la

section précédente peut apparaître dans la fonction de réponse lorsque ces états $|\nu\rangle$ sont couplés aux même ensemble d'états $|i\rangle$ par une interaction résiduelle \hat{V}_2 (voir illustration (3.26)-droite). La diagonalisation du hamiltonien total $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_1 + \hat{V}_2$ (où $|Coll\rangle$, $|\nu\rangle$ et $|i\rangle$ sont les états propres de \hat{H}_0) donne les états propres

$$|\mu\rangle = c_{\mu,Coll} |Coll\rangle + \sum_{\nu} c_{\mu,\nu} |\nu\rangle + \sum_i c_{\mu,i} |i\rangle \quad (3.58)$$

Une solution exacte peut être trouvée en supposant une interaction constante entre chaque niveau de complexité : $\langle Coll | \hat{V}_1 | \nu \rangle = v_1$, $\langle \nu | \hat{V}_2 | i \rangle = v_2$ et les états $|\nu\rangle$ et $|i\rangle$ respectivement caractérisés par des espacements ΔE_1 et ΔE_2 . Dans la limite $v_2^2 \rightarrow 0$ avec $\Gamma_2 = 2\pi v_2^2 / \Delta E_2 = cte$, la matrice de recouvrement O_{μ} s'écrit (voir annexe B-5)

$$O_{\mu} = |c_{Coll}^{\mu}|^2 = \frac{v_2^2 v_1^2}{\frac{\Gamma_2^2}{4} (E_{\mu} - E_{Coll})^2 + \frac{\Delta E_1^2}{\pi^2} \left((E_{\mu} - E_{Coll}) \tan\left(\pi \frac{E_{\mu}}{\Delta E_1}\right) - \frac{\Gamma_1}{2} \right)^2} \quad (3.59)$$

dans laquelle $\Gamma_1 = 2\pi v_1^2 / \Delta E_1$. A nouveau, lorsque $\Gamma_2 \gg \Delta E_1$, la réponse du noyau présente des franges d'interférences non pas reliées à la largeur des états intermédiaires mais à l'espacement ΔE_1 de ces niveaux. Cette conclusion est robuste même lorsque tous les types de fluctuations dans le hamiltonien ont été introduits (voir figure (3.27)). Lorsque le couplage entre le premier et le second niveau de complexité est supposé, il en résulte une réduction importante de la largeur totale du mode collectif. Ce phénomène est similaire au cas de l'augmentation du temps de vie d'un état couplé très fortement à d'autres états ("motional narrowing") [Bro87].

Ainsi, lorsque les états intermédiaires décroissent vers les mêmes états complexes, des franges d'interférences peuvent être observées dans la fonction de réponse du noyau. En particulier, cela donne une alternative à l'interprétation des structures fines en tant que fluctuations d'Ericson qui se produisent dans les mêmes conditions ($\Gamma_2 \gg \Delta E_1$). Dans les systèmes nucléaires, les voies de décroissances n'ont pas de raison d'être disjointes et on s'attend à ce que ce phénomène soit générique. Dans ce cas, la structure fine donne accès à la densité d'état des voies de décroissances et non à leur largeur.

3.9 Conclusion

L'étude de la décroissance des résonances géantes a permis de discuter le schéma d'approximations en général utilisé pour traiter le problème à N-corps nucléaire. En particulier, l'existence d'une hiérarchie dans les niveaux de décroissance donne une interprétation naturelle des structures fines dans la réponse du noyau. Dans ce contexte, on s'attend à ce que plusieurs échelles de temps, caractéristiques

3.9 Conclusion

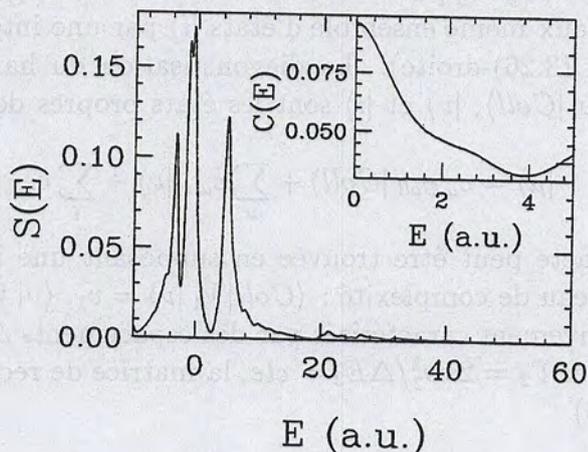


Figure 3.27: Effet des interférences dans la fonction de réponse des modes collectifs lorsque divers types de fluctuations ont été introduits dans le hamiltonien. Pour le calcul présenté: $\Gamma_1 = 100$, $\Delta E_1 = 3$, $\Gamma_2 = 30$ et $\Delta E_2 = 0.5$. De plus, une petite largeur $\Gamma_\mu = 1$ à été supposée dans la fonction de réponse. En haut à droite, la fonction d'autocorrélation sur la dérivée est représentée montrant que la largeur caractéristique de fluctuation est ΔE_1 .

des différents niveaux de décroissance, puissent être observées sous la forme de fluctuations d'Ericson. Cependant, le schéma d'approximation des mécanismes d'amortissement est très particulier et certains effets sont négligés. C'est le cas des couplages indirects par les voies de décroissance qui peuvent conduire à des structures comparables à celles d'Ericson dans la fonction de réponse.

La prise en compte de tous les degrés de liberté du noyau, dans une approche microscopique moins schématique est impossible et les théories construites sur la troncature de la hiérarchie BBGKY semblent les mieux adaptées à une telle étude dans les systèmes nucléaires. Ainsi, l'application de la théorie de champ moyen étendu à la désexcitation des modes collectifs a permis de clarifier comment les collisions entre nucléons, en couplant les degrés de liberté ordonnés et désordonnés du noyau, conduisent à l'amortissement des résonances géantes froides et chaudes, ainsi qu'à la réorganisation des nombres d'occupation. Dans le cadre des mouvements de petite amplitude, une version linéarisée des équations de champ moyen étendu a été suffisante pour cette étude. Cette méthode, bien que demandant des techniques de résolution très différentes, est strictement équivalente à résoudre ETDHF. Lorsque des mouvements de grande amplitude sont étudiés, les équations dépendantes du temps devront être directement utilisées. Appliquer une telle théorie dans sa plus grande généralité reste une entreprise complexe et on peut se demander dans quelle mesure les effets quantiques sont importants dans

l'étude des systèmes chauds. Cette question est adressée dans le chapitre suivant où les théories de champ moyen quantique et semi-classique sont comparées dans le cadre de l'expansion des noyaux chauds. Cette étude nous permettra dans un premier temps de rappeler le contexte des collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires lors desquelles ces noyaux peuvent être formés. La dynamique d'expansion n'ayant que très rarement été étudiée dans un cadre quantique, les différents aspects de cette dynamique seront tout d'abord introduits dans les théories Hartree-Fock puis comparés au résultats des théories semi-classiques. Dans un second temps, les différents concepts introduits serviront de point de départ à l'étude de l'évolution des noyaux dans ETDHF.

Chapitre 4

Noyaux chauds et champ moyen : aspects statiques et dynamiques

4.1 Introduction

L'étude des résonances géantes a permis d'introduire les concepts de noyaux chauds et de mode collectif. Grâce aux réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires, la désexcitation des noyaux chauds et denses a pu être étudiée plus systématiquement [Poc97]. Conjointement, les théories de transport semi-classiques allant au delà du champ moyen se sont avérées un outil indispensable à la compréhension des mécanismes de ces réactions. Toutefois, de nombreuses critiques s'élèvent contre ce type d'approche où le seul phénomène quantique pris en compte est l'effet du blocage de Pauli. Pourtant, la structure des noyaux et la dynamique des fonctions d'onde sont importants dans ces réactions. Une approche quantique telle que ETDHF est donc préférable. L'application de cette théorie aux mouvements de petite amplitude a montré l'effet des collisions sur les noyaux chauds. L'étude des mouvements de grande amplitude requiert de résoudre directement les équations dynamiques. Ces équations sont complexes dans un cadre quantique et on peut se demander dans quelle mesure les effets quantiques sont importants lorsque les systèmes chauds sont considérés. De tels systèmes ont rarement été étudiés systématiquement grâce aux théories de Hartree-Fock. C'est pourquoi, avant de présenter des applications de ETDHF, les différents aspects de la dynamique de champ moyen sont discutés dans ce chapitre à travers l'étude de l'expansion des noyaux chauds. Cette étude précisera les méthodes et les notions associées à la dynamique et à la thermodynamique des théories à un corps. Ainsi, un rappel du scénario des réactions entre ions lourds permettra non seulement de situer le rôle de l'expansion, mais aussi de discuter les limitations du champ moyen. Finalement, une comparaison aux théories semi-classiques de Vlasov montrera la nécessité d'utiliser ETDHF en soulignant les différences im-

4.1 Introduction

portantes dans la dynamique nucléaire lorsque les effets quantiques sont inclus ou non.

Scénario de la création et de la désexcitation des noyaux chauds lors des collisions entre ions lourds

L'étude expérimentale des réactions entre ions lourds permet d'élaborer un scénario pour la création et la désexcitation de noyaux chauds[Poc97]. Lorsque deux noyaux entrent en contact un ou plusieurs systèmes fortement excités sont formés selon le paramètre d'impact et l'énergie du faisceau incident. L'énergie disponible dans chacun de ces systèmes se répartit statistiquement sur les degrés de liberté lors d'une phase de pré-équilibre, entraînant la création de systèmes nucléaires soumis à des conditions diverses de température et de pression. La notion d'équilibre et de température reste complexe dans de tels systèmes. Dans ce chapitre, cet équilibre sera supposé. La désexcitation de ces noyaux conduit, après une expansion radiale, à une grande diversité de phénomènes : création d'un résidu unique refroidi par évaporation, fission, multifragmentation ou vaporisation totale[Sie87].

La possibilité de créer des noyaux dans des configurations de température et de pression très variées, fait des réactions entre ions lourds une source d'information pour la compréhension des propriétés de la matière nucléaire dense et chaude. Bien que les problèmes liés à la taille finie soient complexes, les concepts de la matière nucléaire infinie sont parfois utilisés dans la description des réactions entre ions lourds. Dans une vision simplifiée, la dynamique de création et de désexcitation des noyaux chauds est, par exemple, souvent représentée dans un espace des phases caractérisé par des grandeurs macroscopiques telles que la température, l'énergie, la densité moyenne (voir figure (4.1)). De plus, les phénomènes de multifragmentation sont parfois interprétés comme une signature possible de l'existence d'une transition de phase du premier ordre dans le système infini. Certaines approches vont encore plus loin en proposant une explication dynamique pour cette transition de phase : les noyaux entreraient, après une expansion radiale, dans une région spinodale où ils deviendraient mécaniquement instables. L'interprétation de la multifragmentation nucléaire en terme de transition de phase du premier ordre reste un problème ouvert. En particulier, les aspects dynamiques jouent un rôle important dans l'évolution des systèmes nucléaires chauds et denses. L'introduction d'outils théoriques performants permettant de traiter à la fois les aspects dynamiques et statistiques est alors nécessaire. Par exemple, les approches allant au delà du champ moyen (BUU, BNV, ETDHF) donnent un cadre adéquat à l'étude des effets dissipatifs tels que le pré-équilibre. La description de phénomènes associés à une brisure de symétrie comme la multifragmentation requiert l'introduction de fluctuations dans la dynamique de champ moyen. Dans la limite semi-classique, une théorie de Boltzmann-Langevin (BL)

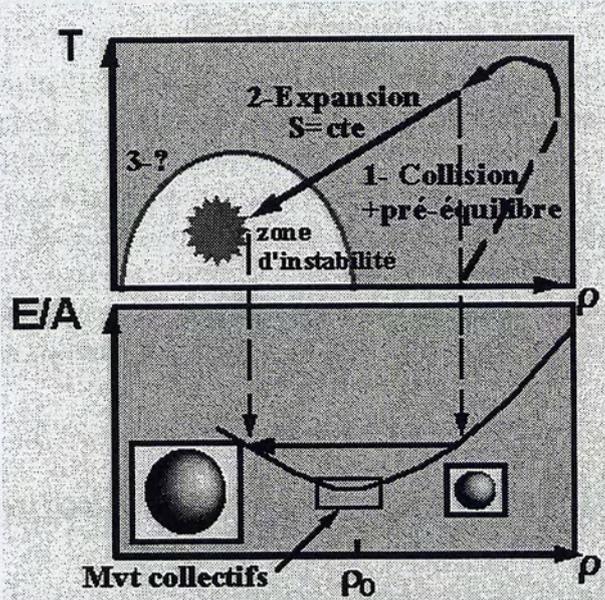


Figure 4.1: Haut: illustration du chemin dans l'espace des phases (T, ρ) de la dynamique de création et de désexcitation des noyaux chauds lors des collisions entre ions lourds (illustration similaire à celle obtenue par un calcul microscopique dans la référence [Mor96]). Bas: construction schématique de la dynamique d'expansion monopolaire dans l'espace (E, ρ) . La courbe représentée correspond à une courbe isentropique ($S = cte$).

nucléaire a pu être développée à partir des théories de champ moyen étendu, afin de rendre compte de ces fluctuations [Gua96, Riv98].

Description microscopique de l'expansion des noyaux chauds

Des différentes étapes de ce scénario, seule la phase d'expansion peut être approximativement décrite par le champ moyen. En effet, lors de l'expansion radiale, les calculs semi-classiques montrent que les termes de gain et de perte dans l'intégrale de collision (équation (2.60)) tendent à s'annuler, donnant une évolution isentropique ($S = cte$) [Mor96]. Cette expansion joue un rôle essentiel et sa compréhension devrait permettre de déterminer si le système atteint des régions de densité suffisamment basse pour que des instabilités puissent se développer [Ngu98]. Des modèles [Ber83, Cug86, Fri88] où le noyau subit une expansion auto-similaire sont souvent utilisés afin d'obtenir les caractéristiques de ces boules de feu nucléaires. Dans ce cas, l'amplitude de l'expansion peut être estimée à partir du diagramme de phase en prenant les points d'intersection des

4.2 Equation d'état dans les noyaux

courbes $S = cte$ et $E = cte$ (figure (4.1)). Cette vision reste toutefois très simple et l'utilisation de modèles microscopiques est plus appropriée.

Dans ce chapitre, la dynamique des noyaux chauds est présentée dans le cadre du champ moyen quantique. La possibilité de définir une équation d'état dans les systèmes finis et de relier celle-ci à une dynamique collective simple est tout d'abord discutée. Il est en particulier montré que les effets de surface, les effets quantiques et l'évaporation peuvent entraîner une expansion complexe. Ces effets sont en général traités différemment dans les approches semi-classiques. Une comparaison systématique des approches quantiques et semi-classiques démontrera l'importance des aspects quantiques dans les noyaux chauds et la nécessité d'utiliser ETDHF.

4.2 Equation d'état dans les noyaux

Les équations d'état d'un système donnent le lien entre les observables et les paramètres thermodynamiques ou statistiques à l'équilibre. Ces équations, en réduisant l'information aux observables les plus pertinentes, permettent le passage du microscopique au macroscopique [Bal91]. Ainsi, les propriétés des équations d'état sont le reflet des propriétés de l'interaction et des nucléons sur laquelle elle agit. Dans cette section, un rappel succinct sur la matière nucléaire infinie est fait. Ce système infini joue un rôle particulier dans la compréhension des réactions entre ions lourds, en donnant de précieuses indications pour expliquer le comportement des noyaux en fonction de la température et de la pression [Lac98-2].

4.2.1 La force utilisée

Les équations d'état dans les théories de champ moyen sont intimement liées à la force effective utilisée [Mey93]. Les forces effectives de Skyrme ont déjà été présentées au début de ce travail (tableau (2.45)). Toutefois, afin de discuter plus simplement les différents concepts introduits dans ce chapitre, le potentiel effectif [Bon76, Koo77]

$$U[\rho] = V_C + \frac{3}{4} t_0 \rho + \frac{(\sigma + 2)}{16} t_3 \rho^{\sigma+1} + c \nabla^2 \rho. \quad (4.1)$$

a été retenu, le potentiel coulombien V_C étant calculé en assignant une charge Z/A à chaque nucléon. Cette expression contient les termes dépendant de la densité, t_0 et t_3 , présents dans la force de Skyrme (expression (2.45)) tandis que le paramètre c , appelé parfois terme de surface, peut être relié aux coefficients t_1 et t_2 par $c = (5t_2 - 3t_1)/16$. La dernière composante a des contributions non-locales difficiles à obtenir numériquement et l'expression (4.1) est en général

remplacée par [Bon76, Koo77]

$$U[\rho] = \frac{3}{4}t'_0 \rho + \frac{(\sigma+2)}{16}t_3 \rho^{\sigma+1} + V_0 Y \otimes \rho + V_C \quad (4.2)$$

où Y est la fonction de Yukawa $Y(\vec{r}) = \exp(-r/a)/(r/a)$. Les potentiels (4.1) et (4.2) sont équivalents à l'ordre le plus bas en a . En effet, utilisant une transformée de Fourier de (4.2), on obtient la relation :

$$t'_0 = t_0 - \frac{16}{3}\pi a^3 V_0 \quad (4.3)$$

$$V_0 = \frac{(5t_2 - 3t_1)}{64\pi a^5} = \frac{c}{4\pi a^5} \quad (4.4)$$

L'intérêt du potentiel de Yukawa est qu'il peut être obtenu en résolvant l'équation de Helmholtz associée [Bon76, Koo77].

L'introduction de tous les termes de la force de Skyrme conduirait à des équations plus générales. En particulier, un paramètre d'asymétrie protons-neutrons devrait être considéré. Toutefois, la force est volontairement réduite afin d'illustrer simplement comment le choix des paramètres de la force fixe les propriétés de la matière nucléaire infinie.

4.2.2 Matière nucléaire infinie

Propriétés d'équilibre et paramètres de la force de Skyrme

La matière nucléaire est un système uniforme infini où le terme de surface s'annule. De plus, l'effet du potentiel coulombien est supposé neutralisé par exemple par un gaz d'électrons comme dans les étoiles à neutrons. Dans ce système, on ne calcule donc que la partie nucléaire du potentiel. Les fonctions d'onde à un corps sont des ondes planes et la matrice densité s'identifie à la fonction de distribution de Fermi-Dirac. A une température donnée, celle ci s'écrit :

$$\langle k | \hat{\rho} | k \rangle = f(\varepsilon_k) = \frac{1}{1 + e^{-(\varepsilon_k - \varepsilon_F)/k_B T}} \quad (4.5)$$

où ε_k est l'énergie associée à un état d'impulsion $\hbar k$. L'énergie de Fermi ε_F fixe la densité de la matière nucléaire infinie définie par $\rho = 4 \int f(\varepsilon_k) d^3 k / h^3$, où le facteur 4 provient de la dégénérescence en spin et en isospin.

Le choix de la température T et de la densité ρ détermine les propriétés du système. Ainsi, l'énergie par nucléon et l'entropie s'écrivent dans le cadre du champ moyen (équation (2.14) et (2.15)) :

$$\frac{E}{A} = \frac{E_k}{A} + \frac{3}{8}t_0 \rho + \frac{1}{16}t_3 \rho^{(\sigma+1)} \quad (4.6)$$

$$S = -4k_B \int \frac{d\vec{k}}{\hbar^3} (f \log f + (1-f) \log(1-f)) \quad (4.7)$$

4.2 Equation d'état dans les noyaux

où E_k est l'énergie cinétique. La pression à l'intérieur du système est donnée par

$$P = \rho^2 \left(\frac{\partial E/A}{\partial \rho} \right) \Big|_{A,S} = \frac{2 E_k}{3 A} + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{(\sigma + 1)}{16} t_3 \rho^{(\sigma+1)}. \quad (4.8)$$

Une mesure de la compressibilité du système, c'est à dire de la capacité qu'il a à réagir à une compression extérieure est donnée par le module d'incompressibilité K qui est défini par¹ :

$$K = 9 \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right) \Big|_{A,S} = \frac{18P}{\rho} + 9\rho^2 \left(\frac{\partial^2 E/A}{\partial \rho^2} \right) \Big|_{S,A}. \quad (4.9)$$

Au point de saturation, c'est à dire au point d'équilibre à température nulle, la pression s'annule conduisant à une relation univoque entre les paramètres de la force et les propriétés de ce point. Notant ρ_0 la densité de saturation, E_0/A l'énergie par nucléon et K_∞ le module d'incompressibilité, on obtient² :

$$\begin{cases} \frac{E_0}{A} = \frac{E_k}{A} + \frac{3}{8} t_0 \rho_0 + \frac{1}{16} t_3 \rho_0^{(\sigma+1)} \\ P = 0 = \frac{2E_k}{3A} + \frac{3}{8} t_0 \rho_0 + \frac{(\sigma+1)}{16} t_3 \rho_0^{(\sigma+1)} \\ K_\infty = 9\rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 E/A}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} = -2\frac{E_k}{A} + \frac{9\sigma(\sigma+1)}{16} t_3 \rho_0^{(1+\sigma)} \end{cases} \quad (4.10)$$

où l'énergie cinétique à température nulle s'écrit :

$$\frac{E_k}{A} = \frac{3}{5} \left(\frac{\hbar^2}{2m} \right) \left(\frac{3\pi^2}{2} \rho_0 \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.11)$$

La connaissance de certaines propriétés de la matière nucléaire infinie permet donc de fixer les paramètres t_0 et t_3 . Ainsi, la densité de saturation est estimée à 0.16 fm^{-3} tandis que les expériences portant sur la résonance monopolaire donnent $K_\infty = 210 \pm 30 \text{ MeV}$ [Bla81, Bla95]. Dans cette étude, nous avons considéré deux paramétrisations possibles de la force. L'une reproduit les propriétés d'équilibre de la force de Skyrme SkM^* tandis que l'autre reproduit celles de la force $SIII$ (la masse effective étant prise égale à 1). Prenant $a = 0.45979 \text{ fm}$ [Bon76], l'utilisation des relations (4.3) et (4.4) a de plus permis de fixer les coefficients t'_0 et V_0 . Les deux paramétrisations utilisées dans $U(\rho)$ sont reportées dans le tableau (4.1). L'utilisation de deux forces ayant un module d'incompressibilité très différent permettra de discuter la réponse du noyau en fonction de ce paramètre.

¹On peut en particulier noter que ce coefficient est relié à la courbure de l'énergie le long d'une isentrope.

²Cette procédure donne le schéma standard d'obtention des paramètres des forces effectives. Lorsqu'une paramétrisation complète des forces de Skyrme est recherchée, d'autres contraintes sont ajoutées soit en considérant des milieux semi-infinis afin de prendre en compte les effets de surface, soit en utilisant directement les propriétés des noyaux [Mey93, Cha98]

	Soft (<i>SkM*</i>)	Hard (<i>SIII</i>)
$\frac{E}{A}$ (MeV)	-15.77	-15.85
σ	$\frac{1}{6}$	1
ρ_0 (fm ⁻³)	0.16	0.145
t_0 (MeV fm ³)	-2191.73	-435.41
t_3 (MeV fm ^{3(1+\sigma)})	18818.8	17258.8
a (fm)	0.45979	0.45979
V_0 (MeV)	-461.07	-401.77
K_∞ (MeV)	198.88	368.4

Tableau 4.1: Paramètres et propriétés d'équilibre des deux forces utilisées.

Equations d'état de la matière nucléaire infinie

L'exploration des états accessibles au système conduit à la définition des équations d'état de la matière nucléaire infinie $E = E(\rho, T)$, ou, de façon équivalente $E = E(\rho, S)$. Dans les systèmes saturés en spin et en isospin, cette équation relie les grandeurs macroscopiques caractéristiques de celui-ci³ E , S , T et ρ . La figure (4.2) présente les courbes $E = E(\rho, S)$ pour les deux forces considérées. Ces équations donnent des renseignements sur les propriétés globales du système. Elles montrent par exemple la présence d'une zone de coexistence liquide-gaz obtenue par des constructions de type Maxwell et d'une région d'instabilité spinodale définie comme la zone où la dérivée de la pression par rapport à la densité est négative. Elles permettent de plus une certaine compréhension des propriétés dynamiques du système. Ainsi, près du point de saturation, l'énergie s'écrit

$$\frac{E}{A} = \frac{E_0}{A} + \frac{K_\infty}{18} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)^2 \quad (4.12)$$

montrant que la réponse du système infini à une petite compression (ou une dilatation) est déterminée par le paramètre K_∞ . En particulier, plus K_∞ sera petit et plus la réponse à une compression sera associée à une force de rappel vers l'équilibre plus petite. Dans la suite de ce chapitre, la force effective équivalente à *SkM** et ayant un module d'incompressibilité de 200 MeV sera qualifiée de "molle" tandis que l'autre sera qualifiée de "dure".

L'équation d'état a souvent servi de guide dans l'interprétation des propriétés des systèmes nucléaires denses et chauds. En particulier, la possibilité d'obtenir des informations sur la dynamique de ces systèmes est actuellement très largement utilisée afin de comprendre l'expansion des noyaux chauds. En effet, la discussion sur la matière nucléaire infinie servira d'exemple pour définir l'équivalent

³La prise en compte de degrés de liberté plus complexe conduit à introduire d'autres observables telles que l'asymétrie [Mul95].

4.2 Equation d'état dans les noyaux

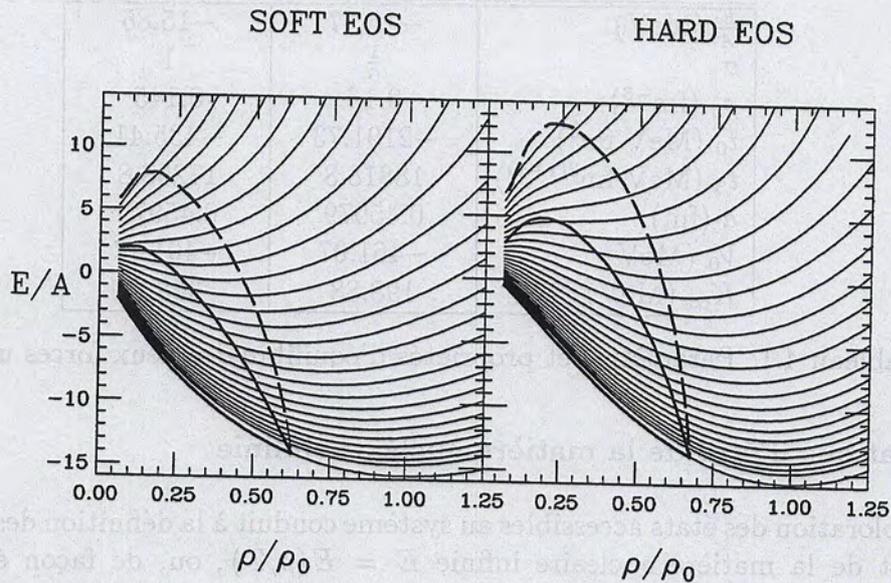


Figure 4.2: Relation entre l'énergie par nucléon et la densité dans la matière nucléaire infinie, chaque courbe est tracée à entropie constante (la variation d'entropie entre deux courbes adjacentes vaut $\Delta S/k_B = 1$). Droite: équation d'états "molle", Gauche: équation d'états "dure". La zone spinodale est également représentée en trait gras sur ces figures. Les zones d'instabilité isentropique (ligne continue) et isotherme (ligne pointillée) sont également représentées dans les deux graphiques.

d'une équation d'état dans les noyaux. Le lien entre cette équation d'état et la dynamique collective sera ensuite étudié.

4.2.3 Equation d'état dans les systèmes finis

L'équation d'état requiert de définir l'ensemble des variables macroscopiques pertinentes. Comme nous l'avons vu, des grandeurs telles que la température, l'énergie ou l'entropie sont parfaitement définies dans le cadre du champ moyen (équation (2.14) et (2.15)). Dans ce cas, la matrice densité à un corps contient toute l'information sur le noyau. Lorsqu'une expansion auto-similaire d'un noyau sphérique est supposée, comme c'est souvent le cas dans la description des noyaux chauds[Poc97], un paramètre tel que la densité au centre du noyau ρ permet de définir l'espace des configurations qui lui sont accessibles. Dans ce cas, une analogie peut être faite avec la matière nucléaire infinie donnant à nouveau une équation d'état $E = E(\rho, S)$. La méthode permettant d'obtenir une telle relation

dans le cadre du champ moyen est présentée dans cette section [Lac98-2].

Champ moyen et noyaux sphériques

Lorsque la symétrie sphérique est imposée dans des noyaux saturés en spin et en isospin, chaque fonction d'onde à un corps se décompose en une partie radiale, une partie angulaire et une partie spin-isospin :

$$\varphi^\alpha(\vec{r}, \sigma, \tau) = \frac{R_{nl}(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) \chi_s(\sigma) \chi_t(\tau) \quad (4.13)$$

où α représente tous les nombres quantiques : $\alpha \equiv (n, l, m, s, t)$, dans lequel n est le nombre quantique principal, (l, m) sont les nombres quantiques associés au moment angulaire (les Y_{lm} étant les harmoniques sphériques) et (s, t) caractérisent la quantification du spin et de l'isospin.

L'exploration de l'espace des phases accessible au noyau requiert de définir des noyaux dans des conditions diverses de température et de compression. Les noyaux à température finie sont obtenus en imposant une statistique de Fermi-Dirac sur les nombres d'occupation n_α (équation (2.16)) des différentes orbitales en ajustant le potentiel chimique μ afin de conserver le nombre de particules. Compte tenu des symétries et de la saturation en spin et en isospin, l'énergie des niveaux à un corps ne dépend que de n et l ($\varepsilon_\alpha = \varepsilon_{nl}$). La densité radiale associée prend la forme

$$\rho(r) = 4 \sum_{n,l} (2l+1) n_{nl} \frac{|R_{nl}(r)|^2}{4\pi r^2}. \quad (4.14)$$

Il existe principalement deux méthodes illustrées dans la figure (4.3) pour définir des noyaux plus ou moins comprimés :

1. **Méthode Hartree-Fock contraint (HFC)** : cette méthode standard [Rin81] consiste à ajouter une contrainte au hamiltonien nucléaire et à résoudre les équations de champ moyen obtenues par la minimisation de l'énergie sous contrainte. L'obtention des systèmes plus ou moins comprimés peut se faire en ajoutant un champ extérieur harmonique λr^2 plus ou moins fort⁴. L'équation HFC sur la partie radiale, s'écrit dans ce cas :

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d}{dr^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + U[\rho](r) + \lambda r^2 \right\} R_{nl}(r) = \varepsilon_{nl} R_{nl}(r). \quad (4.15)$$

Afin de résoudre cette équation auto-consistante dans les noyaux sphériques, une méthode de diagonalisation itérative a été utilisée (voir annexe C-1).

⁴Ce potentiel peut être vu comme un multiplicateur de Lagrange ajouté au principe variationnel (2.4) afin de contraindre le rayon quadratique moyen (rms).

4.2 Equation d'état dans les noyaux

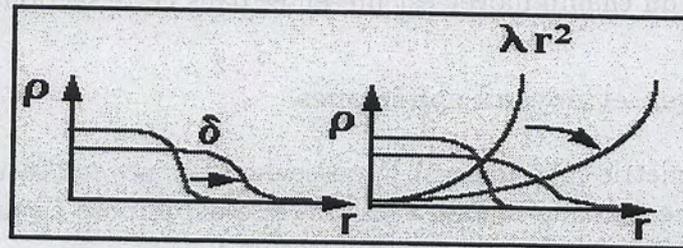


Figure 4.3: Illustration des méthodes standards d'initialisation de noyaux dans des conditions diverses de compression et de température (ou d'entropie). Droite: méthode de Hartree-Fock contraint, dans ce cas un potentiel extérieur d'intensité variable est ajouté au champ moyen. Gauche: méthode de transformation homothétique, dans ce cas, les profils de densité des noyaux ayant une entropie constante s'obtiennent les uns par rapport aux autres par une homothétie. Une discussion de ces deux méthodes dans le cadre des mouvements de petite amplitude peut être trouvée dans la référence [Tre81].

La théorie HFC est particulièrement adaptée lorsqu'on désire un ensemble de noyaux ayant une même température (isothermes) mais l'est moins pour des conditions initiales isentropes ($S = cte$). En effet, imposer une entropie constante demande un ajustement de la température pour chaque condition initiale. De plus, l'application d'une trop grande contrainte conduit à la formation de noyaux bulles qui, bien qu'intéressants, ne sont pas les noyaux recherchés. Finalement, le système ne peut être dilaté car l'application d'un λ négatif est numériquement instable. Des méthodes existent afin de dépasser ces limitations mais elles ont une efficacité limitée pour atteindre des basses densités

2. **Méthode de transformation homothétique (MTH)** : Dans les différentes simulations effectuées, une méthode plus flexible a été utilisée afin d'obtenir des noyaux dilatés ou comprimés ayant une même entropie. Cette méthode consiste à initialiser tout d'abord un noyau à température finie par la méthode de Hartree-Fock contraint avec un potentiel extérieur petit λr^2 ($\lambda = 0.25 \text{ MeV/fm}^2$) afin de traiter approximativement les états du continuum. Une homothétie de paramètre δ est ensuite appliquée à chaque fonction d'onde du noyau :

$$R_{nl}^{new}(r) = \frac{R_{nl}(r/\delta)}{\delta^{3/2}}, \quad (4.16)$$

en prenant des nombres d'occupation constants afin de garder l'entropie constante (expression (2.15)). La compression est mesurée par le facteur $\eta = \rho/\rho_0 = \delta^{-3}$, où les diverses densités sont les densités moyennes au

Noyaux chauds et champ moyen : aspects statiques et dynamiques

centre du noyau (dans notre cas, la moyenne est faite dans une sphère de 2 fm) et où ρ_0 est la densité au centre du noyau stable.

Cette seconde procédure permet d'explorer l'ensemble des configurations ayant une entropie donnée, en supposant, comme dans les modèles schématiques d'expansion, que les profils de densité accessibles peuvent s'obtenir les uns par rapport aux autres par une simple homothétie.

Equation d'état dans l' ^{197}Au

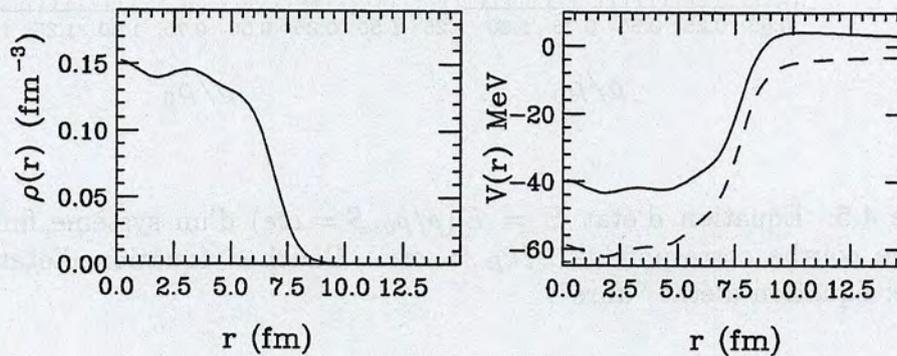


Figure 4.4: Gauche: profil de densité d'un noyau d'or (^{197}Au) à température nulle et sans compression (obtenu avec la force "molle"). Droite: potentiel associé avec (ligne continue) ou sans le potentiel coulombien (ligne pointillée).

L'utilisation de la méthode de transformation homothétique permet d'explorer l'ensemble des configurations des noyaux avec des facteurs de compression divers et des entropies diverses. A chacune de ces configurations, on peut associer une énergie $E = E(\eta = \rho/\rho_0, S)$ permettant ainsi de définir une équation d'état pour les systèmes finis. La figure (4.4) donne un exemple de profil de densité obtenu par la méthode de Hartree-Fock pour le noyau d' ^{197}Au à température nulle et sans contrainte, tandis que l'équation d'état associée est représentée dans la figure (4.5) pour les deux forces considérées. Cette équation d'état montre des différences importantes avec le système infini. Tout d'abord, l'énergie E_0/A du noyau à l'équilibre vaut environ -8 MeV et est donc très différente du cas infini (~ -16 MeV). De plus, la courbure de l'isentrope près de ce point est beaucoup plus "molle", laissant présager une réponse plus faible à une petite compression. Ces deux effets sont le résultat direct de l'interaction coulombienne et de la présence de l'énergie de surface dans les noyaux.

4.2 Equation d'état dans les noyaux

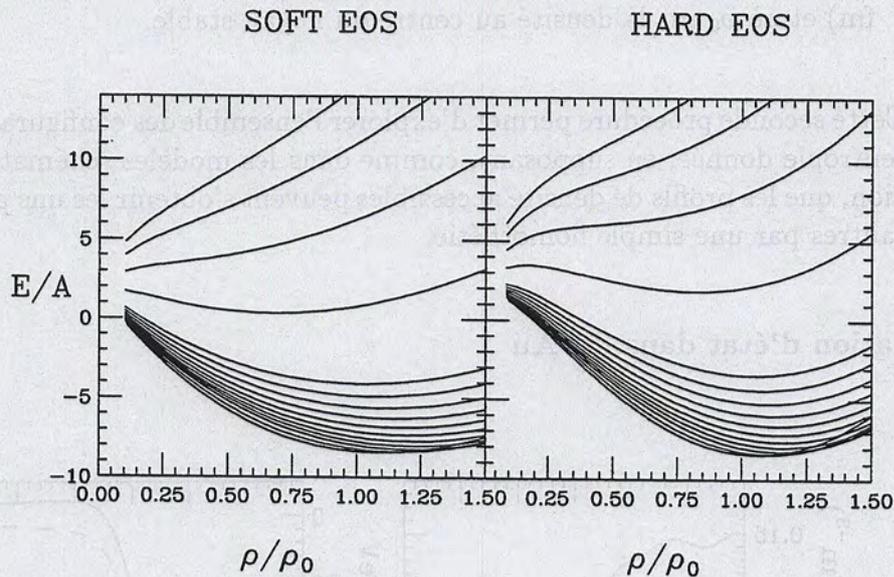


Figure 4.5: Equation d'état $E = E(\rho/\rho_0, S = cte)$ d'un système fini (^{197}Au). Chaque courbe correspond à $S/k_B = cte$. Gauche: équation d'état "molle". Droite: équation d'état "dure".

4.2.4 Lien entre l'équation d'état et la dynamique d'expansion

L'équation d'état obtenue par dilatation et compression d'un noyau peut être une source d'informations sur la dynamique d'expansion de celui-ci. Afin de clarifier le lien entre équation d'état et dynamique, un modèle simple de mouvement collectif monopolaire est illustré : le modèle de Tassie.

Le modèle de Tassie

En supposant que les profils de densité atteints lors de l'évolution s'obtiennent effectivement par une simple homothétie les uns par rapport aux autres, la dynamique du système peut être simulée par une transformation sur les coordonnées [Ber94] :

$$\begin{aligned} \mathbf{r}(t) &= (1 + Q(t)) \mathbf{r}(t_0) \\ \Rightarrow \mathbf{v}(t) &= \dot{Q}(t) \mathbf{r}(t_0) \end{aligned} \quad (4.17)$$

où $Q(t)$ est une variable collective (cette transformation est l'équivalent de la méthode de transformation homothétique, figure (4.3)). L'utilisation du champ

de vitesse (4.17) permet d'exprimer l'énergie cinétique du mouvement collectif :

$$T = \frac{1}{2} \int m \rho \mathbf{v}^2 d\mathbf{r} = \frac{1}{2} mA \langle r^2 \rangle \dot{Q}^2 = \frac{1}{2} M^* \dot{Q}^2. \quad (4.18)$$

Près du point d'équilibre, l'énergie potentielle peut, en négligeant la contribution de la surface, s'écrire comme $E_{pot} = E_0 + \frac{K_\infty}{18} (\delta\rho^2/\rho)$, $\delta\rho$ étant la variation de densité au centre. En utilisant le fait que la densité de transition de Tassie au premier ordre en $Q(t)$ s'écrit :

$$\delta\rho(t) = \rho(t) - \rho(t_0) = -Q(t) \left(r \frac{\partial\rho(r, t_0)}{\partial r} + 3\rho(r, t_0) \right). \quad (4.19)$$

l'énergie potentielle du mouvement collectif devient :

$$V(Q) = \int \frac{K_\infty}{18} \left(\frac{\delta\rho(r, t)^2}{\rho} \right) dr = \frac{Q^2}{2} \int K_\infty \rho(r, t) dr = \frac{1}{2} AK_\infty Q^2. \quad (4.20)$$

Finalement, on obtient l'énergie totale d'un oscillateur harmonique

$$E = \frac{1}{2} M^* \dot{Q}^2 + \frac{1}{2} AK_\infty Q^2, \quad (4.21)$$

donnant une fréquence monopolaire $\hbar\omega = \sqrt{K_\infty/m \langle r^2 \rangle} \propto 100 A^{-1/3}$ MeV. Cette expression donne une dépendance correcte de la fréquence en fonction de la taille du système. Toutefois, le modèle est trop simple pour prédire l'énergie du mode collectif. En particulier, le paramètre K_∞ , qui caractérise la réponse du noyau à une excitation monopolaire, doit prendre en compte les variations locales de la densité dans le noyau et ne se relie pas de façon simple au module d'incompressibilité de la matière nucléaire infinie [Bla81, You97]. Une telle réponse, comme nous l'avons vu dans l'étude des modes collectifs, peut être étudiée dans le cadre de la RPA (figure (3.7) et figure (3.12)).

Construction schématique de la dynamique collective

Ce modèle permet également de comprendre comment l'équation d'état peut être utilisée pour étudier la dynamique d'expansion. En effet, les densités maximales et minimales sont celles qui annulent l'énergie cinétique collective. Dans une approche microscopique telle que les théories de champ moyen, l'entropie et l'énergie totale sont conservées au cours de l'évolution et la condition d'annulation de l'énergie cinétique collective est obtenue aux points d'intersection des courbes $E = cte$ et $S = cte$ dans l'équation d'état. Ceci rend possible l'utilisation d'une construction schématique sur l'équation d'état permettant, à partir d'une condition initiale donnée de trouver l'amplitude de l'expansion ainsi que les points de rebroussement des densités atteintes lors de la dynamique. Une telle construction est illustrée dans un noyau de masse $A = 191$ et ayant une entropie initiale $S/k_B = 0.44$ (figure (4.6)).

4.2 Equation d'état dans les noyaux

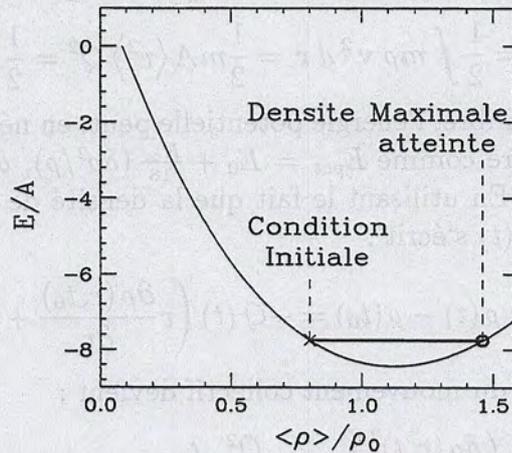


Figure 4.6: Construction schématique permettant une estimation de l'amplitude d'expansion d'un noyau de masse $A = 191$ ayant une entropie $S/k_B = 0.44$. Le point de rebroussement est obtenu au point d'intersection de la courbe $S = cte$ et $E = cte$.

Conclusion

Cette section a permis de relier la notion d'équation d'état avec les théories microscopiques dans les noyaux. La connaissance de cette équation est l'un des objectifs des réactions entre ions lourds au cours desquelles on cherche à explorer le diagramme de phase des noyaux pour obtenir des renseignements sur la matière nucléaire dense et chaude. Dans ce contexte, la dynamique de création et de désexcitation des noyaux chauds est souvent représentée comme un chemin dans ce diagramme de phase (illustration (4.1)) et une approche schématique de la phase d'expansion est utilisée [Fri88, Pap94].

Cette approche donne toutefois une vision très simplifiée des noyaux en expansion. Afin d'aller au delà de ces modèles schématiques, l'expansion est étudiée grâce à TDHF dans la suite de ce chapitre. Ainsi, il est montré que la dynamique des fonctions d'onde dans un potentiel effectif peut conduire à une évolution complexe du noyau. Cette dynamique complexe ne peut être comprise qu'en généralisant l'équation d'état présentée dans cette section. L'organisation du système en modes collectifs, les effets de surface et l'évaporation seront en particulier discutés.

4.3 Dynamique de champ moyen

Le champ moyen dépendant du temps, en permettant un traitement statistique des degrés de liberté à un corps, est adapté à l'étude de la dynamique des systèmes soumis à différentes conditions de pression et de température. Cette section présente l'évolution des noyaux initialisés par une méthode de transformation homothétique. La complexité de la dynamique collective des systèmes finis est tout d'abord illustrée. L'existence de plusieurs modes collectifs dans la réponse monopolaire nous amènera à proposer une seconde généralisation des équations d'état dans les systèmes finis afin de prendre en compte la multiplicité des variables collectives. L'expansion sera ensuite étudiée plus systématiquement [Lac98-2, Lac98-3].

4.3.1 Dynamique TDHF et modes collectifs

L'évolution des fonctions d'onde radiales $R_{nl}(r, t)$ par le champ moyen s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial R_{nl}(r, t)}{\partial t} = \left\{ \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial}{\partial r^2} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + U[\rho](r, t) \right\} R_{nl}(r, t) \quad (4.22)$$

où $U[\rho]$ est le champ moyen auto-consistant qui dépend du temps à travers la densité. Les méthodes de résolution des équations dynamiques sont présentées en annexe C-2. Dans les simulations de cette section, la méthode donnée par l'équation (C.7) a été utilisée pour la propagation en temps avec un pas $\Delta t = 0.75$ fm/c. Une taille de réseau de 300 fm a été retenue afin d'éviter la réflexion des particules évaporées au bord du réseau (le pas étant $\Delta r = 0.2$ fm).

Un exemple d'évolution en temps des profils de densité d'un noyau de masse $A = 191$ et d'entropie initiale $S/k_B = 0.44$ (qui correspond à la construction schématique de la figure (4.6)) est représenté sur la figure (4.7). L'évolution de la densité centrale correspondante est donnée dans la figure (4.8). Sur cette figure, deux densités moyennes sont représentées, la première (ligne continue) donne la densité moyennée dans une sphère de 2 fm tandis que pour la seconde (ligne pointillée), la moyenne est faite sur une sphère de 5 fm. Seule la seconde présente des oscillations proches d'un mouvement harmonique. Une dynamique plus complexe est observée pour la densité moyennée sur une sphère plus petite. En particulier, on constate que le minimum de cette densité est atteint pour des temps relativement longs (~ 200 fm/c). Cette dynamique complexe résulte de la tendance à former des noyaux bulles lors de la dynamique⁵. Ces noyaux bulles, ne peuvent s'obtenir à partir d'une simple transformation homothétique de la

⁵Cet effet n'est pas dû à l'interaction coulombienne comme dans la référence [Bor93]. En effet, si l'interaction coulombienne est enlevée, l'effet persiste.

4.3 Dynamique de champ moyen

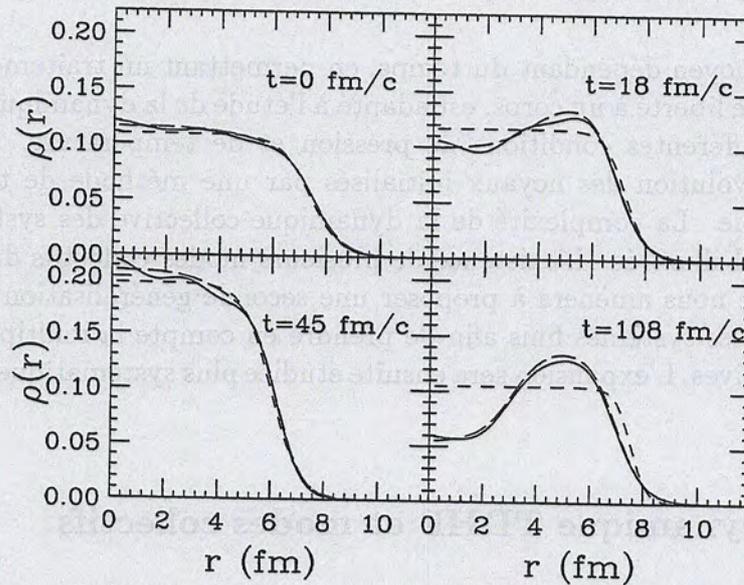


Figure 4.7: Profils de densité (courbe continue) à divers temps, obtenus en résolvant l'équation TDHF pour un noyau de masse $A = 191$ et d'entropie initiale $S/k_B = 0.44$ (interaction "molle"). Les lignes pointillées montrent le résultat d'une régression obtenue en supposant avoir une densité de Thomas-Fermi. Les lignes pointillées-long donnent le résultat d'une régression obtenue en supposant que la densité est la somme de deux distributions de Thomas-Fermi.

densité initiale. Afin de mettre en évidence ce point, une régression utilisant une distribution de type Thomas-Fermi a été effectuée sur les profils de densité :

$$\rho_F(r, t) = \frac{\rho(t)}{1 + \exp\left(\frac{r-R(t)}{a(t)}\right)} \quad (4.23)$$

Les résultats des régressions sont représentés dans la figure (4.7) (lignes pointillées). La régression est relativement bonne au temps initial. Si on suppose une expansion auto-similaire, le résultat de la régression devrait être tout aussi correct lors de l'évolution. La différence qui existe entre la densité de Thomas-Fermi et la densité réelle au temps $t = 108$ fm/c, montre à quel point une expansion auto-similaire ne correspond pas aux prédictions des modèles microscopiques. L'apparition de trou au centre ne peut être comprise qu'en étudiant les modes collectifs se développant au cours du temps dans les noyaux.

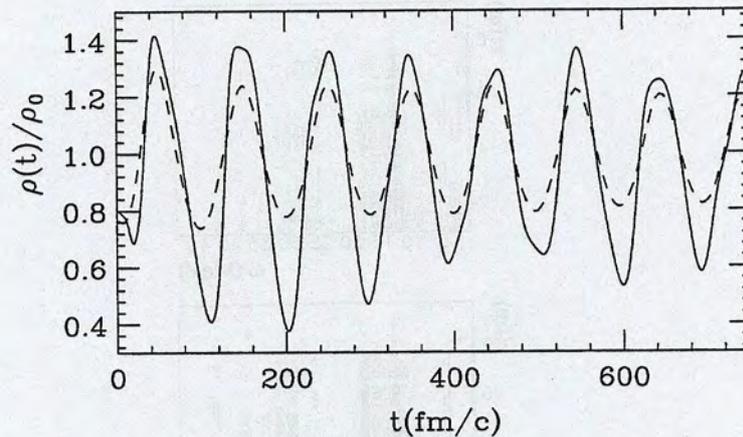


Figure 4.8: Evolution de la densité moyenne au centre d'un noyau de masse $A = 191$ et d'entropie initiale $S/k_B = 0.44$. Ligne continue: densité moyennée dans une sphère de 2 fm. Ligne pointillée: densité moyennée dans une sphère de 5 fm.

Fragmentation de Landau et noyaux bulles

La réponse collective du noyau peut être étudiée en utilisant la transformée de Fourier $\tilde{\rho}(r, \omega)$ de la densité locale $\rho(r, t)$. En pratique, cette transformée de Fourier a été effectuée jusqu'à un temps $t = 1500$ fm/c et donne une résolution en énergie de 0.13 MeV. Les contours de cette réponse spectrale sont tracés sur la figure (4.9) pour diverses compressions initiales du noyau de masse $A = 191$. On peut constater sur cette figure que plusieurs modes collectifs correspondant à des fréquences bien définies se développent au cours du temps. On retrouve le mode de vibration monopolaire à 12.5 MeV (ainsi que son deuxième phonon autour de $2 \times 12.5 = 25$ MeV), mais aussi deux pics nettement marqués à 17 et 20 MeV.

La présence de plusieurs pics collectifs dans la réponse monopolaire, en raison de la fragmentation de Landau, a déjà été observée dans l'étude du mouvement de petite amplitude du ^{40}Ca (figure (3.7)) et est attendue dans la plupart des noyaux [Cho87]. L'approche dynamique est toutefois plus générale que la RPA car elle contient, en particulier, la non-linéarité du champ moyen. Ainsi, l'étude de diverses contraintes permet de tester l'existence d'anharmonicités et de couplage entre les différents modes. La figure (4.9) montre que les fréquences sont à peu près constantes lorsque la contrainte change tandis que l'amplitude des pics n'est pas une fonction linéaire de la perturbation initiale, ce qui signifie qu'il existe des non-linéarités et des couplages entre les modes mais que ces couplages restent faibles. Si on regarde en détail la structure radiale de ces transformées de Fourier,

4.3 Dynamique de champ moyen

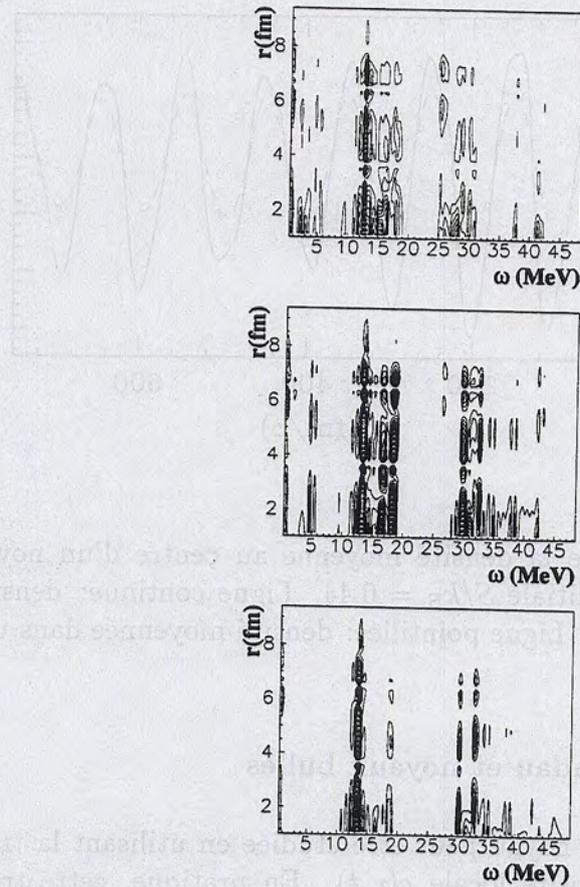


Figure 4.9: Transformée de Fourier $\tilde{\rho}(r, \omega)$ de $\rho(r, t)$. De bas en haut, les facteurs de compression/dilatation initiaux $\eta = 0.8, 1.0$ et 1.2 ont été appliqués au noyau de masse $A = 191$ et d'entropie $S/k_B = 0.44$.

on peut noter que les densités de transition sont légèrement modifiées par le changement de la perturbation initiale. Ceci est illustré dans la figure (4.10) où les probabilités de transition $\tilde{\rho}(r, \omega)$ sont représentées pour les modes $\hbar\omega = 12$ MeV et $\hbar\omega = 17$ MeV pour deux conditions initiales différentes. Dans cette figure, on voit clairement que la résonance géante monopolaire à 12 MeV est plus robuste que celle à 17 MeV pour laquelle une contribution à l'intérieur du noyau est observée aux grandes amplitudes. Ces facteurs de forme expliquent comment des formes complexes peuvent être observées dans le noyau : les différentes structures nodales et les battements entre modes collectifs pouvant conduire à la formation d'un trou au centre du noyau.

La fragmentation de Landau, bien connue dans la résonance géante monopolaire

laire, n'est pas prise en compte dans un modèle d'expansion homothétique. En particulier, les battements entre les modes collectifs permettent d'atteindre localement des densités plus basses que celles prédites par un modèle schématique. En effet, à faible entropie, partant d'un système dilué à $\rho = 0.8\rho_0$, il est impossible d'envisager une densité plus basse lors de l'évolution en utilisant l'équation d'état (figure (4.6)), tandis que la densité minimale atteinte dynamiquement est plus basse : $\rho = 0.4\rho_0$. Ce phénomène peut donc jouer un rôle important dans le développement d'instabilités censées intervenir dans les régions de basse densité. De plus, les temps caractéristiques d'expansion peuvent également être modifiés. Le temps nécessaire à un noyau initialement comprimé pour atteindre sa densité minimale est donné par la demi-période d'une oscillation dans un modèle schématique (50 fm/c) tandis que la dynamique de champ moyen donne 200fm/c.

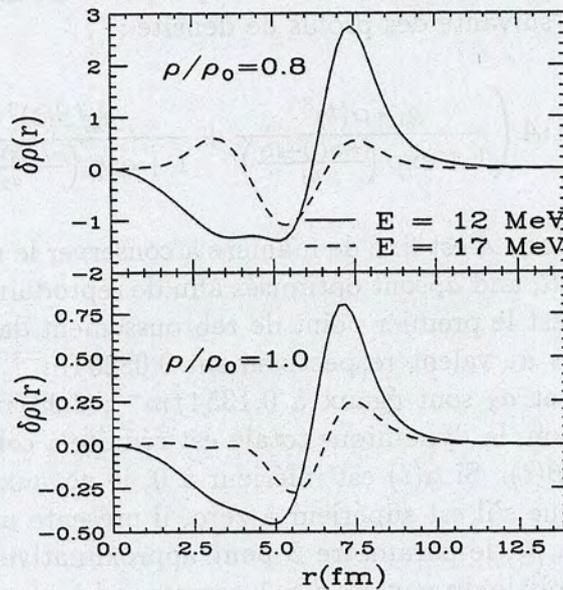


Figure 4.10: Densités de transition $\tilde{\rho}(r, \omega)$ pour $\hbar\omega = 12$ MeV (ligne continue) et $\hbar\omega = 17$ MeV (ligne pointillée) tracées pour deux compressions initiales à entropie constante $S/k_B = 0.44$.

Equations d'état généralisées

Lorsqu'une dynamique collective complexe est présente, l'espace des phases accessible au système ne peut être décrit par le seul paramètre macroscopique ρ . Les équations d'état doivent alors être généralisées afin de prendre en compte

4.3 Dynamique de champ moyen

t (fm/c)	$\alpha(t)$	$\beta(t)$
0	0.60	1.07
18	-0.80	0.98
45	0.76	0.89
108	-1.00	1.00

Tableau 4.2: Différentes valeurs de $\alpha(t)$ et $\beta(t)$ obtenus par régression sur les profils de densité du noyau de masse $A = 191$ à divers temps.

l'existence de plusieurs variables collectives. Une telle généralisation est illustrée dans cette section.

L'extension de la méthode de transformation homothétique requiert l'introduction d'au moins deux variables macroscopiques pour définir le profil de la densité. Ces deux variables, notées α et β peuvent être introduites en utilisant la paramétrisation suivante des profils de densité :

$$\rho(r, t) = \mathcal{A} \left(\frac{\rho_1 \cdot \alpha(t)^3}{1 + \exp\left(\frac{r \cdot \alpha(t) - R_1}{a_1}\right)} + \frac{\rho_2 / \beta(t)^3}{1 + \exp\left(\frac{r / \beta(t) - R_2}{a_2}\right)} \right) \quad (4.24)$$

Dans cette expression, \mathcal{A} est fixé de manière à conserver le nombre de particules. Les coefficients ρ_i , R_i and a_i sont optimisés afin de reproduire la densité au temps $t = 108 \text{ fm/c}$ (qui est le premier point de rebroussement dans la région de basse densité). ρ_1 , R_1 et a_1 valent respectivement 0.0826 fm^{-3} , 3.09 fm et 0.598 fm tandis que ρ_2 , R_2 et a_2 sont égaux à 0.1354 fm^{-3} , 6.98 fm et 0.528 fm . Avec cette paramétrisation, la dynamique totale est réduite à celle des deux variables collectives $\alpha(t)$ et $\beta(t)$. Si $\alpha(t)$ est inférieur à 0, le noyaux présente un trou en son centre tandis que s'il est supérieur à zéro, il présente une bosse. Comme ρ_2 est très supérieur à ρ_1 , le paramètre β peut approximativement être vu comme une compression globale du noyau ($\beta > 1$ correspond à une dilatation tandis que $\beta < 1$ donne une compression). Les résultats des régressions sur les densités sont représentés en ligne pointillés-longs sur la figure (4.7) tandis que les valeurs de α et β correspondantes sont reportées dans la table (4.2). Les profils de densité sont très bien reproduits par la paramétrisation (4.24), la dynamique totale peut donc être schématiquement remplacée par l'évolution des deux paramètres α et β qui jouent le rôle de variables collectives généralisées.

L'espace des phases accessible devient alors l'ensemble des profils de densité paramétrisés par (4.24). La connaissance du profil de densité uniquement ne permet pas de calculer l'énergie totale du système. Toutefois une valeur approchée peut être obtenue en utilisant la théorie de Thomas-Fermi étendue afin d'estimer les énergies potentielle et cinétique. Dans cette théorie, deux termes correctifs ont été ajoutés à l'expression de Thomas-Fermi usuelle [Bra85] afin de prendre

en compte des corrections quantiques :

$$E_K(r) = E_{TF}(r) + \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{1}{36} \frac{(\nabla\rho(r))^2}{\rho(r)} + \frac{1}{3} \Delta\rho(r) \right). \quad (4.25)$$

A température nulle, E_{TF} prend la forme (4.11), l'énergie totale étant calculée en utilisant la fonctionnelle de Skyrme (4.2) et en intégrant sur l'espace r . On obtient ainsi une équation d'état généralisée $E = E(\alpha, \beta, S = 0)$ (figure (4.11)). Différents puits de potentiel séparés par des barrières (de l'ordre de 1 – 2 MeV)

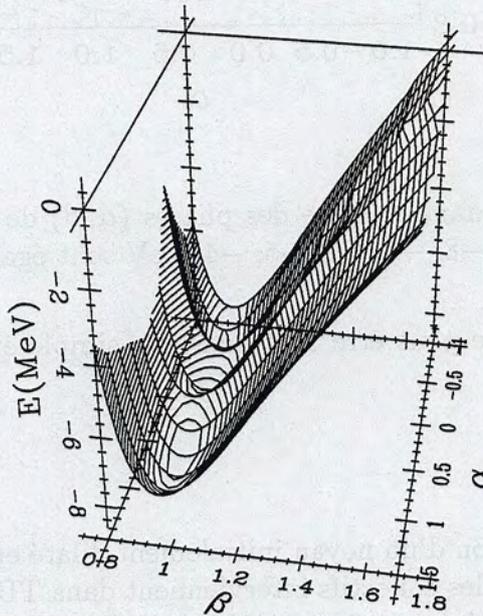


Figure 4.11: Equation d'état $E = E(\alpha, \beta, S = 0)$ généralisée incluant les noyaux bulles: énergie en fonction des paramètres (α, β) , α inférieur à zéro correspond à un noyau ayant un trou au centre tandis que α supérieur à zéro correspond à une bosse au centre. $\beta > 1$ (resp. $\beta < 1$) signifie une compression (resp. une dilatation).

sont présents à des énergies très proches les unes des autres. Ces trois puits de potentiels correspondent respectivement à un noyau ayant un trou au centre ($\alpha < 0$), un distribution de Thomas-Fermi ($\alpha = 0$) et un noyau ayant une bosse au centre ($\alpha > 0$). La forme de la surface $E(S = 0)$ laisse présager une évolution complexe pouvant bifurquer d'un puits de potentiel à un autre. En effet, l'évolution TDHF du système peut être représentée dans cet espace en suivant les paramètres (α, β) en fonction du temps (voir figure (4.12)). Cette figure montre à nouveau à quel

4.4 Expansion des noyaux chauds

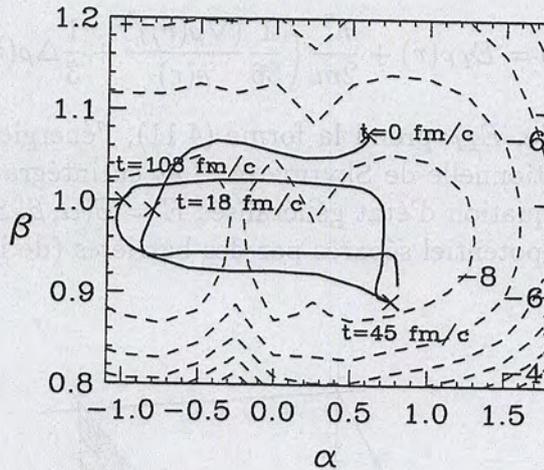


Figure 4.12: Chemin dans l'espace des phases (α, β) de l'évolution TDHF. Les contours en énergie à $-8, -7, -6, -5, -4$ MeV sont également représentés.

point la dynamique ne peut être réduite à une simple expansion homothétique pour laquelle $\alpha \simeq 0$.

Conclusion

L'exemple de l'évolution d'un noyau initialement dilaté et chaud a permis d'illustrer comment les modes collectifs interviennent dans TDHF. Ainsi, l'utilisation d'un modèle microscopique a mis en évidence l'effet de la fragmentation de Landau sur la dynamique d'expansion. Nous avons montré que le battement entre plusieurs modes collectifs peut conduire à une dynamique complexe qui n'est pas prise en compte dans une approche simple de la phase d'expansion. Une telle dynamique a été observée dans les calculs de champ moyen jusqu'à des températures initiales de $4 - 5$ MeV. Lorsque la température est supérieure, de nombreux niveaux à un corps sont occupés partiellement et la dynamique semble alors moins complexe. Dans la suite de ce chapitre, l'étude de températures plus hautes permettra d'illustrer cette situation et de discuter l'effet de l'évaporation sur l'expansion.

4.4 Expansion des noyaux chauds

Lorsque l'énergie d'excitation initiale du noyau augmente, on s'attend à ce que la dynamique d'expansion résulte d'un effet combiné des mouvements collectifs et du

refroidissement du noyau par évaporation. Dans cette section, l'étude présentée précédemment est étendue à des noyaux dans des conditions d'excitation plus élevées [Lac98-1, Lac98-2]. L'expansion de noyaux comparables à ceux pouvant être obtenus après le pré-équilibre dans des expériences faites sur ALADIN [Poc95] est tout d'abord discutée. Dans ces expériences, l'utilisation de méthodes de calorimétrie nucléaire basées sur la production relative des fragments légers, permet de définir une courbe calorique pour les réactions entre ions lourds [Poc97]. Cette courbe, définie comme l'évolution de la température en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon, est actuellement controversée [Ma97]. Néanmoins, en utilisant un modèle simple d'expansion collective, Papp et Nörenberg [Pap94] ont interprété cette courbe comme une signature des propriétés du noyau au minimum de la densité atteinte lors de l'expansion. L'utilisation d'un modèle microscopique permettra de discuter cette interprétation. De plus, une étude plus systématique de la dynamique d'expansion vers les basses densités sera présentée dans le ^{40}Ca . Cette étude permettra de définir des grandeurs caractéristiques de la réponse du noyau aux effets de compression et à l'excitation thermique.

4.4.1 Illustration des mouvements de grandes amplitudes

Conditions initiales

Afin de définir un cadre réaliste dans l'étude présentée, des noyaux comparables à ceux obtenus après pré-équilibre dans une réaction de fragmentation d'un noyau d'or à 600 MeV/A d'énergie incidente [Poc95] sont considérés. Pour se faire, le modèle d'abrasion-ablation a été utilisé [Gai91] afin d'obtenir des conditions initiales d'excitation, de dilution et de masse réalistes. Dans ce modèle, après la collision, le projectile de masse A a perdu ΔA_i nucléons et a une énergie d'excitation E_i^* reliée à ΔA_i par $E_i^* = \gamma \Delta A_i$ (avec $\gamma = 13.3 \text{ MeV}$). De la même manière que dans la référence [Pap94] les noyaux sont supposés initialement dilatés : $\eta = \rho_i / \rho_0(A_i) = 0.8$. Nous ne considérerons ici que quatre exemples typiques $A_i = A - \Delta A_i = 191, 150, 111$ et 89 . Dans chacun des cas, la température initiale est ajustée de sorte à avoir l'énergie d'excitation correspondante. Les entropies correspondantes S_i et les densités de saturation $\rho_0(A_i)$ sont respectivement reportées dans les tableaux (4.3) et (4.4). Dans les diverses applications, les deux forces "molle" et "dure" ont été utilisées. La figure (4.13) montre les profils de densité initiaux correspondant à $\eta = 0.8$. Pour chaque condition initiale, la courbe à $S = \text{cte}$ peut être tracée par la méthode de transformation homothétique et une construction schématique permet d'estimer l'amplitude d'expansion ainsi que le minimum de la densité centrale atteinte (figure (4.14)).

4.4 Expansion des noyaux chauds

A_i	S_i Soft EOS (SkM^*)	S_i Hard EOS ($SIII$)
191	0.44	0.37
150	1.33	1.31
111	2.0	2.06
89	2.79	2.80

Tableau 4.3: Entropies initiales des divers noyaux considérés.

A_i	$\rho_0(A_i)$ Soft EOS (SkM^*)	$\rho_0(A_i)$ Hard EOS ($SIII$)
191	0.142	0.139
150	0.165	0.153
111	0.143	0.140
89	0.163	0.154

Tableau 4.4: Densités initiales des différents noyaux considérés.

Dynamique de champ moyen et évaporation

La densité minimum effectivement atteinte est obtenue en considérant l'évolution de la densité centrale (figure (4.15)). Contrairement à la construction schématique, lors de l'évolution, l'énergie totale et l'entropie du noyau composé ne sont pas conservées à cause de l'évaporation. Ce processus d'évaporation peut être quantifié en considérant, comme dans la référence [Cho87], que l'espace est séparé en deux parties :

- i) une sphère de rayon 15 fm centrée sur le noyau. Tout nucléon appartenant à cette sphère sera considéré comme un nucléon du noyau.
- ii) le reste de l'espace contenant les particules évaporées.

L'évolution de la masse et de l'entropie des différents noyaux est donnée dans la figure (4.16). En particulier, on peut remarquer que lorsque l'énergie d'excitation initiale augmente, le taux de particules évaporées devient important et cet effet ne peut plus être négligé.

Une comparaison des densités minimales atteintes dans TDHF et la construction schématique ainsi que celles de la référence [Pap94] est donnée dans le tableau (4.5). De nouveau, une construction schématique n'est pas capable de prédire la dynamique correcte. En particulier, une expansion auto-similaire conduit à une vaporisation totale tandis que dans TDHF le noyau est refroidi par évaporation lors de l'expansion, rendant possible la survie d'un noyau résiduel. Les résultats obtenus dans TDHF et dans le modèle collectif de la référence [Pap94] montrent également des différences importantes ne permettant pas de confirmer les conclusions de [Pap94].

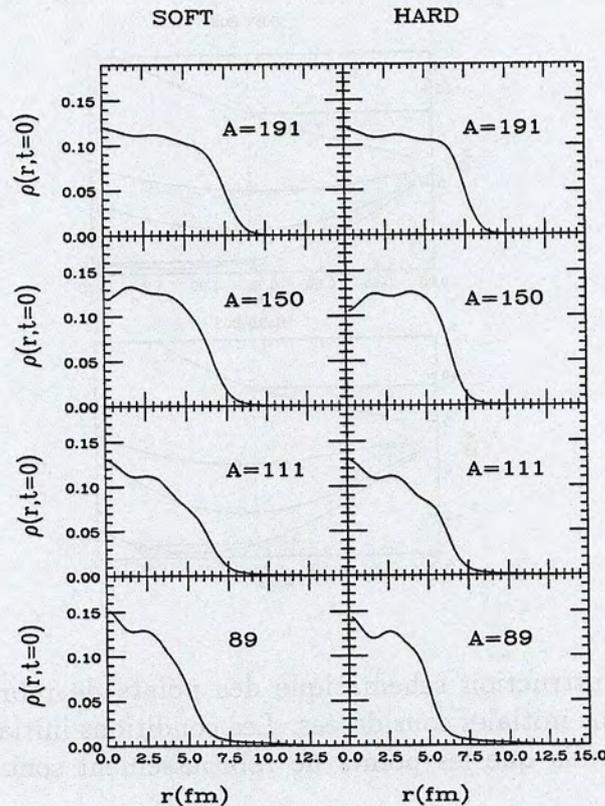


Figure 4.13: Densités initiales correspondant à une dilatation $\eta = 0.8$. Gauche: une interaction effective "molle" est utilisée. Droite: une interaction effective "dure" est utilisée.

4.4.2 Etude systématique de l'expansion d'un ^{40}Ca

Les différents exemples présentés jusqu'à maintenant ont permis de souligner les effets importants intervenant dans l'expansion tels que la fragmentation de Landau et l'évaporation. Afin d'étudier systématiquement la réponse d'un noyau à la compression et à l'excitation thermique à travers la dynamique d'expansion, deux quantités peuvent être considérées :

- la valeur du minimum de la densité centrale atteinte lors de la dynamique (notée ρ_{\min}). Cette quantité donne une mesure de l'amplitude de l'expansion vers les basses densités. Celle-ci joue un rôle particulier lorsque la décomposition spinodale est discutée.
- le temps nécessaire pour atteindre cette densité (noté t_{\min}). Pour une oscillation harmonique de la densité centrale, ce temps est directement égal

4.4 Expansion des noyaux chauds

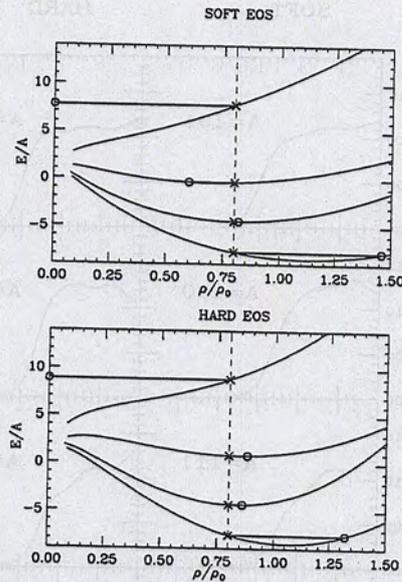


Figure 4.14: Construction schématique des points de rebroussement pour les diverses conditions initiales considérées. Les conditions initiales sont symbolisées par des croix tandis que les points de rebroussement sont représentés par les cercles.

à la moitié de la période de vibration.

Les comportements de ces deux quantités sont illustrés dans cette section pour le ^{40}Ca . Pour le potentiel, une interaction de Skyrme volontairement simplifiée a été retenue : seuls les termes t_0 , t_3 et σ sont non nuls, respectivement égaux à -1000 MeV fm^3 , 15000 MeV fm^6 et $\sigma = 1$ [Str79]. Dans la matière nucléaire infinie, ces paramètres donnent une énergie au point d'équilibre de $E_0/A = -14 \text{ MeV}$, une densité de saturation $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ et un module d'incompressibilité $K_\infty = 336.2 \text{ MeV}$. De plus, la densité au point d'entrée dans la zone spinodale à température nulle vaut 0.1 fm^{-3} . Cette force ne contient pas de terme de surface. Comme nous le verrons par la suite, ce choix a été dicté afin de faciliter la comparaison avec les calculs semi-classiques. Les effets qualitatifs que nous discuterons sont indépendants du détail de la force.

Pour cette étude systématique, un ensemble de conditions initiales à $S = cte$ est obtenue par la méthode de transformation homothétique (quatre entropies seront considérées $S/k_B = 0, 1.1, 2.35$ et 3.28). L'évolution de chaque condition initiale est ensuite simulée grâce aux équations TDHF, donnant accès aux quantités ρ_{\min} et t_{\min} .

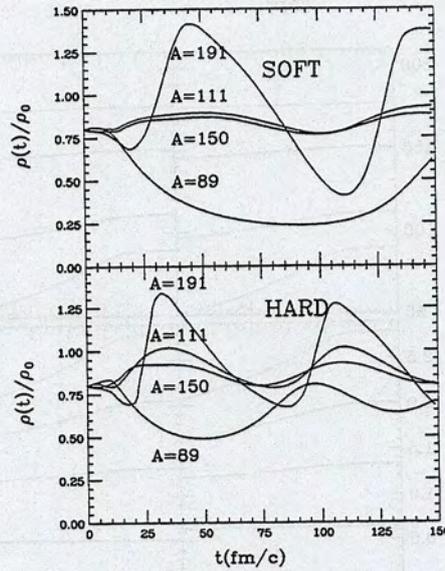


Figure 4.15: Evolution de la densité centrale pour les masses $A = 191, 150, 111$ et 89.4 .

Amplitude de l'expansion

La figure (4.17) donne la valeur du premier minimum de la densité ρ_{\min} en fonction de la densité initiale ρ_{init} . Pour une entropie donnée, cette courbe présente deux branches. La première (à basse densité) correspond à des systèmes initialement dilatés. Dans ce cas, $\rho_{\min} = \rho_{\text{init}}$ car le système se comprime immédiatement lors de l'évolution. La seconde branche à haute densité initiale donne l'amplitude de l'oscillation monopolaire en fonction de la compression initiale. Le fait que cette seconde courbe semble linéaire, même aux très grandes amplitudes, est surprenant dans la mesure où elle représente un mélange de l'effet de compression,

A_i	Soft EOS (SkM^*)			Hard EOS ($SIII$)		
	ρ_{\min}/ρ_0 from [Pap94]	ρ_{\min}/ρ_0 schem	ρ_{\min}/ρ_0 exact	ρ_{\min}/ρ_0 from [Pap94]	ρ_{\min}/ρ_0 schem	ρ_{\min}/ρ_0 exact
191	0.68	1.45	0.408	0.75	1.32	0.67
150	0.4	0.82	0.764	0.52	0.86	0.80
111	0.0	0.6	0.77	0.23	0.89	0.786
89	0.0	0.0	0.25	0.0	0.0	0.494

Tableau 4.5: Comparaison entre les différents points de rebroussement obtenus dynamiquement, par une construction schématique et dans la référence [Pap94].

4.4 Expansion des noyaux chauds

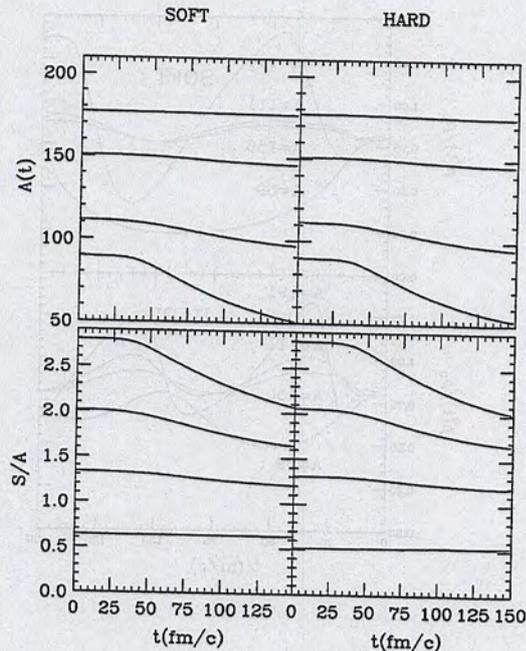


Figure 4.16: Evolution de la masse et de l'entropie en fonction du temps pour les diverses conditions initiales considérées.

de l'excitation thermique, de la dynamique non linéaire et de l'évaporation. On peut, en particulier, noter que le point d'intersection de ces deux courbes correspond au point d'équilibre à une entropie donnée et que la pente de cette courbe dans la région de haute densité représente une mesure de la réponse du système. Ainsi, plus cette droite a une pente raide et plus la réponse du système à une compression est forte. Finalement, le point où ρ_{\min} tombe à zéro donne une mesure de la résistance maximale à la compression. En effet, pour ce point, le noyau se vaporise complètement (ou passe par un noyau bulle).

Ainsi, le graphique (4.17) offre une vision globale sur le point de rebroussement (point de densité minimale atteinte) d'un noyau ayant initialement une entropie et une compression donnée. En particulier, on peut constater que comprimer un noyau n'est pas la seule méthode pour atteindre des densités basses. En effet, en gardant la densité initiale égale à la densité de saturation, l'augmentation de la température conduira à des densités au point de rebroussement de plus en plus petites.

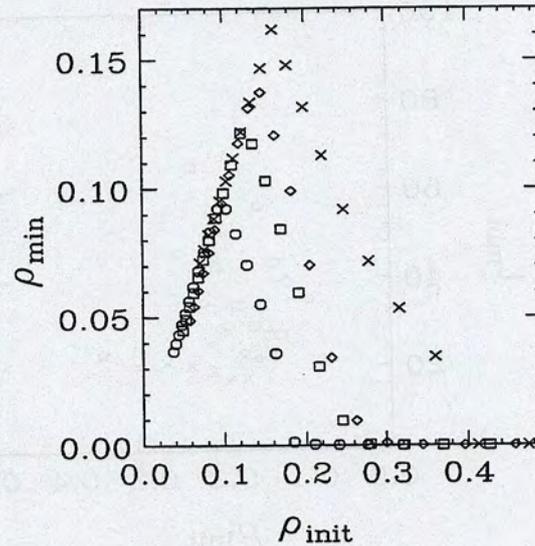


Figure 4.17: Densité centrale au maximum de dilution (point de rebroussement) en fonction de la densité initiale pour un noyau de ^{40}Ca . Chaque ensemble de points correspond à un ensemble de conditions initiales isentropes obtenues par la MTH (de haut en bas, $S/k_B = 0$ (\times), 1.1 (\diamond), 2.35 (\square) et 3.28 (\circ)).

Période de vibration monopolaire

Le temps t_{\min} nécessaire pour atteindre la densité ρ_{\min} est représenté dans la figure (4.18) en fonction de la densité initiale. La courbe correspondant à $S/k_B = 0$ montre que ce temps est à peu près indépendant de la compression initiale dans ce cas. Un tel comportement, qui est équivalent à une approximation harmonique de la réponse collective, est également surprenant dans la mesure où des mouvements de très grandes amplitudes sont étudiés. Lorsque la compression initiale est très forte, le système se vaporise et le temps t_{\min} devient brutalement infini. Pour des entropies différentes de zéro, le temps t_{\min} augmente avec la compression initiale. Supposant que t_{\min} est directement relié à la demi période de la vibration monopolaire, le comportement de celui-ci met en évidence une très forte anharmonicité pour les systèmes chauds.

Conclusion

Les deux quantités ρ_{\min} et t_{\min} permettent de connaître les propriétés globales du noyau en expansion vers les régions de basse densité. En particulier, l'étude

4.4 Expansion des noyaux chauds

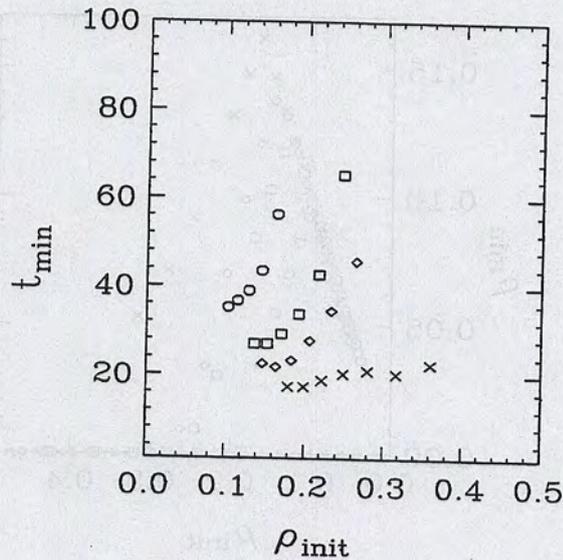


Figure 4.18: Temps t_{min} nécessaire pour atteindre la densité minimale ρ_{min} dans le ^{40}Ca , en fonction de ρ_{init} pour diverses entropies $S/k_B = 0$ (\times), 1.1 (\diamond), 2.35 (\square) et 3.28 (\circ).

La systématique du ^{40}Ca permet d'illustrer comment la réponse et la résistance du noyau à des conditions de température et de pression variables sont directement connectées au comportement de ces deux grandeurs.

Cette étude systématique permet de compléter la discussion des propriétés d'expansion des systèmes fortement excités dans le cadre des théories quantiques de champ moyen. Cependant, lorsque la température des systèmes nucléaires augmente, l'étude des résonances géantes a montré que l'effet des collisions entre nucléons devient important et des théories de champ moyen étendu doivent être introduites. Jusqu'à présent seules des théories de transport semi-classiques ont pu être appliquées à l'étude des noyaux en collisions en tenant compte des corrélations. Toutefois, on s'attend à ce que l'utilisation des modèles semi-classiques, en négligeant certains aspects quantiques, modifie les propriétés d'expansion des noyaux chauds. Une étude comparative des théories de champ moyen quantiques et semi-classiques, présentée dans la section suivante, montre les différences parfois importantes entre ces deux approches.

4.5 Noyaux quantiques et Noyaux semi-classiques

Face à la complexité des approches quantiques allant au delà du champ moyen, les théories semi-classiques sont actuellement utilisées pour décrire les collisions entre ions lourds [Ber88, Bon94]. Toutefois, on peut s'inquiéter de l'absence de certains aspects du noyau. En effet, la nature quantique du noyau permet de justifier l'application du champ moyen notamment à basse énergie. On s'attend à ce que des propriétés telles que la délocalisation et la dynamique des fonctions d'onde, la transmission de barrières influencent l'évolution et la désexcitation des systèmes chauds et comprimés. Il est donc important d'estimer dans quelle mesure les approximations semi-classiques modifient l'évolution dans ce cadre.

Les approches quantiques et semi-classiques ont déjà été comparées dans de nombreux travaux en considérant soit des dalles de matière nucléaire semi-infinie soit directement des noyaux [Gre87, Gre87-2]. Toutefois, jusqu'à présent aucune étude systématique n'a été faite dans le cadre des noyaux chauds. Dans cette section, reprenant l'étude du ^{40}Ca , une comparaison systématique des caractéristiques des noyaux chauds avec les approches semi-classiques est présentée [Lac98-1]: effet de la température sur les conditions initiales, équation d'état, expansion radiale de petite et grande amplitude, évaporation de particules, différents temps associés...

4.5.1 Scénario de comparaison

Afin de comparer des calculs semi-classiques équivalents aux calculs quantiques du ^{40}Ca , l'équation de Vlasov (2.74) a été utilisée avec la même force de Skyrme⁶ ($t_0 = -1000 \text{ MeV fm}^3$, $t_3 = 15000 \text{ MeV fm}^6$ et $\sigma = 1$) et des noyaux initialement dans des conditions de compression et de température diverses sont obtenus en suivant la même démarche que dans les calculs quantiques. Ainsi, deux méthodes existent :

1. **Méthode de Thomas-Fermi contraint** : Dans cette méthode, une solution auto-consistante [Rin81]

$$f(\vec{r}, \vec{p}, T) = \left(\exp \left(\frac{\vec{p}^2/2m + \bar{U}(\vec{r}) + \lambda r^2 + V_{Coulomb} - \mu}{T} \right) + 1 \right)^{-1} \quad (4.26)$$

de la fonction de distribution semi-classique est obtenue sous une contrainte extérieure λr^2 . Comme dans la théorie de Hartree-Fock contraint, cette

⁶Toutefois, comme nous le verrons, les méthodes numériques des calculs semi-classiques introduisent un terme de surface dans le champ moyen. Des calculs quantiques avec un terme de surface équivalent seront également considérés dans la suite.

4.5 Noyaux quantiques et Noyaux semi-classiques

méthode permet d'initialiser des noyaux plus ou moins comprimés dans des conditions de température diverses. Une méthode numérique permettant d'obtenir une solution particulièrement stable est présentée en annexe C-4.

2. **Méthode de transformation homothétique** : la méthode de Thomas-Fermi contraint présente les mêmes limitations que dans les simulations quantiques. Toutefois, une méthode homothétique peut être utilisée en appliquant une homothétie de paramètre δ sur f :

$$f_{new}(\vec{r}, \vec{p}, S) = f(\vec{r}/\delta, \vec{p} \times \delta, S)$$

qui est l'équivalent de la transformation (4.16) sur les fonctions d'onde. Etant donné que cette transformation conserve le volume élémentaire de l'espace des phases $d^3r d^3p/h^3$, l'entropie totale (4.7) est conservée, ce qui permet de créer un ensemble de conditions initiales isentropes.

L'utilisation de ces méthodes permet d'initialiser des noyaux qui normalement sont strictement équivalents à ceux étudiés dans la section précédente. De même, la dynamique de Vlasov peut directement être comparée à celle de TDHF. L'équation de Vlasov a été résolue sur un réseau cubique de taille $40 \text{ fm} \times 40 \text{ fm} \times 40 \text{ fm}$ et de pas $\Delta r = 1 \text{ fm}$ en utilisant la méthode des particules test (voir annexe C-3) sur réseau [Gua96]. Un nombre de particules test $N_{test} = 200$ et une portée g de 2 fm ont été retenus pour les paquets d'onde associés aux particules test dans le calcul de la densité moyenne (4.27) en chaque point du réseau. Le pas en temps vaut $0.75 \text{ fm}/c$.

4.5.2 Discussion critique des méthodes numériques des théories semi-classiques

Les méthodes numériques, telles que la méthode des particules test, utilisées dans la résolution des équations de Vlasov, se servent de densités et de potentiels moyens en chaque point du réseau (voir annexe C-3). Ils s'écrivent alors à l'aide d'une convolution avec une fonction G de portée finie :

$$\bar{\rho} = \rho \otimes G \quad (4.27)$$

$$\bar{U}[\rho] = U[\rho] \otimes G \quad (4.28)$$

Ces moyennes sont nécessaires afin de pallier aux problèmes tels que les fluctuations dans la densité dues au nombre fini de particules test. Toutefois, ces moyennes introduisent une interaction de surface dans la force effective [Bur91, Rei95]. Ceci peut être illustré en développant la transformée de Fourier de G à l'ordre 2 en k et en reprenant la transformée de Fourier inverse de $\bar{\rho}(k) = \rho(k) \cdot G(k)$:

$$\bar{\rho} = \rho - \alpha \Delta \rho \quad (4.29)$$

Noyaux chauds et champ moyen : aspects statiques et dynamiques

où α est proportionnel à la portée de la fonction G . En considérant la force particulière qui a été choisie, on obtient :

$$\bar{U}[\rho] = \frac{3}{4}t_0\rho + \frac{(2+\sigma)}{16}t_3\rho^{1+\sigma} - \alpha\Delta\rho \left(\frac{3}{4}t_0 + \frac{(2+\sigma)(1+\sigma)}{16}t_3\rho^\sigma \right) \quad (4.30)$$

On constate donc que, bien que la force de Skyrme choisie pour la comparaison ne contienne a priori que les termes t_0 et t_3 , les méthodes numériques utilisées dans les calculs semi-classiques introduisent un terme de surface nouveau.

La nécessité d'utiliser des densités moyennées est un problème général des méthodes semi-classiques. On peut imaginer utiliser cet effet afin de simuler des termes de surface et des effets quantiques (cette possibilité est discutée dans la suite de cette section) néanmoins certaines difficultés subsistent :

- L'inclusion de corrections quantiques dans les approches semi-classiques est obtenue en développant la transformée de Wigner (2.70) à des ordres supérieurs en \hbar . Cette procédure conduit effectivement à des termes dépendant du gradient et du laplacien de la densité (ceci est illustré par exemple dans l'équation (4.25)). Toutefois ces termes ont une paramétrisation très particulière, difficile à concilier avec la dépendance en densité de l'équation (4.30). Il en est de même pour les termes de surface de l'interaction qui n'ont pas de raison de se réduire à l'expression (4.30).
- On peut néanmoins essayer de fixer les paramètres de portée donnant la densité moyenne. Par exemple, dans la référence [Gre87], la portée de la convolution est ajustée afin de reproduire les propriétés statiques du noyau : énergie de liaison et rayon. Ceci conduit à des portées beaucoup plus petites que dans notre cas en réduisant l'effet de l'interaction de surface. Cependant, ces paramètres sont contraints par l'efficacité numérique requise. De plus, les termes ainsi introduits ont une dépendance en densité qui n'a pas de raison d'être correcte. Ce problème devient important lorsque de grandes variations de la densité sont considérées comme dans l'étude des noyaux chauds.

Dans la suite de ce chapitre, les simulations "quantiques" et "semi-classiques" a priori équivalentes (c'est à dire avec uniquement les termes en t_0 et t_3 non nuls) sont comparées. Toutefois, afin de séparer l'effet de surface spurious des effets physiques, un second calcul quantique est considéré. Dans ce calcul, une interaction contenant un terme de surface a été ajoutée (voir équation (4.2)). Les paramètres t_0 et t_3 prennent les mêmes valeurs que dans les deux autres calculs tandis que les paramètres a et V_0 sont ajustés à 0.37 fm et -200 MeV de manière à simuler l'interaction des calculs semi-classiques et à avoir environ la même énergie de saturation que pour les noyaux semi-classiques. Cette dernière simulation sera appelée "Quantique+surface" dans les différents résultats présentés.

4.5 Noyaux quantiques et Noyaux semi-classiques

4.5.3 Comparaison systématique des conditions initiales

Profils de densité

La figure (4.19) montre les profils de densité obtenus dans les trois simulations par la méthode du champ moyen contraint avec λr^2 ($\lambda = 0.25 \text{ MeV}/\text{fm}^2$). Sur cette figure, le noyau de ^{40}Ca est chauffé à différentes températures ($T = 0, 5, 10$ et 15 MeV). Tandis que le calcul semi-classique présente des profils de densité très doux, les profils obtenus dans les calculs quantiques reflètent les effets de structure. Il est également important de noter que, en conséquence directe de la méthode numérique utilisée, la surface des noyaux semi-classiques est beaucoup plus diffuse. Afin de quantifier les différences entre ces conditions initiales, les rayons quadratiques moyens ainsi que les densités au centre (moyennée sur une sphère de 2 fm) sont reportés dans le tableau (4.20). Lorsque la température augmente, les densités et les rayons diffèrent d'un modèle à l'autre.

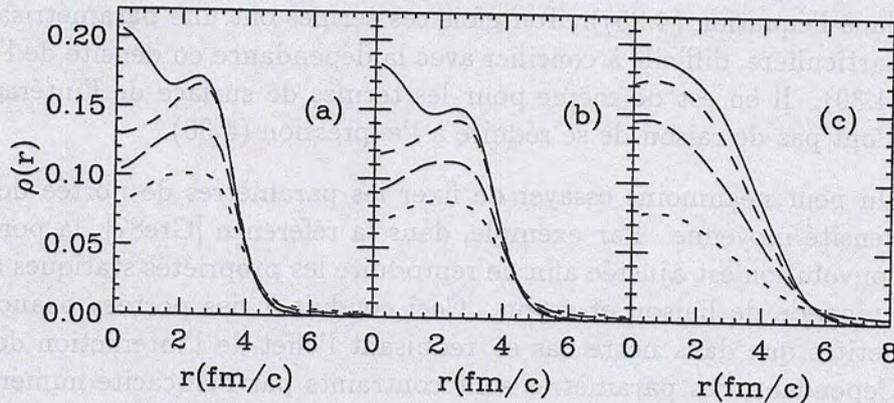


Figure 4.19: Profils de densité du noyau de ^{40}Ca obtenus à différentes températures avec une contrainte λr^2 ($\lambda = 0.25 \text{ MeV}/\text{fm}^2$): a) Quantique; b) Quantique+surface c) Semi-classique. Dans chaque figure, les profils correspondant à des noyaux de plus en plus dilués par des températures $T = 0 \text{ MeV}, 5 \text{ MeV}, 10 \text{ MeV}, 15 \text{ MeV}$ sont représentés.

La différence de dilution induite par l'augmentation de la température est accompagnée par une différence dans le désordre interne du système. Ceci peut être quantifié en étudiant l'entropie en fonction de la température à un facteur de compression donné. Une telle évolution est représentée pour les trois systèmes dans la figure (4.21). Il est nécessaire de chauffer plus un noyau quantique si on veut obtenir la même entropie.

	Quantique		Quantique +Surface		Semi -classique	
	RMS	ρ	RMS	ρ	RMS	ρ
$T = 0MeV$	3.14	0.172	3.31	0.153	3.09	0.196
$T = 5MeV$	3.30	0.148	3.53	0.132	3.36	0.179
$T = 10MeV$	4.30	0.130	4.65	0.109	4.93	0.144
$T = 15MeV$	5.55	0.098	5.94	0.082	8.03	0.080

Figure 4.20: Rayon quadratique moyen (RMS) et densité au centre d'un noyau de ^{40}Ca obtenus avec une contrainte initiale λr^2 ($\lambda = 0.25 \text{ MeV}/\text{fm}^2$) à diverses températures.

L'exploration systématique des conditions de pression et de température permet de comparer les équations d'état $E = E(\rho, S)$ obtenues dans les différents modèles. Dans la figure (4.22), les courbes isentropiques donnant l'énergie par nucléon du système en fonction de sa densité centrale sont représentées pour des entropies $S/k_B = 0, 1.10, 2.35$ et 3.28 . Le minimum de la courbe $S/k_B = 0$ donne le point d'équilibre du noyau. Seul le point associé au calcul quantique sans surface correspond à une énergie de liaison raisonnable ($\sim -8 \text{ MeV}$). En effet, les paramètres de la force de Skyrme sont ajustés pour un calcul Hartree-Fock standard [Str79]. Dans le noyau semi-classique, l'énergie au point d'équilibre est supérieure de 3 MeV au cas quantique. Cette différence est une conséquence directe du terme d'interaction spurieux et des profils de densité diffus obtenus dans des approches semi-classiques. Il en résulte une énergie de surface importante.

Nous avons vu de plus qu'en l'absence de battements de Landau, la courbure de l'isentrope près du point d'équilibre correspond à la réponse du noyau à une petite compression. On s'attend donc, en regardant la figure (4.22), à ce que l'expansion du noyau soit plus rapide et ait une amplitude plus petite dans les théories quantiques. La compressibilité des systèmes finis est donc elle aussi différente.

4.5.4 Expansion et évaporation

La figure (4.23) donne les profils de densité obtenus à divers temps pour des températures initiales de $T = 5, 10$ et 15 MeV et correspondant aux densités initiales de la figure (4.19). Qualitativement, les calculs quantiques et semi-classiques sont en accord raisonnable. Toutefois, pour une température de 15 MeV un noyau résiduel persiste dans les calculs quantiques tandis que le système est totalement vaporisé dans un calcul semi-classique.

4.5 Noyaux quantiques et Noyaux semi-classiques

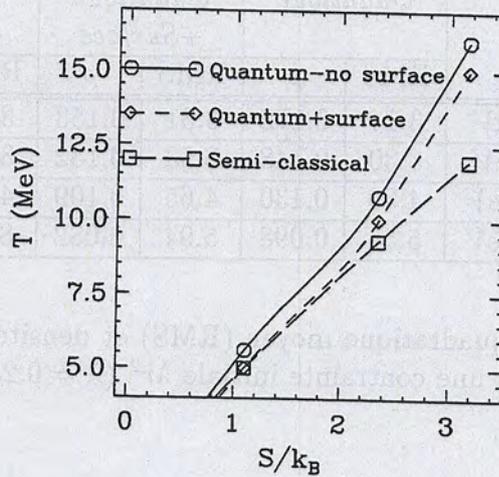


Figure 4.21: Température en fonction de l'entropie pour un noyau de ^{40}Ca obtenu avec une contrainte λr^2 ($\lambda = 0.25 \text{ MeV}/\text{fm}^2$). Ligne continue: Quantique, ligne pointillé: Quantique+surface, ligne pointillé-long: Semi-classique.

Cette différence dans l'évaporation est illustrée dans la figure (4.24) où le flux de particules sortant d'une sphère de rayon 15 fm centrée sur le noyau, est représenté en fonction du temps. La variation du nombre total de particules évaporées après un temps de 300 fm/c en fonction de la température initiale est également donnée dans la figure (4.25). On remarque dans ces figures une différence importante entre le calcul semi-classique et le calcul quantique sans surface. L'introduction d'un terme de surface dans l'interaction réduit cette différence. A haute température, le système semi-classique reste moins lié que les systèmes quantiques. Ceci peut être compris en considérant qu'en mécanique quantique même des états a priori non liés peuvent être réfléchis plusieurs fois par le champ moyen, leur permettant de se désexciter en une émission partielle de la fonction d'onde. Dans un cadre semi-classique, l'émission des particules non liées est toujours complète. Cette différence entre les divers modèles affecte non seulement l'évaporation mais aussi l'expansion et la désexcitation complète.

Dynamique collective

L'expansion collective est illustrée dans la figure (4.26) où l'évolution de la densité centrale d'un noyau initialement porté à une température de $T = 5 \text{ MeV}$ et comprimé à une densité initiale $\rho_{ini} = 0.23 \text{ fm}^{-3}$ est représentée. Dans tous les cas, une oscillation caractéristique de la vibration monopolaire, est présente.

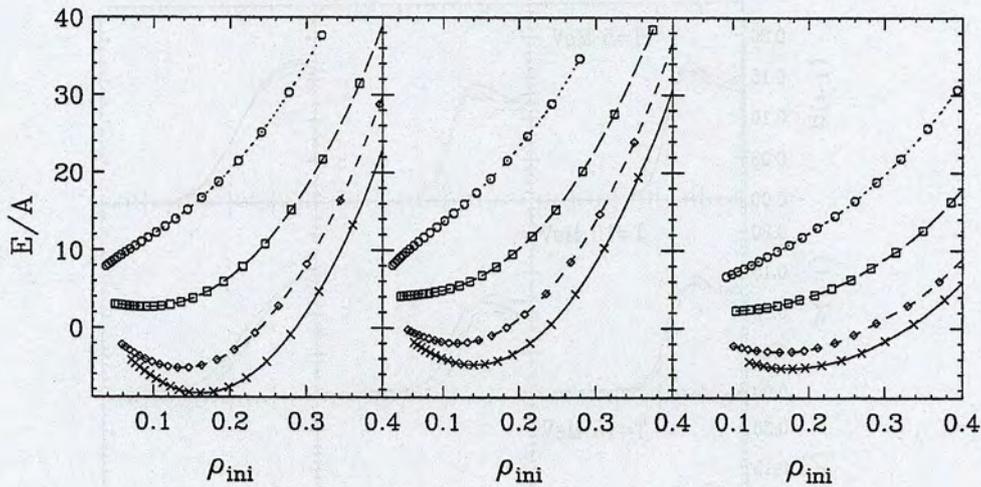


Figure 4.22: Energie par nucléon d'un noyau de ^{40}Ca en fonction de sa densité au centre. Chaque courbe correspond à un ensemble de conditions initiales ayant la même entropie mais des conditions de compression/dilatation différentes. Dans chaque figure, les courbes correspondent de bas en haut respectivement à des entropies $S/k_B = 0$ (\times), 1.1 (\diamond), 2.35 (\square) et 3.28 (\circ). Gauche: Quantique. Milieu: Quantique+Surface. Droite: Semi-classique.

On peut noter le bruit important dans la simulation semi-classique en raison au nombre fini de particules test. De plus, le mouvement monopolaire semble s'amortir plus vite que dans les autres simulations. Cet effet sera discuté plus amplement dans la suite.

Ces exemples d'expansion mettent en évidence l'importance des aspects quantiques dans la dynamique nucléaire. Les différences peuvent être quantifiés plus systématiquement en considérant le temps t_{min} et la densité minimale ρ_{min} associés au point de plus basse densité atteint. En effet, tandis que t_{min} donne accès à la vitesse d'expansion, ρ_{min} donne une mesure de son amplitude

4.5.5 Etude systématique de l'expansion

La figure (4.27) montre la valeur du premier minimum de la densité centrale ρ_{min} en fonction de la densité initiale ρ_{init} . La pente (dans la zone de grande densité) de cette courbe apparaît plus faible dans les noyaux semi-classiques caractérisant une réponse plus "molle". Cet effet est comparable à celui observé dans l'équation d'état où la courbure des isentropes près du point d'équilibre est plus faible (figure

4.5 Noyaux quantiques et Noyaux semi-classiques

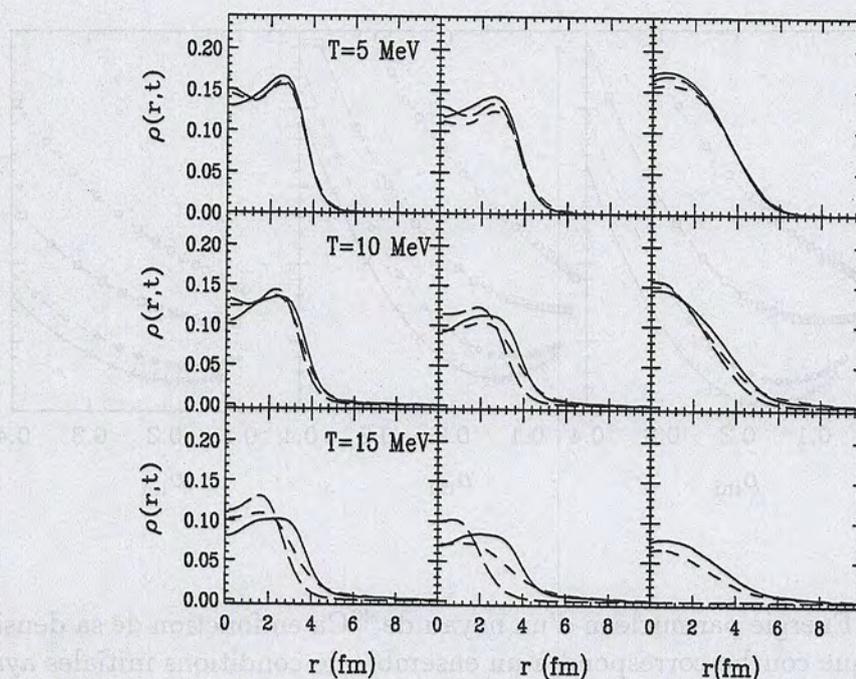


Figure 4.23: Profils de densité à divers temps pour des températures initiales $T = 5, 10, 15$ MeV. Gauche: Quantique. Milieu: Quantique+Surface. Droite: Semi-classique. Dans chaque figure, les différentes courbes correspondent aux temps: $t = 0$ fm/c (ligne continue), $t = 30$ fm/c (ligne pointillé) et $t = 300$ fm/c (ligne pointillé-long).

(4.22)). Les valeurs des maximums de ces courbes sont reportées dans la figure (4.28) en fonction de la température. Des différences importantes peuvent être observées entre les modèles. Finalement, la résistance du noyau à la compression est illustrée dans la figure (4.29) où la densité initiale minimale conduisant à une vaporisation totale est représentée en fonction de l'entropie.

Afin de compléter l'étude de l'amplitude d'expansion, le temps caractéristique t_{\min} nécessaire pour atteindre la densité ρ_{\min} est reporté dans la figure (4.30). Bien qu'il soit relativement délicat d'extraire ce temps dans un calcul semi-classique (voir figure 4.26), le temps t_{\min} obtenu dans ce cas semble augmenter beaucoup moins vite avec la température que dans les autres modèles.

La comparaison de la dynamique d'expansion dans des approches semi-classiques et quantiques a montré l'importance des différences entre ces deux approches. Une partie de ces différences provient des méthodes numériques utilisées

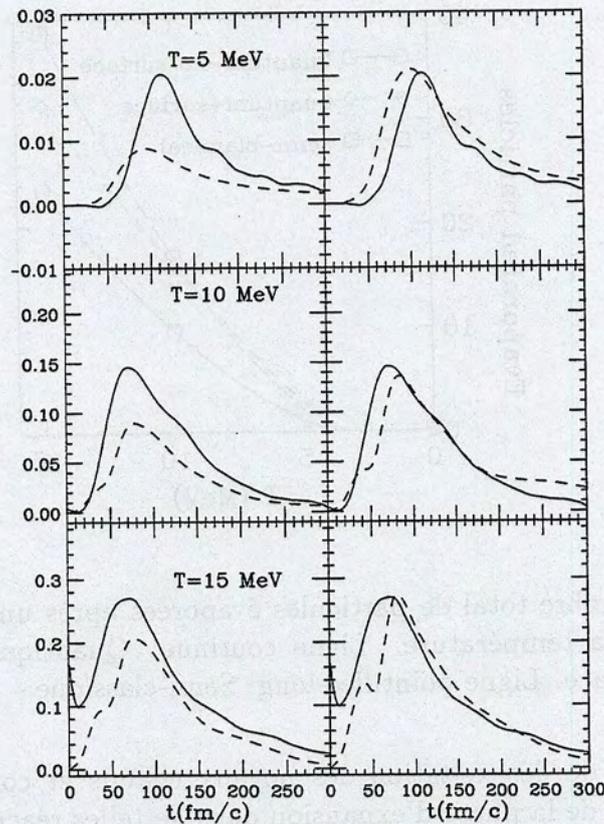


Figure 4.24: Flux de particules émises par un noyau de ^{40}Ca initialement porté à des températures $T = 5, 10$ and 15 MeV. Gauche: Quantique (ligne pointillée). Droite: Quantique+Surface (ligne pointillée). Dans les deux cas, le résultat du calcul semi-classique est superposé en ligne continue.

dans les théories semi-classiques qui conduisent à un terme d'interaction spurieux dans le champ moyen. Cependant, le plus souvent, elles sont une conséquence directe de l'absence de prise en compte de certains effets quantiques telles que la délocalisation des nucléons et la dynamique des fonctions d'onde. Il en résulte des différences importantes dans l'évolution du système sous l'effet du champ moyen provenant de différences dans la réponse collective et dans l'évaporation.

4.6 Conclusion

A travers ce chapitre, l'importance des noyaux chauds dans le contexte des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires a été discutée. Ainsi, le schéma

4.6 Conclusion

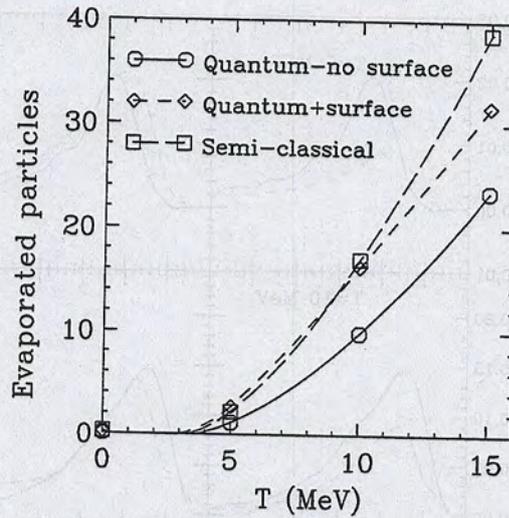


Figure 4.25: Nombre total de particules évaporées après un temps de 300 fm/c en fonction de la température. Ligne continue: Quantique. Ligne pointillée: Quantique+Surface. Ligne pointillée-long: Semi-classique.

de formation et de désexcitation des noyaux chauds et comprimés permet de situer le rôle clef de la phase d'expansion dans de telles réactions et de présenter des notions importantes telles que l'équation d'état ou la région spinodale.

L'étude des caractéristiques de l'expansion avec l'aide du champ moyen a illustré la capacité de cette théorie à combiner les aspects à la fois quantiques et thermodynamiques des degrés de liberté à un corps du noyau. Ainsi, les différents phénomènes intervenant dans la dynamique d'expansion ont pu être illustrés. Il a, en particulier, été montré que cette dynamique quantique est le résultat d'une combinaison de la réponse collective du noyau à la compression et à l'excitation thermique et de sa capacité à se refroidir par évaporation.

Les théories de transport microscopiques jouent un rôle important dans la compréhension des collisions entre ions lourds. En particulier, elles donnent une vision dynamique de la formation des systèmes chauds. Cette étude est actuellement réalisée dans un cadre semi-classique, qui est le seul cadre où une description des mécanismes de ces réactions a abouti. Une comparaison des modèles quantiques et semi-classiques révèle des différences importantes. Certaines précautions doivent donc être prises sur les conclusions à donner aux simulations semi-classiques.

Afin d'illustrer ceci, les figures (4.31) et (4.32) donnent respectivement la densité initiale minimale et le temps nécessaires pour atteindre une densité minimale de 0.1 fm^{-3} en fonction des entropies initiales (cette densité étant le point d'entrée

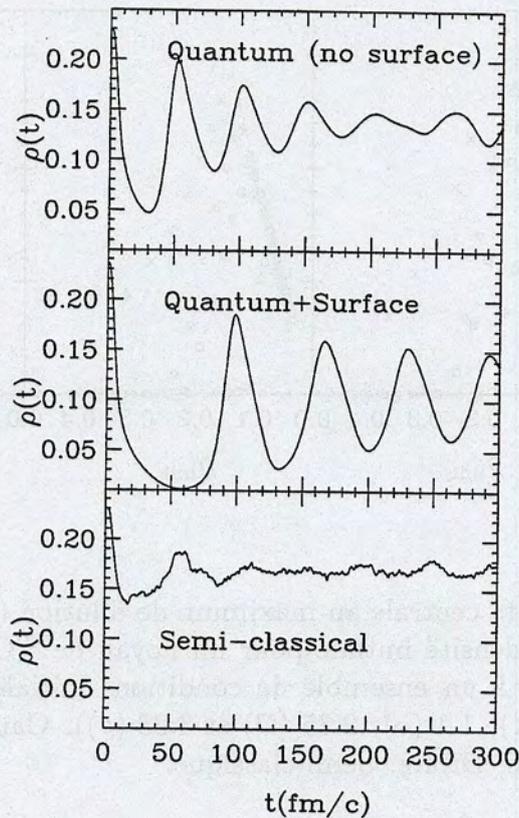


Figure 4.26: Illustration de l'oscillation de la densité au centre. Dans ces trois simulations, un noyau de ^{40}Ca initialement à une température $T = 5 \text{ MeV}$ et à une densité initiale $\rho_{ini} = 0.23 \text{ fm}^{-3}$, est considéré. Haut: Quantique. Milieu: Quantique+surface. Bas: Semi-classique.

dans la région spinodale de la matière nucléaire à température nulle). Ainsi, un calcul semi-classique prédit un temps de 30 fm/c et une densité initiale de 0.28 fm^{-3} pour atteindre une densité de 0.1 fm^{-3} à une entropie de $S/k_B = 1.1$ tandis qu'un calcul quantique a priori équivalent donne un temps de 23 fm/c et surtout une densité initiale de 0.18 fm^{-3} ! Les effets quantiques ne peuvent donc pas être négligés dans la dynamique des noyaux chauds.

Ces différences montrent à nouveau qu'une approche quantique, telle que ET-DHF, permettant à la fois de tenir compte des effets statistiques et des phénomènes de relaxation, est souhaitable. Jusqu'à présent, cette théorie a été appliquée dans la limite des mouvements de petite amplitude. La prise en compte des corrélations entre nucléons devra se faire dans un cadre plus général si on veut pouvoir l'utiliser dans les réactions nucléaires. L'application des équations de champ moyen étendu

4.6 Conclusion

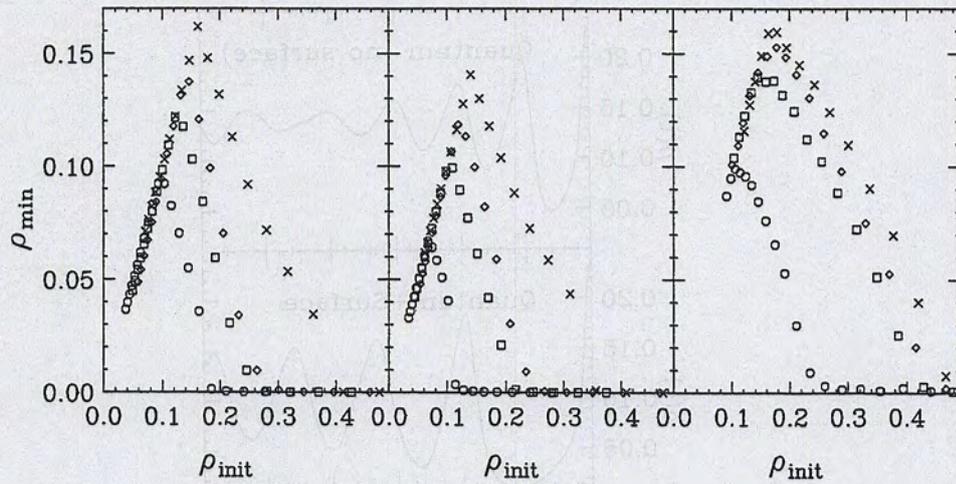


Figure 4.27: Densité centrale au maximum de dilution (point de rebroussement) en fonction de la densité initiale pour un noyau de ^{40}Ca . Chaque ensemble de points correspond à un ensemble de conditions initiales isentropes (de bas en haut, $S/k_B = 0$ (\times), 1.1 (\diamond), 2.35 (\square) et 3.28 (\circ)). Gauche: Quantique. Milieu: Quantique+surface. Droite: Semi-classique.

dépendant du temps reste actuellement une entreprise complexe. La possibilité d'inclure l'effet des collisions entre nucléons directement dans un cadre quantique, est discutée et illustrée dans la dernière partie de ce mémoire.

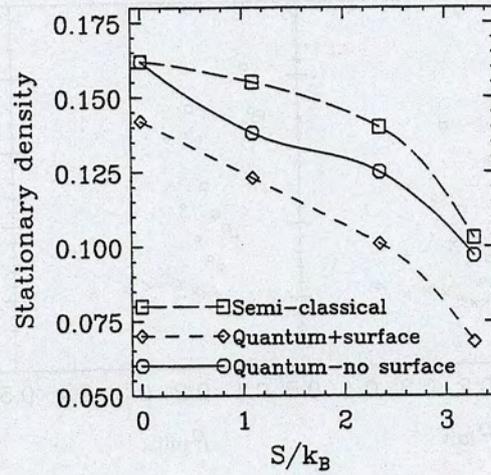


Figure 4.28: Point de saturation obtenu à partir du graphique (4.27), en fonction de l'entropie. Courbe continue: Quantique. Courbe pointillée: Quantique+Surface. Courbe pointillée-long: Semi-classique.

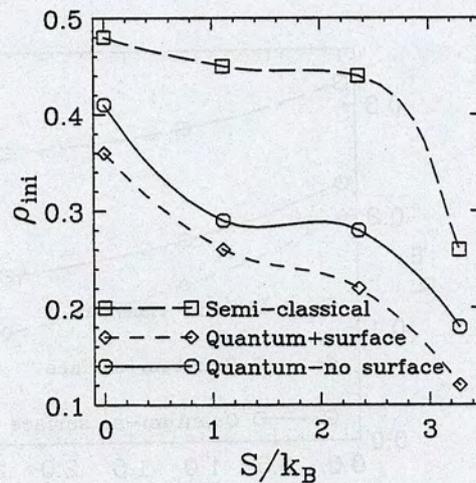


Figure 4.29: Densité initiale conduisant à une densité minimale nulle (obtenue grâce au graphique (4.27)). La densité initiale est donnée en fonction de l'entropie. Courbe continue: Quantique. Courbe pointillée: Quantique+Surface. Courbe pointillée-long: Semi-classique.

4.6 Conclusion

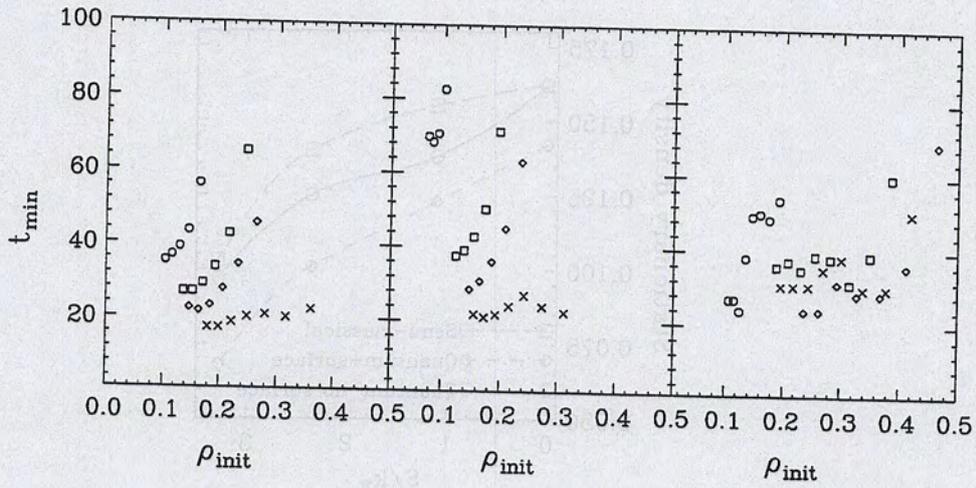


Figure 4.30: Temps t_{\min} nécessaire pour atteindre la densité minimale, en fonction de ρ_{init} pour diverses entropies $S/k_B = 0$ (\times), 1.1 (\diamond), 2.35 (\square) et 3.28 (\circ). Gauche: Quantique. Milieu: Quantique+Surface. Droite: Semi-classique.

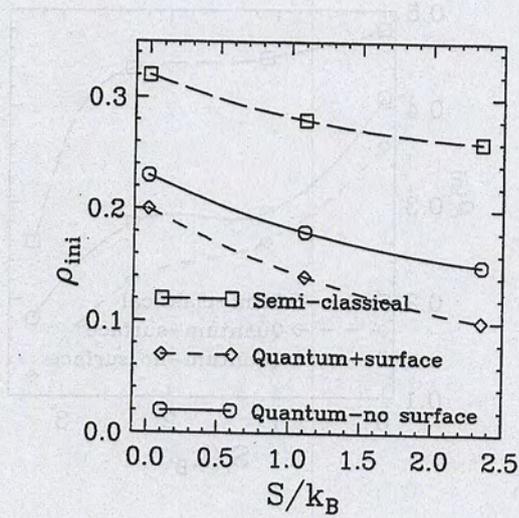


Figure 4.31: Densité initiale conduisant à une densité minimale égale à 0.1 fm^{-3} en fonction de l'entropie. Ligne-continue: Quantique. Ligne pointillée: Quantique+Surface. Ligne pointillée-long: Semi-classique.

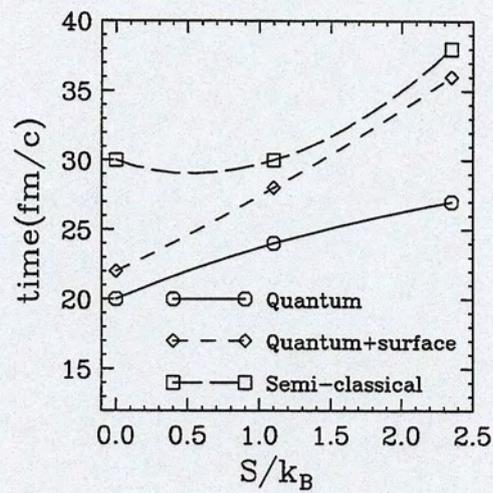


Figure 4.32: Temps nécessaire pour atteindre une densité minimale de 0.1 fm^{-3} en fonction de l'entropie. Ligne continue: Quantique. Ligne pointillée: Quantique+Surface. Ligne pointillée-long: Semi-classique.

Chapitre 5

Perspectives pour la dynamique quantique

5.1 Introduction

Les théories allant au delà du champ moyen sont essentielles à la compréhension des réactions entre ions lourds. Devant la complexité des théories de transport quantiques, les approches semi-classiques sont actuellement les seules méthodes applicables pour décrire les collisions entre noyaux en prenant en compte à la fois la dynamique de champ moyen, les aspects dissipatifs et les fluctuations issus des ordres plus haut de la hiérarchie BBGKY. Cependant, les aspects quantiques jouent un rôle important dans ces systèmes comme nous avons pu le constater avec l'expansion des noyaux chauds, et l'utilisation d'approches quantiques semble un passage inévitable. Une telle utilisation a été illustrée lors de l'étude des modes collectifs. Cela nous a permis de comprendre certains phénomènes de relaxation dans une approche microscopique. Dans ce cas, une version linéarisée de ETDHF fut utilisée. En général, les équations dynamiques devront être résolues sans supposer des mouvements de petites amplitudes. Une telle résolution reste une entreprise complexe et jusqu'à présent aucune méthode suffisamment fiable et rapide n'avait été proposée.

Dans cette section, les perspectives d'utilisation d'une dynamique quantique, incluant les effets à deux corps, sont présentées. Dans un premier temps, l'efficacité de la dynamique de champ moyen étendu est illustrée dans un modèle schématique. Cette illustration n'est possible qu'avec une méthode numérique performante qui résout sans approximation ETDHF. Les ingrédients de cette méthode seront détaillés. L'extension des applications à des noyaux réalistes reste lourde numériquement en raison du temps de calcul prohibitif. L'étude de la vibration monopolaire d'un noyau d'oxygène permettra de discuter les principales difficultés aux-

5.2 Une méthode pour la dynamique de champ moyen étendu

quelles on doit alors faire face. En prenant en compte la structure des noyaux et en permettant d'étendre la compréhension des mécanismes de réaction, les méthodes de champ moyen étendu quantique offrent des perspectives importantes. C'est également le cas des approches stochastiques essentielles, par exemple, pour la description de la mutifragmentation nucléaire. Nous verrons à la fin de ce chapitre, comment les théories de champ moyen étendu devraient servir de point de départ à ces approches dans un cadre quantique.

5.2 Une méthode pour la dynamique de champ moyen étendu

Comme la théorie de champ moyen, ETDHF est une théorie à un corps dont la résolution requiert de suivre l'évolution de la densité $\rho(t)$. Le chapitre précédent a permis de présenter les méthodes de résolution du champ moyen dépendant du temps. La prise en compte des collisions requiert l'introduction de méthodes numériques adaptées, fiables et rapides. Dans cette section, une analyse critique est faite sur les conditions d'application de ETDHF et une méthode de résolution des équations de champ moyen étendu est décrite [Lac98-4, Lac98-6].

Connaissant la densité à un corps $\rho(t)$, son évolution peut être écrite dans ETDHF en reprenant (2.58):

$$\rho(t + \Delta t) = U(t + \Delta t, t) \rho(t) U(t, t + \Delta t) + \Delta\rho(t + \Delta t) \quad (5.1)$$

où $U(t', t)$ est le propagateur associé au champ moyen étendu et $\Delta\rho(t)$ représente l'effet des collisions. La résolution de cette expression requiert l'introduction d'une base d'états à un corps. La seule base qui joue un rôle particulier à un instant donné est la base "naturelle" des états propres $|\Psi_\lambda(t)\rangle$ de $\rho(t)$ associés aux nombres d'occupation n_λ . Notant à nouveau $|\overline{\psi}_\lambda(t + \Delta t)\rangle$ les états propagés par $U(t + \Delta t, t)$, l'expression (5.1) devient:

$$\langle \overline{\psi}_\lambda(t + \Delta t) | \rho(t + \Delta t) | \overline{\psi}_{\lambda'}(t + \Delta t) \rangle = n_\lambda \delta_{\lambda\lambda'} + \langle \overline{\psi}_\lambda(t + \Delta t) | \Delta\rho(t + \Delta t) | \overline{\psi}_{\lambda'}(t + \Delta t) \rangle \quad (5.2)$$

où le second membre, pour un temps Δt suffisamment petit, s'écrit (en notant $\langle \overline{\psi}_\lambda | \equiv \langle \lambda |$):

$$\begin{aligned} \langle \lambda | \Delta\rho(t + \Delta t) | \lambda' \rangle \simeq & -\frac{\Delta t}{2\hbar^2} \int_{t_0}^{t+\Delta t/2} dt' \sum \langle \lambda\delta | V_{12} | \alpha\beta \rangle_A |_{t+\Delta t/2} \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda'\delta \rangle_A |_{t'} \\ & \times (n_\lambda n_\delta \bar{n}_\alpha \bar{n}_\beta - n_\alpha n_\beta \bar{n}_\lambda \bar{n}_\delta) |_{t'} \\ & + \text{h. c.} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Les propriétés de cette expression ont été discutées lors de la dérivation des équations de champ moyen étendu. Une méthode numérique doit prendre en compte:

1. l'effet de mémoire sur les collisions passées. Cela signifie que l'histoire des états de la base dans une propagation de type champ moyen doit être connue.
2. les éléments de matrice non-diagonaux de $\Delta\rho$ qui sont responsables du mélange des configurations à un corps.

Seul un choix judicieux de la base à un corps devrait permettre de tenir compte de ces deux effets tout en gardant une résolution faisable. Contrairement à TDHF où seuls les états occupés (notés $|\psi_\lambda^h(t)\rangle$) sont pertinents, le champ moyen étendu induit également des couplages avec des états inoccupés (notés $|\psi_\lambda^p(t)\rangle$). La construction de ces derniers est une difficulté de ETDHF. Les tentatives précédentes [Toh87] proposent de considérer les états de particules en incluant au début de la dynamique plusieurs couches majeures inoccupées. Cette approche peut être justifiée lorsque le champ moyen ne se réorganise pas trop lors de la dynamique. C'est par exemple le cas des mouvements de petites amplitudes. Dans un cadre plus général, il semble difficile de prédire initialement quels états seront importants, d'autant plus que les états du continuum construits de cette façon s'échappent du noyau avant d'avoir une chance d'interagir. Une méthode alternative doit donc être considérée.

Construction des états importants dans la dynamique:

Supposant que les états occupés à un instant donné contiennent une grande partie de l'information sur le système, peu d'états doivent a priori leur être ajoutés pour décrire l'évolution dans ETDHF. Afin de tenir compte de l'apparition de nouveaux états importants lors de la dynamique et d'éviter les problèmes liés à l'évolution des états décidés initialement, une méthode consiste à reconstruire à chaque pas en temps Δt les états à un corps inoccupés. Dans les calculs présentés, les états de particules sont construits en suivant le scénario suivant:

- La première étape consiste à explorer l'espace des états à un corps accessibles: à partir de chaque état occupé, on construit un ensemble d'états par application successive d'un propagateur en temps imaginaire $U_\beta^{(n)} = \exp[-\beta(h[\rho] + \delta h^{(n)})]$ où $h[\rho]$ est le champ moyen et $\delta h^{(n)}$ est un potentiel aléatoire. On obtient ainsi une suite $|\psi_\lambda^{(n)}(t)\rangle = U_\beta^{(n)} |\psi_\lambda^{(n-1)}(t)\rangle$ avec $|\psi_\lambda^{(0)}(t)\rangle = |\psi_\lambda^h(t)\rangle$. A chaque application, une méthode de Schmidt est utilisée pour assurer l'orthonormalité de l'état créé avec les états déjà existants. Le potentiel aléatoire joue un rôle essentiel. En effet, l'opérateur $\exp(-\beta h[\rho])$ préserve les symétries de $h[\rho]$. Sans terme stochastique, seul un sous espace d'états ayant cette symétrie peut être créé. De plus, ce

5.2 Une méthode pour la dynamique de champ moyen étendu

terme stochastique assure un échantillonnage rapide de l'espace des phases à un corps [Hon95].

- L'application successive de l'opérateur en temps imaginaire permet de sélectionner les composantes de basses énergies des états propres de $h[\rho(t)]$ en enlevant les hautes fréquences qui ne contribuent pas aux collisions. En effet, comme nous avons vu lors de l'étude des résonances géantes, les collisions entre nucléons entraînent des transitions entre états espacés par une énergie de l'ordre de celles des modes collectifs. La base construite par la méthode du temps imaginaire peut ensuite servir de sous espace où $h[\rho(t)]$ est diagonalisé et où la base reconstruite peut être tronquée à nouveau en enlevant les états donnant une valeur grande de $\langle \psi_\lambda^p(t) | h[\rho(t)] | \psi_\lambda^p(t) \rangle$. La stabilité numérique peut être testée en augmentant le nombre d'itérations du temps imaginaire.

Une fois que l'espace des fonctions d'ondes à un corps a été exploré et qu'un nombre limité d'entre elles a été retenu, les collisions entre nucléons peuvent être prises en compte en calculant $\Delta\rho$ dans cette base. La procédure de résolution est décrite dans la section suivante.

La méthode numérique pas à pas

Les différentes étapes de la dynamique ETDHF peuvent être décomposées de la façon suivante (voir illustration (5.1)):

- A un instant donné, la matrice densité $\rho(t)$ est connue ainsi que ces états occupés $|\psi_\lambda^h(t)\rangle$ et les nombres d'occupation associés.
- Les états occupés sont propagés par le champ moyen seul entre t et $t+\Delta t$ (les nombres d'occupation étant constants), donnant la densité $\rho^{MF}(t)$ associée au champ moyen usuel.
- Un nombre limité d'états de particule $|\psi_\lambda^p(t+\Delta t)\rangle$ est construit à partir des états $|\psi_\lambda^h(t+\Delta t)\rangle$ par la méthode du temps imaginaire. Afin de prendre en compte la mémoire sur les collisions passées, l'histoire de chaque état est reconstruite en propageant dans le passé tous les états par le champ moyen.
- La correction $\Delta\rho$ à apporter au champ moyen est calculée dans la base tronquée $\{|\psi_\lambda^h\rangle, |\psi_\lambda^p\rangle\}$. En particulier, cette correction nécessite le calcul des éléments de l'interaction résiduelle à chaque instant passé, ce qui augmente l'effort numérique à fournir.

- La densité corrigée est alors calculée $\rho(t + \Delta t) = \rho^{MF}(t + \Delta t) + \Delta\rho$. Cette densité est diagonalisée en utilisant la méthode perturbative discutée précédemment (équation (2.61) et (2.63)). Cette méthode permet en incluant l'effet des termes non diagonaux de $\Delta\rho$, de prendre en compte la variation des nombres d'occupation et le mélange des états à un corps. Il faut noter qu'ainsi, c'est bien la dynamique qui choisit les fonctions d'onde importantes. Après cette étape, seuls les nouveaux états occupés sont retenus. La procédure est ensuite itérée.

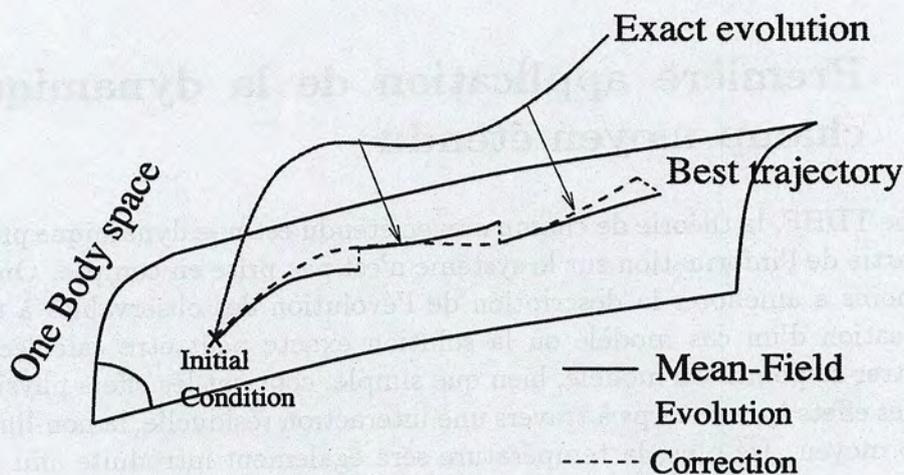


Figure 5.1: Sur cette figure, le système est initialement supposé être un déterminant de Slater symbolisé par un point dans l'espace des degrés de liberté à un corps. En raison des corrélations, le système sort de cet espace lors de l'évolution, . Le but des théories basées sur le champs moyen est de prédire au mieux la dynamique à un corps (représentée schématiquement dans ce graphique comme une projection (ligne pointillée) de la dynamique exacte (ligne continue sortant de l'espace à un corps)). En négligeant complètement les effets à deux corps, une dynamique de champs moyen standard (lignes continues restant dans l'espace à un corps) n'est pas capable de prédire l'évolution sur des temps longs. La méthode numérique présentée dans le texte afin d'appliquer le champ moyen étendu, est illustrée schématiquement sur ce graphique. Cette méthode consiste en une suite d'évolutions TDHF ponctuées par des corrections tous les Δt , afin de prendre en compte les collisions entre nucléons. On s'attend à ce que cette méthode soit capable de corriger partiellement les lacunes de TDHF en permettant de prédire pour des temps plus longs la dynamique à un corps.

L'intérêt d'une telle méthode est qu'elle ne nécessite que des techniques standards de champ moyen, de champ moyen propagé en temps imaginaire ainsi que

5.3 Première application de la dynamique de champ moyen étendu

des calculs d'éléments d'interaction (standards par exemple dans la RPA[Rin81]).

Le pas Δt est un paramètre important de cette méthode: la correction apportée par les collisions reste petite tant que ce temps est inférieur au temps caractéristique entre deux collisions Δt_{coll} . Ce temps est en général supposé supérieur au temps caractéristique d'évolution du champ moyen. Ainsi, la correction à la dynamique de champ moyen pourra se faire après un intervalle Δt supérieur au pas en temps numérique, permettant une résolution plus rapide. L'application à un modèle schématique, présentée dans la suite de ce travail, permettra non seulement de tester l'efficacité de la méthode mais aussi montrera comment ETDHF est capable de prédire la dynamique hors-équilibre[Lac98-4, Lac98-6].

5.3 Première application de la dynamique de champ moyen étendu

Comme TDHF, la théorie de champ moyen étendu est une dynamique projetée où une partie de l'information sur le système n'est pas prise en compte. On s'attend néanmoins à améliorer la description de l'évolution des observables à un corps. L'utilisation d'un cas modèle où la solution exacte peut être calculée, permet d'illustrer ce point. Ce modèle, bien que simple, contient les effets physiques tels que : les effets à deux corps à travers une interaction résiduelle, la non-linéarité du champ moyen. De plus, la température sera également introduite afin d'étudier la réponse du système à une excitation thermique.

5.3.1 Présentation du modèle

La dynamique de champ moyen étendu est appliquée sur un cas modèle de deux fermions identiques couplés à un spin total projeté $m_S = 0$ (i.e. un avec spin haut et un avec spin bas) dans un espace à une dimension. Le hamiltonien associé à ces deux nucléons s'écrit $H = \sum_1 U_1 + \sum_{12} V_{12}$ où les parties à un corps U_1 et à deux corps V_{12} prennent respectivement la forme:

- d'un potentiel légèrement anharmonique pour U_1

$$U_1 = \frac{p^2}{2m} + \frac{k}{2}(x - x_0)^2 + \frac{k'}{4}(x - x_0)^4 \quad (5.4)$$

Dans cette expression, k et k' ont été choisis de sorte à avoir des espacements de niveaux à un corps comparables à ceux d'un ^{40}Ca . Ils valent respectivement $k = -0.04 \text{ MeV/fm}^2$, $k' = 0.08 \text{ MeV/fm}^4$ tandis que $x_0 = 9.3 \text{ fm}$. Le potentiel $V(r)$ associé à U_1 est représenté sur la figure (5.2).

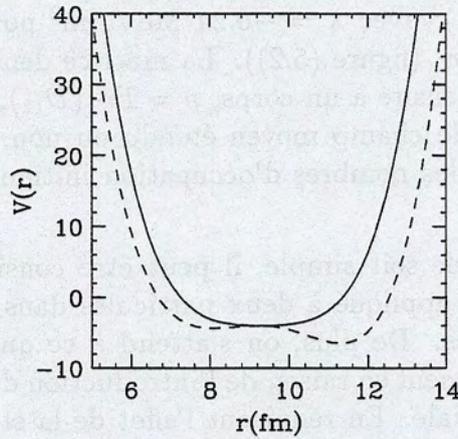


Figure 5.2: Potentiel externe $V(r)$ associé à la composante à un corps U_1 du hamiltonien avec (courbe pointillée) et sans (ligne continue) contrainte initiale.

- Les deux fermions sont en interaction par un potentiel à deux corps de portée finie:

$$V_{12} = v_0 \exp\left[-\frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (5.5)$$

où $v_0 = -4$ MeV et $\sigma = 2$ fm. Ces valeurs donnent une interaction résiduelle comparable à celle choisie dans la référence[Toh87].

5.3.2 Scénario de comparaison

Dans ce modèle schématique, la solution exacte, et celles obtenues soit par le champ moyen soit par le champ moyen étendu ont été comparées en prenant les mêmes conditions initiales.

Conditions initiales

Le système est initialement contraint et chauffé à une température de 5 MeV. La matrice densité à deux corps initiale s'écrit:

$$D_{12}(t=0) = \sum |\Psi_i\rangle p_i \langle\Psi_i| \quad (5.6)$$

avec $p_i = \exp[-\beta E_i]/Z$. Dans cette expression $\beta = 1/k_B T$ et Z est la fonction de partition, ajustée de sorte à avoir $Tr(D_{12}) = 1$. Les états à deux corps et les énergies associées sont obtenus en diagonalisant le hamiltonien total contraint:

$$(H - Q)|\Psi_i\rangle = E_i |\Psi_i\rangle \quad (5.7)$$

5.3 Première application de la dynamique de champ moyen étendu

où Q est un opérateur à un corps qui déplace le centre de masse du système: $Q = \sum_i \lambda(x_i)(x_i - x_0)^2$ avec $\lambda = -0.24 \text{ MeV/fm}^2$ pour $x_i > x_0$ et $\lambda = -0.12 \text{ MeV/fm}^2$ pour $x_i < x_0$ (figure (5.2)). La matrice densité à un corps obtenue à partir de la matrice densité à un corps, $\rho = \text{Tr}_2(D_{12})$, sert de condition initiale aux approximations de champ moyen étendu ou non. On lui associe les états Hartree-Fock $|\varphi_\alpha\rangle$ et les nombres d'occupation initiaux n_α tels que $\rho(t=0) = \sum |\varphi_\alpha\rangle n_\alpha \langle \varphi_\alpha|$.

Bien que ce modèle soit simple, il peut être considéré comme le calcul de champ moyen étendu appliqué à deux particules dans un potentiel créé par un ensemble de particules. De plus, on s'attend à ce que les collisions jouent un rôle important notamment en raison de l'introduction d'une excitation thermique dans la condition initiale. En réduisant l'effet de la statistique de Fermi-Dirac, une température finie autorise un grand nombre de transitions entre les états à un corps partiellement occupés et les autres états.

Evolution

Partant des conditions initiales décrites ci-dessus, la contrainte Q est enlevée et l'évolution du système est suivie dans les simulations:

- **Evolution exacte:** L'évolution exacte est obtenue en résolvant l'équation de Liouville-von Neumann (équation (2.22)) sur l'opérateur densité à deux corps D_{12} . Cette équation revient à résoudre l'équation de Schroedinger pour l'ensemble des fonctions d'onde $|\Psi_i\rangle$:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi_i\rangle = H |\Psi_i\rangle \quad (5.8)$$

en gardant les poids p_i constants. A un instant donné, la matrice densité à un corps peut être calculée à partir de la densité exacte $D_{12}(t)$: $\rho_{exact}(t) = \text{Tr}_2(D_{12}(t))$. Les nombres d'occupation et les orbitales à un corps associées sont calculés en diagonalisant $\rho_{exact}(t)$. Dans ce cas, bien que les p_i restent constants les nombres d'occupation des états à un corps ainsi que les états propres de $\rho_{exact}(t)$ varient en temps en raison des corrélations.

- **Evolution TDHF:** L'évolution de la densité à un corps ρ_{tdhf} est obtenue en résolvant l'équation TDHF (2.20). Dans ce cas, les nombres d'occupation sont constants $dn_\alpha/dt = 0$.
- **Evolution ETDHF:** L'évolution de la matrice densité à un corps ρ_{etdhf} par le champ moyen étendu est obtenue par la méthode numérique décrite dans ce chapitre. Dans ce cas, les états propres de ρ_{etdhf} ainsi que les nombres d'occupation associés varient au cours du temps.

Dans les trois cas, les équations sont résolues sur un réseau de taille $[0 \text{ fm}, 20 \text{ fm}]$ discrétisé en pas $\Delta r = 0.2 \text{ fm}$ tandis que le pas en temps est de $0.5 \text{ fm}/c$. Les évolutions en temps sont effectuées en utilisant la méthode dite du "split-operator" décrite dans l'annexe C-2 (équation (C.8)). Pour le champ moyen étendu, la correction apportée par l'effet des collisions est incluse tous les $\Delta t = 6 \text{ fm}/c$. Dans ce modèle schématique, deux itérations en temps imaginaires sont suffisantes pour recréer les états inoccupés. Finalement, il a été nécessaire de reconstruire l'histoire des états sur un temps supérieur à $t - t_0 = 60 \text{ fm}/c$ afin de prendre en compte les effets de mémoire (la propagation dans le passé étant stoppée lorsque l'intégrale contenue dans l'expression (5.3) atteint une valeur limite indépendante de t_0).

5.3.3 Résultats

Dynamique à un corps

L'information maximum accessible dans les théories à un corps est contenue dans la matrice densité $\rho(t)$. L'évolution de sa partie diagonale en représentation r ($\rho(x, t) = \langle x | \rho(t) | x \rangle$) est représentée pour les trois calculs dans la figure (5.3). On constate que le champ moyen est capable de prédire une dynamique comparable à la celle exacte jusqu'à un temps de $100 \text{ fm}/c$, montrant que le champ moyen est déjà une bonne approximation dans ce modèle. Pour des temps plus longs, l'effet accumulé des corrélations à deux corps entraîne des déviations importantes entre l'évolution TDHF et l'évolution exacte. A l'opposé, l'inclusion approximative des effets à deux corps grâce à ETDHF, permet de corriger la dynamique de champ moyen en donnant un très bon accord avec la densité exacte sur des temps longs.

La théorie de champ moyen étendu donne une bien meilleure estimation des observables à un corps comparé à TDHF, confirmant l'importance des effets à deux corps. Un exemple d'évolution d'observable à un corps est donné dans la figure (5.4) où la position du centre de masse du système est représentée en fonction du temps. Cette figure illustre la correction apportée au champ moyen par le terme de collision.

Aspects dissipatifs:

Relaxation des nombres d'occupation:

La réorganisation des nombres d'occupation est un phénomène complexe résultant du couplage entre les degrés de liberté à un corps. Une théorie de champ moyen standard néglige complètement ce couplage en gardant les nombres d'occupation constants. La variation des nombres d'occupation n_α des niveaux

5.3 Première application de la dynamique de champ moyen étendu

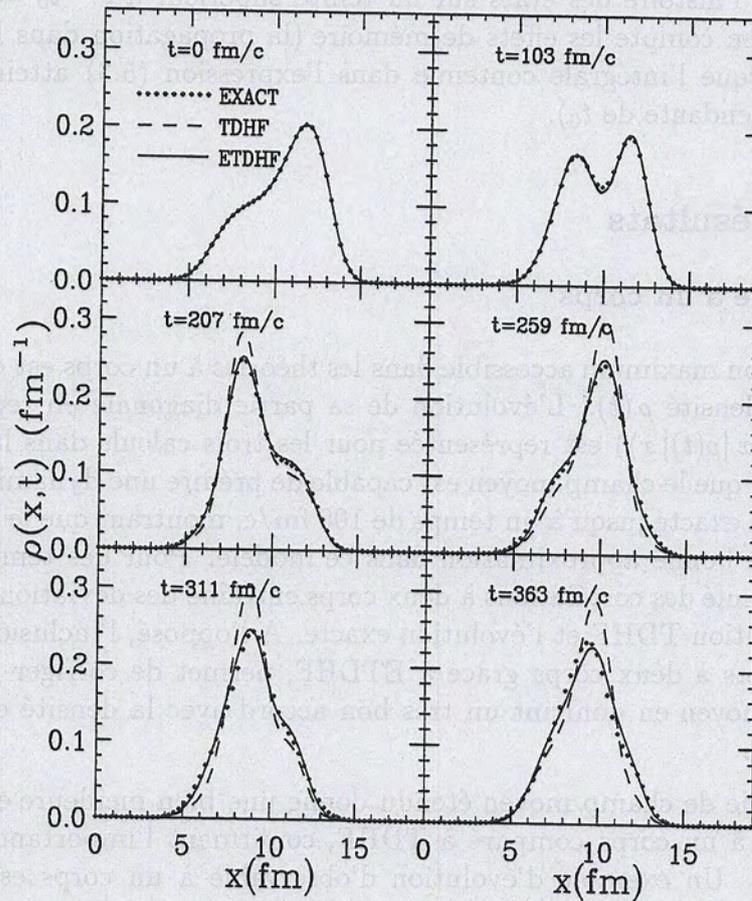


Figure 5.3: Densité locale $\rho(x, t)$ pour divers temps. Les évolutions exacte, TDHF et ETDHF sont respectivement représentées par les cercles, la ligne pointillée et la ligne continue.

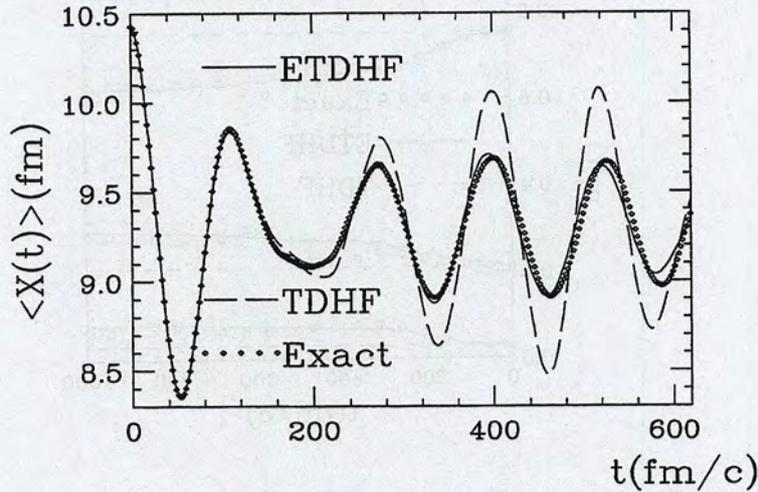


Figure 5.4: Evolution du centre de masse $\langle X(t) \rangle$ du système en fonction du temps. les évolutions exacte, TDHF et ETDHF sont respectivement représentées par les cercles, la ligne pointillée et la ligne continue.

à un corps dans l'évolution exacte et dans ETDHF est représentée dans la figure (5.5). De nouveau, les n_α prédits par la dynamique à un corps étendue sont très proches de ceux de la dynamique exacte.

Variation de l'entropie:

L'entropie associée au système total est donnée par:

$$S_{12} = -k_B \text{Tr} (D_{12} \log (D_{12})) \quad (5.9)$$

Dans une dynamique exacte, l'évolution est complètement réversible et cette entropie reste constamment égale à $S_{12} = -k_B \sum_i p_i \log(p_i)$. L'entropie $S(t)$ associée à la réduction de l'information aux variables à un corps, est définie de nouveau par l'équation $S = -k_B \sum_\alpha (n_\alpha \log n_\alpha + (1 - n_\alpha) \log (1 - n_\alpha))$. L'évolution de cette entropie dans ETDHF est comparée à celle de la dynamique exacte dans la figure (5.6). Cette évolution doit toutefois être interprétée de manière très différente dans ces deux simulations. Dans ETDHF, le fait que cette entropie augmente dans le temps montre le caractère irréversible de cette dynamique qui est le résultat de la projection sur le sous espace des observables à un corps. Cette variation d'entropie est alors associée à la perte d'information sur les observables à deux corps[Bal86]. Dans une dynamique exacte, l'évolution du système est décrite par l'équation déterministe et réversible de Liouville-von Neumann et seule entropie S_{12} a un sens du point de vue de la dynamique. Comme toute l'information est conservée, la projection sur les observables à un corps est dans

5.3 Première application de la dynamique de champ moyen étendu

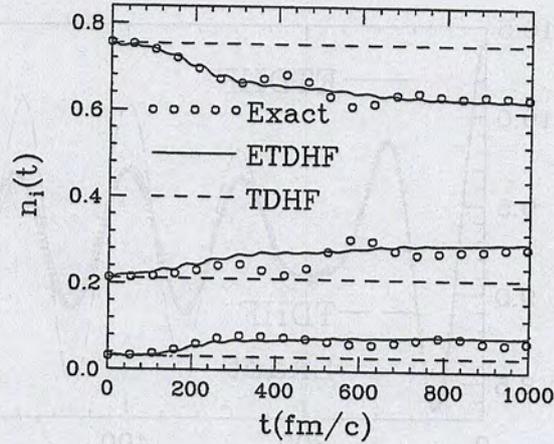


Figure 5.5: Nombres d'occupation en fonction du temps. Les dynamiques exacte (cercles), TDHF (ligne pointillée) et ETDHF (ligne continue) sont représentées.

ce cas réversible. De plus, on s'attend à ce qu'au bout du temps de récurrence de Poincaré, le système retrouve son état initial (et donc la valeur initiale de S). Dans ce modèle, ce temps de récurrence est relativement petit. Cependant, en règle générale, en raison du grand nombre de degrés de liberté, le temps de récurrence de Poincaré est quasiment infini.

Cet exemple illustre comment la notion d'irréversibilité provient du fait que seul une sous-partie des observables du système peut être suivi dans le temps. La perte d'information introduite par une projection sur un sous espace des observables ainsi que la prise en compte de l'interaction entre ce sous espace et les autres degrés de liberté du système conduisent à ne plus pouvoir revenir à l'état initial du système.

5.3.4 Conclusion

L'utilisation d'un modèle schématique a permis d'illustrer la nouvelle méthode proposée. Le très bon accord entre l'évolution exacte des observables à un corps et celle prédite par ETDHF permet:

1. de compléter notre connaissance des équations de champ moyen étendu en montrant que ETDHF est une théorie appropriée pour l'inclusion des effets à deux corps. Les différents temps caractéristiques de l'évolution ont également pu être étudiés. En particulier, l'effet de mémoire est relativement long comparé à ce qui est généralement admis[Abe95]. Toutefois, ceci peut être dû à la simplicité du modèle étudié.

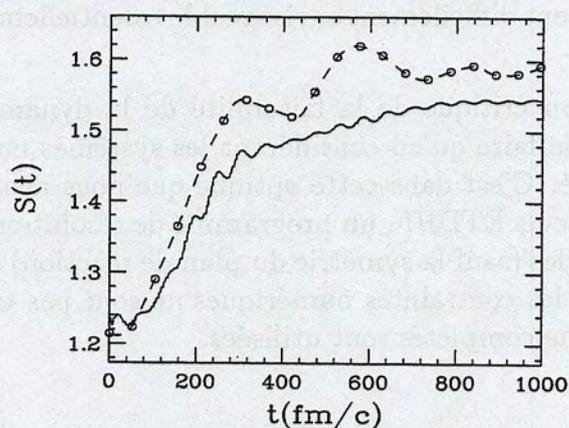


Figure 5.6: Evolution de l'entropie $S(t)$ en fonction du temps dans la théorie de champs moyen étendu (ligne continue) et dans l'évolution exacte (ligne pointillée).

- de montrer que cette méthode simule correctement des équations de champ moyen étendu en prenant en compte des composantes importantes de la relaxation telles que l'effet de mémoire ou le mélange des états à un corps. Cette application a finalement permis d'estimer l'effort numérique à fournir pour inclure les collisions. Un facteur de temps de calcul de 20 à 100 fois supérieur au champ moyen est nécessaire selon une prise en compte plus ou moins complète des collisions entre nucléons.

L'étude de ce cas modèle offre l'un des premiers tests de la dynamique de champ moyen étendu en montrant la possibilité d'utiliser cette théorie microscopique pour l'étude des phénomènes de relaxation. Cet exemple reste toutefois beaucoup plus simple que les noyaux. La possibilité d'avoir une dynamique de champ moyen incluant les collisions entre nucléons dans des systèmes plus grands est discutée dans la section suivante.

5.4 Dynamique de champ moyen étendu pour les noyaux

La section précédente a permis de discuter une méthodologie générale pour simuler ETDHF. Dans cette section, les perspectives d'utilisation de l'équation de champ moyen étendu dans des noyaux sont discutées. L'étude de noyaux initialement comprimés, permettra d'illustrer les difficultés qui persistent dans l'application de ETDHF: le nombre et la structure des degrés de liberté pertinents dans la dy-

5.4 Dynamique de champ moyen étendu pour les noyaux

namique, l'effet de mémoire... Une application directe de la méthode proposée est encore actuellement difficilement envisageable essentiellement pour des raisons de temps de calcul.

Une discussion critique de la faisabilité de la dynamique de champ moyen étendu ne peut se faire qu'en considérant les systèmes nucléaires dans leur plus grande généralité. C'est dans cette optique que nous avons utilisé comme point de départ des calculs ETDHF, un programme de résolution de TDHF dans lequel toutes les symétries (sauf la symétrie du plan de réaction) ont été brisées [Kim98]. De plus, lorsque les contraintes numériques ne sont pas trop grandes, des interactions de Skyrme complètes sont utilisées.

5.4.1 Traitement approximatif des collisions entre nucléons

L'inclusion des corrélations dans une dynamique quantique pour des noyaux réalistes implique un très grand nombre de degrés de liberté à un corps. L'utilisation de la méthode proposée précédemment demande une capacité de calcul encore prohibitive actuellement. Dans les exemples présentés dans cette section, des méthodes approchées ont été retenues afin de pallier aux diverses difficultés rencontrées:

Effet de mémoire:

Dans une méthode complète, la prise en compte des effets de mémoire sur les collisions passées requiert de connaître l'histoire des états à un corps sur des temps relativement longs. En effet, l'étude des modes collectifs a montré que ce temps est de l'ordre du temps d'amortissement des modes collectifs $\tau_{mem} \sim \hbar/\Gamma_{coll} = 20 - 80 \text{ fm}/c$. Reconstruire à chaque intervalle en temps Δt l'histoire d'un grand nombre de fonctions d'onde sur des temps aussi longs est actuellement difficile. Toutefois, une estimation de l'intégrale de collision peut être obtenue en utilisant une approximation harmonique pour $\langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |t$:

$$\langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |t \simeq e^{-i\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}(t-t')/\hbar} \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |t' \quad (5.10)$$

permettant de calculer l'énergie $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}$ en utilisant la relation

$$\langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |t-\delta t - \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |t \simeq -\frac{i \delta t}{\hbar} \Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}(t) \langle \alpha\beta | V_{12} | \lambda\delta \rangle_A |t \quad (5.11)$$

où δt est un temps court. Le coefficient $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta}$ permet de connaître les états $(\alpha\beta, \lambda\delta)$ qui contribuent à la dynamique par une collision. En effet, lors d'une collision, ces états se couplent à un mode collectif et on s'attend à ce que $\Omega_{\alpha\beta,\lambda\delta} \sim (\hbar\omega_{coll} \pm \Delta\varepsilon_{\alpha\beta,\lambda\delta})$ où $\hbar\omega_{coll}$ est l'énergie du mode collectif et $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta,\lambda\delta} \simeq \varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta -$

$\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\delta$ (avec $\varepsilon_\alpha = \langle \alpha | h[\rho] | \alpha \rangle$). Dans ce cas, l'effet de mémoire peut être estimé en utilisant l'expression approchée:

$$\int_{t_0}^t dt' \langle \lambda \delta | V_{12} | \alpha \beta \rangle_A |_{t'} \langle \alpha \beta | V_{12} | \lambda' \delta \rangle_A |_{t'} \simeq \hbar \Gamma_{coll} / (\Omega_{\alpha\beta, \lambda' \delta}^2 + \Gamma_{coll}^2/4) \langle \lambda \delta | V_{12} | \alpha \beta \rangle_A |_{t'} \langle \alpha \beta | V_{12} | \lambda' \delta \rangle_A |_{t'} \quad (5.12)$$

Cette méthode résout également certains problèmes qui interviennent lorsque les états $(\alpha\beta, \lambda\delta)$ ne se couplent pas à un mode collectif. Dans ce cas, $\Omega_{\alpha\beta, \lambda\delta} \sim \Delta\varepsilon_{\alpha\beta, \lambda\delta}$ et la distribution de Breit-Wigner doit être remplacée par une conservation stricte des énergies: $\delta(\Delta\varepsilon_{\alpha\beta, \lambda\delta})$. L'obtention d'une telle loi de conservation à partir de l'équation (5.3) serait numériquement difficile.

Lors des applications, nous avons pu constater que cette méthode permet d'identifier clairement les excitations 2p-2h se couplant effectivement aux modes collectifs (l'énergie collective attendue pouvant être très souvent calculée en prenant $\Omega_{\alpha\beta, \lambda\delta} - \Delta\varepsilon_{\alpha\beta, \lambda\delta}$). Dans les diverses applications de cette section, une valeur Γ_{coll} constante a été fixée.

Etats à un corps

Lors de la dynamique de champ moyen étendu, les états occupés se couplent à des états inoccupés. Le nombre de ces états est infini en raison de la présence du continuum. Le choix particulier d'un nombre limité d'états est une des approximations nécessaires. La pertinence de ce choix est d'une importance capitale si on veut une prise en compte correcte des collisions entre nucléons. Dans la méthode présentée au début de ce chapitre, nous proposons de les construire grâce à une méthode du temps imaginaire. Toutefois, cette propagation est encore aujourd'hui coûteuse en temps. Pour les applications présentées dans cette section, les états inoccupés seront ceux obtenus en gardant initialement plusieurs couches majeures en plus des états occupés. Ces états seront propagés tout au long de la dynamique par le champ moyen. Les inconvénients de cette méthode ont été discutés auparavant et une analyse de l'influence d'un tel choix sera faite dans la suite de cette section.

Utilisant ce scénario simplifié d'application, les noyaux de ^8Be et de ^{16}O ont été étudiés. Les différents résultats ainsi que les méthodes numériques utilisées sont présentés dans la suite de ce chapitre.

5.4.2 Conditions initiales

Des noyaux initialement comprimés ont été obtenus en utilisant une méthode de Hartree-Fock contraint [Rin81] résolue sur un réseau à trois dimensions de pas $\Delta r = 0.8$ fm. Un tel pas de réseau est relativement grand et seule l'utilisation

5.4 Dynamique de champ moyen étendu pour les noyaux

d'estimation des dérivées d'ordre un et deux respectivement sur sept et neuf points du réseau permet une efficacité numérique suffisante [Kim98]. Les fonctions d'ondes initiales sont obtenues par une méthode de temps imaginaire (voir annexe C-1) en prenant comme condition initiale les orbites de Nilsson. Après cette procédure d'initialisation, les différentes orbitales sont placées sur un réseau cartésien défini par $(-L_x/2 \leq x \leq +L_x/2 ; -L_y/2 \leq y \leq +L_y/2 ; -L_z/2 \leq z \leq +L_z/2)$ où le plan de symétrie $z = 0$ est conservé.

Dans les différents exemples présentés, la force utilisée pour le champ moyen est la force *Slv4* [Cha98]. Cette force comprend tous les paramètres de la force de Skyrme, y compris le spin-orbite (voir tableau (2.1)). Les densités $\rho(x, y, z = 0)$ obtenues par cette méthode pour les noyaux de ^8Be , de ^{16}O et de ^{40}Ca sont représentées dans la figure (5.7). Dans les deux premiers cas, un réseau de taille $(L_x = L_y = L_z = 16 \text{ fm/c})$ tandis que dans le second cas $(L_x = L_y = L_z = 21 \text{ fm/c})$.

5.4.3 ETDHF dans les noyaux légers

Après avoir initialisé des noyaux comprimés, l'évolution de ces systèmes est suivie en résolvant les équations dynamiques de champ moyen et de champ moyen étendu sur le réseau cartésien. L'évolution TDHF est obtenue avec un pas en temps $dt = 0.45 \text{ fm/c}$ en gardant la même taille de réseau que dans l'initialisation. La propagation est effectuée en développant le propagateur associé au champ moyen à l'ordre 4 en dt (annexe C-2, équation (C.6)).

Dans ETDHF, la dynamique de champ moyen est corrigée en incluant l'effet des collisions tous les $\Delta t = 1.35 \text{ fm/c}$. Bien que le calcul de l'interaction résiduelle pour le terme de collision ait été programmé pour une force de Skyrme complète, lorsque des contributions non locales sont incluses, les temps de calcul deviennent prohibitifs. Ceci nous a conduit à utiliser une interaction résiduelle où seuls les paramètres t_0 , t_3 et σ sont conservés: $t_0 = -1000 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^3$, $t_3 = 15000 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^6$ et $\sigma = 1$. Finalement, une valeur $\Gamma_{coll} = 5 \text{ MeV}$ a été retenue, et les couches majeures jusqu'à l'orbitale 2s ont servies pour les états non occupés. A chaque temps Δt , les éléments de matrice de $\Delta\rho$ sont calculés dans la base des états à un corps en utilisant l'estimation (5.12) de l'effet de mémoire. La densité corrigée est ensuite diagonalisée en utilisant une équation maîtresse pour estimer les nouveaux nombres d'occupation (équation (2.59)) tandis que les nouveaux états propres sont obtenus par la théorie des perturbations (équation (2.63)). Il est de nouveau important de noter que, par cette méthode, le système choisit lui-même les états qui deviennent importants lors de l'évolution.

Density profile

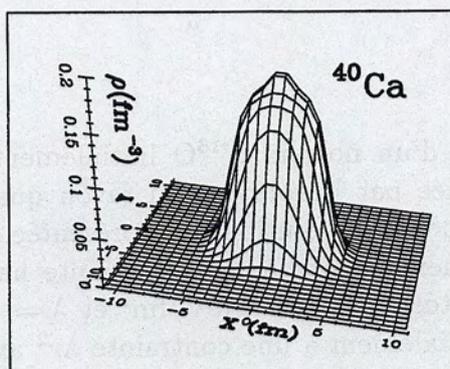
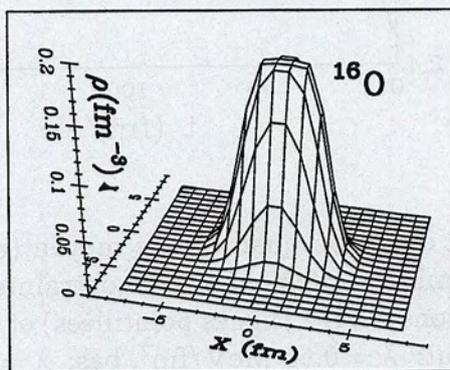
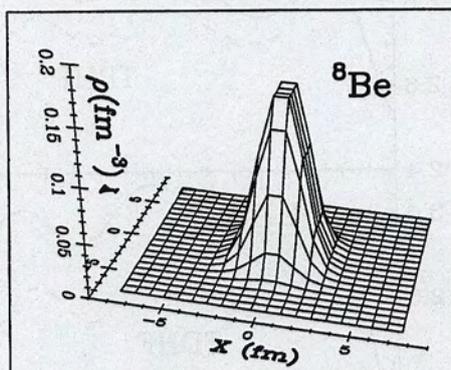


Figure 5.7: Exemples de densités $\rho(x, y, z = 0)$ obtenues par la méthode de Hartree-Fock statique sur un réseau à trois dimensions. De haut en bas, les noyaux de ${}^8\text{Be}$, de ${}^{16}\text{O}$ et de ${}^{40}\text{Ca}$ sont représentés.

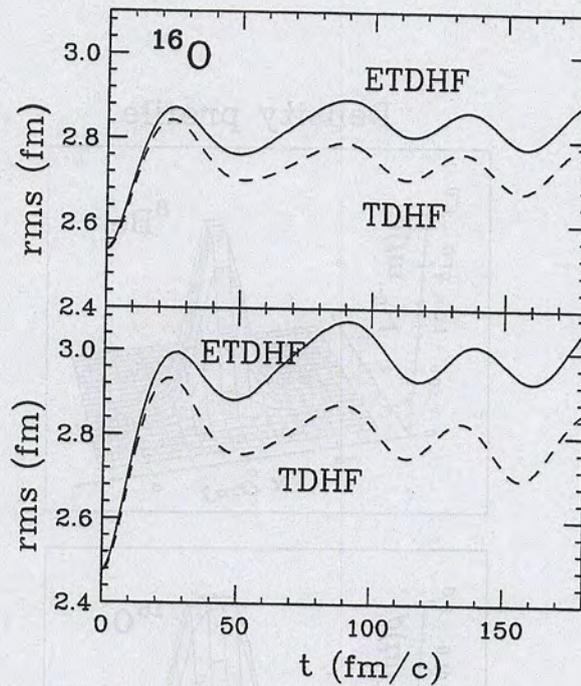


Figure 5.8: Evolution du rayon quadratique moyen (rms) en fonction du temps d'un noyau d' ^{16}O soumis initialement à une contrainte harmonique λr^2 . Sur ces graphiques, les évolutions TDHF (lignes pointillées) et ETDHF (lignes continues) sont représentées. Haut: $\lambda = 0.65 \text{ MeV}/\text{fm}^2$, bas: $\lambda = 1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$.

Réponse de l' ^{16}O

La réponse collective d'un noyaux d' ^{16}O initialement soumis à une excitation monopolaire est donnée par l'évolution du rayon quadratique moyen (rms) en fonction du temps. Une telle évolution est représentée dans la figure (5.8) lorsque le noyau est initialement soumis à une contrainte harmonique λr^2 (deux contraintes sont représentées $\lambda = 0.65 \text{ MeV}/\text{fm}^2$ et $\lambda = 1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$). Le cas d'un noyau ^8Be soumis initialement à une contrainte λr^2 avec $\lambda = 0.33 \text{ MeV}/\text{fm}^2$ est également illustré (figure (5.9)). Dans tous les cas, un amortissement plus grand des premières oscillations est visible comparé à l'évolution TDHF. Cet amortissement s'accompagne d'un effet de dilution qui se traduit par une augmentation du rayon quadratique moyen en raison du peuplement d'orbitales peu liées. Conjointement, il semble que la fréquence collective soit légèrement modifiée par l'effet des collisions. Cet effet est en particulier visible par le léger décalage des oscillations entre l'évolution TDHF et ETDHF dans les minimums (ou maximums) du rms. Lorsque l'évolution sur des temps plus longs est étudiée, des particules sont

émises par le noyau, entraînant une augmentation progressive du rms. Compte tenu de la taille limitée du réseau, cette évaporation conduit à la formation d'un gaz de nucléons et la dynamique n'est plus celle recherchée¹.

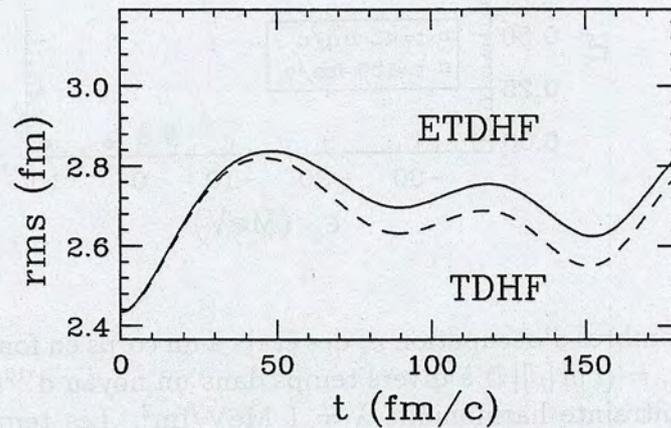


Figure 5.9: Evolution du rayon quadratique moyen (rms) en fonction du temps d'un noyau de ${}^8\text{Be}$ soumis initialement à une contrainte harmonique λr^2 (avec $\lambda = 0.33 \text{ MeV}/\text{fm}^2$). Sur ce graphique, les évolutions TDHF (lignes pointillées) et ETDHF (lignes continues) sont représentées.

La dissipation est visible lorsqu'on considère l'évolution des nombres d'occupation qui se réorganisent sous l'effet des collisions. Cette réorganisation est illustrée dans la figure (5.10) où les nombres d'occupation des états propres $|\varphi_i\rangle$ d'un noyau d' ${}^{16}\text{O}$ initialement contraint avec $\lambda = 1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$ sont représentés en fonction de leurs énergies Hartree-Fock $\varepsilon_i = \langle i | h[\rho] | i \rangle$ à divers temps. La variation des nombres d'occupation en fonction du temps est également illustrée dans la figure (5.11). Dans une dynamique de champ moyen, les nombres d'occupation sont constants tandis que dans ETDHF une variation des nombres d'occupation est observée. Cette variation est d'autant plus importante que l'excitation initiale est importante. La réorganisation des nombres d'occupation s'accompagne d'une augmentation de l'entropie (figure (5.12)). De nouveau, le désordre interne est d'autant plus grand que la contrainte initiale est importante.

¹On pourrait imaginer placer un potentiel imaginaire au bord du réseau afin d'absorber ces particules évaporées, cependant, une partie des fonctions d'onde sera toujours réfléchi. La seule solution viable afin d'étudier l'évolution du système sur de longs temps est d'augmenter la taille du réseau. Cependant, dans un calcul à trois dimensions, les capacités numériques sont rapidement dépassées.

5.4 Dynamique de champ moyen étendu pour les noyaux

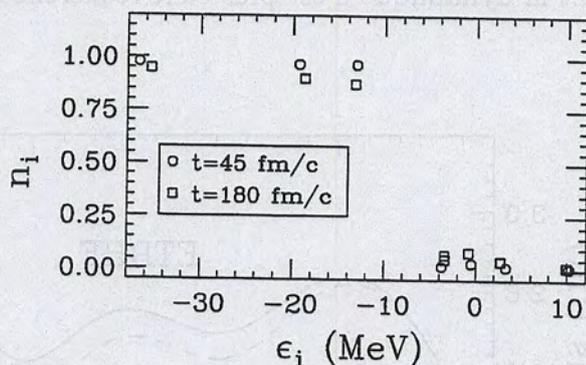


Figure 5.10: Nombres d'occupation n_i des états à un corps en fonction des énergies Hartree-Fock $\epsilon_i = \langle i | h[\rho] | i \rangle$ à divers temps dans un noyau d' ^{16}O soumis initialement à une contrainte harmonique $\lambda = 1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$. Les temps $t = 45$ et $180 \text{ fm}/\text{c}$ sont représentés.

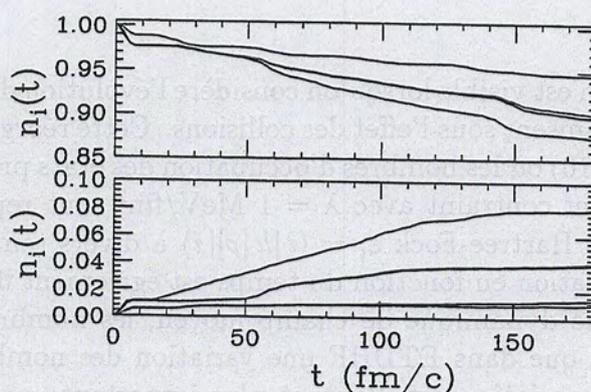


Figure 5.11: Evolution des nombres d'occupation n_i des états à un corps en fonction du temps pour un noyau d' ^{16}O soumis initialement à une contrainte harmonique λr^2 avec $\lambda = 1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$. Haut: agrandissement de l'évolution des nombres d'occupations compris entre 0.8 et 1, bas: agrandissement sur ceux compris entre 0 et 0.2.

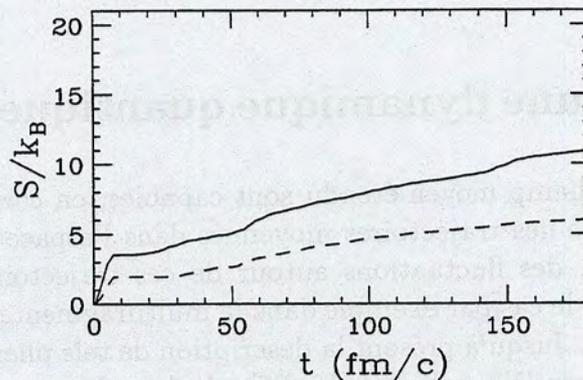


Figure 5.12: Evolution de l'entropie $S(t)$ en fonction du temps dans un noyau d' ^{16}O soumis initialement à une contrainte harmonique λr^2 ($\lambda = 0.65 \text{ MeV/fm}^2$ (coube pointillée) $\lambda = 1 \text{ MeV/fm}^2$ (courbe continue).

5.4.4 Conclusion

A travers l'étude de l' ^{16}O , nous avons pu constater que le champ moyen étendu conduit effectivement à une réorganisation des nombres d'occupation au cours du temps. Cette réorganisation s'accompagne d'un amortissement des modes collectifs. Un tel amortissement est visible dans la figure (5.8), cependant, en raison des contraintes numériques, l'évolution du système ne peut être suivie sur des temps plus long sans que le gaz environnant, créé par l'évaporation, ait un effet sur la dynamique. Outre la capacité de calcul importante nécessaire pour les simulations présentées, certaines approximations que nous avons été amenés à faire pour des raisons numériques notamment dans le choix des états inoccupés, sont aussi critiquables. Choisir ces états initialement conduit à des états qui dépendent fortement de la méthode utilisée dans l'initialisation et entraîne une évolution mal contrôlée en particulier à cause de l'évaporation de particules. Une méthode de création des états au cours du temps, comme celle utilisée dans le modèle schématique, devrait permettre une évaluation plus correcte du terme de collisions.

L'étude des équations de champ moyen étendu quantique présentée tout au long de ce mémoire a permis néanmoins de résoudre un certain nombre de problèmes et l'application de cette théorie soit dans le cadre de la réponse de petit amplitude soit directement dans une évolution dynamique est un point de départ prometteur dans la description des phénomènes de relaxation. De plus, la possibilité de suivre l'évolution d'un système à travers le champ moyen étendu offre des perspectives nouvelles, notamment pour le développement d'approches stochastiques quantiques. Dans la fin de ce chapitre, une discussion de ces perspectives

5.5 Vers une dynamique quantique stochastique

est présentée.

5.5 Vers une dynamique quantique stochastique

Les théories de champ moyen étendu sont capables, en corrigeant la dynamique TDHF, de prédire des trajectoires moyennes dans l'espace des observables à un corps. Toutefois, des fluctuations autour de ces trajectoires sont très souvent recherchées: c'est le cas par exemple dans la multifragmentation ou la dynamique de fission [Abe95]. Jusqu'à présent la description de tels phénomènes est faite soit dans le cadre des modèles collectifs [Hof97] soit dans des approches semi-classiques de type Boltzmann-Langevin [Ayi88, Ran90, Gua96] et bien que l'idée d'utiliser des approches quantiques stochastiques ait été récemment proposée sous le nom STDHF [Rei92], les méthodes à utiliser restent floues. Dans cette section, le rôle clef que le champ moyen étendu peut jouer dans ces approches est discuté. En particulier, deux scénarios sont envisagés. Le premier est construit en suivant une stricte analogie avec les théories de Boltzmann-Langevin semi-classiques tandis que le second offre une vision plus générale de la dynamique stochastique dans les systèmes nucléaires. En particulier, dans les deux cas, la théorie ETDHF fournira une base naturelle non arbitraire.

5.5.1 Dynamique de Langevin quantique

La projection sur une sous partie des degrés de liberté du système et la perte d'information associée, entraîne une incertitude sur la dynamique du système. Les approches semi-classiques actuellement utilisées sous le nom de théories de Boltzmann-Langevin interprètent le terme $\delta I(t)$ (équation (2.35)) comme un terme fluctuant représentant à la fois l'effet des corrélations d'ordres supérieurs sur le système et l'incertitude sur la condition initiale [Ayi88, Gua96]. La dynamique de champ moyen étendu est alors remplacée par un ensemble de trajectoires dans l'espace des observables à un corps. Pour des temps courts, l'application du théorème de fluctuation-dissipation permet de connaître la probabilité que le système a d'emprunter une trajectoire donnée à partir de la dynamique de champ moyen étendu [Abe95].

Dans une dynamique de Langevin, le champ moyen étendu est essentiel car il donne non seulement la trajectoire moyenne mais aussi les fluctuations autour de cette trajectoire. Cette dynamique a permis récemment de reproduire avec succès les spectres de masse expérimentaux de multifragmentation [Riv98]. Si la dynamique de champ moyen étendu est connue, ce scénario peut être appliqué de manière analogue aux systèmes quantiques. Toutefois, nous allons décrire une démarche différente qui permet d'envisager une évolution stochastique.

5.5.2 De la dynamique à un corps à la dynamique à N-corps

Afin d'introduire la notion de stochasticité dans l'approche de champ moyen étendu, il est intéressant de réinterpréter la dynamique à un corps en une dynamique dans l'espace des fonctions d'onde à N-corps. Supposons qu'à l'instant initial, le système se trouve dans un état pur décorrélé, représenté par un déterminant de Slater $|\Phi_0(t_0)\rangle$ construit sur un ensemble de A fonctions d'onde à un corps $|\varphi_\alpha(t_0)\rangle$. Dans une dynamique de champ moyen étendu, pendant un temps Δt , la densité à un corps évolue comme:

$$\begin{aligned} \rho(t_0) &= \sum_{i=1}^A |\varphi_\alpha(t_0)\rangle \langle \varphi_\alpha(t_0)| \\ \rightarrow \rho(t_0 + \Delta t) &= \sum_{i=1}^{\infty} |\varphi_\alpha(t_0 + \Delta t)\rangle n_\alpha(t_0 + \Delta t) \langle \varphi_\alpha(t_0 + \Delta t)| \end{aligned} \quad (5.13)$$

qui se traduit par un mélange d'états à N-corps lors de la dynamique

$$\begin{aligned} D(t_0) &= |\Phi_0(t_0)\rangle \langle \Phi_0(t_0)| \\ \rightarrow D(t_0 + \Delta t) &= \sum_i |\Phi_i(t_0 + \Delta t)\rangle p_i \langle \Phi_i(t_0 + \Delta t)| \end{aligned} \quad (5.14)$$

où les $|\Phi_i\rangle$ sont des déterminants de Slater construits à partir des $\{|\varphi_\alpha(t_0)\rangle, \alpha = 1, \infty\}$.

Dynamique de Langevin

Afin d'introduire la notion de stochasticité dans l'évolution, les états $|\Phi_i\rangle$ intervenant dans la matrice densité peuvent être interprétés comme des états accessibles au système au bout d'un temps Δt lorsque celui-ci était initialement en $|\Phi_0\rangle$ et les coefficients p_i comme des probabilités de transition. La dynamique à N-corps peut alors être remplacée comme un ensemble de trajectoires possibles permettant de passer d'un état pur à un autre état pur dans l'espace des déterminants de Slater. Une telle évolution peut alors être schématiquement représentée comme dans la figure (5.13).

Cette approche a de nombreuses analogies avec la dynamique de Boltzmann-Langevin présentée précédemment. En effet, le champ moyen étendu donne à nouveau la trajectoire moyenne. De plus, en accord avec la théorie de l'information, les taux de transition p_i peuvent directement être calculés à partir de la densité $\rho(t_0 + \Delta t)$. En effet, lorsque rien n'est connu sur les corrélations à deux corps et plus, la matrice densité du système s'écrit $D = \exp(-\sum_\alpha \lambda_\alpha a_\alpha^\dagger a_\alpha) / Z$ où $(1 + e^{\lambda_\alpha}) n_\alpha = 1$ (équation (2.13)). Notant que chaque déterminant de Slater peut s'écrire

$$|\Phi_i(t_0)\rangle = \prod_{n_\alpha^i=0,1} (a_\alpha^\dagger)^{n_\alpha^i} |0\rangle \quad (5.15)$$

5.5 Vers une dynamique quantique stochastique

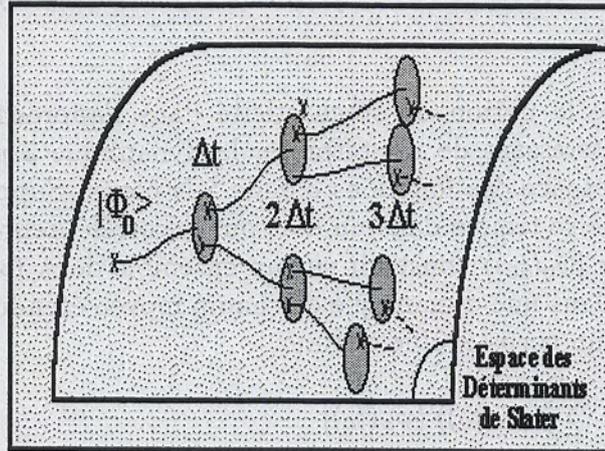


Figure 5.13: Représentation schématique d'une approche stochastique pour la dynamique quantique dans l'espace des fonctions d'onde à N-corps. Le plan représente l'ensemble des déterminants de Slater dans cet espace. Partant d'un déterminant de Slater, au bout d'un temps Δt , un ensemble de déterminants de Slater sont accessibles correspondant à un ensemble d'évolutions possibles. Pour des petits temps, la dynamique moyenne correspond à la dynamique donnée par ETDHF. Sur cette figure, deux trajectoires sont représentées.

où $|0\rangle$ est le vide des opérateurs création a_α^+ , on obtient l'expression des probabilités p_i :

$$p_i = \langle \Phi_i | D(t_0 + \Delta t) | \Phi_i \rangle = \exp \left(\sum_{n_\alpha \neq 0} \lambda_\alpha \right) \quad (5.16)$$

Une dynamique stochastique basée sur cette méthode utilise le maximum des possibilités qu'offre une dynamique à un corps telle que le champ moyen étendu. Toutefois, cette approche peut être généralisée en décrivant la dynamique du système de façon plus correcte.

Dynamique à N-corps

La connaissance des états à N-corps $|\Phi_i\rangle$ et des coefficients p_i peut servir de point de départ à une description de la dynamique du système prenant en compte les corrélations à tous les ordres. Supposant que l'espace des états $|\Phi_i\rangle$ dont les coefficients p_i sont grands représente une bonne approximation de l'espace accessible au système entre t_0 et $t_0 + \Delta t$, la fonction d'onde à N-corps peut être

approximativement écrite comme

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_i b_i(t) |\Phi_i\rangle \quad (5.17)$$

avec $|\Psi(t_0)\rangle = |\Phi_0\rangle$. L'évolution des coefficients $b_i(t)$ peut alors être obtenue en reportant l'expression précédente dans l'équation de Schroedinger $i\hbar\partial|\Psi\rangle/\partial t = H|\Psi\rangle$. La dynamique est alors bien plus générale que celle pouvant être décrite par une théorie à un corps dans la mesure où les coefficients $b_i(t)$ contiennent l'effet des corrélations d'ordre deux et plus. Toutefois, il est à la fois difficile et non pertinent de suivre $|\Psi(t)\rangle$ sur des longs temps de cette façon. En effet, les états $|\Phi_i\rangle$ ne représentent une bonne approximation des états accessibles que sur des temps courts et on s'attend à ce que les fonctions d'ondes se décorrélent. Les coefficients $b_i(t)$ deviennent alors des probabilités de transition et une dynamique stochastique améliorée peut à nouveau être envisagée en prenant des probabilités de transition $\mathcal{P}_{0i}(t)$ définies par

$$\mathcal{P}_{0i}(t) = |\langle\Phi_i|\Psi(t)\rangle|^2 = |b_i(t)|^2 \quad (5.18)$$

Ces coefficients jouent alors le rôle des p_i (équation (5.16)) en contenant cette fois l'effet des corrélations à tous les ordres sur la dynamique stochastique. On retrouve alors une évolution consistant à une succession de sauts d'un état pur vers un autre état pur dans l'espace des déterminants de Slater. Il est toutefois important de noter que dans ce cas, la dynamique de champ moyen étendu ne représente plus la trajectoire moyenne.

Ces scénarios de dynamique stochastique reposent tous sur une dynamique de champ moyen étendu montrant à nouveau les enjeux associés à la mise en œuvre d'une telle théorie.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la dynamique de champ moyen étendu a été étudiée tout d'abord à travers un modèle schématique puis dans un noyau d' ^{16}O . L'utilisation d'un modèle schématique a permis de tester une méthode novatrice pour inclure les collisions entre nucléons en allant au delà des théories de champ moyen dépendant du temps. Cette première étude a souligné les perspectives offertes par ETDHF dans la description microscopique de la dissipation. Lorsque les effets des collisions entre nucléons sur la réponse du noyau sont étudiés, de nombreuses difficultés s'ajoutent: le temps de mémoire relativement long, le nombre et la pertinence des états à un corps inoccupés. Un traitement approximatif du terme de collision où les effets de mémoire et les composantes non diagonales ont été pris en compte, a permis d'étudier la réponse de l'oxygène à une excitation

5.6 Conclusion

monopolaire. Cette étude, en démontrant à nouveau la possibilité d'améliorer la description des mouvements collectifs et de décrire la réorganisation des nombres d'occupation, devrait ouvrir la voie à de nouveaux développements théoriques.

La discussion sur la possibilité de définir des approches quantiques stochastiques afin de décrire des phénomènes tels que la multifragmentation nucléaire, a finalement permis de replacer la théorie de champ moyen étendu dans un contexte plus général. Cette théorie devrait jouer un rôle principal en servant de point de départ aux théories stochastiques.

$$P_{0t}(t) = \langle \Psi | \Psi(t) \rangle = |a(t)|^2 \quad (5.18)$$

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Le problème que nous nous sommes posé dans ce travail de doctorat était double: tout d'abord introduire et étudier les aspects quantiques et statistiques dans les systèmes nucléaires, ensuite développer des théories de transport permettant une compréhension microscopique des phénomènes de relaxation et de fluctuation dans la dynamique des noyaux, tout en tenant compte des effets de structure.

La première étape de ce travail consistait à avoir une approche globale du problème à N-corps nucléaire. A travers la hiérarchie BBGKY, il a été rappelé comment l'étude microscopique des noyaux repose sur des théories de plus en plus complexes prenant comme point de départ les théories de champ moyen et incluant progressivement l'effet des corrélations à des ordres de plus en plus grands.

Le champ moyen donne une description adéquate de la structure et des aspects statistiques des noyaux lorsque les corrélations sont faibles. Une illustration de l'application de cette théorie a été donnée dans l'étude des mouvements de petite amplitude où les concepts de noyaux chauds et de résonances géantes construites sur des états excités du système ont été illustrés. Cette étude a ensuite été généralisée aux mouvements de grande amplitude dans les noyaux chauds. Ceci nous a conduit à rappeler le scénario des réactions aux énergies intermédiaires et l'importance de l'expansion dynamique et thermique des systèmes formés lors de ces collisions. Une étude de l'expansion radiale dans TDHF a clarifié la notion d'équation d'état dans les systèmes finis ainsi que le lien avec les modèles d'expansion collective. Il a été montré que les effets quantiques, les effets de taille finie ainsi que l'interaction coulombienne jouent un rôle important dans cette équation d'état. Une certaine prudence doit donc être adoptée dans l'extension des concepts de la matière nucléaire infinie aux noyaux. De plus la dynamique d'expansion ne peut en général se réduire à une seule vibration monopolaire en raison de la réponse collective parfois complexe et de l'évaporation.

Conclusions et perspectives

Les théories de champ moyen contiennent simultanément les aspects quantiques et statistiques dans un cadre microscopique. Cependant, elles ne permettent pas de décrire les phénomènes de relaxation et des approches allant au delà du champ moyen doivent être utilisées. C'est dans ce contexte que les différentes théories permettant de prendre en compte les effets à deux corps ont été introduites. Parmi celles-ci, la théorie de champ moyen étendu (ETDHF) apparaît comme l'une des théories les plus prometteuses.

Jusqu'à présent, en raison de la complexité de cette théorie, elle n'avait pu être appliquée que dans une limite semi-classique (BUU, BNV) en donnant une description des mécanismes des réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires. Cependant, en incluant la nature quantique des nucléons, ETDHF s'avère une théorie qui dépasse les limitations des modèles semi-classiques. En particulier, elle rend possible à la fois l'étude de la dissipation dans les noyaux et des mécanismes de réaction lorsque la structure est importante.

Les fondements théoriques et les équations de champ moyen étendu quantiques sont connues depuis longtemps. Cependant, elles n'avaient été appliquées jusqu'à présent que de manière incomplète et les phénomènes conduisant à la dissipation dans un tel cadre étaient mal étudiés. Un des premiers aboutissements de ce travail a été, à travers les différentes applications, d'analyser les différentes facettes de ETDHF. Etant intimement liée aux champ moyen, cette théorie inclue également les aspects quantiques et statistiques dans la dynamique des noyaux chauds. L'introduction des corrélations permet de plus de rendre compte des phénomènes dissipatifs : amortissement, thermalisation...

Dans un premier temps, les propriétés de ETDHF ont été discutées. Dans cette théorie, les collisions entre nucléons entraînent une réorganisation des états à un corps et des nombres d'occupation. En particulier, ces collisions ont un effet non local en temps alors que les théories de transport semi-classiques supposent un effet instantané des collisions. Une telle hypothèse ne peut être utilisée dans une approche quantique sans entraîner des problèmes conceptuels importants.

Les résonances sont un des domaines de la physique nucléaires où les effets quantiques, le traitement statistique et les effets dissipatifs doivent être traités simultanément. L'étude de ces résonances a été une étape essentielle dans la compréhension de l'amortissement dans les noyaux. Dans ce contexte, la philosophie de la démarche scientifique qui a été suivie tout au long de ce travail a tout d'abord été présentée. Ainsi, nous avons montré que le champ moyen seul ne permet pas de comprendre la décroissance des résonances géantes. Partant des méthodes employées pour le champ moyen (la RPA), de nouveaux outils (la RPA étendue) ont été développés et utilisés afin de tenir compte des corrélations à deux corps. Cela a rendu possible, pour la première fois dans un cadre quantique, l'application de ETDHF dans les noyaux. Dans ce contexte, les corrélations à deux corps sont souvent supposées être une voie principale de décroissance pour

les modes collectifs. Avec ETDHF de nombreux aspects des mécanismes de relaxation ont été clarifiés :

1. cette étude a permis d'approfondir l'effet des corrélations à deux corps sur les modes collectifs. Ainsi, lors des collisions entre nucléons, les modes collectifs se couplent aux degrés de liberté individuels en leur transmettant une partie de leur énergie. Ce couplage, en conduisant à une disparition du mode collectif, contribue à la largeur d'étalement.
2. L'étude plus particulière du ^{40}Ca a permis une analyse quantitative de l'effet des collisions entre nucléons sur la décroissance des résonances géantes monopolaire, dipolaire et quadrupolaire, froides ou chaudes. Ces exemples ont montré l'importance des effets quantiques et de la statistique de Fermi-Dirac, notamment à basse température où les voies de décroissance sont fortement réduites. Lorsque la température augmente, la largeur d'étalement augmente, montrant l'importance des collisions entre nucléons dans les noyaux chauds.

Ces approches n'offrent toutefois qu'une description partielle des phénomènes de relaxation et, dans un cadre plus complet, on s'attend à ce que la décroissance des résonances géantes révèle directement les propriétés des couplages entre les modes collectifs et les états du noyau composé. La théorie de champ moyen étendu a été généralisée par l'introduction successive des degrés intrinsèques de plus en plus complexes du noyau. Les effets pouvant survenir en supposant une hiérarchie dans les degrés de liberté du noyau ont été discutés. Ainsi, nous avons prédit que de nouveaux phénomènes, tels que l'apparition de fluctuations d'Ericson à plusieurs échelles, peuvent se manifester dans la réponse du noyau, ouvrant des perspectives expérimentales nouvelles. Ces mécanismes reposent toutefois sur l'existence d'une hiérarchie très particulière des couplages qui peut être critiquée. En effet, en utilisant une vision plus générale des couplages en cascade dans l'hamiltonien nucléaire, où les états intermédiaires sont couplées aux mêmes états, nous avons mis en évidence l'apparition de franges d'interférences dans la fonction de réponse. Ces interférences conduisent, dans les mêmes conditions que les fluctuations d'Ericson, à des fluctuations devant toutefois être interprétées différemment. Dans les systèmes nucléaires, les voies de décroissance ne sont pas a priori disjointes et on s'attend à ce que ce phénomène se produise effectivement.

A travers les modes collectifs, les théories de champ moyen étendu ont été appliquées dans la limite des mouvements de petite amplitude où une version linéarisée des équations est suffisante. L'extension de ces applications aux mouvements de plus grande amplitude requiert l'utilisation des équations dynamiques générales. La théorie ETDHF reste une théorie complexe, que les méthodes semi-classiques simplifient. Nous avons étudié dans quelle mesure les effets quantiques

Conclusions et perspectives

sont importants dans la description des réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires. La réponse à cette question a été donnée à travers l'étude de l'expansion des noyaux chauds où les théories semi-classiques ont été comparées systématiquement aux simulations quantiques équivalentes. En l'absence de certains aspects quantiques, tels que la délocalisation et la dynamique des fonctions d'onde, on s'attend à ce que les théories semi-classiques présentent des différences avec les résultats quantiques. La comparaison a montré des différences parfois importantes, notamment dans l'évaporation et la dynamique collective, démontrant la nécessité d'aller au delà du champ moyen dans un cadre quantique.

L'inclusion des effets à deux corps directement dans la dynamique des noyaux a finalement été discutée. La première étape dans l'application de ETDHF a été de proposer une méthode novatrice permettant de résoudre cette théorie sans ajouter d'autres approximations. Une telle méthode manquait jusqu'à présent. Cette méthode a tout d'abord été testée sur un modèle schématique. Dans ce cas, une comparaison avec la dynamique exacte a montré les perspectives nouvelles qu'offrent le champ moyen étendu en rendant possible une description considérablement améliorée de la dynamique à un corps. L'application au modèle schématique a également illustré l'efficacité de la méthode. En particulier, la prise en compte de l'effet de mémoire sur les collisions et la reconstruction des états à un corps au cours de la simulation permet au système de choisir lui-même son évolution en tenant compte de son histoire passée. Les premières applications sur la vibration monopolaire du noyau d' ^{16}O , présentées à la fin de ce mémoire, ont illustré l'effet des corrélations à deux corps sur la dynamique nucléaire. Lors de l'évolution, les collisions entre nucléons entraînent une variation des nombres d'occupation et des états propres de la densité. Conjointement, les modes collectifs s'amortissent davantage que dans une dynamique de champ moyen. A travers cet exemple, les difficultés qui persistent notamment en raison de la puissance numérique requise pour appliquer cette théorie, ont finalement été discutées.

En démontrant la possibilité de décrire en même temps les aspects quantiques et dissipatifs dans les noyaux, ce travail ouvre la voie à de nouveaux développements théoriques. Ces approches devraient à court terme offrir un cadre théorique plus complet que les méthodes semi-classiques. De façon plus générale, la maîtrise des théories de transport quantique permet de faire le lien entre les mécanismes de réactions et la structure des noyaux. Un tel lien devrait être une aide considérable dans l'étude de la structure des noyaux exotiques qui connaît actuellement un intérêt très particulier avec l'utilisation de faisceaux radioactifs. Un premier exemple d'une telle étude est donné en annexe D.

L'inclusion des corrélations permet d'étudier les systèmes complexes dans lesquels les modèles de particules indépendantes ne fournissent pas une approche suffisante. C'est le cas par exemple des halos à plusieurs neutrons qui sont discutés dans l'annexe D. Il est également important de noter que la description

des phénomènes de relaxation dans des théories microscopiques est un problème général de la physique actuelle. Ainsi, les concepts et les méthodes développés dans ce travail de doctorat peuvent être étendus à d'autres domaines. En particulier, de telles méthodes devraient permettre de clarifier le comportement des mouvements collectifs dans les condensats de Bose-Einstein [Gar97] qui ont pu être récemment observés sur des métaux alcalins confinés à l'aide de champs magnétiques [Bra95].

L'introduction de corrélations au-delà du champ moyen améliore la description globale des systèmes complexes nucléaires. Elle est en particulier indispensable à l'étude des phénomènes de dissipation. La diversité des phénomènes physiques pouvant se produire dans les noyaux nécessite toutefois d'aller une étape plus loin dans le niveau de description. Les approches stochastiques quantiques sont les voies les plus prometteuses vers une approche microscopique des phénomènes tels que les brisures de symétrie dans la multifragmentation ou encore la dynamique de fission ou de fusion. La dissipation étant intimement liée aux fluctuations, les approches de champ moyen étendu devraient servir de point de départ à la réalisation de ces approches stochastiques.

Annexe A

Relations utiles pour la RPA

A.1 Equation RPA et notation de Liouville

L'introduction des notations de Liouville [Zwa60, Cho95], permet une écriture élégante des équations RPA. Cette notation consiste à considérer les matrices densités (et plus généralement les opérateurs à un corps) comme des super vecteurs $\|\delta\rho_\lambda\gg$ dont les composantes sont indicées par $\alpha = (i, j)$. On applique sur ces vecteurs des super-opérateurs. Ainsi, on définit les opérateurs utilisés dans l'équation RPA (3.13):

$$\mathcal{E} = [h^0, \cdot] \quad (\text{A.1})$$

$$\mathcal{F} = [\cdot, \rho^0] \quad (\text{A.2})$$

$$\mathcal{V} = Tr_2(\cdot \widetilde{V}_{12}) \quad (\text{A.3})$$

$$\mathcal{K}_{RPA} = \mathcal{E} + \mathcal{F}\mathcal{V} \quad (\text{A.4})$$

dont les éléments de matrice dans la base de Hartree-Fock s'écrivent en utilisant la notation $\alpha = (i, j)$ et $\beta = (k, l)$:

$$\mathcal{E}_{\alpha\beta} = (\varepsilon_i - \varepsilon_j)\delta_{\alpha,\beta} = \delta_{\alpha\beta}\Delta\varepsilon_\alpha \quad (\text{A.5})$$

$$\mathcal{F}_{\alpha\beta} = (n_j - n_i)\delta_{\alpha,\beta} = -\delta_{\alpha\beta}\Delta n_\alpha \quad (\text{A.6})$$

$$\mathcal{V}_{\alpha\beta} = \langle il | \widetilde{V}_{12} | jk \rangle \quad (\text{A.7})$$

L'équation RPA devient alors similaire à une équation aux valeurs propres :

$$\mathcal{K}_{RPA} \|\delta\rho_\lambda\gg = \hbar\omega_\lambda \|\delta\rho_\lambda\gg \quad (\text{A.8})$$

où la relation d'orthonormalisation généralisée s'écrit

$$\ll\delta\rho_\lambda\|\mathcal{F}^{-1}\|\delta\rho_\mu\gg = \delta_{\mu\lambda} \frac{\omega_\lambda}{|\omega_\lambda|} \quad (\text{A.9})$$

A.2 Développement en multipôles de la RPA

associée à la relation de fermeture

$$\sum_{\lambda} \frac{\omega_{\lambda}}{|\omega_{\lambda}|} \|\delta\rho_{\lambda}\| \gg \ll \|\delta\rho_{\lambda}\| \mathcal{F}^{-1} = 1 \quad (\text{A.10})$$

Utilisant la notation $\alpha = (i, j)$ et $\bar{\alpha} = (j, i)$ pour ($i \leq j$), on peut réécrire l'équation RPA sous une forme standard[Rin81]

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ -\mathcal{B}^* & -\mathcal{A}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\rho_{\alpha}^{\lambda} \\ \delta\rho_{\bar{\alpha}}^{\lambda} \end{pmatrix} = \hbar\omega_{\nu} \begin{pmatrix} \delta\rho_{\alpha}^{\lambda} \\ \delta\rho_{\bar{\alpha}}^{\lambda} \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

où

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\alpha\beta} &= \Delta\varepsilon_{\alpha} - \Delta n_{\alpha} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \\ \mathcal{B}_{\alpha\beta} &= -\Delta n_{\alpha} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

A.2 Développement en multipôles de la RPA

Etant donné que le hamiltonien nucléaire conserve le spin total et la parité pour les noyaux sphériques, l'équation RPA est en général résolue dans un sous espace de spin total J et de parité π donnés. Dans ce cas, un état collectif s'écrit (en omettant la parité):

$$|\lambda, J, M\rangle = (Q_{M,\lambda}^J)^+ |0\rangle \quad (\text{A.13})$$

Comme l'opérateur de création est un opérateur tensoriel à un corps, on peut le développer sur une base à un corps comme

$$(Q_{M,\lambda}^J)^+ = \sum_{j,m;j',m'} \langle jm | (Q_{M,\lambda}^J)^+ | j'm' \rangle a_{jm}^+ a_{j'm'} \quad (\text{A.14})$$

et utiliser le théorème de Wigner-Eckart:

$$\langle jm | (Q_{M,\lambda}^J)^+ | j'm' \rangle = (-1)^{j-m} \begin{pmatrix} j & J & j' \\ -m & M & m' \end{pmatrix} (j \| (Q_{\lambda}^J)^+ \| j') \quad (\text{A.15})$$

Cette expression, où la notation standard des symboles 3j a été introduite, montre qu'il suffit de résoudre l'équation RPA pour un M donné (en général $M = J$ ou $M = 0$). Le théorème de Wigner-Eckart permet de réécrire l'équation (A.14) comme[Cat89]

$$(Q_{M,\lambda}^J)^+ = \sum_{k>l} X_{kl}^{\lambda}(J) B_{kl}^+(J, M) + (-1)^M Y_{kl}^{\lambda}(J) B_{lk}(J, -M) \quad (\text{A.16})$$

où

$$X_{kl}^{\lambda}(J) = \frac{(j \| (Q_{\lambda\nu}^J)^+ \| j')}{\sqrt{2J+1}} \quad (\text{A.17})$$

et

$$B_{kl}^+(J, M) = \sum_{m_k, m_l} (-1)^{j_l - m_l} \langle j_k m_k j_l - m_l | JM \rangle a_{km_k}^+ a_{lm_l} \quad (\text{A.18})$$

Ainsi, un état collectif de multipolarité (et de parité) donnée, se développe uniquement sur des états (k, l) dont les nombres quantiques sont compatibles avec ceux du mode collectif.

L'utilisation des notations de Liouville permet à nouveau de donner une forme explicite aux constituants de la matrice RPA (3.30):

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\alpha\beta}^J &= \Delta\varepsilon_\alpha - \Delta n_\alpha \mathcal{V}_{\alpha\beta}^J \\ \mathcal{B}_{\alpha\beta}^J &= -(-1)^{\Delta j_\beta} \Delta n_\alpha \mathcal{V}_{\alpha\beta}^J \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

Les divers éléments intervenant dans ces expressions s'écrivent (en prenant $\alpha = (k, l)$ et $\beta = (m, n)$):

$$\begin{aligned} \Delta j_\beta &= j_m - j_n \\ \mathcal{V}_{\alpha\beta}^J &= \langle HF | B_\alpha(J, M) \tilde{V}_{12} B_\beta^+(J, M) | HF \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

$$B_\alpha(J, -M) = (-1)^{\Delta j_\alpha - M} B_\alpha^+(J, M)$$

Une fois que l'équation RPA est résolue, les éléments $X_{kl}^{\lambda, M}(J)$ et $Y_{kl}^{\lambda, M}(J)$ associés à un mode collectif $\delta\rho_\lambda^{J, M}$, s'expriment à partir des éléments $X_{kl}^\lambda(J)$ et $Y_{kl}^\lambda(J)$ grâce à la transformation (A.15). On obtient également

$$\begin{aligned} \delta\rho_{k<l}^{J, M} &= \langle j_k m_k | \delta\rho_\lambda^{J, M} | j_l m_l \rangle = -\Delta n_{kl} X_{kl}^{\lambda, M}(J) \neq 0 \quad \text{if } m_k + m_l = M \\ \delta\rho_{l>k}^{J, M} &= \langle j_l m_l | \delta\rho_\lambda^{J, M} | j_k m_k \rangle = -\Delta n_{lk} Y_{kl}^{\lambda, M}(J) \neq 0 \quad \text{if } m_k - m_l = -M \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

A.3 Règle de somme m_1

En utilisant la relation de fermeture sur les modes collectifs, la règle de somme m_1 (équation (3.29))[Vau83] devient:

$$m_1 = \frac{1}{2} \langle [F^\dagger, [H, F]] \rangle_0 \quad (\text{A.22})$$

Lorsqu'un opérateur F d'excitation multipolaire de la forme

$$F = r^{L'} Y_{L0}, \quad \text{avec } \begin{array}{ll} L' = L + 2 & \text{pour } L = 0 \\ L' = L & \text{pour } L \geq 1 \end{array} \quad (\text{A.23})$$

A.3 Règle de somme m_1

Pour des excitations isovectorielles, un opérateur dépendant de l'isospin est de plus ajouté (dans le cas $N=Z$, cet opérateur est τ_z). Lorsque de plus, une interaction de Skyrme est utilisée, m_1 s'écrit à température finie comme [Sag84]:

$$m_1 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{Z^2}{A} \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \langle r^{2L-2} \rangle_0 \quad \text{Isoscalaire} \quad (\text{A.24})$$

$$m_1 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{NZ}{A} \frac{L(2L+1)^2}{4\pi} \langle r^{2L-2} \rangle_0 (1 - \kappa) \quad \text{Isovectoriel}$$

dans cette expression, les moyennes sont calculées avec la densité Hartree-Fock à température finie et

$$\langle r^{2L-2} \rangle = \frac{1}{A} \int \rho_0(T) r^{2L-2} dr \quad (\text{A.25})$$

et

$$\kappa = \frac{2m}{\hbar^2} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \frac{1}{A} \int \rho_0(T)^2 dr \quad (\text{A.26})$$

où les paramètres intervenant sont les paramètres de la force de Skyrme.

Annexe B

Relations utiles pour les réponses collectives

B.1 Fluctuations d'Ericson dans la réponse nucléaire:

Cette annexe montre comment la largeur des fluctuations peut être extraite en utilisant la méthode d'autocorrélation sur la fonction de réponse. La réponse est donnée de façon générale par l'équation (3.41)

$$R(E) = \sum_{\mu} \frac{|\langle \mu | Coll \rangle|^2}{(E - E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} \quad (B.1)$$

Lorsque la matrice de recouvrement est séparée en une partie fluctuante et une partie moyenne, $\delta O_{\mu} = O_{\mu} - \bar{O}(E_{\mu})$, la réponse peut également être séparée en deux. D'un côté, elle contient une partie moyenne $\bar{R}(E) = \int_{\delta E} dE' R(E')$ qui peut être écrite pour $E > 0$ comme:

$$\bar{R}(E) \simeq \frac{1}{\delta E} \int_{\delta E} dE' \rho(E') \frac{\bar{O}(E')}{(E - E') + i\bar{\Gamma}/2} \simeq \bar{\rho} \bar{O}(E) \quad (B.2)$$

où la densité d'états $\rho(E) = \sum_{\mu} \delta(E - E_{\mu})$ a été introduite, ainsi que la densité moyenne $\bar{\rho} = \int_{\delta E} dE' \rho(E') / \delta E = 1/\Delta E$ et la largeur moyenne $\bar{\Gamma}$ (l'intervalle d'intégration δE étant supposé très supérieur à $\bar{\Gamma}$). La partie fluctuante de $R(E)$ est donnée par

$$\delta R(E) = \sum_{\mu} \frac{\delta O_{\mu}}{(E - E_{\mu}) + i\Gamma_{\mu}/2} \quad (B.3)$$

Cette partie fluctuante contient également l'information sur l'échelle des fluctuations $\bar{\Gamma}$ comme il a été démontré par Ericson[Eri63]. En effet, la fonction d'autocorrélation associée à la partie fluctuante s'écrit:

$$C_R(E) = \frac{1}{\delta E} \int_{E_0}^{E_0 + \delta E} dE' \delta R^*(E') \delta R(E' + E) \quad (B.4)$$

B.2 Approche standard des mécanismes d'amortissement

$$C_R(E) = \sum_{\mu\nu} \frac{1}{\delta E} \int_{E_0}^{E_0+\delta E} dE' \frac{\delta O_\mu}{E' - \mathcal{E}_\mu^*} \frac{\delta O_\nu}{E' + E - \mathcal{E}_\nu} \quad (\text{B.5})$$

où la notation $\mathcal{E}_\mu = E_\mu - i\Gamma_\mu/2$ est utilisée pour les énergies complexes. Si on impose de plus $\delta E \gg \bar{\Gamma}$, l'intervalle d'intégration peut être étendu à l'infini et on peut évaluer l'intégrale de Cauchy de (B.5)

$$C_R(E) = \sum_{\mu \in \Delta E} \frac{2i\pi}{\delta E} \sum_{\nu} \frac{\delta O_\mu \delta O_\nu}{\mathcal{E}_\nu - E - \mathcal{E}_\mu^*} + \mu \longleftrightarrow \nu \quad (\text{B.6})$$

Si de plus on suppose des corrélations aléatoires sur les recouvrements $\delta O_\mu \delta O_\nu = \delta O_\mu^2 \delta_{\mu\nu}$, la fonction d'autocorrélation devient:

$$C_R(E) = \frac{4\pi}{\Delta E} \frac{\overline{\delta O^2}}{E^2 + \bar{\Gamma}^2} \quad (\text{B.7})$$

Une expression similaire peut être obtenue pour la fonction de réponse définie par:

$$S(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im}(R(E)) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\mu} \frac{\Gamma_\mu |\langle \mu | \text{Coll} \rangle|^2}{(E - E_\mu)^2 + \Gamma_\mu^2/4} \quad (\text{B.8})$$

En effet, prenant la fonction d'autocorrélation associée:

$$C(E) = \frac{1}{\delta E} \int_{E_0}^{E_0+\delta E} dE' \delta S(E') \delta S(E' + E) \quad (\text{B.9})$$

et utilisant $S(E) = -1/(2i\pi)(R(E) - R^*(E))$, on obtient

$$C(E) = \frac{2}{\pi \Delta E} \frac{\overline{\delta O^2}}{E^2 + \bar{\Gamma}^2} \quad (\text{B.10})$$

Cette relation montre, que, pour des états se chevauchant fortement, on peut extraire la largeur caractéristique des fluctuations dans la fonction de réponse par la méthode d'autocorrélation [Eri63].

B.2 Approche standard des mécanismes d'amortissement

La diagonalisation du hamiltonien $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ avec

$$\hat{H}_0 |Coll\rangle = E_{Coll} |Coll\rangle \quad (\text{B.11})$$

$$\hat{H}_0 |i\rangle = E_i |i\rangle \quad (\text{B.12})$$

donne les états propres

$$|\mu\rangle = c_{\mu, Coll} |Coll\rangle + \sum_i c_{\mu, i} |i\rangle \quad (B.13)$$

associés aux énergies E_μ données par la relation de dispersion

$$E_\mu - E_{Coll} = f_1(E_\mu) v^2 \quad (B.14)$$

dans laquelle une interaction constante $v^2 = |\langle Coll | \hat{V} | i \rangle|^2$ a été supposée entre le mode collectif et les états $|i\rangle$ alors que l'interaction ne couple pas les états $|i\rangle$ entre eux: $\langle i' | \hat{V} | i \rangle = 0$. La matrice de recouvrement $O_\mu = |\langle \mu | Coll \rangle|^2$ s'écrit alors

$$O_\mu = |c_{\mu, Coll}|^2 = \frac{1}{1 + f_2(E_\mu) v^2} \quad (B.15)$$

où f_n est défini par

$$f_n(E) = \sum_i \frac{1}{(E - E_i)^n} \quad (B.16)$$

donnant la relation de récurrence:

$$f_{n+1}(E) = -n \frac{\partial f_n(E)}{\partial E} \quad (B.17)$$

Afin de retrouver la forme usuelle de la distribution de Breit-Wigner, on suppose en général une densité d'état constante, avec des états espacés régulièrement: $E_i - E_{i-1} = \Delta E$. Utilisant l'égalité $\sum_n 1/(x - n) = \pi \cot(\pi x)$, la relation de dispersion devient

$$E_\mu - E_{Coll} = f_1(E_\mu) = \frac{v^2 \pi}{\Delta E} \cot\left(\pi \frac{(E_\mu - E_{Coll})}{\Delta E}\right) \quad (B.18)$$

De plus, utilisant (B.17), on obtient

$$f_2(E_\mu) = \frac{\pi^2}{\Delta E^2} \left(1 + \cot^2\left(\pi \frac{(E_\mu - E_{Coll})}{\Delta E}\right)\right) \quad (B.19)$$

qui en reprenant (B.18) devient

$$f_2(E_\mu) = \left(\frac{\pi^2}{\Delta E^2} + \frac{(E_\mu - E_{Coll})^2}{v^4}\right) \quad (B.20)$$

La matrice de recouvrement, s'écrit de manière exacte sous la forme:

$$O_\mu = \frac{v^2}{\left(v^2 + \frac{v^4 \pi^2}{\Delta E^2}\right) + (E_\mu - E_{Coll})^2} \quad (B.21)$$

qui est une Breit-Wigner de largeur $\Gamma_{Coll}^2 = 4(v^2 + v^4 \pi^2 / \Delta E^2)$. Dans la limite d'un spectre continu, on retrouve la règle d'or de Fermi $\Gamma_{Coll} = 2\pi v^2 / \Delta E$.

B.3 Description microscopique des fluctuations dans la fonction de réponse

B.3 Description microscopique des fluctuations dans la fonction de réponse

Reprenant la dérivation précédente, des fluctuations sur la fonction de réponse peuvent, par exemple, être obtenues en introduisant un terme fluctuant $\delta\hat{V}$ dans l'interaction résiduelle. Définissant

$$\delta f_n(E) = \sum_i \frac{\delta v_i}{(E - E_i)^n} \quad (\text{B.22})$$

où $|\langle Coll | \hat{V} + \delta\hat{V} | i \rangle|^2 = \bar{v}^2(1 + \delta v_i)$, la nouvelle relation de dispersion s'écrit:

$$E_\mu - E_{Coll} = \bar{v}^2(f_1(E_\mu) + \delta f_1(E_\mu)) \quad (\text{B.23})$$

tandis que les recouvrements deviennent

$$O_\mu = \frac{1}{1 + \bar{v}^2(f_2(E_\mu) + \delta f_2(E_\mu))} \quad (\text{B.24})$$

Pour un spectre uniforme d'états $|i\rangle$, utilisant les diverses relations ci-dessus, on obtient:

$$E_\mu - E_{Coll} = \bar{v}^2 \left(\frac{\pi}{\Delta E} \cot \left(\pi \frac{(E_\mu - E_{Coll})}{\Delta E} \right) + \delta f_1(E_\mu) \right) \quad (\text{B.25})$$

qui permet de calculer $f_2(E_\mu)$

$$f_2(E_\mu) = \frac{\pi^2}{\Delta E^2} \left(1 + \cot^2 \left(\pi \frac{E_\mu - E_{Coll}}{\Delta E} \right) \right) \quad (\text{B.26})$$

$$= \left(\frac{\pi^2}{\Delta E^2} + \bar{v}^{-4} (E_\mu - E_{Coll} - \bar{v}^2 \delta f_1(E_\mu))^2 \right) \quad (\text{B.27})$$

La dernière relation peut être introduite dans la matrice de recouvrement, donnant $O_\mu = \bar{O}_\mu + \delta O_\mu$, et dans laquelle

$$\bar{O}_\mu = \frac{\bar{v}^2}{\left(\bar{v}^2 + \frac{\bar{v}^4 \pi^2}{\Delta E^2} \right) + (E_\mu - E_{Coll})^2} \quad (\text{B.28})$$

La partie fluctuante devient

$$\delta O_\mu = \bar{O}_\mu^2 \left(2(E_\mu - E_{Coll}) \delta f_1(E_\mu) - \bar{v}^2 \delta f_2(E_\mu) \right) \quad (\text{B.29})$$

Finalement, on obtient:

$$\delta O_\mu = \bar{O}_\mu^2 \sum_i \delta v_i \delta o_\mu(E_i) \quad (\text{B.30})$$

avec

$$\delta o_\mu(E) = \frac{1}{(E_\mu - E)} \left(\frac{2(E_\mu - E_{Coll})}{\bar{v}^2} - \frac{1}{E_\mu - E} \right) \quad (B.31)$$

En utilisant la définition $\delta v_i \delta v_j = c_{ij}$ pour la corrélation des termes d'interaction fluctuants, la corrélation $\overline{\delta O_\mu \delta O_\nu}$ sur les recouvrements s'écrit:

$$\overline{\delta O_\mu \delta O_\nu} = \bar{O}_\mu^2 \bar{O}_\nu^2 \sum_{ij} c_{ij} \delta o_\mu(E_i) \delta o_\nu(E_j) \quad (B.32)$$

Si de plus, on suppose des corrélations aléatoires sur l'interaction fluctuante $c_{ij} = c_i \delta_{ij}$:

$$\overline{\delta O_\mu \delta O_\nu} = \bar{O}_\mu^2 \bar{O}_\nu^2 \sum_i c_i \delta o_\mu(E_i) \delta o_\nu(E_i) \quad (B.33)$$

remarquant de plus que chaque énergie E_μ est toujours proche de celle d'un des états $|i\rangle$ (noté $|i_\mu\rangle$) et associé à l'énergie E_{i_μ} . Dans δo_μ , principalement la composante associée à i_μ contribue $\delta O_\mu \approx \bar{O}_\mu^2 \delta v_{i_\mu} \bar{o}_\mu(E_{i_\mu})$. La corrélation devient alors

$$\overline{\delta O_\mu \delta O_\nu} \approx \delta_{\mu\nu} \bar{O}_\mu^4 c_{i_\mu} \delta o_\mu^2(E_{i_\mu}) = \delta_{\mu\nu} \delta O_\mu^2 \quad (B.34)$$

Qui est exactement l'hypothèse de corrélations aléatoires nécessaire pour obtenir des fluctuations d'Ericson.

B.4 Couplage des états intermédiaires avec des états de décroissance communs :

Dans cette annexe, le cas où des états $|\nu\rangle$ (avec $\hat{H}_0 |\nu\rangle = E_\nu |\nu\rangle$) se couplent aux mêmes états $|i\rangle$ (avec $\hat{H}_0 |i\rangle = E_i |i\rangle$) via une interaction résiduelle \hat{V} , est considéré. La diagonalisation de l'hamiltonien $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$ donne les états

$$|\mu\rangle = \sum_\nu c_{\mu,\nu} |\nu\rangle + \sum_i c_{\mu,i} |i\rangle \quad (B.35)$$

L'équation de Schrödinger associée conduit à

$$c_{\mu,\nu} (E_\mu - E_\nu) = \sum_i c_{\mu,i} \langle \nu | \hat{V} | i \rangle \quad (B.36)$$

$$c_{\mu,i} (E_\mu - E_i) = \sum_\nu c_{\mu,\nu} \langle \nu | \hat{V} | i \rangle^* \quad (B.37)$$

Si on suppose une interaction constante $\langle \nu | \hat{V} | i \rangle = v$ et on définit les coefficients $a_\mu^1 = \sum_\nu c_{\mu,\nu}$ et $a_\mu^2 = \sum_i c_{\mu,i}$, les équations précédentes s'écrivent

$$c_{\mu,\nu} = \frac{v a_\mu^2}{E_\mu - E_\nu} \quad (B.38)$$

$$c_{\mu,i} = \frac{v a_\mu^1}{E_\mu - E_i} \quad (B.39)$$

B.4 Couplage des états intermédiaires avec des états de décroissance communs :

donnant les relations sur a^1 et a^2 :

$$a_\mu^1 = \sum_\nu \frac{v a_\mu^2}{E_\mu - E_\nu} \equiv v a_\mu^2 F_1(E_\mu) \quad (\text{B.40})$$

$$a_\mu^2 = \sum_i \frac{v a_\mu^1}{E_\mu - E_i} \equiv v a_\mu^1 f_1(E_\mu) \quad (\text{B.41})$$

Dans ces expressions, les fonctions f_n et F_n s'écrivent:

$$F_n(E_\mu) = \sum_\nu \frac{1}{(E_\mu - E_\nu)^n} \quad (\text{B.42})$$

$$f_n(E_\mu) = \sum_i \frac{1}{(E_\mu - E_i)^n} \quad (\text{B.43})$$

La relation de dispersion associée aux énergies E_μ devient

$$1 = v^2 F_1(E_\mu) f_1(E_\mu) \quad (\text{B.44})$$

De plus, comme dans les divers calculs précédents, la condition de normalisation sur les fonctions d'onde permet de donner une autre relation entre les coefficients a^1 et a^2 :

$$1 = \sum_i |c_{\mu,i}|^2 + \sum_\nu |c_{\mu,\nu}|^2 = v^2 |a_\mu^1|^2 f_2(E_\mu) + v^2 |a_\mu^2|^2 F_2(E_\mu) \quad (\text{B.45})$$

conduisant finalement à

$$|a_\mu^2|^2 = \frac{1}{v^4 F_1^2(E_\mu) f_2(E_\mu) + v^2 F_2(E_\mu)} \quad (\text{B.46})$$

$$|a_\mu^1|^2 = \frac{1}{v^2 f_2(E_\mu) + v^4 f_1^2(E_\mu) F_2(E_\mu)} \quad (\text{B.47})$$

Ces expressions permettent de trouver les coefficients $c_{\mu,\nu}$

$$|c_{\mu,\nu}|^2 = \frac{1}{(E_\mu - E_\nu)^2} \frac{1}{v^2 F_1^2(E_\mu) f_2(E_\mu) + F_2(E_\mu)} \quad (\text{B.48})$$

$$|c_{\mu,i}|^2 = \frac{1}{(E_\mu - E_i)^2} \frac{1}{f_2(E_\mu) + v^2 f_1^2(E_\mu) F_2(E_\mu)} \quad (\text{B.49})$$

Si les états $|i\rangle$ espacé uniformément tous les ΔE_2 , f_1 devient

$$f_1(E) = \frac{\pi}{\Delta E_2} \cot\left(\pi \frac{E}{\Delta E_2}\right) \quad (\text{B.50})$$

et la relation de dispersion

$$\cot\left(\pi \frac{E_\mu}{\Delta E_2}\right) = \frac{\Delta E_2}{\pi v^2} F_1^{-1}(E_\mu) \quad (\text{B.51})$$

La relation sur f_2 prend alors la forme

$$f_2(E) = \frac{\pi^2}{\Delta E_2^2} \left(1 + \cot^2 \left(\pi \frac{E}{\Delta E_2} \right) \right) = \left(\frac{\pi^2}{\Delta E_2^2} + v^{-4} F_1^{-2}(E_\mu) \right) \quad (\text{B.52})$$

conduisant finalement à

$$|c_{\mu,\nu}|^2 = \frac{1}{(E_\mu - E_\nu)^2} \frac{v^2 F_1^{-2}(E_\mu)}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + F_1^{-2}(E_\mu) + v^2 F_2(E_\mu) F_1^{-1}(E_\mu)} \quad (\text{B.53})$$

où $v^2/\Delta E_2 = \Gamma_2/2\pi$.

Afin de calculer la fonction de réponse, on introduit une amplitude de transition A_ν pour chaque état ν . Deux cas conduisant à des solutions analytiques, peuvent être alors considérés:

- i) Chaque état μ se décompose sur de nombreux états: si on suppose que chaque état ν est excité avec une probabilité constante $|A_\nu|^2 = A^2$,

$$O_\mu = \left| \sum_\nu A_\nu c_{\mu,\nu} \right|^2 \quad (\text{B.54})$$

et si on introduit une hypothèse de phase aléatoire sur les produits $A_\nu c_{\mu,\nu}$, la matrice de recouvrement devient

$$O_\mu \simeq A^2 \sum_\nu |c_{\mu,\nu}|^2 = \frac{A^2 v^2 F_1^{-2}(E_\mu) F_2(E_\mu)}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + F_1^{-2}(E_\mu) + v^2 F_2(E_\mu) F_1^{-1}(E_\mu)} \quad (\text{B.55})$$

Dans la limite d'une interaction v faible, l'expression se simplifie:

$$O_\mu = \frac{A^2 v^2}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + F_1^{-2}(E_\mu)} \frac{F_2(E_\mu)}{F_1^2(E_\mu)} \quad (\text{B.56})$$

- ii) Chaque état μ est couplé à peu d'état ν : dans ce cas, on ne peut faire une hypothèse de corrélations aléatoires. Toutefois, supposant à nouveau une probabilité de transition constante $A_\nu = A$, on obtient

$$O_\mu = \left| \sum_\nu A_\nu c_{\mu,\nu} \right|^2 = A^2 |a_\mu^1|^2 = \frac{A^2 v^2}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + F_1^{-2}(E_\mu) + v^2 F_2(E_\mu) F_1^{-1}(E_\mu)} \quad (\text{B.57})$$

Dans la limite d'une petite interaction v , on trouve

$$O_\mu = \frac{A^2 v^2}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + F_1^{-2}(E_\mu)} \quad (\text{B.58})$$

B.5 Interférences dans la fonction de réponse collective

Afin d'aller plus loin dans ces deux limites, corrélations aléatoires ou non dans les recouvrements, il est nécessaire de préciser les états ν . Considérant ces états espacés tous les ΔE_1 , F_1 s'écrit

$$F_1(E) = \frac{\pi}{\Delta E_1} \cot\left(\pi \frac{E}{\Delta E_1}\right) \quad (\text{B.59})$$

et F_2

$$F_2(E) = \left(\frac{\pi}{\Delta E_1}\right)^2 \left(1 + \cot^2\left(\pi \frac{E}{\Delta E_1}\right)\right) \quad (\text{B.60})$$

Donnant finalement dans le cas de recouvrements corrélés ii)

$$O_\mu = \frac{A^2 v^2}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + \frac{\Delta E_1^2}{\pi^2} \tan^2\left(\pi \frac{E_\mu}{\Delta E_1}\right)} \quad (\text{B.61})$$

tandis que lorsque les recouvrements sont décorrélés i), on a

$$O_\mu = \frac{A^2 v^2 \left(1 + \tan^2\left(\pi \frac{E_\mu}{\Delta E_1}\right)\right)}{\frac{1}{4}\Gamma_2^2 + \frac{\Delta E_1^2}{\pi^2} \tan^2\left(\pi \frac{E_\mu}{\Delta E_1}\right)}. \quad (\text{B.62})$$

B.5 Interférences dans la fonction de réponse collective

Le cas d'un mode collectif $|Coll\rangle$ couplé à des états intermédiaires qui décroissent vers les mêmes états peut finalement être considéré. Dans ce cas, le mode collectif se couple à un premier ensemble d'états $|\nu\rangle$ (par une interaction résiduel \hat{V}_1). Ces états se couplent aux mêmes états $|i\rangle$ par une interaction \hat{V}_2 . Les états propres du hamiltonien $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_1 + \hat{V}_2$ (où $|Coll\rangle$, $|\nu\rangle$ et $|i\rangle$ sont les états propres de \hat{H}_0) se développent comme

$$|\mu\rangle = c_{\mu,Coll} |Coll\rangle + \sum_\nu c_{\mu,\nu} |\nu\rangle + \sum_i c_{\mu,i} |i\rangle \quad (\text{B.63})$$

L'équation de Schrödinger donne les relations

$$c_{\mu,Coll} (E_\mu - E_{Coll}) = \sum_\nu c_{\mu,\nu} \langle Coll | \hat{V}_1 | \nu \rangle = v_1 a_\mu^1 \quad (\text{B.64})$$

$$c_{\mu,\nu} (E_\mu - E_\nu) = c_{\mu,Coll} \langle \nu | \hat{V}_1 | Coll \rangle + \sum_i c_{\mu,i} \langle \nu | \hat{V}_2 | i \rangle = v_1 c_{\mu,Coll} + v_2 c_{\mu,i} \quad (\text{B.65})$$

$$c_{\mu,i} (E_\mu - E_i) = \sum_\nu c_{\mu,\nu} \langle \nu | \hat{V}_2 | i \rangle^* = v_2 a_\mu^1 \quad (\text{B.66})$$

Relations utiles pour les réponses collectives

où des interactions constantes $\langle Coll | \hat{V}_1 | \nu \rangle = v_1$, $\langle \nu | \hat{V}_2 | i \rangle = v_2$ ont été supposées et où $a_\mu^1 = \sum_\nu c_{\mu,\nu}$, $a_\mu^2 = \sum_i c_{\mu,i}$. La première équation donne

$$c_{\mu,Coll} = \frac{v_1 a_\mu^1}{E_\mu - E_{Coll}} \quad (B.67)$$

permettant de réécrire les deux autres équations:

$$c_{\mu,\nu} = \frac{1}{E_\mu - E_\nu} \left(\frac{v_1^2 a_\mu^1}{E_\mu - E_{Coll}} + v_2 a_\mu^2 \right) \quad (B.68)$$

$$c_{\mu,i} = \frac{v_2 a_\mu^1}{E_\mu - E_i} \quad (B.69)$$

Il en résulte les relations suivantes entre les coefficients a_1 et a_2 (en utilisant les fonctions définies dans l'annexe précédente):

$$a_\mu^2 = \sum_i \frac{v_2 a_\mu^1}{E_\mu - E_i} \equiv v_2 a_\mu^1 f_1(E_\mu) \quad (B.70)$$

$$a_\mu^1 = \sum_\nu \frac{v_1^2}{E_\mu - E_\nu} \frac{a_\mu^1}{E_\mu - E_{Coll}} + \frac{v_2 a_\mu^2}{E_\mu - E_\nu} \equiv \left(\frac{v_1^2 a_\mu^1}{E_\mu - E_{Coll}} + v_2 a_\mu^2 \right) F_1(E_\mu) \quad (B.71)$$

La relation de dispersion associée aux énergies E_μ devient:

$$1 = \left(\frac{v_1^2}{E_\mu - E_{Coll}} + v_2^2 f_1(E_\mu) \right) F_1(E_\mu) \quad (B.72)$$

Utilisant la condition de normalisation sur la fonction d'onde, une nouvelle relation entre les coefficients a peut être déduite:

$$1 = \frac{v_1^2 a_\mu^{1^2}}{(E_\mu - E_{Coll})^2} + v_2^2 a_\mu^{1^2} f_2(E_\mu) + \left(\frac{v_1^2 a_\mu^1}{E_\mu - E_{Coll}} + v_2 a_\mu^2 \right)^2 F_2(E_\mu) \quad (B.73)$$

donnant l'expression suivante pour a_μ^1 :

$$a_\mu^{1^2} = \left(\frac{v_1^2}{(E_\mu - E_{Coll})^2} + v_2^2 f_2(E_\mu) + \left(\frac{v_1^2}{E_\mu - E_{Coll}} + v_2^2 f_1(E_\mu) \right)^2 F_2(E_\mu) \right)^{-1} \quad (B.74)$$

La matrice de recouvrement $O_\mu = |c_{\mu,Coll}|^2$ devient alors

$$O_\mu = \frac{v_1^2}{v_1^2 + v_2^2 f_2(E_\mu) (E_\mu - E_{Coll})^2 + (v_1^2 + v_2^2 f_1(E_\mu) (E_\mu - E_{Coll}))^2 F_2(E_\mu)} \quad (B.75)$$

B.5 Interférences dans la fonction de réponse collective

Supposant que les états $|i\rangle$ du second niveau de couplage sont régulièrement espacés tous les ΔE_2 , f_1 s'écrit

$$f_1(E) = \frac{\pi}{\Delta E_2} \cot\left(\pi \frac{E}{\Delta E_2}\right) \quad (\text{B.76})$$

donnant f_2

$$f_2(E) = \frac{\pi^2}{\Delta E_2^2} \left(1 + \cot^2\left(\pi \frac{E}{\Delta E_2}\right)\right) = \left(\frac{\pi^2}{\Delta E_2^2} + f_1^2(E)\right) \quad (\text{B.77})$$

La relation de dispersion associée devient

$$f_1(E_\mu) = \frac{F_1^{-1}(E_\mu)}{v_2^2} - \frac{v_1^2}{(E_\mu - E_{Coll})v_2^2} \quad (\text{B.78})$$

conduisant à

$$O_\mu = |c_{\mu, Coll}|^2 = \frac{v_2^2 v_1^2}{v_2^2 v_1^2 + \frac{\Gamma_2^2}{4} (E_\mu - E_{Coll})^2 + \left(\frac{E_\mu - E_{Coll}}{F_1(E_\mu)} - v_1^2\right)^2 + \frac{(E_\mu - E_{Coll})^2 v_2^2 F_2(E_\mu)}{F_1(E_\mu)}} \quad (\text{B.79})$$

où $\Gamma_2 = 2\pi v_2^2 / \Delta E_2$. Dans la limite $v_2^2 \rightarrow 0$, l'expression précédente peut être simplifiée en

$$O_\mu = |c_{Coll}^\mu|^2 = \frac{v_2^2 v_1^2}{\frac{\Gamma_2^2}{4} (E_\mu - E_{Coll})^2 + \left(\frac{E_\mu - E_{Coll}}{F_1(E_\mu)} - v_1^2\right)^2} \quad (\text{B.80})$$

Si, de plus on suppose que le premier niveau de couplage est constitué d'états ν uniformément espacés de ΔE_1 , on obtient pour F_1

$$F_1(E_\mu) = \frac{\pi}{\Delta E_1} \cot\left(\pi \frac{E_\mu}{\Delta E_1}\right) \quad (\text{B.81})$$

donnant finalement l'expression recherchée de la matrice de recouvrement:

$$O_\mu = |c_{Coll}^\mu|^2 = \frac{v_2^2 v_1^2}{\frac{\Gamma_2^2}{4} (E_\mu - E_{Coll})^2 + \frac{\Delta E_1^2}{\pi^2} \left((E_\mu - E_{Coll}) \tan\left(\pi \frac{E_\mu}{\Delta E_1}\right) - \frac{\Gamma_1}{2}\right)^2} \quad (\text{B.82})$$

dans laquelle $\Gamma_1 = 2\pi v_1^2 / \Delta E_1$.

Annexe C

Méthodes numériques pour le champ moyen

Il existe un très grand nombre de méthode pour résoudre les équations de champ moyen statiques ou dynamiques. Le but de cette annexe n'est pas de faire une revue exhaustive des techniques existantes mais de présenter les diverses méthodes utilisées tout au long de ce travail. Ces méthodes ne se limitent pas au problème de champ moyen mais s'appliquent à tout type de problème de recherche d'états fondamentaux ou d'évolution en temps.

C.1 Résolution des équations Hartree-Fock statiques

L'équation statique de Hartree-Fock est une équation auto-consistante aux valeurs propres qui se développe a priori sur tous les éléments d'une base complète à un corps. Pour l'équation (4.15), la représentation choisie est la représentation continue de l'espace r et contient a priori un nombre infini d'éléments. Toutefois, l'espace est discrétisé sur un réseau de taille fini et de pas Δr . L'équation devient alors un problème matriciel

$$h |\varphi^\alpha\rangle = \varepsilon |\varphi^\alpha\rangle. \quad (\text{C.1})$$

$|\varphi^\alpha\rangle$ devient un vecteur avec un nombre fini de composantes φ_i^α , où i est un indice caractérisant les noeuds du réseau. Dans certain cas, par exemple pour les noyaux sphériques, l'équation (C.1) peut directement être diagonalisée. Ainsi, partant d'un ensemble de fonctions d'onde test (en général, les fonctions d'onde d'un oscillateur harmonique de type Nilsson déformé ou non) servant à calculer un hamiltonien effectif $h^{(0)}$, le hamiltonien $h^{(0)}$ est diagonalisé. On obtient de nouvelles fonctions d'onde, qui permettent de recalculer la densité et un nouveau

C.2 Résolution des équations Hartree-Fock dynamiques

hamiltonien $h^{(1)}$. L'opération est ensuite itérée jusqu'à convergence.

Lorsque le nombre de points du réseau devient trop grand, les matrices ne peuvent plus être diagonalisées et d'autres méthodes sont nécessaires. Très souvent, j'ai eu recours à la méthode des temps imaginaires qui permet de façon itérative de converger vers les états propres de basse énergie avec un temps de calcul petit. Afin de comprendre cette technique, on peut supposer avoir une fonction d'onde test $|\phi\rangle$. Cette fonction d'onde se développe sur les états propres recherchés de h :

$$|\phi\rangle = \sum_{\alpha} c_{\alpha} |\varphi^{\alpha}\rangle \quad (\text{C.2})$$

Supposons qu'un opérateur $e^{-\Delta t h/\hbar}$ est appliqué à cette fonction d'onde¹, il vient, en notant ε_0 l'énergie la plus basse:

$$e^{-\Delta t h/\hbar} |\phi\rangle = e^{-\Delta t \varepsilon_0/\hbar} \sum_{\alpha} c_{\alpha} e^{-\Delta t(\varepsilon_{\alpha}-\varepsilon_0)/\hbar} |\varphi^{\alpha}\rangle \quad (\text{C.3})$$

L'application d'un tel opérateur réduit donc la contribution des états de haute énergie au profit des états de plus basse énergie. Des applications successives de cet opérateur, accompagnées d'une renormalisation conduira à trouver l'état de plus basse énergie. Lorsqu'un ensemble d'états est recherché, l'opérateur de temps imaginaire est appliqué à un ensemble de fonctions test. A chaque étape, ces fonctions d'onde sont orthonormalisées et le champ moyen réajusté.

En pratique, étant donné que h n'est pas diagonal dans la base du réseau, l'exponentielle doit être remplacée par un opérateur ayant les mêmes propriétés. La méthode la plus simple consiste à prendre un paramètre Δt petit (tel que $\Delta t(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_0)/\hbar \ll 1$), ce qui permet de prendre simplement le développement tronqué de l'exponentielle:

$$e^{-\Delta t h/\hbar} = 1 - \left(\frac{\Delta t h}{\hbar}\right) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta t h}{\hbar}\right)^2 + \dots \quad (\text{C.4})$$

Cette méthode est par exemple la méthode qui est utilisée dans le programme écrit par P. Bonche [Kim98] et qui a servi de base au champ moyen étendu.

C.2 Résolution des équations Hartree-Fock dynamiques

L'évolution dynamique des fonctions d'onde à un corps pendant un temps Δt s'écrit à l'aide du propagateur associé au champ moyen comme

$$|\varphi^{\alpha}(t + \Delta t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} h(s) ds} |\varphi^{\alpha}(t)\rangle \approx e^{-\frac{i}{\hbar} \Delta t h(t+\Delta t/2)} |\varphi^{\alpha}(t)\rangle \quad (\text{C.5})$$

¹Cette opérateur est équivalent à un propagateur à un corps dans un champ constant et dans lequel on aurait introduit un potentiel imaginaire $-i\Delta t/\hbar$.

L'évolution est alors séparée en deux étapes:

- $h(t + \Delta t/2)$ est tout d'abord calculé en propageant les fonctions d'onde jusqu'au temps $t + \Delta t/2$ avec le champ moyen calculé au temps t .
- Les fonctions d'onde au temps t sont repropagées jusqu'au temps $t + \Delta t$ avec $h(t + \Delta t/2)$.

A nouveau, ces deux propagations requièrent l'application d'une exponentielle de h . Il est encore une fois possible de faire un développement limité de l'exponentielle:

$$e^{-\frac{i}{\hbar}\Delta t h} = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{i}{\hbar} \Delta t h \right)^n \quad (\text{C.6})$$

Cette méthode est très rapide car elle ne nécessite qu'une procédure itérative de multiplication par des matrices. Toutefois l'opérateur obtenu en tronquant la somme n'est plus unitaire. Afin de ne pas perdre de particules lors de l'évolution, il est nécessaire de tronquer à un ordre assez grand (typiquement à l'ordre 4). Pour éviter le problème de non-unitarité, diverses techniques existent. Ces méthodes consistent à prendre un autre opérateur unitaire ayant le même développement que l'exponentielle jusqu'à un ordre donné en $\Delta t/\hbar$. La première méthode consiste à prendre [Neg82]

$$e^{-\frac{i}{\hbar}\Delta t h} \approx \frac{1 - \frac{i\Delta t}{2\hbar} h}{1 + \frac{i\Delta t}{2\hbar} h} \quad (\text{C.7})$$

qui est correct à l'ordre 2 en $\Delta t/\hbar$. L'inversion de la matrice $(1 + \frac{i\Delta t}{2\hbar} h)$ devient très long lorsque le nombre de pas du réseau augmente. Toutefois, cette méthode est en général utilisée pour les noyaux sphériques où le nombre de pas du réseau reste relativement petit.

Finalement, lorsque le réseau devient grand, la méthode du "split-opérateur" [Fei82] a été retenue aussi bien pour l'évolution dynamique que pour le temps imaginaire. Cette méthode revient à développer le propagateur comme un produit de trois exponentielles séparant la partie potentiel de la partie cinétique:

$$e^{-\frac{i}{\hbar}\Delta t h} \approx e^{-i\Delta t \frac{p^2}{4\hbar m}} e^{-\frac{i}{\hbar}\Delta t U[\rho]} e^{-i\Delta t \frac{p^2}{4\hbar m}} \quad (\text{C.8})$$

Cette expression est également vraie jusqu'à l'ordre 2 en $\Delta t/\hbar$. L'application de cette méthode se fait par des transformées de Fourier rapides successives (FFT). Si au départ la fonction d'onde est exprimée dans la base r , on passe en représentation p par une FFT. Dans cette base, le terme cinétique est diagonal et l'application de l'opérateur exponentiel devient une simple multiplication. Puis, on revient dans la base r par une FFT inverse afin d'appliquer la partie potentielle.

C.3 Méthode des particules tests pour les théories semi-classiques

Enfin, on retourne en base p pour la dernière exponentielle. Cette méthode, qui réduit le problème de l'application d'un opérateur exponentiel compliqué à des multiplications des fonctions d'onde par des coefficients simples, est actuellement en plein essor dans le domaine de la chimie quantique[Bal97]². Cette technique s'avère en effet très rapide lorsque le nombre de pas du réseau est de la forme 2^N . Dans ce cas, les transformées de Fourier rapides sont optimisées. Toutefois, cette contrainte est assez peu flexible car elle nécessite des changements de la taille du réseau d'un facteur au moins 2^3 lorsqu'on veut agrandir celui-ci.

Diverses méthodes existent donc pour résoudre le problème statique ou dépendant du temps. Le choix de la méthode dépendra ensuite du problème. Jusqu'à présent, les divers paramètres Δr et Δt n'ont pas été discutés. Toutefois, un choix approprié de ces paramètres est primordial pour une résolution correcte. Pour les noyaux sphériques, l'ordre de grandeur typique de Δr est de 0.2 fm tandis que dans une simulation sur un réseau cartésien à 3 dimensions le pas peut atteindre 0.8 fm. Ce pas détermine complètement l'énergie maximum des ondes planes associées au réseau. En effet si on suppose qu'un potentiel infini est imposé aux bord du réseau, l'impulsion maximale des ondes planes s'écrit sous la forme $\Delta r p_{\max} = 2\hbar$ [Lan93, Bal97]. Ce qui nous donne une énergie maximale $E_{\max} = p_{\max}^2/2m$. Utilisant la relation d'Heisenberg entre l'énergie et le temps, on obtient un borne maximum pour Δt :

$$\Delta t \leq \frac{2\hbar}{E_{\max}} = \frac{m(\Delta r)^2}{\hbar} \sim 4.7 \cdot (\Delta r)^2 \text{ fm}/c \quad (\text{C.9})$$

Dans les calculs sphériques, un pas en temps de $\Delta t = 0.75 \text{ fm}/c$ a été pris tandis que les calculs sur le réseau cartésien $\Delta t = 0.45 \text{ fm}/c$.

C.3 Méthode des particules tests pour les théories semi-classiques

Il existe plusieurs méthodes de résolution de l'équation de Vlasov (équation (2.74)) [Gre87-2]. La méthode que nous avons retenue est la méthode des particules test décrite dans la référence [Won82] et appliquée sur un réseau[Lan89, Gua96]. Dans cette méthode, largement utilisée dans la dynamique nucléaire chaque nucléon est représenté par un nombre N_{test} de particules test. Afin d'éviter les fluctuations de la densité des particules test, une densité moyenne est calculée en chaque point du réseau: considérant un site donné " i ", chaque particule au voisinage de ce site contribue à la densité avec un poids dépendant de la distance entre la particule et le point i . En pratique, ceci est obtenu par le produit de

²Dans ce cas, le développement a été généralisé afin d'aller à des ordres supérieurs en $\Delta t/\hbar$.

convolution

$$\bar{\rho} = \rho \otimes G \quad (\text{C.10})$$

où la densité non convoluée ρ est simplement donnée en fonction des positions des particules test (x_n, y_n, z_n) par la relation:

$$\rho(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{N_{test}} \sum_{n=1}^{AN_{test}} \delta(x_i - x_n) \delta(y_i - y_n) \delta(z_i - z_n) \quad (\text{C.11})$$

et où la fonction G définit le poids de chaque particule sur les $2m$ sites voisins. Dans notre cas, G s'écrit:

$$G(x, y, z) = g(x) g(y) g(z) \quad (\text{C.12})$$

$$g(\alpha) = \frac{(m\Delta r - |\alpha|)}{(m\Delta r)^2} \Theta(m\Delta r - |\alpha|) \quad (\text{C.13})$$

Dans cette expression, Θ correspond à la fonction Heaviside donnant une densité moyennée sur une distance $m\Delta r$. Finalement, la densité convoluée $\bar{\rho}$ calculée en un point i du réseau s'écrit

$$\bar{\rho}(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{N_{test}} \sum_{n=1}^{AN_{test}} g(x_i - x_n) g(y_i - y_n) g(z_i - z_n) \quad (\text{C.14})$$

Cette densité est utilisée pour calculer la fonctionnelle en énergie $E[\bar{\rho}]$ en chaque point i du réseau:

$$E[\bar{\rho}] = \frac{3}{8} t_0 \bar{\rho}^2(\vec{r}_i, t) + \frac{1}{16} t_3 \bar{\rho}^{2+\sigma}(\vec{r}_i, t) \quad (\text{C.15})$$

donnant accès finalement à l'hamiltonien \mathcal{H} du système [Len89]

$$\mathcal{H}(\vec{r}_n, \vec{p}_n) = \sum_n \frac{p_n^2}{2m} + \sum_i \Delta r^3 E[\bar{\rho}](\vec{r}_i) + E_{Coulomb} \quad (\text{C.16})$$

où, n est un indice parcourant l'ensemble des particules test. L'équation de Vlasov est résolue en faisant évoluer chaque particule test n par les équations de Hamilton classique et en utilisant un algorithme de "Runge Kutta" [Ber88] (aussi appelé algorithme de "saut de mouton")

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}(t - \Delta t) + 2\Delta t \frac{\vec{p}(t)}{m}, \quad (\text{C.17})$$

$$\vec{p}(t + 2\Delta t) = \vec{p}(t) + 2\Delta t \vec{F}(t + \Delta t), \quad (\text{C.18})$$

où la force est calculée en fonction du champ moyen:

$$\vec{F} = - \frac{\partial \mathcal{H}(\vec{r}_n, \vec{p}_n)}{\partial \vec{r}_n} \quad (\text{C.19})$$

C.4 Méthode numérique pour l'initialisation d'un noyau par la méthode de Thomas-Fermi contraint

Utilisant (C.16), il est facile de montrer que la force \vec{F} dérive d'un potentiel \bar{U} relié au potentiel du champ moyen $U[\bar{\rho}]$ par la relation

$$\bar{U}[\rho](x, y, z) = \frac{1}{(2m)^3} \sum_i U[\bar{\rho}](x_i, y_i, z_i) \quad (\text{C.20})$$

dans laquelle la somme est faite sur les $2m$ sites voisins de la position (x, y, z) .

C.4 Méthode numérique pour l'initialisation d'un noyau par la méthode de Thomas-Fermi contraint

La méthode de Thomas-Fermi contraint consiste à trouver une solution auto-consistante de $\{f, h[f]\} = 0$ où $h[f]$ est le champ moyen contraint par un potentiel extérieur. Dans un calcul semi-classique, la condition initiale est particulièrement importante car elle représente, en imposant une statistique de Fermi-Dirac, une des composantes "quantiques" de ces théories. En particulier, l'obtention de noyaux stables par la méthode des particules test est complexe. Ainsi, dans les méthodes utilisées jusqu'à présent, les noyaux évaporaient des particules même à température nulle et sans compression. Dans ce travail de thèse, ces méthodes ont été améliorées afin d'augmenter la stabilité des solutions trouvées.

La méthode de Thomas -Fermi contraint consiste à trouver une solution du type[Rin81]

$$f(\vec{r}, \vec{p}, T) = \left(\exp \left(\frac{\vec{p}^2/2m + \bar{U}(\vec{r}) + \lambda Q(\vec{r}) + V_{Coulomb} - \mu}{T} \right) + 1 \right)^{-1} \quad (\text{C.21})$$

qui maximise l'entropie (4.7) sous la contrainte extérieure $\lambda Q(\vec{r})$. Dans l'équation (C.21), μ est le potentiel chimique qui est ajusté de sorte à conserver le nombre de particules. $\bar{U}(\vec{r})$ est le potentiel correspondant à la méthode des particules test sur réseau (voir éq. (C.20)) et s'obtient en utilisant la densité convoluée $\bar{\rho}$. En intégrant f par rapport à p , on peut calculer la densité ρ :

$$\rho(\vec{r}, T) = \int \frac{d^3p}{h^3} f(\vec{r}, \vec{p}, T) \quad (\text{C.22})$$

Afin d'accélérer les calculs d'initialisation, la symétrie sphérique des noyaux a été utilisée: les équations (C.14) et (C.20) ont été respectivement remplacées par les fonctions suivantes

$$\bar{\rho}(r) = \int_{r=0}^{r'=+\infty} \rho(r') g(r' - r) 4\pi r'^2 dr' \quad (\text{C.23})$$

$$\bar{U}(r) = \int_{r=0}^{r'=+\infty} U[\bar{\rho}](r') g(r' - r) 4\pi r'^2 dr' \quad (\text{C.24})$$

où la fonction g est une fonction analogue à la fonction (C.13) utilisée pour calculer la densité moyenne sur le réseau

$$g(r) = \frac{(r_0 - r)}{(r_0)^2} \Theta(r_0 - r) \quad (\text{C.25})$$

dans laquelle la portée r_0 a été ajustée afin d'avoir le même rayon carré moyen que G . La méthode numérique utilisée pour obtenir $f(r, p, T)$ peut être séparée en deux étapes:

- La première consiste à trouver f de façon itérative, solution de l'équation statique. Partant d'un potentiel initial de type Wood-Saxon, $f(\vec{r}, \vec{p}, T)$ est calculée en utilisant l'équation (C.21) et en ajustant le potentiel chimique de sorte à conserver le nombre de particules. La nouvelle densité $\rho(r)$ est calculée ainsi que la densité convoluée $\bar{\rho}(r)$ et le potentiel $\bar{U}(r)$. Pour le calcul de ces deux dernières quantités, une méthode de transformée de Fourier rapide a été utilisée permettant un calcul rapide où les erreurs numériques sont minimisées. Cette procédure est itérée jusqu'à convergence. Cette technique, nous donne donc une distribution $f(r, p, T)$ solution auto-consistante de l'équation de Vlasov statique sous contrainte qui tient compte de la méthode numérique particulière utilisée.
- La seconde étape consiste à distribuer les particules test selon la distribution $f(r, p, T)$. Pour se faire, une méthode de Métropolis a été employée [Met53, Koo86]. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'échantillonnage d'une distribution dépendant de plusieurs variables. Pour les particules test, partant d'une position (r_0, p_0) , une nouvelle position (r_1, p_1) est tirée au hasard dans le voisinage de (r_0, p_0) de l'espace des phases (dans la pratique, la position et l'impulsion sont tirés aléatoirement dans des sphères autour de r_0 et p_0 , les rayons des sphères étant des paramètres de l'algorithme dépendant de la situation physique considérée). Une variable aléatoire x_{MET} comprise entre 0 et 1 est également tirée. La position (r_1, p_1) est retenue comme position de particule test si:

$$x_{MET} \leq \frac{f(r_1, p_1, T)}{f(r_0, p_0, T)} \quad (\text{C.26})$$

Si cette condition n'est pas vérifiée, la position (r_1, p_1) est rejetée. On itère ensuite cette procédure de sorte à avoir le nombre de particules test désiré. En pratique, un certain nombre d'itérations est nécessaire afin d'obtenir un point de départ de l'algorithme (r_0, p_0) se trouvant dans une région de l'espace des phases de forte probabilité.

Cette initialisation donne un noyau particulièrement stable dans la dynamique démontrant son efficacité. En particulier, même pour des temps long, aucune particule n'est évaporée.

C.4 Méthode numérique pour l'initialisation d'un noyau par la méthode de Thomas-Fermi contraint

On se donne une fonction ψ et une fonction ϕ à la fonction (C.18) utilisée pour calculer la densité moyenne sur le réseau

$$\rho(r) = \frac{(\psi(r) - \phi(r)) \phi(r)}{(\psi(r) - \phi(r))} \quad (C.25)$$

dans laquelle la portée ψ a été ajustée afin d'avoir le même rayon caractéristique que ϕ . La méthode numérique utilisée pour obtenir $\psi(r, \mu, V)$ peut être séparée en deux étapes.

La première consiste à trouver ψ de façon itérative, solution de l'équation stationnaire. Partant d'un potentiel initial de type Wood-Saxon, $\psi(r, \mu, V)$ est calculée en utilisant l'équation (C.11) et en ajustant le potentiel chimique de sorte à conserver le nombre de particules. La nouvelle densité $\rho(r)$ est calculée ainsi que la densité corrigée $\rho(r)$ et le potentiel $\psi(r)$. Pour le calcul de ces deux densités corrigées, une méthode de transitions de Fourier rapide a été utilisée permettant un calcul rapide de ces erreurs numériques sont minimisées. Cette procédure est itérée jusqu'à convergence. Cette technique nous donne donc une distribution $\psi(r, \mu, V)$ solution auto-cohérente de l'équation de Vlasov stationnaire sous certaines conditions compte de la méthode numérique particulière utilisée.

La seconde étape consiste à distribuer les particules test selon la distribution $\psi(r, \mu, V)$. Pour ce faire, une méthode de Metropolis a été employée [Metropolis, 1953]. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'échantillonnage d'une distribution dépendant de plusieurs variables. Pour les particules test, partant d'une position (r_0, μ_0) , une nouvelle position (r_1, μ_1) est tirée au hasard dans le voisinage de (r_0, μ_0) de l'espace des phases dans la pratique, la position et l'impulsion sont tirées séparément dans des quarts autour de r_0 et μ_0 , les rayons des sphères étant des paramètres de l'algorithme dépendant de la simulation physique considérée. Une nouvelle position (r_1, μ_1) est retenue comme position de particule test si

$$\text{rand} \leq \frac{\psi(r_1, \mu_1, V)}{\psi(r_0, \mu_0, V)} \quad (C.26)$$

Si cette condition n'est pas vérifiée, la position (r_1, μ_1) est rejetée. On itère ensuite cette procédure de sorte à avoir le nombre de particules test désiré. En principe, un certain nombre d'itérations est nécessaire afin d'obtenir un point de départ de l'algorithme (r_0, μ_0) se trouvant dans un région de l'espace des phases de forte probabilité.

Cette initialisation donne un noyau particulièrement stable dans la dynamique démontrant son efficacité. En particulier, même pour des temps long, aucune particule n'est évaporée.

Annexe D

Etude du transfert incomplet dans le continuum: lien entre mécanismes et structure.

Cet annexe illustre les perspectives qu'offrent les théories de transport quantiques en permettant à la fois de décrire les mécanismes de réaction et la structure des noyaux. Le développement d'approches quantiques lors de ce travail de doctorat nous ont conduit à élaborer des outils performants pour résoudre l'équation de Schrödinger dépendante du temps. Ces outils ont été appliqués à l'étude d'un nouveau phénomène observé dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 44 MeV par nucléon [Sca98]. Cette application a permis de donner une interprétation microscopique à ce mécanisme et d'en comprendre la dynamique[Lac99-2].

Cet exemple illustre dans un premier temps comment la compréhension des mécanismes est essentielle pour extraire les propriétés de structure. Dans un second temps, nous montrerons que les mécanismes permettent d'envisager des nouveaux outils expérimentaux afin obtenir des renseignements sur la structure des noyaux.

D.1 Transfert incomplet dans le continuum ("towing-mode")

Des expériences récentes de réactions inélastiques ont montré qu'en plus des mécanismes connus tels que la désexcitation statistique ou directe, le transfert-évaporation ("pick up-break-up") et l'éjection directe ("knock-out"), un quatrième phénomène contribue à l'émission de particules. Ce mécanisme a récemment été mis en évidence dans la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ à 44 MeV/A[Sca98] montrant des

D.1 Transfert incomplet dans le continuum ("towing-mode")

propriétés surprenantes. Les particules sont émises avec une distribution angulaire et énergétique très spécifiques. Cet effet fut interprété comme un transfert incomplet de la cible vers le projectile dans lequel la particule est "remorquée" par ce dernier ("The towing-mode"). Jusqu'à présent, aucune justification théorique d'un tel phénomène n'avait été donnée.

D.1.1 Présentation du modèle

En utilisant le fait que la réaction est à grand paramètre d'impact et que la cible est laissée dans un état simple tel que le fondamental ou un niveau à un trou, nous avons modélisé la réaction en ne considérant que la dynamique des particules dans les champs créés par la cible et le projectile. Dans ce modèle, les deux noyaux sont tout d'abord initialisés en utilisant une diagonalisation du hamiltonien à un corps. Dans cet hamiltonien, la partie potentielle est donnée par un potentiel de Wood-Saxon ajusté au noyau considéré. Les états à un corps obtenus pour la cible et le projectile sont ensuite placés sur un réseau à trois dimensions (sans symétrie imposée). Lors de la collision, nous avons supposé que les potentiels ne se réorganisent pas de sorte à ce que l'évolution de chaque particule suive une équation de Schrödinger qui n'est pas auto-consistante :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\varphi_\alpha\rangle = \left(\frac{p^2}{2m} + V_{T-P}(t) \right) |\varphi_\alpha\rangle \quad (D.1)$$

où les fonctions d'onde à un corps $|\varphi_\alpha\rangle$ sont celles de la cible et du projectile. Le potentiel $V_{T-P}(t)$ est donné par la somme des deux potentiels de Wood-Saxon. La dépendance en temps de $V_{T-P}(t)$ provient des mouvements relatifs des centres de masse du projectile et de la cible. De plus, un potentiel coulombien est ajouté pour les protons. La trajectoire du projectile a été supposée rectiligne avec des paramètres d'impact correspondant à l'effleurement des deux noyaux.

Un réseau de taille $(\Delta x, \Delta y, \Delta z) = (55\text{fm}, 55\text{fm}, 32\text{fm})$ et un pas de réseau $\Delta r = 0.5\text{fm}$ ont été retenus pour la résolution numérique, le plan de réaction étant le plan $z = 0$. Le pas en temps vaut $\Delta t = 1.5 \text{ fm}/c$ et la méthode du "split-operator" est utilisée pour résoudre l'équation (D.1) (voir annexe C-2).

D.1.2 Résultats

En utilisant ce modèle, la partie des nucléons transmise au continuum lors de la réaction peut être étudiée. La fonction d'onde $2p$ qui est la fonction d'onde la moins liée de la cible de Nickel est représentée dans la figure (D.1) aux temps 0, 50, 82 et 115 fm/c. L'absorption des nucléons transmis au projectile a été simulée en ajoutant une partie imaginaire au potentiel de celui-ci. Sur cette

Etude du transfert incomplet dans le continuum: lien entre mécanismes et structure.

figure, on s'aperçoit qu'une partie de la fonction d'onde initialement dans la cible est transférée au continuum avec une distribution angulaire très particulière. Ce phénomène correspond au transfert incomplet.

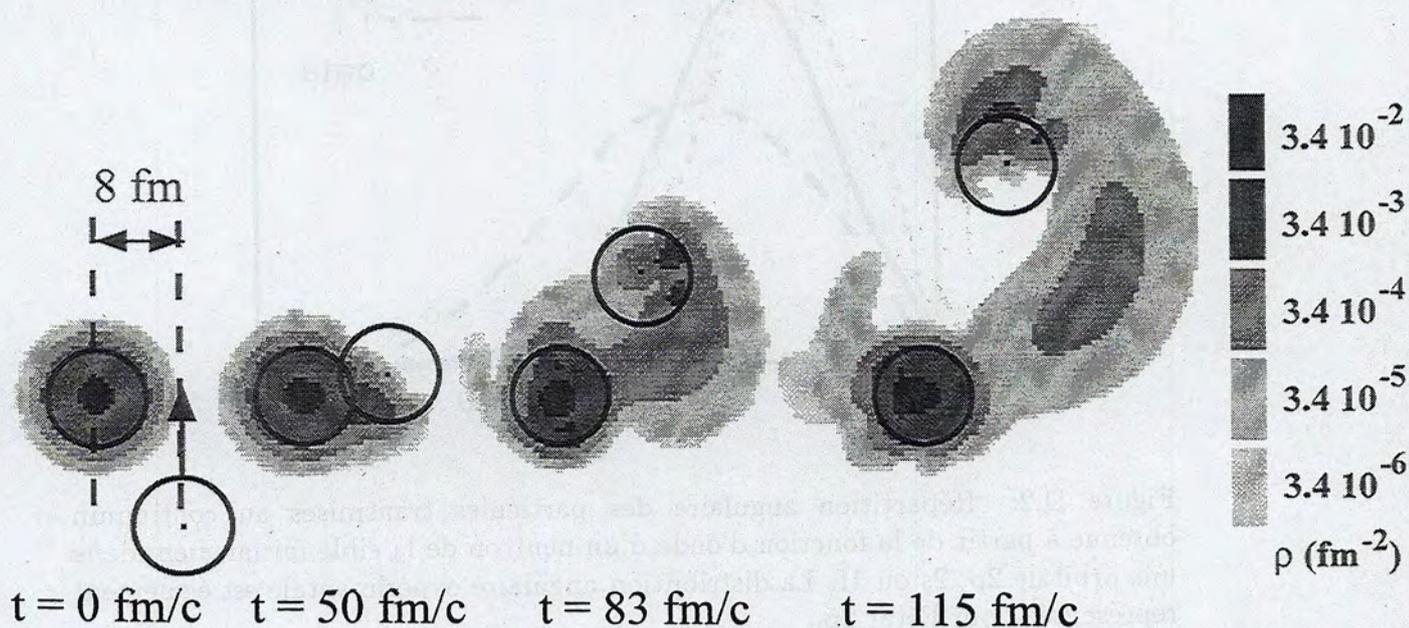


Figure D.1: Evolution de la fonction d'onde $2p$ initialement dans la cible. Cette fonction d'onde est représentée aux temps 0, 50, 82 et 115 fm/c dans une réaction de paramètre d'impact 8 fm. Les potentiels de la cible et du projectile sont symbolisés par des cercles. On s'aperçoit qu'une partie de la fonction d'onde est transférée au continuum avec une distribution angulaire très particulière.

A partir de la fonction d'onde au temps final, la répartition des impulsions obtenue par transformée de Fourier permet d'extraire la distribution angulaire et énergétique des particules émises au continuum. La figure (D.2) montre la répartition angulaire obtenue pour des neutrons initialement situés dans des orbitales $2p$, $2s$ ou $1f$. La distribution angulaire expérimentale pour le neutron le moins lié de l'orbitale $2p$ est également superposée. Cette figure montre que la répartition angulaire dépend considérablement de la fonction d'onde émettrice. Le calcul pour la fonction d'onde $2p$ reproduit la distribution angulaire expérimentale (figure (D.2))

La distribution énergétique obtenue à partir de la fonction d'onde $2p$ est représentée dans la figure (D.3). De nouveau, un très bon accord avec les données expérimentales est obtenu.

D.1 Transfert incomplet dans le continuum ("towing-mode")

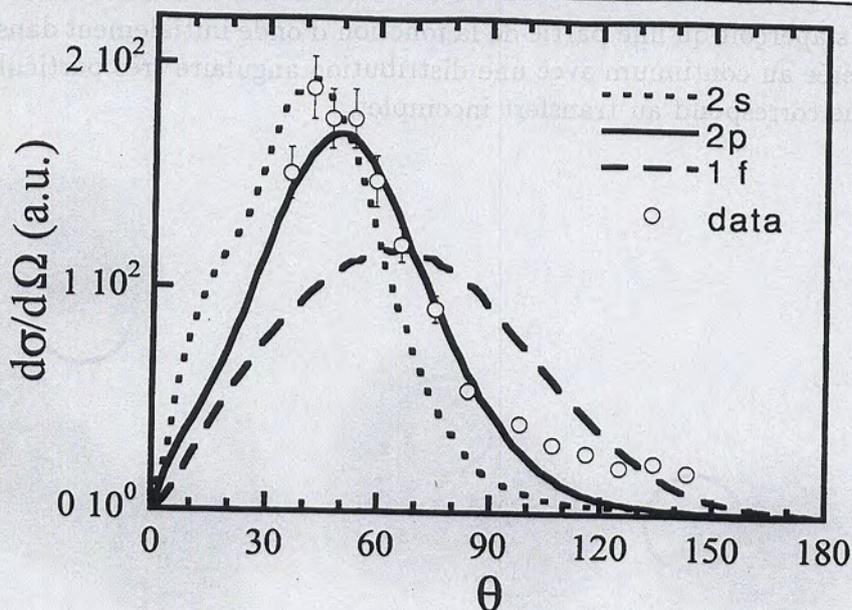


Figure D.2: Répartition angulaire des particules transmises au continuum obtenue à partir de la fonction d'onde d'un neutron de la cible initialement dans une orbitale 2p, 2s ou 1f. La distribution angulaire expérimentale est également représentée pour l'état 2p.

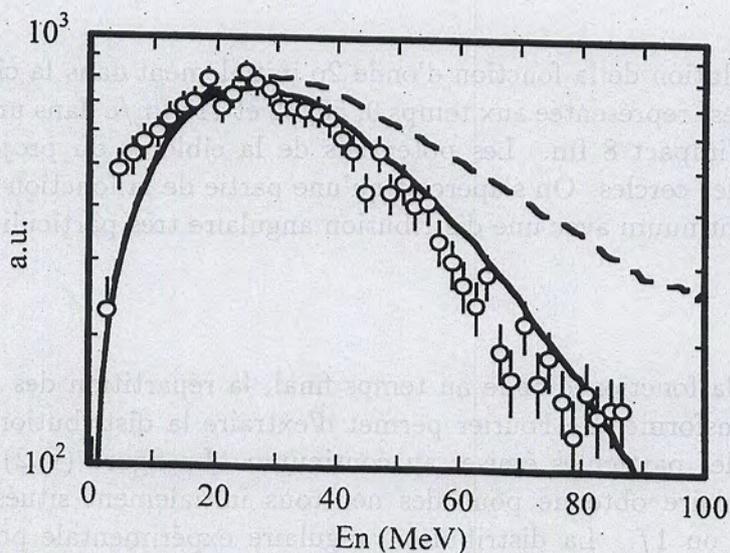


Figure D.3: Distribution énergétique des particules transmises au continuum issues de la fonction d'onde d'un neutron de la cible initialement dans un état 2p. La courbe pointillée montre la distribution totale tandis que la courbe continue montre la distribution énergétique lorsque la couverture angulaire des détecteurs est prise en compte. Les cercles représentent la distribution expérimentale de l'émission du niveau 2p.

D.1.3 Conclusions et perspectives

A travers l'utilisation de théories de transport quantiques, l'apparition de transfert incomplet au continuum a pu être confirmée. En particulier, il semble que ce mécanisme permette de remonter à la fonction d'onde émettrice. En effet, expérimentalement, la connaissance des niveaux d'énergies dans la cible a permis d'isoler l'émission du niveau $2p$. Les simulations donnent un très bon accord avec les données expérimentales quand ce niveau est considéré.

L'utilisation de ce modèle a de plus clarifié les propriétés du transfert incomplet. La distribution angulaire a été étudiée systématiquement montrant des variations importantes en fonction des caractéristiques des niveaux émetteurs (figure(D.2)). Le transfert incomplet est une source d'information sur les niveaux à un corps près de l'énergie de Fermi. Ainsi, son étude peut s'avérer très utile pour les noyaux complexes tels que les noyaux borroméens. En particulier, la possibilité d'utiliser le transfert incomplet dans ce type de noyau offre une alternative expérimentale pour accéder aux facteurs spectroscopiques du halo. Les simulations ont été étendues au ^{11}Be en utilisant le potentiel de la référence [Gre97]. Ce noyau est l'un des noyaux à halo les plus connus. Le dernier niveau occupé de l'état fondamental est un état $2s$ à 80% (qui se trouve à une énergie de -0.5MeV) tandis que le dernier niveau occupé du premier état excité est un état $1p$ à 75% (à -0.18 MeV).

Les évolutions des fonctions d'onde $2s$ et $1p$ du ^{11}Be sont représentées dans la figure (D.4). Cette fois le ^{11}Be joue le rôle du projectile. Les simulations prédisent également la présence d'un transfert incomplet au continuum. Il est intéressant de noter que ce mécanisme semble très différent entre les niveaux $2s$ et $1p$. Ce transfert incomplet ouvre ainsi des perspectives expérimentales sur l'étude des propriétés du halo de neutron.

D.1.4 Perspectives pour la dynamique des halos à plusieurs neutrons

Pour des noyaux borroméens plus complexes tels que le ^{11}Li qui possède deux neutrons dans le halo, on peut imaginer que ce nouveau mécanisme pourrait révéler des propriétés telles que les corrélations de ces deux neutrons. D'un point de vue théorique, l'étude d'un tel système requiert d'aller au delà des modèles de particules indépendantes et de traiter explicitement les corrélations.

Une extension du travail ci-dessus est possible en généralisant la méthode utilisée dans la référence [Vin96]. Dans ce travail, les états propres des différents noyaux borroméens sont obtenus en diagonalisant le hamiltonien

$$H = h(1) + h(2) + V_{n-n}(1,2) \quad (\text{D.2})$$

D.1 Transfert incomplet dans le continuum ("towing-mode")

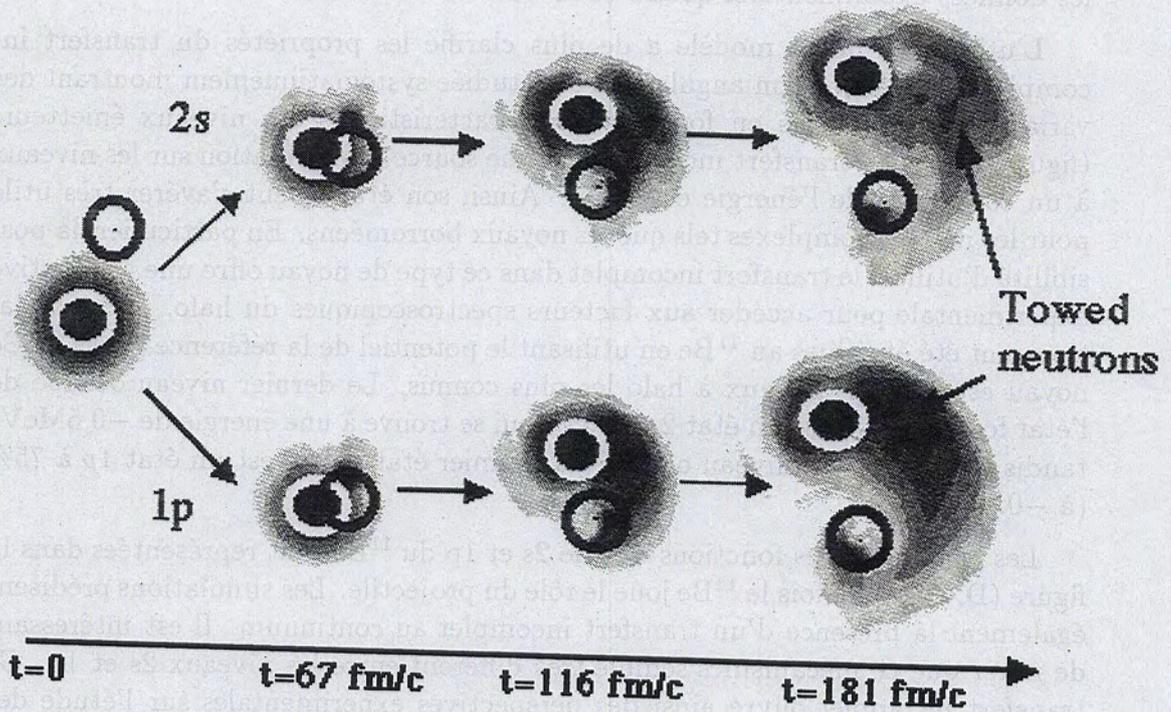


Figure D.4: Evolution des fonctions d'onde 2s (haut) et 1p (bas) initialement dans le ^{11}Be (projectile). Ces fonctions d'ondes sont représentées à divers temps dans une réaction avec le ^{58}Ni (cible) à 44 MeV/A. Dans les deux cas, un transfert incomplet est observé.

Etude du transfert incomplet dans le continuum: lien entre mécanismes et structure.

où h est un potentiel à un corps dont les états propres sont notés $|\varphi_\alpha\rangle$ et où V_{n-n} est une interaction résiduelle à deux corps par laquelle les neutrons du halo interagissent. Les états corrélés de la fonction d'onde du halo sont trouvés en recherchant un état propre de H sous la forme d'une somme de déterminants de Slater à deux particules:

$$|\Psi\rangle = \sum C_{\alpha\beta} \begin{vmatrix} |\varphi_\alpha(1)\rangle & |\varphi_\alpha(2)\rangle \\ |\varphi_\beta(1)\rangle & |\varphi_\beta(2)\rangle \end{vmatrix} \quad (\text{D.3})$$

Cette méthode permet de reproduire les énergies expérimentales de nombreux halos.

Cette méthode statique peut directement être généralisée pour l'étude de la dynamique des halos en utilisant le principe variationnel $\delta I = 0$ associé à l'intégrale de chemin:

$$I[C_{\alpha\beta}, \varphi_\alpha] = \int \left\langle \Psi \left| i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \right| \Psi \right\rangle dt$$

qui conduit à des équations dépendantes du temps couplant l'évolution des coefficients $C_{\alpha\beta}(t)$ et des fonctions d'onde à un corps $|\varphi_\alpha(t)\rangle$. Cette méthode, en allant au delà du champ moyen est une extension possible de ce travail de doctorat.

Bibliographie

- [Abe95] Y. Abe, S. Ayik, P.-G. Reinhard and E. Suraud, Phys. Rep. **275** (1996) 49.
- [Ala96] N. Alamanos and P. Roussel-Chomaz, Ann. Phys. Fr. **21** (1996) 601.
- [Ayi88] S. Ayik and C. Gregoire, Phys. Lett. **B212** (1988) 269; Nucl Phys. **A513** (1990) 187.
- [Ayi85] S. Ayik and M. Dworzecka, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 534; Nucl. Phys. **A440** (1985) 424.
- [Ayi98] S. Ayik, O. Yilmaz, A. Goklap and P. Schuck, Phys. Rev. **C58** (1998) 1594.
- [Bac88] C.-O. Bacri, Ph. Chomaz and D. Vautherin, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 1569.
- [Bal47] G.C. Baldwin and G. Klaiber, Phys Rev. **71** (1947) 3.
- [Bal81] R. Balian and M. Vénéroni, Ann. Phys. **135** (1981) 270.
- [Bal84] R. Balian and M. Vénéroni, Phys. Lett. **B136** (1984) 301; Ann. Phys. **164** (1985) 334; Ann. Phys. **187** (1988) 29.
- [Bal86] R. Balian, Y. Alhassid and H. Reinhardt, Phys. Rep. **131** (1986) 1787.
- [Bal91] R. Balian, "From Microphysics to Macrophysics, Methods and Applications of Statistical Physics", vol I and II (1991,1992), Springer-Verlag.
- [Bal95] R. Balian, "De la mécanique statistique hors équilibre aux équations de transport" Ecole Joliot-Curie (1995) p. 1.
- [Bal97] N. Balakrishnan, C. Kalyanaraman and N. Sathyamurthy, Phys. Rep. **280** (1997) 79.
- [Bar82] J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet and H.-B. Håkansson, Nucl. Phys. **A386** (1982) 79.
-

BIBLIOGRAPHIE

- [Bau87] W. Bauer, G.F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 863.
- [Bei75] M. Beiner, H. Flocard, N. Van Giai and P. Quentin, Nucl. Phys. **A238** (1975) 29.
- [Bel95] M. Belkacem, S. Ayik and A. Bonasera, Phys. Rev. **C52** (1995) 2499. S. Ayik, in *Adv. in Nuclear Dynamics 2*, eds. W. Bauer and G. Westfall, Plenum, N.Y. (1996).
- [Ber75] B. L. Berman and F. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47** (1975) 713.
- [Ber83] G. Bertsch and P.J. Siemens, Phys. Lett. **B126** (1983) 9.
- [Ber83-2] G. F. Bertsch, P.F. Bortignon and R. A. Broglia, Rev. Mod. Phys. **55** (1983) 287.
- [Ber84] G.F. Bertsch, H. Kruse and S. Das Gupta, Phys Rev **C29** (1984) 673.
- [Ber88] G.F. Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. **160** (1988) 198.
- [Ber94] G.F. Bertsch and R.A. Broglia, *Oscillation in finite quantum systems*, Cambridge (1994).
- [Bet57] H. A. Bethe and J. Goldstone, Proc. Roy. Soc. **A238** (1957) 551. H. A. Bethe, Phys. Rev. **103** (1953) 1353.
- [Bla81] J.-P. Blaizot, Phys. Rep. **64** (1980) 171.
- [Bla86] J.-P. Blaizot and G. Ripka, *Quantum Theory of Finite Systems*, The MIT Press (1986).
- [Bla95] J.P. Blaizot, J.F. Berger, J. Dechargé and M. Girod, Nucl. Phys. **A591** (1995) 435.
- [Bla97] J.-P. Blaizot, "Le problème à N -corps: approches non-relativistes", Ecole Joliot-Curie (1997) p. 25.
- [Bog46] N. N. Bogolyubov, J. Phys. (URSS) **10** (1946) 256.
- [Boh36] N. Bohr, Nature **137** (1936) 351.
- [Boh69] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* vol. **1**, (1969) Benjamin New York.
- [Bol72] L. Boltzmann, Wien, Ber. **66** (1872) 275, *Lectures on gas Theory*, trad. anglaise par S. Brush (University of California Press, 1964)
- [Bon76] P. Bonche, S. Koonin and J.W. Negele, Phys. Rev. **C13** (1976) 1226.

- [Bon81] P. Bonche and D. Vautherin, Nucl. Phys. **A372** (1981) 496.
- [Bon84] P. Bonche, S. Levit and D. Vautherin, Nucl. Phys. **A427** (1984) 278.
- [Bon95] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin and K. Snep-
pen, Phys. Rep. **257** (1995) 605.
- [Bor46] H. Born and H.S. Green, Proc. Roy. Soc. **A188** (1946) 10.
- [Bon94] A. Bonasera, F. Gulminelli and J. Molitoris, Phys. Rep. **243** (1994) 1.
- [Bor93] B. Borderie, B. Remaud, M.F. Rivet and F. Sébille, Phys. Lett. **B302**
(1993) 15.
L.G. Moretto and G.J. Wozniak, Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. **43** (1993)
379.
- [Bot90] W. Botermans and R. Malfliet, Phys. Rep. **198** (1990) 115.
- [Bra85] M. Brack, C. Guet and H. Håkansson, Phys. Rep. **123** (1985) 275.
- [Bra95] C.C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett and R.G. Hulet, Phys. Rev.
Lett. **75** (1995) 1687.
- [Bri55] D. Brink, PhD, Oxford university, Unpublished (1955) and P. Axel,
Phys. Rev. **126** (1962) 671.
- [Bro87] R. Broglia, T. Døssing, B. Lauritzen and B. R. Mottelson, Phys. Rev.
Lett. **58** (1987) 326.
- [Buc83] P. Buck and H. Feldmeier, Phys. Lett. **129B** (1983) 172.
- [Bur91] G.F. Burgio, Ph. Chomaz and J. Randrup, Nucl. Phys. **A529** (1991)
157.
- [Cas90] W. Cassing and U. Mosel, Progress in Particle and Nuclear Physics **25**
(1990) 235.
- [Cat89] F. Catara, Ph. Chomaz and N. Van Giai, Phys. Lett. **233B** (1989) 6.
- [Cha98] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer and R. Schaeffer, Nucl.
Phys. **A627** (1997) 710; Nucl. Phys. **A635** (1997) 231. Erratum: Nucl.
Phys. **A643** (1998) 441.
- [Cho87] Ph. Chomaz, N. Van Giai and S. Stringari, Phys. Lett. **B189** (1987)
375.
N. Van Giai, P. Chomaz, P.F. Bortignon, F. Zardi and R. Broglia,
Nucl. Phys. **A482** (1988) 437c.

BIBLIOGRAPHIE

- [Cho94] Ph. Chomaz, Nucl. Phys. **A569** (1994) 203c.
- [Cho95] Ph. Chomaz and N. Frascaria, Phys. Rep. **252** (1995) 275.
- [Cho96] Ph. Chomaz, Ann. Phys. Fr. **21** (1996) 669.
- [Cho95-2] Ph. Chomaz, Phys. Lett. **B347** (1995) 1.
- [Col92] G. Còlo, P.F. Bortignon, N. Van Giai, A. Bracco and R.C. Broglia, Phys. Lett. **B276** (1992) 279.
- [Col93] M. Colonna, G. F. Burgio, Ph. Chomaz, M. Di Toro and J. Randrup, Phys. Rev. **C47** (1993) 1395.
- [Col94] M. Colonna and P. Chomaz, Phys. Rev. **C49** (1994) 1908.
- [Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani and J. Vandermeulen, Nucl. Phys. **A352** (1981) 505.
- [Cug86] J. Cugnon, Phys. Lett. **135B** (1986) 374.
- [Dav81] K.T.R. Davies and S.E. Koonin, Phys. Rev. **C23** (1981) 2042.
- [Dan84] P. Danielewicz, Ann. Phys. **152** (1984) 239.
- [Dav84] K.T.R. Davies, K.R.S. Devi, S.E. Koonin, and M. Strayer, Treatise in Heavy Ion Sciences, vol. 4; Nuclear Sciences, edited by D.A. Bromley (Plenum, New York-1984).
- [Deb92] F.V. De Blasio, W. Cassing, M. Tohyama, P.F. Bortignon, and R. Broglia, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1663.
- [Del91] Proceedings of the Second International Conference on Radioactive Nuclear Beams, Louvain-la-Neuve, Belgium, (1991), Delbar T, Ed. Gailiard.
- [Die95] H. Diesener, U. Helm, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Schrieder and S. Strauch, Phys. Lett. **B352** (1995) 201.
- [Dir30] P.A.M. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. **26** (1930) 376.
- [Diu89] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, B. Roulet, "Physique Statistique", ed. Hermann (1989).
- [Dro90] S. Drozd, S. Nishizaki, J. Speth and J. Wambach, Phys. Rep. **197** (1990) 1.
- [Erb84] H. Esbensen and G.F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 2257.

BIBLIOGRAPHIE

- [Eri63] T. Ericson, Phys. Rev. Lett. **5** (1960) 430; Ann. Phys. **23** (1963) 390.
- [Fei82] M.D. Feit, J. Fleck, Jr. and A. Steiger, J. Comput. Phys. (1982) 412; M.D. Feit and J.A. Fleck, Jr., J. Chem. Phys. **78** (1983) 301; *ibid.*, **80** (1984) 2578.
- [Fel97] H. Feldmeier and J. Schnack, Prog. Part. Nucl. Phys. **39** (1997) 393.
- [Fes67] H. Feshbach, A.K. Kerman and S. Koonin, Ann. Phys. **41** (1976) 239.
- [Foc30] V.A. Fock, Z. Phys. **61** (1930) 126.
- [Fri88] W. A. Friedman, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2125; Phys. Rev. C **42** (1990) 667.
- [Gai91] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt, Nucl. Phys. **A531** (1991) 709.
- [Gal85] C. Gale and S. Das Gupta, Phys. Lett. **162B** (1985) 35.
S. Das Gupta, C. Gale and J. Gallego, Phys. Rev. **C33** (1986) 1634.
- [Gar92] J.J. Gaardhøje, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 483.
- [Gar97] C. W. Gardiner and P. Zoller, Phys. Rev. **A55** (1997) 2902; D. Jaksch, C. W. Gardiner and P. Zoller, Phys. Rev. **A56** (1997) 575; D. Jaksch, C. W. Gardiner, K. M. Gheri and P. Zoller, Phys. Rev. **A58** (1997) 1450.
- [Gio98] N. Giovanardi, P.F. Bortignon and R.A. Broglia, Nucl. Phys. **A641** (1998) 95.
- [Goe82] K. Goeke and P.-G. Reinhard, *"Time-Dependent Hartree-Fock and Beyond"*, Proceedings, Bad Honnef, Germany (1982).
- [Gog75] D. Gogny, Nuclear self consistent fields, eds. G. Ripka and M. Porneuf (North-Holland, Amsterdam).
- [Gom58] L.C. Gomes, J.D. Walecka and V. F. Weisskopf, Ann. Phys. **3** (1958) 241.
- [Gon90] M. Gong and M. Tohyama, Z. Phys. **A335** (1990) 153; M. Gong, M. Tohyama and J. Randrup, Z. Phys. **A335** (1990) 331.
- [Gre87] C. Gregoire, B. Remaud, F. Sebille, L. Vinet and Y. Raffray, Nucl. Phys. **A465** (1987) 317.
L. Vinet, F. Sebille, C. Gregoire, B. Remaud and P. Schuck, Nucl. Phys. **A468** (1987) 321.

BIBLIOGRAPHIE

- [Gre87-2] C. Gregoire, "Effet des collisions sur la dynamique nucléaire", Ecole Joliot-Curie (1987) p. 93.
- [Gre97] S. Grevy, O. Sorlin and N. Vinh Mau, Phys. Rev. **C56** (1997) 2885.
- [Gro90] D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. **53** (1990) 605.
- [Gua96] A. Guarnera, M. Colonna and P. Chomaz, Phys. Lett **B373**, (1996) 267.
A. Guarnera Thesis, (1996) GANIL Caen.
- [Gut93] K. Gütter, P.-G. Reinhard, K. Wagner and C. Toepffer, Ann. Phys. **225** (1993) 339.
- [Har28] D.R. Hartree, Proc. Camb. Phil. Soc. **24** (1928) 89.
- [Hof94] H. J. Hofmann et al., Nucl. Phys. **A571** (1994) 301.
- [Hof97] H. Hofmann, Phys. rep. **284** (1997) 137.
- [Hon95] M. Honma, T. Mizusaki and T. Otsuka, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1284.
- [Hwa98] R.C. Hwa, physics/9809041.
- [Jac96] B. Jacquot Thesis, (1996) GANIL Caen.
- [Jou98] B. Jouault, F. Sébille and V. de la Motta, Nucl. Phys. **A628** (1998) 119.
- [Kam97] S. Kamerdzhiev, J. Speth and G. Tertychny, Nucl. Phys. **A624** (1997) 328.
- [Kam97-2] S. Kamerdzhiev, J. Lisantti, P. von Neumann-Cosel, A. Richter, G. Tertychny and J. Wambach Phys. Rev. **C55** (1997) 2101.
- [Ker76] A.K.Kerman and S. E. Koonin, Ann. Phys. **100** (1976) 332.
- [Kil87] G. Kilgus, G. Kühner, S. Müller, A. Richter and W. Knüpfer, Z. Phys. **A326** (1987) 41.
- [Kim98] Kim, T. Otsuka and P. Bonche, Nucl. Phys. **G23** (1998) 1267.
- [Kir56] J. G. Kirwood, J. Chem. Phys. **14** (1946) 180.
- [Koo77] S.E. Koonin and J.W. Negele, Phys. Rev. **C15** (1977) 1359; K.T.R. Davies and S.E. Koonin, *ibid* **23** (1981) 2042.

BIBLIOGRAPHIE

- [Koo86] S. E. Koonin, *Computational Physics*, (1986), Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [Kre81] H. J. Kreuzer " *Non-equilibrium Thermodynamics and its Statistical Foundations*", Clarendon Press, Oxford 1981.
- [Lac98-1] D. Lacroix and Ph. Chomaz, *Nucl. Phys.* **A636** (1998) 85.
- [Lac98-2] D. Lacroix and Ph. Chomaz, *Phys. Rev.* **C58** (1998) 1604.
- [Lac98-3] D. Lacroix and Ph. Chomaz, *Nucl. Phys.* **A641** (1998) 107.
- [Lac98-4] D. Lacroix, Ph. Chomaz and S. Ayik, Preprint **GANIL-98-12**, *Nucl. Phys. A* (in press).
- [Lac98-5] D. Lacroix, Ph. Chomaz and S. Ayik, *Phys. Rev.* **C58** (1998) 2154.
- [Lac98-6] D. Lacroix, Ph. Chomaz and S. Ayik, *Proceedings du XXXVI International Winter Meeting on Nuclear Physics*, Bormio (Italy) 26-31 Janvier 1998.
- [Lac99-1] D. Lacroix and P. Chomaz, "Multiscale fluctuation in the nuclear collective response" Preprint **GANIL-99-1**, submitted to *Phys. Rev. C*.
- [Lac99-2] D. Lacroix, J.A. Scarpaci and Ph. Chomaz, "Theoretical interpretation of the Towing Mode", Preprint **GANIL-99-11**, submitted to *Nucl. Phys. A*.
- [Lag89] D. Lagarde, Ph. Chomaz and D. Vautherin, *Phys. Lett.* **B229** (1989) 193.
- [Lan93] K. Langanke, J. A. Maruhn and S.E. Koonin, " *Computational Nuclear Physics*" vol. I and II (1993), Ed. Springer-Verlag.
- [Lau95] B. Lauritzen, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and V.G. Zelevinsky, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 5190.
- [Lef94] J.H. Le Faou *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 3321.
- [Len89] R. J. Lenk and R. Pandharipande, *Phys. Rev.* **C39** (1989) 2242.
- [Lic76] P.C. Lichtner and J. J. Griffin, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1521.
- [Lif81] E. Lifshitz and L. Pitaevskii, *Physical Kinetics*, NY: Pergamon, 1981.
- [Ma97] Y.-G. Ma *et al*, *Phys. Lett.* **B390** (1997) 41.
- [Mat97] J.-F. Mathiot, *Ecole Joliot-Curie* (1997) p. 1.

BIBLIOGRAPHIE

- [Met53] N. Metropolis, A.W. Rosenbluth, M.N. Rosenbluth, A. H.Teller and E. Teller, *J. Chem. Phys.* **21** (1953) 1087.
- [Mey93] J. Meyer, "*Forces effectives aux frontières de la stabilité*", Ecole Joliot-Curie (1993) 1.
- [Mit97] W. Mittig, A. Lépine-Szily and N.A. Orr, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **47** (1997) 27.
- [Mor96] K.B. Morley, K. Kwiakowski, D.S. Bracken, E. Renshaw Foxford, V.E. Viola, L. W. Woo, N.R. Yoder, R. Legrain, E.C. Pollacco, C. Volant, R.G. Korteling, H. Breuer and J. Brzychczyk, *Phys. Rev. C* **54** (1996) 737; E. Renshaw Foxford, K. Kwiakowski, D.S. Bracken, K.B. Morley, V.E. Viola, N.R. Yoder, C. Volant, E.C. Pollacco, R. Legrain, R.G. Korteling, W.A. Friedman, J. Brzychczyk and H. Breuer, *ibid* **54** (1996) 749.
- [Mul95] H. Müller and B. D. Serot, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 2072.
- [Neg82] J.W. Negele, *Rev. Mod. Phys.* **54** (1982) 913.
- [Ngu98] A.D. Nguyen, Thèse de Doctorat, (1998) LPC Caen.
- [Nem83] M.C. Nemes and A.F.R. de Toledo Piza, *Z. Phys.* **A310** (1983) 339.
- [Nor28] L.W. Nordheim, *Proc. Roy. Soc.* **A119** (1928) 689.
- [Ott98] S. Ottini, N. Alamanos, F. Auger A. Drouart, A. Gillibert, V. Lapoux, J.L. Sida, A. de Vismes, W. Mittig, F. Sarazin, H. Savajols and D. Lacroix, GANIL experiment E306, "Study of the fine structure of the giant dipole resonance in ^{208}Pb by inelastic scattering of ^{17}O " (November 1998).
- [Orl79] H. Orland and R. Schaeffer, *Z. Phys.* **A290** (1979) 191.
- [Orm96] W. E. Ormand, P. F. Bortignon and R. A. Broglia, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 607.
- [Pan85] R. J. Lenk and R. Pandharipande, *Phys. Rev. C* **39** (1989) 2242.
- [Pap94] G. Papp and W. Nörenberg, International Workshop XXII on Gross Properties and Nuclear Excitation, Hirschegg, Austria, January, 17-22, 1994, p. 87. G. Papp and W. Nörenberg, Critical Phenomena and collective observables (CRIS96), Acicastello, Italy, May 27-31, 1996, Ed. S. Costa *et al*, p.377.
- [Poc95] J. Pochodzalla *et al*, *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 1040.

BIBLIOGRAPHIE

- [Poc96] J. Pochodzalla *et al*, Critical Phenomena and collective observables (CRIS96), Acicastello, Italy, May 27-31, 1996, Ed. S. Costa *et al*, p.1.
- [Poc97] J. Pochodzalla, Prog. Part. Nucl. Phys. **39** (1997) 443. (and references therein)
- [Ram96] E. Ramakrishan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 2025; Phys. Lett. **B383** (1996) 252.
- [Ran90] J. Randrup and B. Remaud, Nucl. Phys. **A514** (1990) 339.
- [Rei85] H. Reinhardt, P.G. Reinhard and K. Goeke, Phys. Lett. **151B** (1985) 177.
- [Rei92] P.G.Reinhard and E. Suraud, Ann. Phys. **216** (1992) 98; Nucl. Phys. **A545** (1992) 59c.
- [Rei94] P.-G. Reinhard and C. Toepffer, Int. J. of Mod. Phys. E, **3** (1994) 435.
- [Rei95] P.G.Reinhard and E. Suraud, Ann. Phys. **239** (1995) 193; Ann. Phys. **239** (1995) 216.
- [Rin81] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New-York (1980).
- [Riv98] M. F. Rivet *et al*, Phys. Lett. **B430** (1998) 217.
- [Row70] D.J. Rowe, *Nuclear Collective Motion: Models and Theory*, (Methuen, London, 1970).
- [Sag84] H. Sagawa and G.F. Bertsch, Phys. Lett. **B146** (1984) 138.
- [Sag85] H. Sagawa and G.F. Bertsch, Phys. Lett. **B155** (1985) 11.
- [Sca98] J.A. Scarpaci, D. Beaumel, Y. Blumenfeld, Ph. Chomaz, N. Frascaria, J. Jongman, D. Lacroix, H. Laurent, I. Lhenry, F. Maréchal, V. Pascalon-Rozier, P. Roussel-Chomaz, J.C. Roynette, T. Suomijarvi and A. Van der Woude, Phys. Lett. **B428** (1998) 241.
- [Sie87] Ph. J. Siemens and A. A.S. Jensen, "Elements of nuclei", (1987) Addison Wesley.
- [Sky56] T.H.R. Skyrme, Phil. Mag. **1** (1956); Nucl. Phys. **9** (1959) 615.G.F. Bertsch, H. Kruse and S. Das Gupta, Phys Rev **C29** (1984) 673.
- [Str79] S. Stringari and D. Vautherin, Phys. Lett. **88B** (1979) 1.
- [Str84] B. Strack and J. Knoll, Z. Physik **A315** (1984) 249. J. Knoll and J. Wu, Nucl. Phys **A481** (1988) 173.

BIBLIOGRAPHIE

- [Suh61] H. Suhl and N. R. Werthamer, Phys. Rev. **122** (1961) 359. J. Sawicki, Phys. Rev **126** (1962) 2231. J. Da Providência, Nucl. Phys. **61** (1965) 87.
- [Suo94] T. Suomijarvi *et al*, Nucl. Phys. **A569** (1994) 225C.
- [Sur90] E. Suraud *et al*, Nucl. Phys. **A519** (1990) 171c.
- [Sur98] E. Suraud, "*Physique des collisions nucléaires*" (1998), Hermann Ed. des Sciences et des Arts .
- [Tan81] H.H.K Tang *et al*, Phys. Lett. **101B** (1981) 10.
C. Gregoire *et al*, "Phase-space approach to nuclear dynamics" (Word Scientific 1986) 120.
C. Gregoire, Proceedings of Les Houches Winter School, Amsterdam: North-Holland, 1989.
- [Ter87] B. Teer Haar and R. Malfiet, Phys. Rep. **149** (1987) 207.
- [Toe82] C. Toepffer and C.Y. Wong, Phys. rev. **C25** (1982) 1018.
- [Toh85] M. Tohyama, Nucl. Phys. **A437** (1985) 443; Phys. Lett. **160B** (1985) 235.
- [Toh87] M. Tohyama, Phys. Rev. **C36** (1987) 187.
- [Toh92] M. Tohyama and E. Suraud, Nucl. Phys. **A549** (1992) 461.
- [Tre81] J.Treiner, H.Krivine and O. Bohigas, Nucl. Phys. **A371** (1981) 253.
- [Ueh33] E.A. Uehling and G.E. Uhlembeck, Phys. rev. **43** (1933) 552.
- [Van81] N. Van Giai and N. Sagawa, Nucl. Phys. **A371** (1981) 1.
- [Van89] N. Van Giai, P.F. Bortignon, A. Bracco and R.A. Broglia, Phys. Lett. **B233** (1989) 1.
- [Vau72] D. Vautherin and D. M. Brink, Phys. Rev. **C5** (1972) 626.
- [Vau83] D. Vautherin and N. Vinh Mau, Phys. Lett. **B120** (1983) 261; Nucl. Phys. **A422** (1984) 140.
- [Vau87] D. Vautherin, J. Treiner and M. Veneroni, Phys. Lett. **B191** (1987) 6.
- [Vin96] N. Vinh Mau and J.C. Pacheco, Nucl. Phys. **A607** (1996) 163.
- [Weh78] A. Wehl, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 221.

BIBLIOGRAPHIE

- [Weid80] H.A. Weidenmüller, *Progress in Nuclear and Particle Physics* **3** (1980) 49.
- [Wen98] W. Wen, P. Chau Huu-Tai, D. Lacroix, Ph. Chomaz and S. Ayik, *Nucl. Phys. A* **637** (1998) 15.
- [Win83] J. Winchenbach, K. Pingel, G. Holzmarth, G. Kühner and A. Richter, *Nucl. Phys. A* **410** (1983) 237.
- [Won78] C.Y. Wong and H.H.K. Tang, *Phys. Rev. Lett.* **40** (1978) 1070; *Phys. Rev. C* **20** (1979) 1419.
- [Won82] C.Y. Wong, *Phys. Rev. C* **25** (1982) 1461.
- [Won83] C.Y. Wong and K.T.R. Davies, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 240.
- [Wou87] A. Van der Woude, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **18** (1987) 217.
- [Yan83] C. Yannouleas, M. Dworzecka and J.J. Griffin *Nucl. Phys. A* **397** (1983) 239. C. Yannouleas, *Phys. Lett.* **157B** (1985) 129. C. Yannouleas and S. Yang, *Nucl. Phys. A* **455** (1986) 40. C. Yannouleas, *Phys. Rev. C* **35** (1987) 1159.
- [You97] D. H. Youngblood, Y.-W. Lui and H. L. Clark, *Phys. Rev. C* **55** (1997) 2811.
- [Zwa60] R. Zwanzig, *lectures in Theoretical Physics, Vol. III* (Boulder, 1960), Interscience, N.Y. (1961).
- [Zel96] V. Zelevinsky, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **46** (1996) 237.

Résumé:

Ce mémoire traite de la possibilité de réunir à la fois les aspects quantiques et statistiques dans un même cadre théorique en allant au delà du champ moyen. Il est montré que parmi les méthodes possibles, la théorie de champ moyen étendu (ETDHF) en incluant les effets des corrélations à deux corps, permet une description des phénomènes de relaxation. Cette théorie a tout d'abord été appliquée à la décroissance des résonances géantes chaudes et froides. Après avoir développé une version étendue de la théorie de réponse linéaire (RPA étendue), l'effet des collisions sur la réponse collective du ^{40}Ca a été étudié. En particulier, il a été montré que ces collisions contribuent à la largeur d'étalement des résonances géantes, en devenant une voie de décroissance dominante à haute température. La généralisation de ces méthodes à travers une modélisation du hamiltonien nucléaire comme une série de couplages en cascade a permis d'aller au delà de ETDHF. Ainsi, des phénomènes tels que les fluctuations d'Ericson à plusieurs échelles ou des interférences dans la réponse sont prédits.

L'étude des mouvements de plus grandes amplitudes requiert l'introduction des théories de transport pour la dynamique des noyaux. Ainsi, le champ moyen a permis l'étude de la désexcitation des noyaux chauds et comprimés. Cette étude a clarifié le lien entre l'équation d'état et la dynamique d'expansion dans les systèmes finis. Une comparaison avec les approches semi-classiques a de plus démontré l'importance des effets quantiques. Il est donc nécessaire de prendre en compte les collisions entre nucléons dans un cadre quantique. La possibilité d'appliquer ETDHF à la dynamique nucléaire dans un cadre général a finalement été discutée. Une méthode fiable et rapide, testée avec succès sur un modèle schématique, a été proposée pour résoudre le champ moyen étendu dans la dynamique des noyaux. L'utilisation de ETDHF pour l'étude de l'expansion monopolaire d'un noyau d' ^{16}O a finalement montré les perspectives intéressantes d'une telle théorie en décrivant les aspects dissipatifs dans une dynamique quantique. L'introduction d'une dynamique stochastique quantique allant au delà de ETDHF a finalement été discutée.

Abstract:

This work is devoted to the description of both quantal and statistical aspects in a coherent theoretical framework that goes beyond a mean-field approximation. It is shown that among the possible methods, the Extended mean-field theory (ETDHF) is able to describe relaxation by including correlation effects. This theory is first applied to cold and hot giant resonances. After having developed an extended version of the linear response theory, the effect of collisions on the response of ^{40}Ca is studied. It is shown that collisions contribute to the spreading width of giant resonances and become a dominant decay channel at high temperature. The generalization of these methods through the modelisation of the hamiltonian as a series of couplings in cascade has enabled to go beyond ETDHF. Thus, phenomena as multiscale Ericson fluctuations and interferences in the nuclear response are predicted.

The study of larger amplitudes requires the introduction of transport theories for the nuclear dynamics. Thus, the deexcitation of hot and compressed nuclei has been studied with mean-field theories. This analysis has clarified the link between the equation of state and the dynamical expansion in finite systems. A comparison with semi-classical has further shown the importance of quantum effects and has demonstrated the necessity to take into account nucleon collisions in a quantum framework. The possibility to apply ETDHF to nuclear dynamics in the general case is then discussed. A rapid and reliable method, tested on a schematic model, is proposed to solve the extended mean-field. The application of ETDHF to the monopolar expansion of ^{16}O has finally demonstrated the interesting perspectives of this theory for describing dissipative aspects in quantum dynamics. Finally, the introduction of quantum stochastic approaches is discussed.

Mots-clés:

Théorie quantique, Hartree-Fock méthode d'approximation, Structure nucléaire, Relaxation (physique nucléaire), Fluctuations (Physique).