



HAL
open science

Approche Semi-Classique de la Physique des Ions Lourds aux Énergies Intermédiaires

Loïc Vinet

► **To cite this version:**

Loïc Vinet. Approche Semi-Classique de la Physique des Ions Lourds aux Énergies Intermédiaires. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Paris-Sud, 1986. Français. NNT : . tel-02025306

HAL Id: tel-02025306

<https://in2p3.hal.science/tel-02025306v1>

Submitted on 19 Feb 2019

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

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

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS XI
SPECIALITE : SCIENCES PHYSIQUES

par

Loïc VINET

sujet

**Approche Semi-Classique de la Physique des Ions Lourds
aux Energies Intermédiaires**

soutenue le 12 Septembre 1986

devant la Commission d'examen

MM H. SERGOLLE. Président

C. GREGOIRE
R. JOLY
B. REMAUD
P. SCHUCK

Examineurs

1198

**UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY**

THESE

présentée

pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS XI
SPECIALITE : SCIENCES PHYSIQUES**

par

Loïc VINET

sujet

**Approche Semi-Classique de la Physique des Ions Lourds
aux Energies Intermédiaires**

soutenue le 12 Septembre 1986

devant la Commission d'examen

MM H. SERGOLLE Président

C. GREGOIRE

R. JOLY

B. REMAUD

P. SCHUCK

Examineurs

REMERCIEMENTS

En premier lieu, je tiens tout spécialement à remercier Monsieur Christian GREGOIRE qui a dirigé ce travail et qui m'a soutenu tout au long de ces deux années.

J'exprime toute ma reconnaissance à Messieurs Bernard REMAUD, François SEBILLE et Peter SCHUCK avec lesquels nous avons agencé la partie théorique, ainsi qu'à Messieurs Gérard AUGER, Hubert DOUBRE et Eric PLAGNOL pour la partie expérimentale. Patrick BERTRAND et Bruno LAMBERTZ sont aussi remerciés pour leur assistance dans les problèmes numériques.

Je remercie Messieurs Henri SERGOLLE et René JOLY qui ont accepté d'être membres du jury.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs Claude DETRAZ et René JOLY pour m'avoir accueilli au GANIL à CAEN et à Monsieur Hervé NIFENECKER pour m'avoir associé à l'une de ses réunions de travail à GRENOBLE.

J'exprime ma gratitude à Mesdames Monique BEX, Solange GESWEND et Marie-Laure MARIE pour avoir assuré la frappe et la diffusion du manuscrit. Je remercie également les physiciens résidents et le groupe Calcul, en particulier, Yves FOLL, du GANIL.

ABSTRACT

The study of heavy ion collisions at intermediate energies (10 to 100 MeV/A), can be undertaken by a semi-classical approach : the nuclear Vlasov equation. It is possible to decompose the one body distribution function over a suitable coherent state basis for dynamical studies. This method is applied for colliding slabs, and the results are compared with those of TDHF. With imposed spherical symmetry, the isoscalar monopole resonance, evaporation, formation of bubble nuclei and total evaporation, are obtained. The extension to three dimensions and to the Landau-Vlasov equation through the residual interaction included in the Uehling-Uhlenbeck collision term, permits a general study of the dynamical instability of highly excited nuclei. The application to heavy ion collisions gives a description of both the main mechanisms of reaction, and the ineffective fusion for the system ^{40}Ar (35 MeV/A) + ^{27}Al . Alpha particle multiplicities in correlation with evaporated residues in the experience ^{40}Ar (27 MeV/A) + ^{27}Al , have been extracted. From theoretical results, different scenarios are proposed (entrance channel limitation and exit channel disintegration), in order to explain the disappearance of the fusion component observed for this system at energies above 32 MeV/A.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : L'EQUATION DE VLASOV : APPLICATION A 2 DIMENSIONS D'ESPACE DE PHASE	523
1 - La transformée de Wigner de l'équation de Schrödinger	5
2 - La méthode pseudoparticulaire	11
3 - La base des états cohérents généralisés	13
4 - Les conditions initiales et comparaison "Vlasov-TDHF" dans le cas des "slabs"	17
4.1 - L'interaction : la force BKN	17
4.2 - La configuration de "slab"	19
4.3 - La fonction de distribution de Wigner discrétisée	20
4.4 - Statique : construction du "slab" initial	22
4.5 - Calcul des observables en valeur moyenne	23
4.5.1 - Energie totale du système	23
4.5.2 - Rayon carré moyen	24
4.5.3 - Distance de séparation	24
4.5.4 - Elongation	25
4.6 - Dynamique	25
4.6.1 - Dynamique des petites oscillations	25
4.6.2 - Interaction d'un slab avec une barrière de potentiel	29
4.6.3 - Collision de "slabs"	31
5 - La méthode de résolution par les éléments finis	38
6 - Conclusion	40
CHAPITRE II : NOYAUX CHAUDS ET/OU COMPRIMÉS EN SYMETRIE SPHERIQUE ...	41
1 - Motivations	41
1.1 - La transition liquide-gaz pour la matière nucléaire infinie	43
1.2 - Les systèmes finis à l'équilibre	43
1.3 - Les systèmes finis loin de l'équilibre	45
1.4 - Commentaires	46
2 - L'équation de Vlasov sphérique	47
3 - L'interaction	48
4 - La fonction de distribution de Wigner discrétisée ou préparation statique du système	50
5 - Calcul des observables	53
5.1 - Energie totale du système	53
5.2 - Rayon carré moyen	53

6 - Dynamique	55
6.1 - Vibration du mode compression	56
6.2 - Déexcitation des noyaux chauds	57
6.3 - Compétition entre compression et chaleur	65
6.4 - L'anisotropie des moments	68
6.5 - Remarques	72
7 - Conclusion	72
CHAPITRE III : DYNAMIQUE A 6 DIMENSIONS D'ESPACE DE PHASE ET	75
INTRODUCTION DES COLLISIONS A DEUX CORPS	
1 - Brisure de la symétrie sphérique	75
1.1 - La multifragmentation des modèles statiques	75
1.2 - Traitements dynamiques de la multifragmentation	78
2 - Les collisions à deux corps	81
2.1 - L'équation de Landau-Vlasov	81
2.2 - Le terme d'Uehling-Uhlenbeck	83
3 - Méthode de résolution de l'équation de Landau-Vlasov	88
3.1 - L'interaction	88
3.2 - Discrétisation de la fonction de distribution de Wigner	89
3.3 - Calcul du terme de collision	92
4 - Application à des noyaux composés excités	93
4.1 - Modes d'excitation des noyaux	93
4.1.1 - L'excitation thermique	93
4.1.2 - L'excitation de compression	95
4.1.3 - L'excitation par fluctuations du champ	95
4.2 - Comparaison entre les résultats des calculs à symétrie sphérique et sans symétrie de l'équation de Vlasov	97
4.3 - Stabilité des noyaux chauds et/ou sans collisions à 2 corps	100
4.4 - Stabilité des noyaux comprimés	107
4.5 - Stabilité des noyaux avec des fluctuations	107
4.6 - Conclusion	108
5 - Application aux collisions d'ions lourds	109
5.1 - La méthode des particules dans des cellules	111
5.2 - Comparaison des méthodes	112
5.2.1 - Equations de Vlasov et TDHF	112
5.2.2. - Equations de Landau-Vlasov et BUU	112
5.3 - Etude de la collision ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$)	113
5.3.1 - Le transfert de moment linéaire	115
5.3.2 - Les réactions de fragmentation	119
5.3.3 - Les réactions de fusion	123

6 - Conclusion	126
CHAPITRE IV : LIMITE EXPERIMENTALE DE LA FUSION POUR LE SYSTEME	129
($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$)	
1 - Les systèmes composites aux énergies intermédiaires	129
1.1 - Tentatives de détermination de la limite de stabilité des noyaux	129
1.2 - Voie d'entrée ou voie de sortie	130
1.3 - Mesure de la température	131
2 - La fusion pour le système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$)	132
2.1 - Cinématique de l'évaporation d'un noyau composé	133
2.2 - Dispositif expérimental	134
2.3 - Comportement de la fusion en fonction de l'énergie incidente du projectile	135
2.4 - Apport des coïncidences (résidus-particules légères)	139
3 - Perspectives	142
CONCLUSION	145

INTRODUCTION

Récemment des accélérateurs tels que le GANIL, ont permis d'accéder au régime des énergies intermédiaires (10 à 100 MeV par nucléon) dans les collisions d'ions lourds. Les résultats expérimentaux suscitent de nombreux modèles phénoménologiques, qui marquent la difficulté de représenter correctement la physique. En fait, celle-ci est située à mi-chemin entre deux théories extrêmes.

A basse énergie, la théorie de TDHF (Time-Dependent Hartree-Fock) permet de décrire la plupart de résultats expérimentaux (réactions quasi-élastiques, réactions directes de surface et très inélastiques ainsi que la fusion) à travers les observables à un corps. Les nucléons sont supposés évoluer dans un champ moyen qu'ils génèrent eux-mêmes. Par contre, à haute énergie, les collisions nucléon-nucléon dominent la dynamique. Les modèles de cascade la reproduisent bien mais, négligent le champ moyen, alors que c'est l'interaction résiduelle qui est ignorée par TDHF.

Ainsi, dans un domaine intermédiaire en énergie, les deux effets doivent jouer un rôle au plus équivalent. L'extension de TDHF, qui tiendrait compte de collisions à deux corps, n'a pas encore produit de résultats satisfaisants en raison des approximations qu'il est nécessaire de faire pour effectuer les calculs numériques déjà très prohibitifs sans l'interaction résiduelle. C'est pourquoi, des orientations semi-classiques ont été choisies, car d'autre part les observables actuellement mesurées sont moyennées sur les nombreuses voies ouvertes de la réaction. On peut, en effet, espérer que les fluctuations quantiques restent faibles par rapport aux propriétés principales des ions en interaction.

L'équation de Vlasov s'est trouvée être une bonne candidate comme approximation semi-classique. Elle exprime simplement la conservation de la probabilité de distribution dans l'espace de phase tout comme l'équation de Liouville en mécanique classique. De ce fait, l'analogie avec l'équation de Boltzmann, nous conduit naturellement à introduire un terme de collision (le terme d'Uehling-Uhlenbeck) qui tient compte des collisions à deux corps. Alors, aussi bien par l'expérience que par la théorie, s'est posé le problème de voie d'entrée et/ou de voie de sortie dans les collisions d'ions aux énergies intermédiaires.

Les collisions violentes conduisent la matière nucléaire dans des états très excités par rapport au fondamental. Par conséquent, l'étude des modes de déexcitation de noyaux fortement excités est actuellement d'un grand intérêt. Plusieurs approches du problème ont déjà été proposées. Les modèles complètement statiques où un noyau est considéré en équilibre avec un gaz extérieur, sont apparus dans un premier temps. Une température limite peut être définie au-delà de laquelle le noyau se dissout totalement dans une phase gazeuse. Elle atteint de l'ordre de 5 à 6 MeV avec une force de Skyrme réaliste (en incluant les forces coulombiennes).

Mais on peut se demander de combien l'approche statique simule la vraie situation dynamique de la déexcitation ou de la désintégration d'un noyau isolé. Des calculs hydrodynamiques ont été effectués et déduisent une température limite en accord avec les calculs statiques. Cependant, l'hydrodynamique suppose un équilibre local, pas nécessairement établi lors de l'évolution dynamique.

Dans une première approche, on a pris le point de vu, plus ou moins opposé en traitant l'évolution avec l'équation de Vlasov sphérique qui permet une étude hors-équilibre. Avec une force BKN modifiée pour avoir une compressibilité réaliste de 228 MeV, les calculs font ressortir des résultats tout à fait différents, conséquences d'un rapide refroidissement du coeur du noyau et de la symétrie imposée. Ce refroidissement est favorisé par une forte anisotropie de la distribution locale des vitesses, car celles-ci sont beaucoup plus élevées dans la direction radiale que dans la direction transverse.

Il sera assez satisfaisant de constater que des calculs quantiques (en utilisant TDHF en symétrie sphérique), montrent qualitativement les mêmes résultats. En fonction de la température initiale nous trouvons effectivement plusieurs cas de figure de l'évolution dynamique : une oscillation monopolaire de grande amplitude pour des températures allant de 0 à 10 MeV ; au-dessus de ces valeurs, la formation et la vibration d'une bulle et à partir de 17 ~ 18 MeV une vaporisation totale.

La contrainte de la symétrie sphérique favorise certainement la stabilité du noyau car par exemple, pendant la formation des bulles, de petites fluctuations numériques suffiraient probablement à les briser. Les calculs menés à trois dimensions d'espace montrent effectivement que cette

brisure abaisse la valeur de la température limite par rapport au cas sphérique de ~ 17 MeV à ~ 13 MeV, ce qui semble toujours être plus élevé que dans le cas statique.

Le nouvel ingrédient qu'est le terme de collisions de Uehling-Uhlenbeck introduit de la viscosité à deux corps. Mais nous allons aussi mettre en évidence qu'il aide beaucoup les noyaux chauds à se refroidir. Cette tendance pourrait sembler contraire aux résultats des calculs hydrodynamiques. Mais dans leur contexte, les collisions à deux corps sont implicitement considérées comme très dominantes, voir trop dominantes. Par conséquent, la limite de stabilité des noyaux reste élevée. A la vue des résultats expérimentaux, on peut envisager un effet de voie d'entrée qui s'opposerait à la formation d'un noyau composé très excité.

Les collisions d'ions lourds ont déjà été abordées avec le même formalisme par Aichelin et ses collaborateurs. Leurs calculs signalent un transfert de moments qui suppriment la transparence observée dans les résultats TDHF. Néanmoins, le transfert devient moins complet à mesure que l'énergie incidente croît. De cette façon la formation de noyau composé est compromise. Toutefois par ces calculs, on ne peut pas réellement conclure sur la limite de stabilité des noyaux car leur domaine de validité se situe au dessus d'une centaine de MeV/A. Par contre, dans notre méthode numérique, la fonction de distribution de l'espace de phase, est décomposée sur les éléments d'une base (les états cohérents) qui évitent les oscillations d'origine numérique. Cette observation permet à un noyau froid de rester stationnaire. En raison de cette remarquable stabilité, une étude complète des collisions d'ions lourds peut être envisagée, où les résultats (de la fragmentation pour les collisions périphériques à la fusion incomplète pour les collisions centrales) peuvent être confrontés avec les données expérimentales, mais où, aussi, des prédictions pourront être faites.

Tant que les mesures sont inclusives, les expériences ne permettent pas d'identifier, de façon précise, la limite de stabilité des noyaux. En effet, on constate la disparition de la composante de fusion à partir d'une certaine énergie incidente, ou pour une énergie d'excitation donnée du noyau composé. C'est pourquoi nous avons abordé les corrélations entre des résidus lourds d'évaporation et des particules légères pour le système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$) à 27 MeV/A. Ce développement fait suite à une étude complète sur les résidus d'évaporation uniquement, à différentes énergies incidentes du même système.

Or, la fragmentation produit aussi des fragments lourds qui polluent les résidus d'évaporation. Par conséquent, leur extraction peut devenir de plus en plus ambiguë à mesure que l'énergie incidente monte. On peut donc espérer retrouver plus de précisions en imposant une détection en coïncidence avec des particules d'évaporation telles que les protons ou les alphas. D'autre part, ces expériences exclusives peuvent mettre en évidence des phénomènes nouveaux qui aiguilleraient les nombreuses interprétations des modèles.

L'objet de cette thèse est de présenter une méthode de résolution de l'équation de Vlasov et d'aborder, de cette façon, la physique des ions lourds aux énergies intermédiaires dans un cadre général. Ainsi, dans un premier temps, après avoir développé le formalisme de l'équation de Vlasov, l'étude des dalles de matière semi-infinie (deux dimensions d'espace de phase) permet une comparaison précise avec les équations de TDHF. Ensuite, une configuration à symétrie sphérique conduit à l'étude des noyaux très excités et à leur mode de déexcitation. Puis la relaxation à 3 dimensions d'espace entraîne l'introduction des collisions à deux corps (l'équation de Landau-Vlasov) qui prolongent l'étude des noyaux excités. Les réactions d'ions lourds sont alors étudiées pour le système particulier ($^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$). Et finalement, la dernière partie est consacrée à l'analyse expérimentale du mécanisme de fusion en coïncidence avec l'émission de particules α pour ce même système à 27 MeV/A.

CHAPITRE IL'EQUATION DE VLASOV:
APPLICATION A 2 DIMENSIONS D'ESPACE DE PHASE1 - LA TRANSFORMEE DE WINGER DE L'EQUATION DE SCHRÖDINGER

En toute généralité, l'évolution d'un système quantique à N corps est décrite par un vecteur d'état $|\Psi(1, \dots, N, t)\rangle$ obéissant à l'équation de Schrödinger :

$$(I-1) \quad i \hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(1, \dots, N, t)\rangle = \hat{H} |\Psi(1, \dots, N, t)\rangle$$

où \hat{H} est l'hamiltonien à N corps qui s'exprime dans la représentation d'espace comme :

$$-\sum_{i=1}^N \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + \sum_{i < j} v(r_{ij})$$

$v(r_{ij})$ étant l'interaction entre les particules i et j .

On travaille aussi plus facilement avec l'observable opérateur densité $\hat{\rho}^N(1, \dots, N, t) = N! |\Psi(1, \dots, N, t)\rangle \langle \Psi(1, \dots, N, t)|$ qui vérifie l'équation de Liouville Von-Neumann :

$$(I-2) \quad [\hat{H}, \hat{\rho}^N(1, \dots, N, t)] = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}^N(1, \dots, N, t)$$

La résolution d'une telle équation est un problème à N corps qui demande des approximations, c'est pourquoi dans un premier temps on introduit la densité réduite à n corps, n étant quelconque, qui s'écrit dans l'espace de configuration :

$$\rho^{(n)}(r_1, \dots, r_n, r'_1, \dots, r'_n, t) = \frac{N!}{(N-n)!} \int \rho^N(r_1, \dots, r_n, r_{n+1}, \dots, r_N, r'_1, \dots, r'_n, r_{n+1}, \dots, r_N, t) dr_{n+1} \dots dr_N$$

$$\text{ou } \rho^N(r_1, \dots, r'_N, r'_1, \dots, r'_N, t) = \langle r'_1, \dots, r'_N | \hat{\rho}^N | r_1, \dots, r_N \rangle$$

Cette opération consiste à réduire l'information que pourrait nous fournir la résolution de l'équation (I-2), mais elle nous permet d'écrire la

suite d'équations couplées (BE78) dont la forme générale est :

$$\begin{aligned}
 \text{(I-3)} \quad & -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(n)}(r_1, \dots, r_n, r'_1, \dots, r'_n, t) \\
 & = - \sum_{i=1}^n \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla_i^2 - \nabla_i'^2) \rho^{(n)} + \sum_{i < j}^n (v(r_{ij}) - v(r'_{ij})) \rho^{(n)} \\
 & + \sum_{i=1}^n \int (v(r_{ij}) - v(r'_{ij})) \rho^{(n+1)}(r_1, \dots, r_n, r_j, r'_1, \dots, r'_n, r'_j) dr_j
 \end{aligned}$$

L'équation qui couple les densités réduites à 1 corps et à 2 corps du noyau nucléaire est alors donnée par :

$$\begin{aligned}
 \text{(I-4)} \quad & -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(1)}(r, r', t) = - \frac{\hbar^2}{2m} (\nabla^2 - \nabla'^2) \rho^{(1)}(r, r', t) \\
 & + \int (v(r, r_2) - v(r', r_2)) \rho^{(2)}(r, r_2, r', r_2) dr_2
 \end{aligned}$$

Nous nous intéressons à cette dernière équation qu'une approximation appropriée découplera des autres équations, mais tout d'abord introduisons la transformée de Wigner $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ de la matrice densité (EW32, SK75) :

$$\text{(I-5)} \quad f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \int e^{\frac{-i\vec{p}\vec{s}}{\hbar}} \rho(\vec{r} + \vec{s}/2, \vec{r} - \vec{s}/2) d\vec{s}$$

son inverse se déduit par :

$$\text{(I-6)} \quad \rho(\vec{r}, \vec{r}', t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int d\vec{p} e^{\frac{i\vec{p}(\vec{r} - \vec{r}')}{\hbar}} f\left(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}, \vec{p}, t\right)$$

En fait cela revient à faire une transformée de Fourier sur $\vec{r} - \vec{r}'$ dans la position relative $\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}$. La non-localité de la matrice densité reste préservée par la transformée qui est représentée dans l'espace de phase. Cette opération peut aussi s'effectuer sur tout opérateur A à un corps tant que celui-ci reste hermétique. Alors :

$$A_{\text{Wigner}}(\vec{r}, \vec{p}) = \int e^{\frac{-i\vec{p}\vec{s}}{\hbar}} \langle \vec{r}-\vec{s}/2 | A | \vec{r}+\vec{s}/2 \rangle d\vec{s}$$

Ainsi l'équation (4) sous cette transformée devient :

$$(I-7) \quad -\hbar \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m} \int d\vec{s} e^{\frac{-i\vec{p}\vec{s}}{\hbar}} \left(\nabla_{\vec{r}}^2 \rho(\vec{r}, \vec{r}', t) - \nabla_{\vec{r}'}^2 \rho(\vec{r}, \vec{r}', t) \right) \left. \begin{array}{l} \vec{r} = \vec{r}+\vec{s}/2 \\ \vec{r}' = \vec{r}-\vec{s}/2 \end{array} \right\}$$

$$+ \int d\vec{s} e^{\frac{-i\vec{p}\vec{s}}{\hbar}} \int d\vec{r}_2 \left(v(\vec{r}+\vec{s}/2, \vec{r}_2) - v(\vec{r}-\vec{s}/2, \vec{r}_2) \right) \times \rho^{(2)}(\vec{r}+\vec{s}/2, \vec{r}_2, \vec{r}-\vec{s}/2, \vec{r}_2)$$

or $\left(\nabla_{\vec{r}}^2 \rho(\vec{r}, \vec{r}', t) - \nabla_{\vec{r}'}^2 \rho(\vec{r}, \vec{r}', t) \right) \left. \begin{array}{l} \vec{r} = \vec{r}+\vec{s}/2 \\ \vec{r}' = \vec{r}-\vec{s}/2 \end{array} \right\} = 2 \nabla_{\vec{r}} \cdot \nabla_{\vec{r}'} \rho(\vec{r}+\vec{s}/2, \vec{r}-\vec{s}/2)$

donc elle s'écrit :

$$(I-8) \quad \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) + \vec{p}/m \cdot \nabla_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 1/\hbar \int d\vec{s} e^{\frac{-i\vec{p}\vec{s}}{\hbar}} \int d\vec{r}_2 \left(v(\vec{r}+\vec{s}/2, \vec{r}_2) - v(\vec{r}-\vec{s}/2, \vec{r}_2) \right) \times \rho^{(2)}(\vec{r}+\vec{s}/2, \vec{r}_2, \vec{r}-\vec{s}/2, \vec{r}_2)$$

Cette équation ressemble à l'équation classique de Boltzmann munie d'un terme de collision où figure le couplage avec la densité à 2 corps et les interactions à 2 corps. C'est pourquoi, afin d'exploiter l'équation seule, il est nécessaire d'opérer des approximations sur ces dernières quantités. Un moyen immédiat consiste à développer la matrice densité à 2 corps en fonction de la matrice densité à 1 corps. Ce qui revient à considérer le vecteur d'état comme dépendant seulement des états à 1 particule. D'autre part les nucléons étant des fermions, le vecteur d'état doit être antisymétrique et donc finalement il s'écrit sous la forme d'un déterminant de Slater :

$$(I-9) \quad |\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \det \{ |\phi_i(j,t)\rangle \} \quad \text{où } i \text{ identifie le nucléon et } j$$

l'état quantique

$$\text{alors} \quad \rho(\vec{r}, \vec{r}') = \sum_i \phi_i(\vec{r}) \phi_i^*(\vec{r}')$$

$$(I-10) \quad \text{et} \quad \rho^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}'_1, \vec{r}'_2) = \rho(\vec{r}_1, \vec{r}'_1) \rho(\vec{r}_2, \vec{r}'_2) - \rho(\vec{r}_1, \vec{r}'_2) \rho(\vec{r}_2, \vec{r}'_1)$$

Ceci correspond à l'approximation de Hartree-Fock. Si on ne tient pas compte de l'antisymétrisation, c'est-à-dire du 2nd terme de cette dernière égalité, la théorie est dite Hartree uniquement. Dans le cadre de la théorie d'Hartree-Fock, on peut définir un potentiel local de Hartree-Fock où figurent le potentiel d'Hartree et le potentiel d'échange :

$$(I-11) \quad U(\vec{r}) = \int d\vec{r}_2 \rho(\vec{r}, \vec{r}_2) v(\vec{r}, \vec{r}_2) + d\vec{r}_2 \rho_{\text{ex}} v(\vec{r}, \vec{r}_2)$$

Ainsi l'équation (I-8) devient :

$$(I-12) \quad \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) + \vec{p} / m \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \\ = 1/\hbar \int d\vec{z} e^{\frac{-i\vec{p}\vec{z}}{\hbar}} (U(\vec{r}+\vec{z}/2) - U(\vec{r}-\vec{z}/2)) \rho(\vec{r}+\vec{z}/2, \vec{r}-\vec{z}/2)$$

Finalement si on développe le potentiel suivant la série :

$$U(\vec{r} + \vec{z}/2) = U(\vec{r}) + \vec{z}/2 \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} U(\vec{r}) + \dots$$

et qu'on la tronque au niveau des gradients de puissance supérieure à un, on obtient l'équation de Vlasov :

$$(I-13) \quad \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) + \vec{p} / m \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{p}, t) - \vec{\nabla}_{\vec{r}} U(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0$$

Cette nouvelle approximation montre que l'équation de Vlasov est rigoureusement identique aux équations de TDHF ci-dessous lorsque le potentiel est harmonique. Ce sera l'objet de cette première partie que de

montrer que l'approximation est justifiée par rapport aux calculs TDHF. Cette théorie consiste à résoudre les équations (PD30) :

$$(I-14) \quad \hat{h}^{(2)} |\phi_1\rangle = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} |\phi_1\rangle$$

$$(I-15) \quad \left[\hat{h}^{(1)}, \rho^{(1)} \right] = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(1)} \text{ avec } \hat{h} \text{ comme hamiltonien à 1 corps de Hartree-Fock.}$$

Une autre méthode de dérivation de l'équation de Vlasov peut être effectuée en calculant la transformée de Wigner de l'équation (I-15). Mais pour cela, déterminons la transformée de Wigner du produit de deux observables (RS80) :

$$(I-16) \quad \underset{\text{Wigner}}{(\hat{h} \hat{\rho})}(\vec{r}, \vec{p}) = h_W(\vec{r}, \vec{p}) e^{\frac{i\hbar\bar{\Lambda}}{2}} f(\vec{r}, \vec{p}, t)$$

$$\text{où } \bar{\Lambda} = \overset{\leftarrow}{\nabla}_{\vec{r}} \overset{\leftarrow}{\nabla}_{\vec{p}} - \overset{\leftarrow}{\nabla}_{\vec{p}} \overset{\leftarrow}{\nabla}_{\vec{r}} \text{ (les opérateurs gradients s'appliquent à droite et à gauche)}$$

Ainsi la transformée de Wigner de l'équation de TDHF s'écrit :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) = h_W(\vec{r}, \vec{p}) \left\{ e^{\frac{i\hbar\bar{\Lambda}}{2}} - e^{-\frac{i\hbar\bar{\Lambda}}{2}} \right\} f(\vec{r}, \vec{p}, t)$$

$$(I-17) \quad \text{soit } \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{r}, \vec{p}, t) - 2/\hbar h_W(\vec{r}, \vec{p}) \sin\left(\frac{\hbar}{2} \bar{\Lambda}\right) f(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0$$

Ici $h_W(\vec{r}, \vec{p})$ est la transformée de Wigner de l'hamiltonien de Hartree-Fock et s'écrit : $h_W(\vec{r}, \vec{p}) = p^2/2m + U(\vec{r})$, c'est-à-dire sous la forme d'un hamiltonien classique. Alors une troncation du sinus au 2ème ordre en \hbar donne l'équation de Vlasov (AK76, CZ83, JN82).

Toute valeur moyenne d'une observable à 1 corps A se fait aisément, tant que $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ est définie, à l'aide de :

$$(I-18) \quad \langle A \rangle = \frac{\langle \Psi | A | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle} = \frac{\int d\vec{r} d\vec{p} A_W(\vec{r}, \vec{p}) f(\vec{r}, \vec{p})}{\int d\vec{r} d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p})}$$

où $A_W(\vec{r}, \vec{p})$ est la transformée de Wigner de $\langle \vec{r} | \hat{\rho} | \vec{r}' \rangle$.

Cette égalité avec l'équation de Vlasov nous permet de vérifier pour un système isolé la conservation de :

- La masse
- l'énergie
- du moment angulaire (se référer à l'équation de Vlasov à symétrie sphérique) - l'impulsion moyenne (du centre de masse)

$$\text{en effet } \frac{d\langle \vec{p} \rangle}{dt} = -\langle \vec{\nabla}_r U(\vec{r}) \rangle = 0$$

Cette dernière égalité fournit une contrainte nécessaire sur le champ self-consistant : la valeur moyenne des forces doivent s'annuler pour un système isolé.

Remarques :

- La transformée de Wigner est réelle, mais pas nécessairement définie positive comme toute transformée de Fourier. Toutefois seulement les observables à 1 corps sont significatives, alors même si l'intégrant de $(I-1\mathcal{E})$ est négatif dans certaine région, l'intégrale sera positive si l'observable l'est. D'autre part, nous verrons qu'une fonction de distribution de Wigner initialement positive le restera durant l'évolution donnée par l'équation de Vlasov.

- Elle ne viole pas les relations d'incertitude de Heisenberg ($\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$), car finalement elle n'est qu'une représentation particulière de la matrice densité. Elle garde un caractère non local. Et d'autre part l'approximation semi classique de l'équation de Vlasov signifie que \hbar tend vers zéro mais n'est pas nécessairement nulle. Nous choisirons la méthode des états cohérents qui en tiendra compte.

- L'équation de Vlasov préserve le principe d'exclusion de Pauli pourvu qu'il soit introduit dans la condition initiale. Cette propriété provient du

principe de non compressibilité des fluides dans l'espace de phase qu'exprime le théorème de Liouville, car en effet on a la conservation de la fonction de distribution le long des trajectoires de l'espace de phase, c'est-à-dire $\frac{d}{dt} f(\vec{r}(t), \vec{p}(t), t) = 0$.

- L'approximation de Hartree-Fock supprime les corrélations à 2 corps présentes, en principe, dans l'équation (I-8). C'est pourquoi l'introduction d'un terme de collision à l'équation de Vlasov, dans une étape ultérieure, nous permettra d'être plus complet par rapport à TDHF aux énergies intermédiaires.

2 - LA METHODE PSEUDOPARTICULAIRE

Soit une fonction de distribution de Wigner $f(\vec{r}_0, \vec{p}_0, t_0)$ solution à un instant initial t_0 , la solution de l'équation de Vlasov à un temps t peut s'écrire formellement sous la forme d'une intégrale de propagation, c'est à dire :

$$(I-19) \quad f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \int d\vec{r}_0 d\vec{p}_0 \delta(\vec{R}(\vec{r}_0, \vec{p}_0, t) - \vec{r}) \delta(\vec{P}(\vec{r}_0, \vec{p}_0, t) - \vec{p}) f(\vec{r}_0, \vec{p}_0, t_0)$$

Une substitution directe dans l'équation de Vlasov montre que les fonctions \vec{R} et \vec{P} doivent satisfaire aux équations de Hamilton :

$$(I-20) \quad \left| \begin{array}{l} \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{\vec{p}}{m} \\ \frac{d\vec{P}}{dt} = -\vec{\nabla}_{\vec{r}} U(\vec{r}) \Big|_{\vec{r} = \vec{R}} \end{array} \right.$$

L'égalité (I-19) induit naturellement une infinité de chemins classiques. L'approximation pseudoparticulaire consiste à discrétiser (I-19) en remplaçant les fonctions de Dirac par, par exemple, des gaussiennes. Plus la discrétisation sera fine plus la précision de la méthode sera bonne. Alors :

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) \propto \int \Delta\vec{r}_0 \Delta\vec{p}_0 e^{-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i)^2}{2\chi}} e^{-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_i)^2}{2\theta}} f(\vec{r}_i(t_0), \vec{p}_i(t_0), t_0)$$

où le couple (\vec{r}_i, \vec{p}_i) obéit à

$$(I-21) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{\vec{p}_i}{m} \\ \frac{d\vec{p}_i}{dt} = - \vec{\nabla}_{\vec{r}_i} U(\vec{r}_i) \end{array} \right.$$

Ici, des milliers de pseudoparticules, constituant un système de quelques nucléons, se propagent suivant des équations de mouvement de particules de masse identique à celle du nucléon. Mais en fait cette contradiction provient de la force qui s'applique sur un nucléon et non sur une pseudoparticule. En effet si on définit m_i comme étant la masse de la pseudoparticule et $\vec{p}_i = m_i \vec{v}_i$ tel que $\vec{v}_i = \frac{d\vec{r}_i}{dt}$ alors on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\vec{r}_i}{dt} = \frac{\vec{p}_i}{m} \\ \frac{d\vec{p}_i}{dt} = - \frac{m_i}{m} \vec{\nabla}_{\vec{r}} U(\vec{r}) \Big|_{\vec{r}=\vec{r}_i} \end{array} \right.$$

Ces équations sont identiques aux équations (I-21) où $\vec{p}_i = m \vec{v}_i$ est la quantité de mouvement d'un nucléon.

En physique des plasmas, l'effet est inverse ; le nombre des particules est trop important pour qu'elles puissent être suivies par des calculs numériques. Mais on peut déterminer une équation comme l'équation de Vlasov (BA70) avec un champ moyen pouvant être aussi "self consistant". Et finalement on discrétise le système en pseudoparticules, dont chacune représente un paquet de particules et qui obéissent aux équations de mouvement des particules.

Pour un système de Fermions dans son état fondamental, une bonne condition initiale peut-être l'approximation de Thomas-Fermi (NB82) :

$$f(\vec{r}_0, \vec{p}_0) = \theta(\epsilon_F - H(\vec{r}_0, \vec{p}_0)).$$

En effet cette distribution est solution de l'équation statique de Vlasov, comme toute fonction de l'hamiltonien. Mais ce n'est pas une fonction indéfiniment dérivable (C^∞) et par conséquent, cela peut produire

quelques instabilités numériques au voisinage de sa discontinuité. D'autre part la diffusivité de la densité des noyaux est assez mal représentée (RS80), c'est pourquoi nous avons choisi de développer la fonction de distribution de Wigner sur une base d'états cohérents généralisés.

3 - LA BASE DES ETATS COHERENTS GENERALISES

En étudiant l'oscillateur harmonique (ici à une dimension), on peut introduire les opérateurs \hat{a} et \hat{a}^+ qui annihilent et créent un quantum d'excitation à l'oscillateur, c'est-à-dire (BG81) :

$$\hat{H} = \hat{p}^2/2m + 1/2 m \omega^2 \hat{x}^2$$

$$\text{si } \hat{a} = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \hat{x} + \frac{i \hat{p}}{\sqrt{2\hbar m\omega}}$$

$$\hat{a}^+ = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \hat{x} - \frac{i \hat{p}}{\sqrt{2\hbar m\omega}}$$

alors l'hamiltonien s'écrit $\hat{H} = \hbar\omega (\hat{a}^+\hat{a} + 1/2)$

ce qui nous permet de définir :

$$|n\rangle \text{ tel que si } \hat{N} = \hat{a}^+\hat{a} \quad \hat{N}|n\rangle = n|n\rangle$$

($\{|n\rangle\}$ forme une base de l'espace d'Hilbert)

Ainsi

$$\left. \begin{aligned} \hat{a}|n\rangle &= \sqrt{n} |n-1\rangle \\ \hat{a}^+|n\rangle &= \sqrt{n+1} |n+1\rangle \end{aligned} \right\}$$

Un état cohérent $|\alpha\rangle$ est défini comme étant un vecteur propre de l'opérateur d'annihilation \hat{a}

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \quad \alpha \text{ est complexe car } \hat{a} \text{ n'est pas hermétique.}$$

Ils peuvent être déterminés par récurrence à l'aide de l'état $|0\rangle$ et de l'opérateur déplacement tels que :

$$\langle x|0\rangle = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} e^{-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2}$$

$$\hat{D}(\alpha) = e^{\alpha \hat{a}^+ - \alpha^* \hat{a}}$$

$$\text{où } |\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle$$

On vérifie que ce sont des états pour lesquels $\langle x \rangle$, $\langle p \rangle$ et $\langle H \rangle$ s'identifient aux valeurs classiques :

$$x_0 = \sqrt{2\hbar/m\omega} R_e(\alpha)$$

$$p_0 = \sqrt{2\hbar m\omega} I_m(\alpha)$$

$$H_{\text{classique}} = \hbar\omega|\alpha_0|^2 = \hbar\omega|\alpha(t)|^2$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 e^{i\omega t}$$

La transformée de Wigner de $|\alpha\rangle \langle\alpha|$ dans l'espace de configuration, c'est-à-dire $d(x,p) = \frac{1}{\pi\hbar} e^{-\frac{2H(x,p)}{\hbar\omega}}$ est solution de l'équation de Vlasov car toute fonction de l'hamiltonien en est une. Il faut noter d'autre part que les états cohérents forment une base surcomplète de l'espace d'Hilbert (JG59) dont la relation de fermeture est :

$$\int d\tau(\alpha) |\alpha\rangle \langle\alpha| = \hat{I}$$

$$\text{où } d\tau(\alpha) = \frac{1}{\pi} d^2\alpha = \frac{1}{\pi} d(R_e\alpha_0) d(I_m\alpha_0) = \frac{1}{2\pi\hbar} dx_0 dp_0$$

Dans ce cas, on peut développer toute solution de l'équation de Vlasov à une dimension et pour un oscillateur harmonique sur la base :

$$f(x,p,t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{1/2}} \int dx_0 dp_0 \omega(x_0, p_0) e^{-\frac{2H(x-x_0(t), p-p_0(t))}{\hbar\omega}}$$

où $w(x_0, p_0)$ est une fonction de poids.

Pour les noyaux, on peut faire une approximation harmonique locale, c'est pourquoi il est nécessaire d'avoir des états cohérents où l'oscillateur harmonique dépend du temps. Une transformation canonique dépendante du temps (RH80, RH81, RD82) appropriée des états cohérents précédents par l'opérateur U_β telle que :

$$\hat{U}_\beta^{-1} |\alpha\rangle = |\alpha, \beta\rangle$$

conduit à l'opérateur : $\hat{A}_\beta = \hat{U}_\beta^{-1} \hat{U}_\beta$

$$= (1 + f|\alpha^2|)\hat{a} + f\alpha^2 \hat{a}^\dagger$$

avec $\begin{cases} \text{Im}(\beta\dot{\beta}^*) = 1/m \\ \ddot{\beta} + \omega^2(t)\beta = 0 \end{cases}$

où $\{|\alpha, \beta\rangle\}$ constitue un ensemble d'états cohérents généralisés tel que :

$$\hat{A}_\beta |\alpha, \beta\rangle = \alpha |\alpha, \beta\rangle$$

Cet ensemble forme une base surcomplète de l'espace d'Hilbert. Et donc de la même façon que précédemment, on obtient la transformée de Wigner de $|\alpha, \beta\rangle \langle \alpha, \beta|$:

$$(I-22) \quad d_0(x, p, t) = \frac{1}{\pi\hbar} e^{-\chi \phi \left(\frac{x^2}{2\chi} + \frac{p^2}{2\phi} - \frac{\sigma xp}{\chi\phi} \right)}$$

$$\chi = \langle x^2 \rangle - x_0^2(t) = \hbar/2 |\beta|^2$$

$$\phi = \langle p^2 \rangle - p_0^2(t) = \hbar/2 m^2 |\dot{\beta}|^2$$

$$\text{et} \quad \sigma = \langle xp \rangle - x_0 p_0 = \hbar/2 m \text{Re}(\beta\dot{\beta}^*)$$

L'expression $\chi\phi \left(\frac{x^2}{2\chi} + \frac{p^2}{2\phi} - \frac{\sigma xp}{\chi\phi} \right)$ a été mise en évidence par H.R. Lewis (HR68) comme étant une constante du mouvement dans le cas du potentiel harmonique dépendant du temps. Ainsi $d_0(r, p, t)$ est solution de l'équation de Vlasov à une dimension pour un potentiel harmonique dépendant du temps. Or les états cohérents généralisés forment une base surcomplète de l'espace d'Hilbert, donc toute solution de l'équation de Vlasov peut s'écrire :

$$(I-23) \quad f(x, p, t) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{1/2}} \int dx_0 dp_0 \omega(x_0, p_0) d_0(x, p, t)$$

où alors chaque paquet gaussien ($d_0(r, p, t)$) évolue suivant les équations :

$$(I-24a) \quad \left. \begin{aligned} \frac{dx_0}{dt} &= \frac{p_0}{m} \\ \frac{dp_0}{dt} &= - \left\langle \frac{\partial U(x)}{\partial x} \right\rangle_{x=x_0} \end{aligned} \right\} \text{Chemins classiques d'Ehrenfest.}$$

$$(I-24) \quad \left\{ \begin{array}{l} \dot{\tilde{x}} = 2\sigma/m \\ \dot{\tilde{p}} = -2m\omega^2\tilde{x} \\ \dot{\tilde{\sigma}} = \tilde{p}/m - m\omega^2\tilde{x} \end{array} \right. \quad \text{seconds moments}$$

$$\text{avec } \tilde{x}^2 - \tilde{\sigma} = \hbar^2/4$$

Cependant, l'approximation harmonique locale ne semble pas applicable en physique nucléaire au niveau de la surface où des effets anharmoniques, dus à l'extension du paquet d'onde des nucléons, apparaissent. Pour résoudre ce problème, on peut réduire l'extension des états cohérents dans l'espace de phase. Cette réduction ne modifie pas la complétude de la base (JH81) (FS86) et donne un meilleur comportement face à la courbure locale du potentiel $U(\tilde{r})$ (BR85). D'autre part ceci revient à subdiviser les paquets d'ondes qui forment les états cohérents initiaux en une somme de plusieurs cellules d'espace de phase, et par conséquent le nombre de trajectoires est augmenté et permet en fait de geler les 2nd moments (RS85). Finalement les cellules d'espace de phase peuvent prendre la forme :

$$d(\tilde{r}-\tilde{R}(t), \tilde{p}-\tilde{P}(t)) = N e^{-\frac{-(\tilde{r}-\tilde{R}(t))^2}{2\chi}} e^{-\frac{-(\tilde{p}-\tilde{P}(t))^2}{2\theta}}$$

et comme la distribution de Wigner peut se décomposer d'après (I-23) suivant le produit de convolution :

$$(I-25) \quad f(\tilde{r}, \tilde{p}, t) = \int d\tilde{r}_0 d\tilde{p}_0 \omega(\tilde{r}_0, \tilde{p}_0) d(\tilde{r} - \tilde{R}(\tilde{r}_0, \tilde{p}_0, t), \tilde{p} - \tilde{P}(\tilde{r}_0, \tilde{p}_0, t))$$

Alors les fonctions \tilde{R} et \tilde{P} sont solutions des équations de Hamilton dans le sens d'Ehrenfest, c'est-à-dire où :

$$\dot{\tilde{R}}(t) = \int d\tilde{r} d\tilde{p} \tilde{r} d(\tilde{r} - \tilde{R}(t), \tilde{p} - \tilde{P}(t))$$

$$\dot{\tilde{P}}(t) = \int d\tilde{r} d\tilde{p} \tilde{p} d(\tilde{r} - \tilde{R}(t), \tilde{p} - \tilde{P}(t))$$

tel que :

$$(I-26) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{d\tilde{R}}{dt} = \frac{\tilde{P}}{m} \\ \frac{d\tilde{P}}{dt} = - \int d\tilde{r} d\tilde{p} \tilde{v}_{\tilde{r}} U(\tilde{r}) d(\tilde{r} - \tilde{R}(t), \tilde{p} - \tilde{P}(t)) \end{array} \right.$$

A la limite χ, ϕ tendant vers zéro, les équations (I-19) et (I-25) sont identiques, ainsi que les équations (I-20) et (I-26).

4 - LES CONDITIONS INITIALES ET COMPARAISON "VLASOV-TDHF" DANS LE CAS DES "SLABS"

Les premières applications que nous allons aborder, concernent les noyaux froids dont l'énergie d'excitation est principalement une énergie de translation dans le cas des collisions de noyaux ou une énergie de compression. L'approximation de Thomas-Fermi nous fournit une solution statique dans ce cadre (CG85, BR85) (Cf § I-2) :

$$f(\vec{r}_0, \vec{p}_0) = \theta(\epsilon_F - H(\vec{r}_0, \vec{p}_0))$$

Pour la fonction $\omega(\vec{r}_0, \vec{p}_0)$, on peut reprendre cette forme qui consiste à paver uniformément l'espace de phase à l'intérieur du domaine délimité par $\epsilon_F = H(\vec{r}, \vec{p})$ où ϵ_F est l'énergie de Fermi, ainsi :

$$(I-27) \quad \omega(\vec{r}_0, \vec{p}_0) = \theta(\epsilon_F - \langle H(\vec{r}, \vec{p}) \rangle_{\vec{r}_0, \vec{p}_0})$$

où $\langle H(\vec{r}, \vec{p}) \rangle_{\vec{r}_0, \vec{p}_0}$ est la valeur moyenne de l'hamiltonien pour un état cohérent situé en (\vec{r}_0, \vec{p}_0)

4.1 - L'interaction : la force BKN

Le modèle des pseudoparticules a déjà été utilisé (MB82, CW82) et montre un très bon accord avec les calculs TDHF. Nous allons appliquer le formalisme des états cohérents dans la configuration à une dimension d'espace, afin de comparer les résultats de cette méthode avec les résultats de TDHF. Pour cela, nous nous référerons à l'article (BK76) où la force utilisée est nommée BKN du nom de leurs auteurs. Les interactions effectives ont été étudiées en détail pour le problème statique, mais la plupart des calculs TDHF ont utilisé cette version simplifiée de la force de Skyrme (RS59) sans masse effective et pour des systèmes saturés en spin et isospin (même nombre de protons et de neutrons). L'interaction s'écrit alors :

$$(I-28) \quad v(\vec{r}, \vec{r}') = t_0 \delta(\vec{r}-\vec{r}') + 1/2 t_1 (\delta(\vec{r}-\vec{r}') k'^2 + k^2 \delta(\vec{r}-\vec{r}')) \\ + t_2 \hat{K} \delta(\vec{r}-\vec{r}') \hat{K}' + 1/6 t_3 \rho(\vec{r}) \delta(\vec{r}-\vec{r}')$$

où $\hat{K}' = (\vec{\nabla}' - \vec{\nabla}'_r) / 2i$ est un opérateur agissant à droite.

$\hat{K} = (\vec{\nabla}_r - \vec{\nabla}) / 2i$ est un opérateur agissant à gauche.

et t_0, t_1, t_2, t_3 sont des paramètres ajustés de façon à reproduire les énergies de liaison et les rayons des noyaux (DV72, RS59).

Le terme en t_3 correspond en fait à une force à 3 corps mais dans notre cas elle est équivalente à une interaction à 2 corps dépendante de la densité. t_0 décrit une portée nulle alors que t_1 et t_2 correspondent à une portée finie que simule la dépendance en moment. Toutefois cette dernière combinaison de t_1 et t_2 est difficile d'utilisation notamment pour des calculs très répétitifs nécessaire en dynamique, voilà pourquoi elle est remplacée dans BKN par une interaction de Yukawa connue pour sa portée finie qu'on ajuste de façon à reproduire la même énergie de surface. D'où le terme :

$$(I-29) \quad v_{yuk}(\vec{r}) = V_0 \frac{e^{-r/a}}{r/a} P$$

où $V_0 = (3t_1 - 5t_2) / 64\pi a^5$ et a sont maintenant les paramètres ajustables

$$P = \frac{16}{15} + \frac{4}{15} P_x \quad (P_x \text{ est l'opérateur d'échange d'espace) permet} \\ \text{lors de l'intégration de retrouver le potentiel} \\ \text{de Yukawa.}$$

Ainsi cette forme d'écriture constitue la force BKN. L'énergie potentielle totale s'obtient en calculant les valeurs moyennes suivant l'égalité (RS80) :

$$\langle V \rangle = 1/2 \sum_{i,j=1}^N \langle ij | \tilde{v}^{(2)} | ij \rangle + 1/6 \sum_{i,j,k=1}^N \langle ijk | \tilde{v}^{(3)} | ijk \rangle$$

$$\text{où par exemple } \langle ij | \tilde{v}^{(2)} | ij \rangle = \langle ij | v^{(2)} | ij \rangle - \langle ij | v^{(2)} | j i \rangle$$

$v^{(2)}$ étant une force à 2 corps et $v^{(3)}$ à 3 corps.

$$\begin{aligned} \text{alors} \quad \langle V \rangle &= \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \left\{ \frac{3}{8} t_0 \rho(\vec{r}) + \frac{1}{16} t_3 \rho^2(\vec{r}) \right\} \\ (I-30) \quad &+ \frac{1}{2} V_0 \iint \rho(\vec{r}) \rho(\vec{r}') \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} d\vec{r} d\vec{r}' \end{aligned}$$

Le potentiel d'interaction de Hartree-Fock se détermine en prenant la dérivée fonctionnelle de la densité d'énergie potentielle :

$$U(\vec{r}) = \frac{\delta V(\vec{r})}{\delta \rho(\vec{r})}$$

où $\langle V \rangle = \int d\vec{r} V(\vec{r})$ de l'égalité (I-30)

$$(I-31) \quad U(\vec{r}) = \frac{3}{4} t_0 \rho(\vec{r}) + \frac{3}{16} t_3 \rho^2(\vec{r}) + V_0 \int \rho(\vec{r}') \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} d\vec{r}'$$

Le jeu de paramètres $t_0 = -497.726 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-3}$, $t_3 = 17270 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^{-6}$, $V_0 = -363.0438 \text{ MeV}$ et $a = .45979 \text{ fm}$, donne de bons résultats pour la matière nucléaire et pour les noyaux finis $N = Z$. Cependant le coefficient d'incompressibilité, défini comme la courbure de l'énergie de liaison E , par rapport au moment de Fermi k_F , c'est-à-dire $K = k^2 \frac{\partial^2 (E_0/A)}{\partial k_F^2} \Big|_{\rho=\rho_0}$ où ρ_0 est

la densité de saturation telle que $\frac{\partial (E_0/A)}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0} = 0$, égale 380 MeV, une valeur trop élevée en réalité (BG76). Pour l'étude des noyaux chauds nous modifierons le terme à trois corps afin de se placer dans un cadre plus réaliste.

4.2 - La configuration de "Slab"

Les "slabs" sont de la matière nucléaire répartie infiniment et d'une manière homogène dans deux directions transverses et placée en une position z de l'autre direction perpendiculaire, avec une certaine épaisseur. Les premières application TDHF ont utilisé cette configuration

afin de pouvoir effectuer des calculs numériques. Un "slab" sera donc défini par sa masse A en nombre de nucléons par unité de surface et son épaisseur déduite de la densité $\rho(z)$, de telle sorte que :

$$(I-32) \quad A = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z) dz$$

L'interaction coulombienne diverge pour la configuration des "slabs" chargés. On considèrera donc des "slabs" neutres.

L'interaction des équations (I-13) (I-26) et (I-31) sur deux dimensions donnent :

$$(I-33) \quad \frac{\partial}{\partial t} f(z, p_z, t) + \frac{p_z}{m} \frac{\partial}{\partial z} f(z, p_z, t) - \frac{\partial U(z)}{\partial z} \frac{\partial}{\partial p_z} f(z, p_z, t) = 0$$

$$(I-34) \quad U(z) = 3/4 t_0 \rho(z) + 3/16 t_3 \rho^2(z) + 2\pi a^2 V_0 \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \rho(z') e^{-|z-z'|/a}$$

$$(I-35) \quad \begin{cases} \frac{dz_1}{dt} = \frac{p_{z_1}}{m} \\ \frac{dp_{z_1}}{dt} = - \left\langle \frac{\partial U(z)}{\partial z} \right\rangle_{z=z_1} \end{cases}$$

tels que la fonction de distribution s'écrit :

$$f(z, p_z, t) = \int dz_0 dp_{z_0} \omega(z_0, p_{z_0}) d(z-z_1, p_z-p_{z_1})$$

4.3 - La fonction de distribution de Wigner discrétisée

Cherchons $f(z, p_z, t)$ écrite précédemment dans les conditions de la fonction de poids ω (cf égalité (I-27)). Dans ce cas, la probabilité d'avoir une particule en \vec{r} , \vec{p} à $d\vec{r}$ $d\vec{p}$ près correspond à $\Theta(\epsilon_F - H(\vec{r}, \vec{p})) d\vec{r} d\vec{p}$. Or pour

une cellule de l'espace de phase $(2\pi\hbar)^3$ la concentration maximale de nucléons est de 4, c'est à dire la dégénérescence en spin et isospin. Ainsi le nombre de particules s'écrit :

$$(I-36) \quad N = \frac{4}{(2\pi\hbar)^3} \int \theta(\epsilon_F - H(\vec{r}, \vec{p})) d\vec{r} d\vec{p}$$

Plaçons-nous dans un système en coordonnées cylindriques et intégrons dans les directions perpendiculaires à z. Posons S comme la surface d'intégration, $p_{\perp} = \hbar k_{\perp}$ l'impulsion perpendiculaire à z et $p_z = \hbar k_z$ l'impulsion parallèle à z, alors :

$$\begin{aligned} A = N/S &= \frac{4}{(2\pi)^3} \int \theta(\epsilon_F - \epsilon(z, k) - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m}) dz 2\pi dk_{\perp} k_{\perp} dk_z \\ &= \frac{4}{(2\pi)^2} \frac{m}{\hbar^2} \int (\epsilon_F - \epsilon(z, k)) \theta(\epsilon_F - \epsilon(z, k)) dz dk \end{aligned}$$

$$\text{où} \quad \epsilon(z, k) = U(z) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$$

La fonction de distribution de Wigner s'écrit alors explicitement :

$$f(z, k, t) = \frac{m}{\pi^2 \hbar^2} \int (\epsilon_F - \langle \epsilon(z_0, k_0) \rangle) \theta(\epsilon_F - \langle \epsilon(z_0, k_0) \rangle) d(z - z_0(t), k - k_0(t)) dz_0 dk_0$$

Pour résoudre numériquement l'équation de Vlasov, il faut discrétiser cette fonction. Il s'agit donc de choisir un pavage de l'espace de phase comme condition initiale avec des cellules gaussiennes :

$$(I-37) \quad d(z - z_0(t), k - k_0(t)) = \frac{1}{(2\pi\chi)^{1/2}} e^{-\frac{(z - z_0(t))^2}{2\chi}} \frac{1}{(2\pi\beta)^{1/2}} e^{-\frac{(k - k_0(t))^2}{2\beta}}$$

Une approche probabiliste qui consisterait à choisir des points suivant une loi aléatoire générée par un MONTE-CARLO, est difficilement utilisable de part le poids variable $(\epsilon_F - \langle \epsilon(z_0, k_0) \rangle)$ des gaussiennes. Par contre, comme le système ne comporte que 2 dimensions d'espace de phase, un maillage régulier où la pas est pris égal à la racine carré des 2nd moments ($\Delta z = \sqrt{\chi}$, $\Delta k = \sqrt{\beta}$) a été choisi car on conserve de cette façon le caractère complet de la base (HR68). Ainsi :

$$(I-38) \quad f(z, k, t) = \frac{m}{\pi^2 \hbar^2} \Delta Z \Delta K \sum_{i=1}^{NP} (\epsilon_F - \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle) \delta(z - z_i, k - k_i)$$

où NP, le nombre de cellules est fonction du maillage et est limité par $\theta(\epsilon_F - \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle)$.

En fait cette fonction n'est jamais calculée numériquement car seul est utilisée la densité par les équations du mouvement :

$$(I-39) \quad \rho(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(z, k, t) dz dk$$

$$= \frac{m}{\pi^2 \hbar^2} \Delta Z \Delta K \sum_{i=1}^{NP} (\epsilon_F - \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle) \frac{e^{-\frac{(z-z_i)^2}{2\lambda}}}{(2\pi\lambda)^{1/2}}$$

$$(I-40) \quad A = \frac{m}{\pi^2 \hbar^2} \Delta Z \Delta K \sum_{i=1}^{NP} (\epsilon_F - \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle)$$

La masse est nécessairement conservée, car elle ne dépend que des conditions initiales (z_{i0}, k_{i0}) , c'est la somme des poids des gaussiennes qui restent invariants dans le temps. On remarquera l'analogie avec le résultat de la référence (BK76). En effet, alors que dans TDHF, A est la somme des poids de chaque orbitale. Le poids des gaussiennes joue le rôle de nombre d'occupation pour un ensemble "dit continu" d'orbitales semi-classiques.

4.4 - Statique : construction du "slab" initial

Une solution de l'équation de Vlasov étant invariante par une transformation galiléenne, nous allons donc déterminer une solution "self-consistante" centrée en $z = 0$ et $k = 0$. Elle sera assurée par itérations successives dont la première consiste à construire une densité (ici carrée) centrée en $z = 0$ qui donne le potentiel. Alors celui-ci nous permet de paver l'espace de phase avec l'égalité (I-36). (I-39) génère la densité et ainsi de suite. Toutefois afin de permettre la convergence, un terme de relaxation γ (MB82) est ajouté à l'itération précédente tel que la nouvelle densité soit à la $n^{\text{ème}}$ itération :

$$(I-41) \quad \tilde{\rho}_0^{(n)}(z) = \frac{\rho_0^{(n)}(z) + \gamma \tilde{\rho}_0^{(n-1)}(z)}{1 + \gamma}$$

La convergence est considérée comme satisfaisante lorsque la densité où le potentiel ne varie plus à chaque nouvelle itération. Le critère choisi est :

$$\int |\tilde{\rho}_0^{(n)}(z_i) - \tilde{\rho}_0^{(n-1)}(z_i)| < 10^{-6} \text{ fm}^{-3}$$

où l'indice i correspond au maillage choisi pour configurer un tableau de la densité et du potentiel. γ est souvent pris égal à 1.

La valeur moyenne $\langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle$ est définie par l'intégrale :

$$(I-42) \quad \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(U(z) + \frac{\pi^2 k^2}{2m} \right) d(z - z_{i0}, k - k_{i0}) dz dk$$

$$= \frac{1}{(2\pi\chi)^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} U(z) e^{-\frac{(z - z_{i0})^2}{2\chi}} dz + \frac{\pi^2}{2m} (k_{i0}^2 + \emptyset)$$

Le tableau régulier en z de $U(z)$ permet d'effectuer l'intégrale numériquement par une méthode de Simpson. L'intégrale de Yukawa $U_y(z)$, qui forme une partie de $U(z)$, s'obtient comme solution de l'équation de Helmholtz :

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2} U_y(z) + \frac{U_y(z)}{a^2} = 4\pi V_0 \rho(z)$$

et alors cette équation différentielle est intégrée sur le maillage de $U(z)$ et $\rho(z)$ par la méthode des différences finies.

4.5 - Calcul des observables en valeur moyenne

4.5.1 - Energie totale du système

L'énergie potentielle est obtenue en calculant (I-30) par une méthode de Simpson avec les tableaux à une dimension décrits plus haut. En fait le calcul numérique de toute intégrale est effectué dans une "boîte" à une dimension où les valeurs du potentiel et de la densité sont considérées

nulles à l'extérieur. Quant à l'énergie cinétique, nous devons déterminer :

$$\langle T \rangle = \int p^2 / 2m f(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{r} d\vec{p}$$

ou l'énergie cinétique par unité de surface, c'est-à-dire :

$$\frac{\langle T \rangle}{S} = \frac{\hbar^2}{2m\pi^2} \int k_{\perp} (k^2 + k_{\perp}^2) \theta(\epsilon_F - \epsilon(z, k) - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m}) dz dk dk_{\perp}$$

Cette intégrale se décompose en somme de deux termes qui sont :

$$\langle T_{\perp} \rangle / S = \frac{m}{2\pi^2 \hbar^2} \Delta Z \Delta K \sum_{i=1}^{NP} (\epsilon_F - \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle)^2$$

et

$$\langle T_{\parallel} \rangle / S = \frac{\Delta Z \Delta K}{2\pi^2} \sum_{i=1}^{NP} (k_i^2 + \delta) (\epsilon_F - \langle \epsilon(z_{i0}, k_{i0}) \rangle)^2$$

$\langle T_{\perp} \rangle$ reste constant pendant l'évolution dans le temps, il correspond à de l'énergie cinétique dans les directions perpendiculaires à z et comme le mouvement est gelé dans ces directions, il en est de même pour l'énergie cinétique perpendiculaire. Par contre $\langle T_{\parallel} \rangle$ est lié à l'autre direction parallèle à z et évolue suivant la position des cellules dans l'espace de phase. On vérifiera la conservation de l'énergie totale au cours de la dynamique.

4.5.2 - Rayon carré moyen

$$(I-43) \quad \langle z^2(t) \rangle = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z, t) z^2 dz$$

4.5.3 - Distance de séparation

$$(I-44) \quad d(t) = \frac{2}{A} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z, t) |z| dz$$

$d(t)$ mesure la distance qui sépare 2 slabs. Lorsque ceux-ci sont effectivement séparés, $d(t)$ représente la distance entre les centres de masse des différents slabs.

4.5.4 - Elongation

$$(I-45) \quad \sigma(t) = (\langle z^2(t) \rangle - 1/4 d^2(t))^{1/2}$$

$\sigma(t)$ permet d'apprécier certains comportements lors de la dynamique tels que des successions de résonances qui retardent la séparation des "slabs" après collision à basse énergie. Une bonne représentation est donnée par une trajectoire dans le plan $(d(t), \sigma(t))$.

4.6 - Dynamique

Jusqu'à présent et c'est normal, la taille des gaussiennes ne perturbait pas la convergence statique; seulement les valeurs des observables telles que le rayon carré moyen et l'énergie totale en sont dépendants sensiblement. Par contre la dynamique va constituer un test du modèle. Et finalement de part les contraintes très importantes qu'occasionnent le gel des mouvements dans les directions perpendiculaires à z , il va s'avérer que les cellules doivent être minces pour reproduire les résultats de TDHF (BK76). En effet, on observe que le principe de Pauli ou la loi d'incompressibilité des fluides ne sont plus respectés pour des états cohérents trop larges. Ces problèmes disparaîtront lorsqu'on supprimera ces contraintes (cf chapitres II et III).

Les équations de Hamilton (I-35) sont intégrées par une méthode prédictive de Runge-Kutta. Elle contrôle l'erreur d'intégration grâce à son test "correction-prédiction" qui permet de diviser le pas d'intégration s'il y a lieu. Malheureusement, elle est lourde d'utilisation aux niveaux de la taille mémoire et de la répétition des calculs pour une seule itération en temps. Elle ne sera employée qu'ici où le nombre des pseudoparticules n'est pas trop élevé.

4.6.1 - Dynamique des petites oscillations

Afin d'étudier les oscillations d'un "slab", nous avons introduit un champ de vitesse $v(z) = 2\alpha \frac{\hbar z}{m}$ au "slab" dans son état fondamental, obtenu précédemment. Ce champ correspond à l'excitation d'un mode équivalent à une

Fig. I-1a

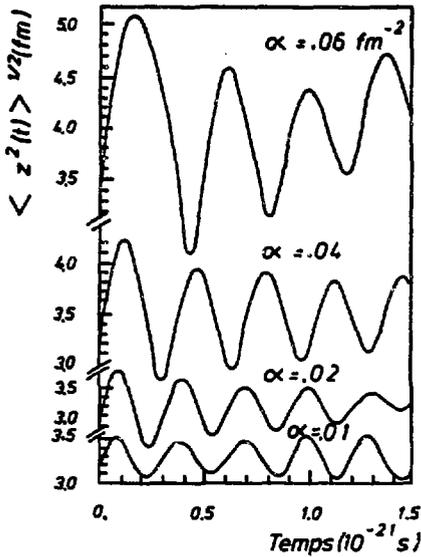


Fig. I-1b

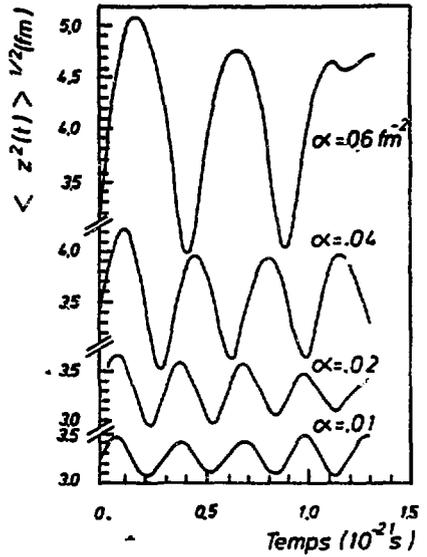


Fig. I-1c

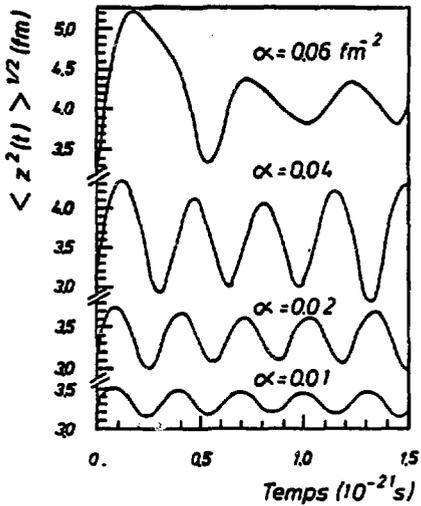


Fig. I-1 : Evolution de la racine du rayon carré moyen pour différents champs de vitesse α et pour des slabs de masse 1.6 fm^{-2} . Les figures I-1a et I-1b donnent les résultats avec la base des états cohérents où respectivement $\Delta Z = .15 \text{ fm}$, $\Delta K = .08 \text{ fm}^{-1}$ et $\Delta Z = .30 \text{ fm}$, $\Delta K = .20 \text{ fm}^{-1}$. La figure I-1c correspond aux résultats de TDHF.

dimension des vibrations monopoles. Il va provoquer une compression ou une décompression suivant le signe de α , plus ou moins importante suivant l'intensité de α . Le champ étant linéaire, il suffit de modifier les centres des impulsions des gaussiennes. L'énergie d'excitation est obtenue en calculant l'énergie cinétique supplémentaire que cela entraîne, c'est-à-dire :

$$E^*/A = \frac{1}{2A} \int_{-\infty}^{+\infty} v^2(z) m_p(z) dz$$

$$= \frac{2\alpha^2}{\pi^2 A} \Delta z \sum_{k=1}^{NP} (z_k^2 + x) (e_F - \langle e(z_{10}, p_{z_{10}}) \rangle)$$

Sur les figures I-1, on peut voir l'évolution de la racine du rayon carré moyen $\sqrt{z^2(t)}$ pour un "slab" de masse $A = 1.6 \text{ fm}^{-2}$ dont les intensités du champ varient suivant $\alpha = .01 \text{ fm}^{-2}$, $.02$, $.04$ et $.06 \text{ fm}^{-2}$. Deux maillages (ou tailles de cellules) différents (figures I-1a et I-1b) sont proposées où l'énergie se conserve à moins de 1 % près. Pour les trois plus basses intensités α , les oscillations ne sont pas fondamentalement différentes entre les deux figures. La fréquence d'oscillation diminue à mesure que l'amplitude augmente. Nous restons dans un domaine à peu près linéaire où il n'apparaît pas vraiment de différence avec les résultats de TDHF (BK76) donnés par la figure I-1c. Dans ce domaine d'intensité du champ externe, la fréquence des oscillations n'est pas perturbée par les variations de la diffusivité de la densité, qui sont introduites par le fait que la taille en z des gaussiennes varie de $\Delta z = .15 \text{ fm}$ pour la figure I-1a, à $\Delta z = .30 \text{ fm}$ pour la figure I-1b. Les conditions initiales ne sont pas rigoureusement identiques, ce qui explique les légères différences.

Lorsque le champ de vitesse est plus élevé $\alpha = .06 \text{ fm}^{-2}$, la différence entre les trois figures s'accroît ; il n'est plus possible de déterminer une fréquence d'oscillation. Le régime des non linéarités est atteint et les effets quantiques prennent de l'importance au niveau de l'émission des particules. Elle perturbe les oscillations du résidu principal traduites par l'évolution du rayon carré moyen mais pas la répartition massique des produits de déexcitation comme nous le verrons lors de la collision de "slabs" entre eux ou avec une barrière de potentiel. Les différences entre les figures I-1a et I-1b sont trop importantes pour provenir de la diffusivité uniquement. En fait on a observé que le nombre de

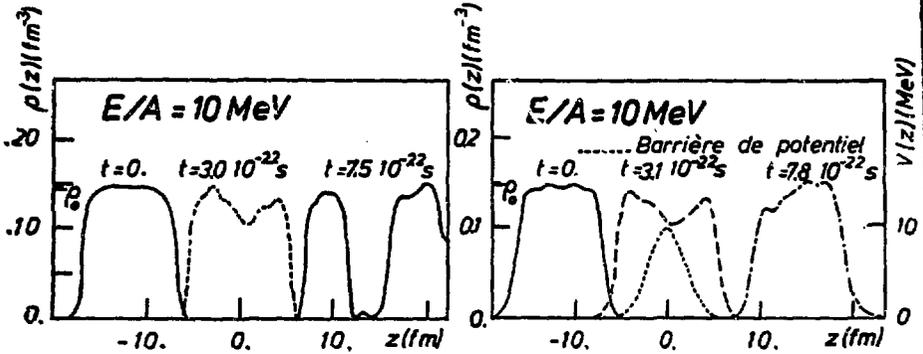


Fig. I-2a

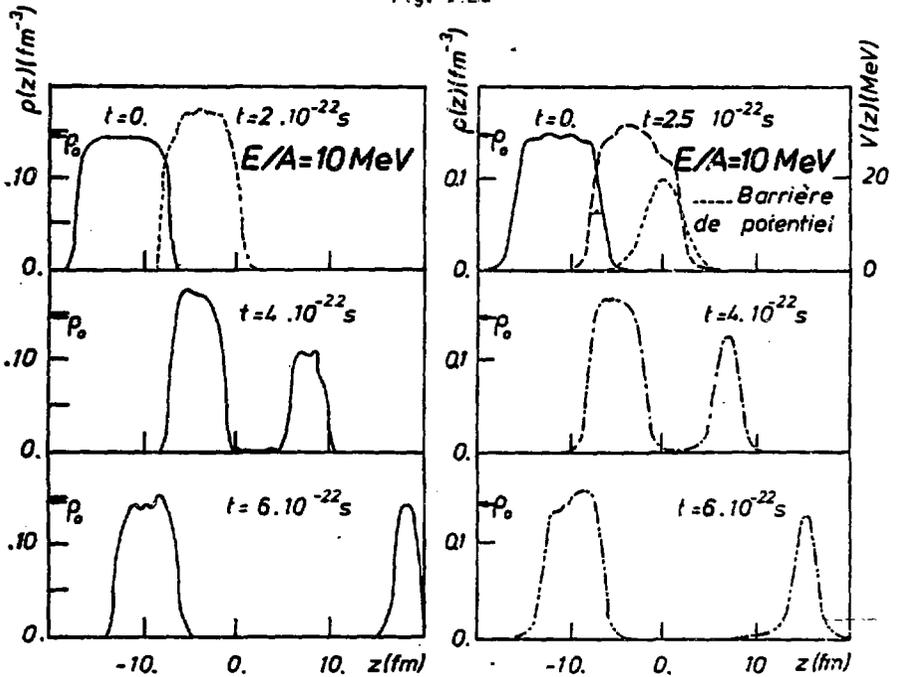


Fig. I-2b

Figure I-2 : Profils de densité $\rho(z,t)$ à des temps t différents pour un slab de masse 1.4 fm^{-2} et d'énergie par nucléons de 10 MeV en collision avec une barrière de potentiel externe de hauteur : a) 10 MeV ; b) 20 MeV.

pseudoparticules (NP = 2200) pour la figure I-1b n'est pas assez important pour décrire correctement les grandes oscillations. On s'assurera plus tard que la dynamique n'en soit plus dépendante en prenant une discrétisation adéquate comme dans le cas de la figure I-1a (NP = 500).

4.6.2 - Interaction d'un "slab" avec une barrière de potentiel

L'interaction d'un "slab" avec une barrière de potentiel permet une compréhension simple des perturbations occasionnées sur un "slab" car elles sont bien définies, alors que les collisions de "slabs" sont plus complexes. La barrière de potentiel est choisie être représentée par une gaussienne centrée en $z = 0$:

$$V_{\text{ext}}(z) = V_0 e^{-z^2/2a^2}$$

où $a = 2$ fm et V_0 simule la hauteur du potentiel.

Le "slab" est placé à une distance initiale telle que le potentiel extérieur y est négligeable. Il possède une énergie incidente de 10 MeV/A. Deux valeurs de V_0 ont été utilisées.

La figure I-2a montre l'évolution de la densité d'un "slab" de masse 1.4 fm^{-2} pour une barrière de 10 MeV. Le "slab" est transmis pratiquement sans réflexion, mais il est excité ; environ 35 % de l'énergie cinétique incidente contribue à l'énergie d'excitation. Celle-ci provoque sa fragmentation en deux parties avec l'équation de Vlasov alors qu'avec TDHF on n'observe qu'un seul bloc. Les contributions quantiques ont donc des effets collectifs plus importants. Toutefois la méthode pseudoparticulaire reste satisfaisante car elle conserve le caractère collectif du "slab". En effet la méthode WKB (BK76) montre que la probabilité d'un nucléon seul, de passer une barrière de potentiel de 10 MeV avec une énergie incidente de 10 MeV, est égale à $\frac{1}{2}$, alors que le "slab" est entièrement transmis. Pour une barrière de 20 MeV (figure I-2b), les deux méthodes sont assimilables, le "slab" se fragmente, 30 % est transmis et 70 % réfléchi. Les effets collectifs sont encore plus importants car la probabilité qu'un nucléon isolé franchisse une barrière de 20 MeV avec 10 MeV d'énergie incidente, est très faible par rapport à 30 %. Ainsi les effets collectifs sont très prépondérants sur les mouvements à une particule. Cela justifie les limites adiabatiques et ici les approximations semi-classiques.

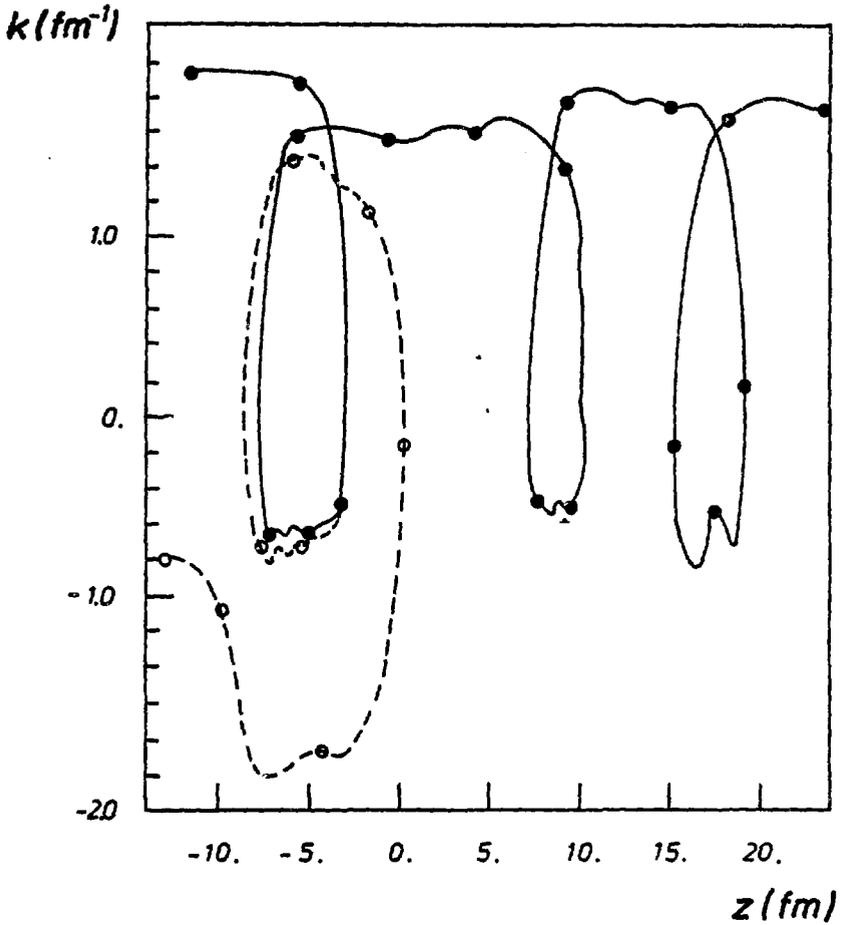


Figure I-3 : Evolution d'une pseudoparticule dans l'espace de phase (z, k) lors de la collision d'un slab à 10 MeV/A avec une barrière de potentiel de 10 MeV (en trait plein) et de 20 MeV (en pointillé). (..o) pas de temps en $.5 \cdot 10^{-22}$ s.

Afin de mieux percevoir les mouvements des pseudoparticules, la figure I-3 donne l'évolution de l'une d'entre elle pour les deux intensités de barrière de potentiel. Initialement elle se déplace avec le mouvement d'entraînement et son mouvement propre à l'intérieur du "slab" ; puis elle arrive à la fois sur le bord du "slab" et près de la barrière. Elle perd donc de la vitesse pour en reprendre ensuite car elle se déplace sur le bord gauche du "slab" qui l'accélère. L'entraînement du "slab" permet à la pseudoparticule de passer la barrière de 10 MeV alors qu'elle gagne de l'impulsion dans la direction inverse créant une sorte de rebondissement sur la barrière de 20 MeV. La méthode pseudoparticulaire permet de bien percevoir la collectivité qui se manifeste par la "self-consistance" du potentiel dans lequel sont placées les pseudoparticules qui alors s'entraînent mutuellement. Les effets quantiques ne modifient pas ce phénomène, mais donnent quelques différences sur la déexcitation des fragments après la perturbation comme dans le cas des fortes oscillations.

4.6.3 - Collision de "slabs"

Afin de construire une collision de "slabs", le principe d'invariance galiléenne de l'équation de Vlasov nous permet de placer deux "slabs" de masse 1.4 fm^{-2} séparés de 16 fm auxquels de l'énergie cinétique est ajoutée par un changement des impulsions des cellules. A basse énergie, la distance de séparation $d(t)$ (I-44) et l'élongation $\sigma(t)$ (I-45) résument les comportements macroscopiques des collisions symétriques (figures I-4 et I-5). Pour une énergie dans le centre de masse de $1.5 \text{ MeV}/A$, on peut observer un phénomène de fusion où $d(t)$ oscille ; les "slabs" ne se séparent plus. Par contre pour $E/A = 3.5 \text{ MeV}$, le système se sépare après la collision. Il s'agit d'une réaction profondément inélastique ou "deep inélastique". La courbe $d(t)$ indique que les deux fragments se séparent à vitesse constante plus faible que la vitesse d'approche, car de l'énergie cinétique a été convertie en énergie d'excitation.

Dans ce domaine d'énergie, il est difficile de faire une comparaison systématique avec TDHF car les effets de surface sont importants. Notamment à $3.5 \text{ MeV}/A$, la surface des "slabs" étant moins diffuse que celle de TDHF, de petits fragments se détachent des "slabs" (figures I-6c et I-8) après la collision. Ils sortent du domaine d'intégration numérique des observables et par conséquent on observe un décrochage de $\sigma(t)$ par rapport aux courbes de

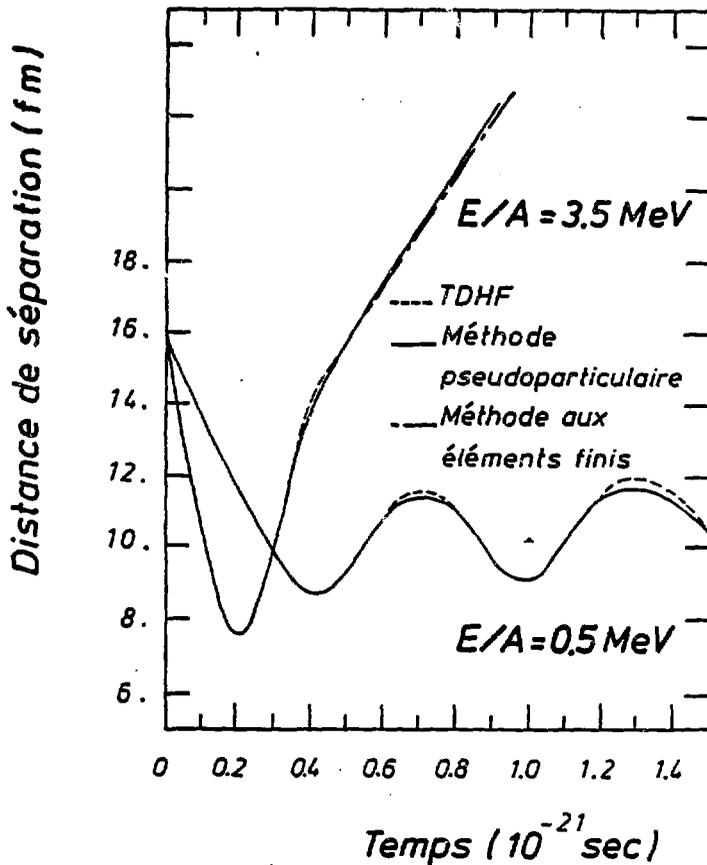


Figure I-4 : Evolution de la distance de séparation pour une collision de deux "slabs" de masse 1.4 fm^{-2} à des énergies dans le centre de masse de $E/A = 0.5 \text{ MeV}$ et $E/A = 3.5 \text{ MeV}$ (en trait plein : méthode pseudoparticulaire avec $\Delta Z = .15 \text{ fm}$ et $\Delta K = .08 \text{ fm}^{-1}$, en pointillé : calcul TDHF (BK 76), en trait mixte : méthode des éléments finis pour $E/A = 3.5 \text{ MeV}$ uniquement).

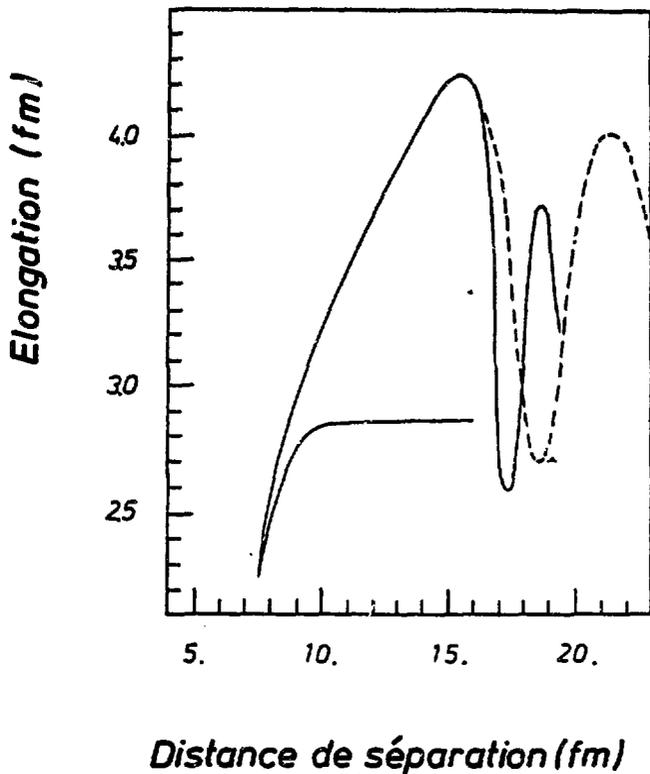


Figure I-5 : Trajectoire dans le plan (distance de séparation - élongation) pour une collision de deux "slabs" de masse 1.4 fm^{-2} à une énergie de 3.5 MeV/A dans le centre de masse. (En trait plein : méthode pseudoparticulaire, en pointillé : calcul TDHF (BK76)).

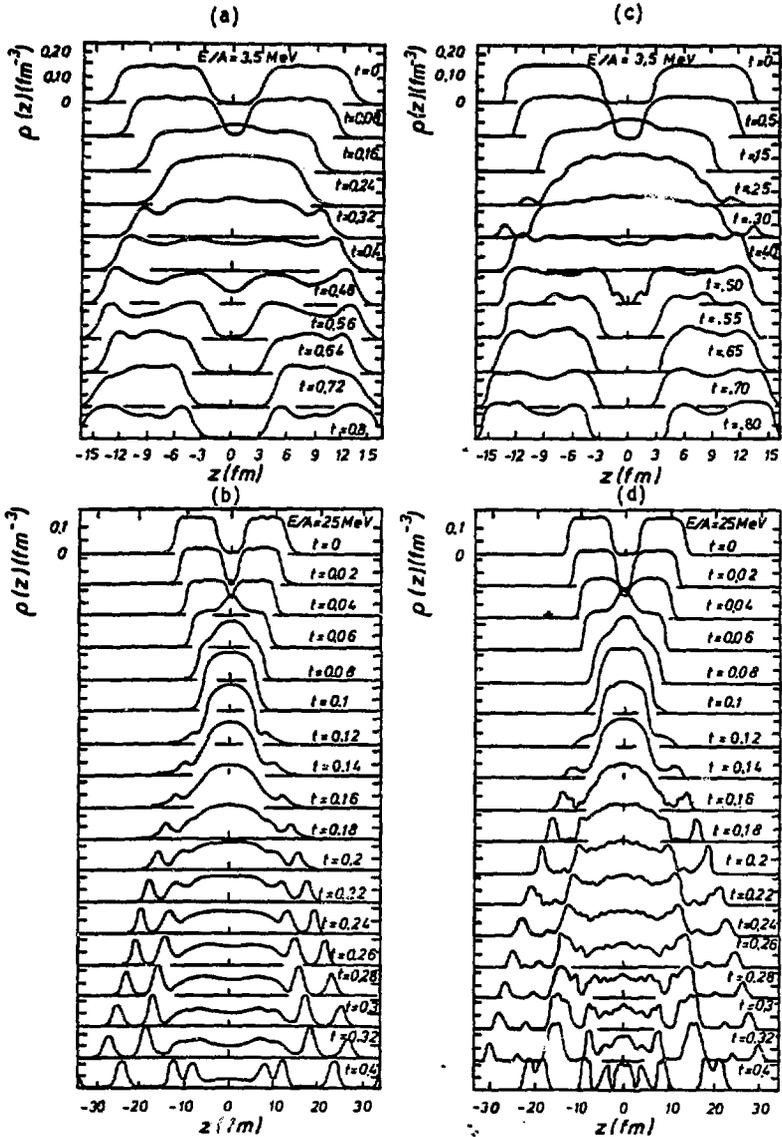


Figure I-6 : Profils de densité $\rho(z, t)$ pour différents temps t (en 10^{-21} s) de collisions, dans le centre de masse, à $E/A = 3.5$ et 25 MeV avec 2 slabs de masse 1.4 fm^2 .

Fig. (a), (b) : résultats BKN (BK76)

Fig. (c), (d) : résultats Vlasov avec $\Delta Z = .15 \text{ fm}$ et $\Delta K = .08 \text{ fm}^{-1}$.

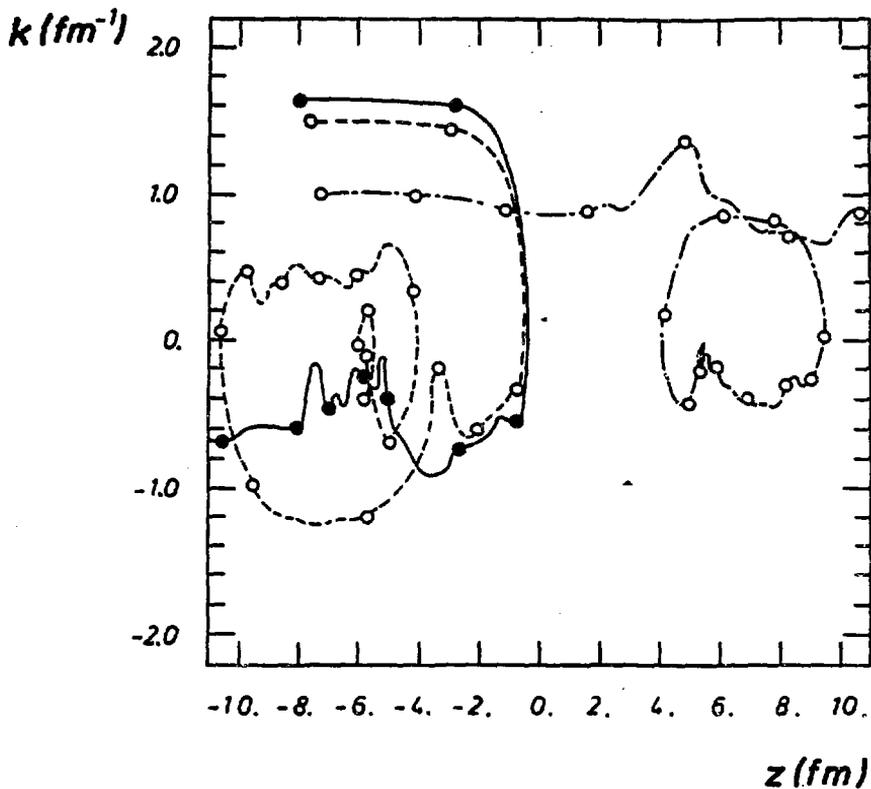


Figure I-7 : Evolution de 3 pseudoparticules lors de la collision de deux slabs identiques de masse 1.4 fm^{-2} à $E/A = 3.5 \text{ MeV}$ dans le centre de masse. (\bullet, \circ) pas de temps en $.5 \cdot 10^{-22} \text{ s}$.

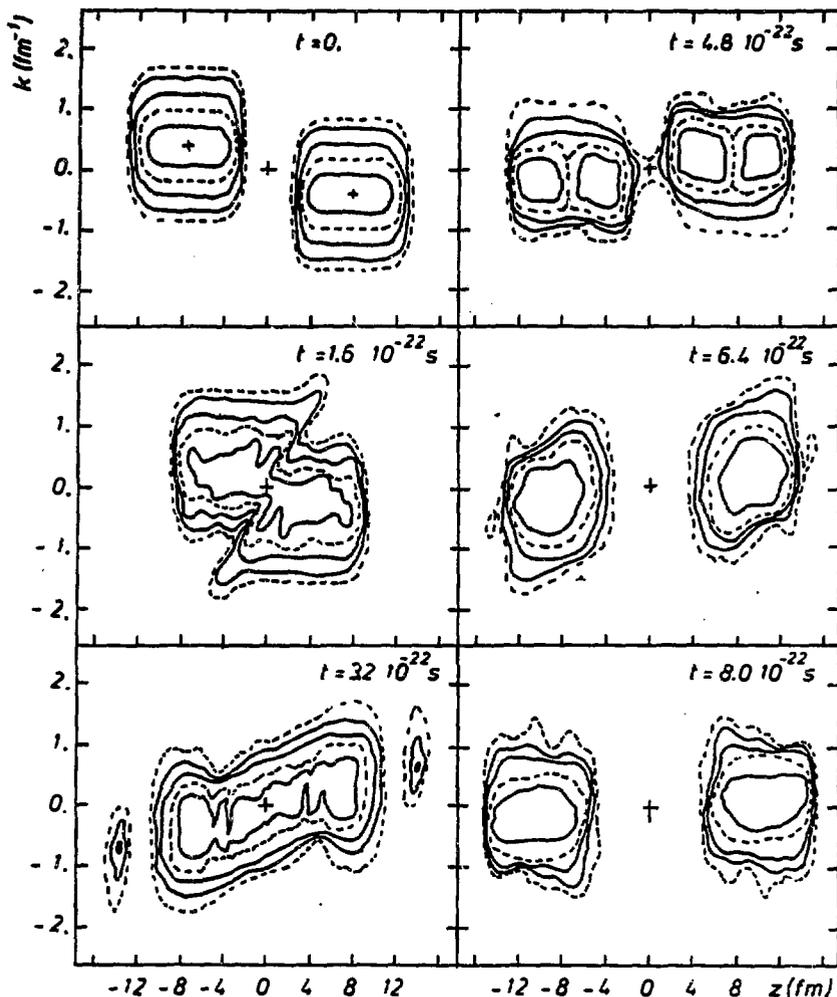


Figure I-8 : Tracés de quelques isovalues de la fonction de distribution de Wigner pour 2 "slabs" de masse 1.4 fm^{-2} chacun, qui collisionnent à une énergie de 3.5 MeV/A dans le centre de masse, pour différentes étapes de temps.

TDHF (il a été corrigé pour $d(t)$). $d(t)$ montre que les "slabs" se séparent à la même vitesse que ceux de TDHF. Et $\sigma(t)$ décrit bien une seule résonance voulant dire que le système se sépare sans avoir tendance à revenir vers le centre. L'oscillation de $\sigma(t)$ qui se produit lors de la reséparation montre que les "slabs" restent très excités. Toutefois, par rapport à TDHF, la collision produit une densité légèrement plus élevée et les oscillations sont aussi un peu plus importantes (CK82). Dans cette référence, les petits fragments n'apparaissent pas, car une condition initiale différente avec une diffusivité proche de celle de TDHF, est prise.

La figure (I-7) peint fort bien l'importance des mouvements collectifs par rapport aux mouvements individuels des pseudoparticules. Ce ne sont en effet pas nécessairement les pseudoparticules possédant les impulsions les plus grandes qui se déplacent vers l'autre "slab". Celles choisies dans cette figure I-7 et qui possèdent les deux moments les plus grands, arrivent sur le bord du premier "slab" alors que l'ensemble des deux "slabs" ne se touche pas. Ceci permet leur rebondissement sur le bord du potentiel. Par contre la troisième pseudoparticule atteint le centre des deux "slabs" lorsque ces derniers commencent à fusionner, la barrière de potentiel n'est alors pas élevée, à cet endroit, pour repousser la pseudoparticule. Les mouvements très chaotiques de ces pseudoparticules, lors de la collision, provient de la forte contrainte qu'impose la configuration de "slab". On peut voir cet effet sur la figure I-8 où la fonction de distribution de Wigner est représentée dans le plan (z,k) à différentes étapes de temps. Au temps $1.6 \cdot 10^{-22}$ s les isocontours de la fonction de distribution sont très irréguliers. Le mouvement des "slabs" dans l'espace de phase a des comportements similaires à ceux de la référence (KN84) où les calculs sont quantiques. On peut observer que le principe de Pauli est respecté. Des tests avec des cellules de taille plus large montrent que des trous ou des densités d'espace de phase surélevées se produisent. Cela se traduit par un mauvais comportement des observables.

A haute énergie, les "slabs" se fragmentent et propagent des ondes de choc. Pour une énergie incidente $E/A = 25$ MeV, la densité augmente au centre sous la forme d'une onde qui ensuite se déplace vers la surface où de petits fragments apparaissent (figure I-6d). Ces derniers s'éloignent progressivement plus vite que la vitesse incidente des "slabs". Finalement après l'émission successive de fragments, le système se dissout. Les observables

$\langle z^2(t) \rangle$, $d(t)$ et $\sigma(t)$ croissent très rapidement sans apporter de renseignements supplémentaires sur la dynamique. Globalement, plus l'énergie est importante, plus le système a un comportement classique, donc plus l'approche semi-classique est valide. Les figures I-6c et I-6d ne le démentissent pas.

5 - LA METHODE DE RESOLUTION PAR LES ELEMENTS FINIS

Afin de vérifier la méthode pseudoparticulaire, nous avons résolu l'équation de Vlasov par la méthode des éléments finis dont le principe succinct est le suivant. L'équation de Vlasov a la forme générale de l'équation :

$$\alpha \frac{\partial}{\partial t} f(z, p_z, t) + \beta p_z \frac{\partial}{\partial z} f(z, p_z, t) - \gamma \frac{\partial U(z)}{\partial z} \frac{\partial}{\partial p_z} f(z, p_z, t) = F(f(z, p_z, t))$$

où $f(z, p_z, t)$ est nulle en dehors des limites du domaine d'étude.

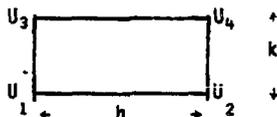
La méthode (PR83) consiste alors à déterminer $f(z, p_z, t)$ telle que quelque soit $g(z, p_z, t)$ s'annulant en dehors des limites, on a :

$$\int \left(\alpha \frac{\partial}{\partial t} + \beta p_z \frac{\partial}{\partial z} - \gamma \frac{\partial U(z)}{\partial z} \frac{\partial}{\partial p_z} \right) f(z, p_z, t) g(z, p_z, t) dz dp_z$$

$$= \int H(f(z, p_z, t)) g(z, p_z, t) dz dp_z$$

Ensuite la fonction $f(z, p_z, t)$ est discrétisée suivant des éléments finis choisis ici comme des rectangles de Lagrange Q_1 qui constituent le maillage régulier de l'espace

$$\begin{cases} z_1 = z_1 + i h \\ p_{z_j} = p_{z_1} + j k \end{cases}$$



En chacun des points est placé un élément d'une base telle que les fonctions f et g s'écrivent :

$$f(z, p_z, t) = \sum_{\gamma=1}^{N_{\text{tot}}} f_{\gamma}(t) \omega_{\gamma}(z, p_z)$$

$$g(z, p_z, t) = \sum_{\gamma=1}^{N_{\text{tot}}} g_{\gamma}(t) \omega_{\gamma}(z, p_z)$$

N_{tot} est le nombre total de points discrétisés de l'espace de phase.

avec $\omega_{\gamma}(a_k) = \delta_{\gamma k}$ où a_k est un des points discrétisés avec $1 \leq k \leq N_{\text{tot}}$

De cette façon, l'équation différentielle précédente devient :

$$\begin{aligned} \alpha \int \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_k f_k(t) \omega_k \right) \omega_{\gamma} dz dp_z \\ + \beta \int p_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_k f_k(t) \omega_k \right) \omega_{\gamma} dz dp_z \\ - \gamma \int \frac{\partial U(z)}{\partial z} \frac{\partial}{\partial p_z} \left(\sum_k f_k(t) \omega_k \right) \omega_{\gamma} dz dp_z \\ = \int H \left(\sum_k f_k(t) \omega_k \right) \omega_{\gamma} dz dp_z \quad \forall 1, 1 < \gamma < N_{\text{tot}} \end{aligned}$$

C'est en fait une relation matricielle de la forme :

$$M.F' + A(F).F = B(F)$$

La méthode de Krank-Nicholson a été choisie pour résoudre cette équation matricielle différentielle et ainsi l'équation devient récurrente :

$$\begin{aligned} \left(M + \frac{\Delta t}{2} A(F^{n+1}) \right) F^{n+1} - \frac{\Delta t}{2} B(F^{n+1}) \\ = \left(M - \frac{\Delta t}{2} A(F^n) \right) F^n + \frac{\Delta t}{2} B(F^n) \end{aligned}$$

Du fait de la non linéarité, la résolution de cette équation nécessite une approche de la solution F^{n+1} par "étapes prédictives". C'est-à-dire qu'une prédiction de F^{n+1} dans $A(F^{n+1})$ transforme l'équation en une équation linéaire pouvant être résolue par la méthode S.O.R. (Successive Over Relaxation).

La figure I-4 montre l'évolution de la distance de séparation de deux "slabs" qui collisionnent à une énergie cinétique dans le centre de masse de 3.5 MeV/A, calculée par la méthode des éléments finis (en trait mixte). Il apparaît que les résultats (PB84) peuvent être comparables à ceux de la méthode pseudoparticulaire. Toutefois, le maillage de l'espace de phase doit être très petit (512 x 40 éléments). Par conséquent cette méthode ne sera pas utilisée à des dimensions d'espace de phase plus élevées.

6 - CONCLUSION

Les deux méthodes de résolution qui ont été décrites dans ce chapitre montrent que l'équation de Vlasov est une bonne approximation de l'équation de TDHF (CW82, MB82, HT81). Elle peut en effet traiter l'interaction de particules dans un champ moyen et donc décrire la matrice densité à un corps. Les calculs ont été effectués en employant le potentiel à une particule BKN (BK76) et en supposant une forme Thomas-Fermi pour la distribution de Wigner initiale. On aurait pu penser que l'effet tunnel présent dans TDHF aurait donné des différences dans l'approximation semi-classique. Mais finalement, il apparaît que cet effet est noyé dans les mouvements collectifs prépondérants. Les effets de couche sont absents dans nos calculs, il est donc normal qu'on ne retrouve pas exactement les mêmes résultats que TDHF, et en particulier pour la configuration de "slab" où seulement les mouvements longitudinaux sont permis. Les états cohérents améliorent la diffusivité de la densité nucléaire, mais à deux dimensions d'espace de phase, c'est-à-dire une contrainte très forte, les cellules doivent être très réduites ($\Delta Z = .15$ fm et $\Delta K = .08$ fm⁻¹) pour assurer d'une part le principe d'exclusion de Pauli et d'autre part l'indépendance de leurs largeurs. L'extension à six dimensions d'espace de phase (cf chapitres suivants) montrera qu'une géométrie moins restrictive rend la solution du problème plus facile. Entre autre, on pourra paver l'espace de phase aléatoirement et représenter la diffusivité de la densité obtenue par des calculs Hartree-Fock (cf figure III-3), puis exécuter la dynamique, ce qui ne peut pas être fait dans le cas des "slabs".

CHAPITRE IINOYAUX CHAUDS ET/OU COMPRIMÉS A SYMETRIE SPHERIQUE1 - MOTIVATIONS

Les motivations d'une telle étude sont données par la probable existence de noyaux composés très excités produits dans de violentes collisions d'ions lourds. En effet, lorsqu'on mesure la distribution de masse dans des expériences inclusives aux énergies intermédiaires (20-100 MeV/u), on constate que beaucoup de produits de la réaction ont une masse moins importante que celle du projectile (Au85). Or ces produits ne proviennent pas d'une réaction de fragmentation ou de collisions très inélastiques, mais pourraient provenir d'une multifragmentation ou de la désintégration de noyaux composés très excités. A basse énergie les expériences ont montré qu'un noyau excité peut se déexciter soit par évaporation, soit par fission pour une masse et un moment angulaire suffisants. Les résultats semblent en bon accord avec les modèles statistiques standards où la probabilité d'émission d'une particule ou d'un fragment i est proportionnelle à $e^{-2\sqrt{a_i}(E^* - B_i)}$: a_i est le paramètre de densité de niveau du noyau composé, E^* son énergie d'excitation et B_i l'énergie minimale nécessaire à la particule i pour s'évaporer. Cette relation montre clairement que plus E^* est important, plus l'évaporation de gros fragments ou de beaucoup de particules est probable. Mais la détermination expérimentale de la température du noyau composé à l'aide de cette formule est ambiguë, car les fragments se déexcitent aussi séquentiellement et donc diminuent leur probabilité de détection (FRI83). Néanmoins, on constate que les distributions en énergie cinétique des fragments légers sont maxwelliennes (S083) indiquant qu'une zone excitée thermiquement s'est déexcitée.

Aux énergies intermédiaires, l'excitation mise en jeu est très grande et dans ces conditions, la stabilité du noyau chaud n'est pas nécessairement établie. En d'autres termes, l'hypothèse de base du modèle statistique (temps de relaxation court pour les degrés de liberté intrinsèques par rapport aux étapes de temps de la déexcitation) n'est pas nécessairement remplie. C'est pourquoi différents modèles sont proposés :

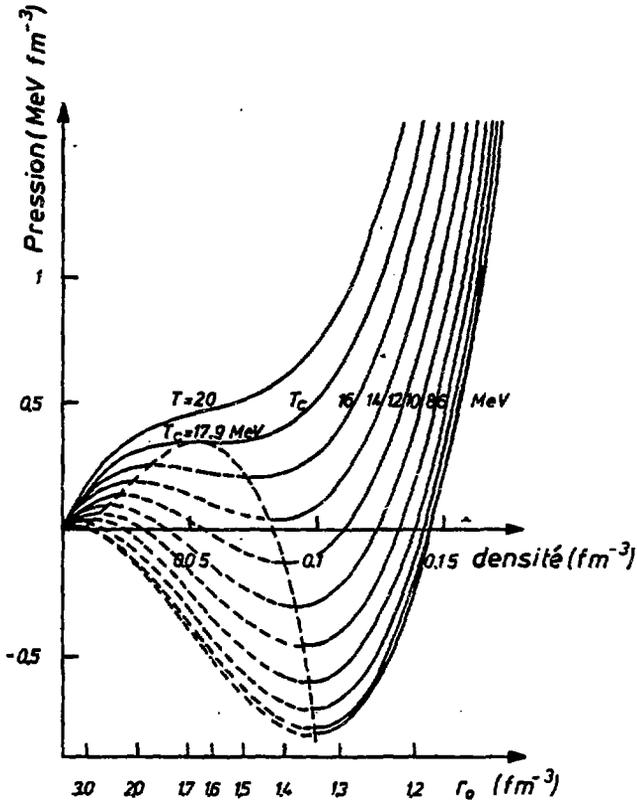


Figure II-1 : Equation d'état de la matière nucléaire infinie pour la force de Skyrme SIII. Les courbes en trait plein donnent la pression de la matière nucléaire en fonction de la densité pour différentes températures. Les états métastables sont indiqués par les courbes en pointillé. L'échelle, plus bas, donne le rayon nucléaire, par unité de nucléon, correspondant à la densité du noyau (réf. SA76).

1-1 - La transition liquide-gaz pour la matière nucléaire infinie

L'interaction nucléon-nucléon est similaire à la force entre les molécules d'un gaz dont l'équation d'état est donnée par l'équation de Van der Waals. Elle est constituée d'une partie répulsive à très courte portée responsable de la compressibilité du milieu, ainsi que d'une partie attractive à courte portée : l'interaction forte. La figure II-1 donne les isothermes de l'équation d'état (pression en fonction de la densité) pour un système nucléaire homogène à l'équilibre avec la force de Skyrme SIII (SA76). Elle résume les propriétés thermiques de la matière nucléaire infinie à l'équilibre thermodynamique. Deux domaines sont présents : celui des hautes densités $\rho > .15\text{fm}^{-3}$ à partir de $P = 0 \text{ MeV fm}^{-3}$ où la région est dite "liquide" alors qu'à basse densité, nous avons une zone gazeuse ou mixte. A basse température, le palier de transition de phase "liquide-gaz" est grand alors que près de la température critique (point d'inflexion $T=T_c$), la transition s'annule et donc l'évaporation est très favorisée. Il apparaît donc que de nombreux fragments peuvent s'évaporer près du point critique (DG81). Mais c'est oublier les fluctuations de densité probables pour des systèmes finis. Donc la transition, au voisinage du point critique, peut s'effectuer pour des températures légèrement plus basses que T_c . D'autre part, des critères dynamiques conduisent à penser que le système évolue à entropie constante plutôt qu'à température constante. Le système pourrait alors atteindre la zone d'instabilité en des temps plus courts que dans le cas précédent (BE83, CUB4) à partir de 8 MeV. Donc généralement, pour la matière nucléaire infinie, on peut espérer une instabilité mécanique pour des températures plus basses que à peu près 8 MeV et une transition liquide-gaz au-dessus de 8 MeV avec une formation de fragments renforcée autour du point critique.

1-2 - Les systèmes finis à l'équilibre

Un point important n'a pas été considéré précédemment pour des systèmes finis : le champ coulombien, et les forces de surface. Dans les calculs Hartree-Fock de noyaux chauds, la présence des forces de Coulomb pose un problème car la répulsion coulombienne devient suffisamment forte pour conduire les protons sur le bord de la boîte où les calculs sont effectués. Mais en supposant que la vapeur extérieure ne contribue pas à la répulsion coulombienne, on peut calculer celle-ci en soustrayant la densité de protons vaporisés (B085) et examiner la limite de stabilité des noyaux chauds. Le rôle de la répulsion coulombienne est donné par la figure II-2 où les

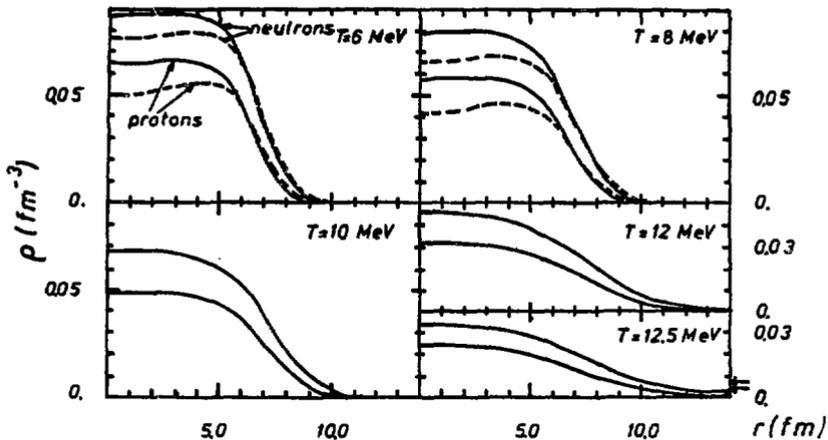


Figure II-2 : Profils de densité soustraite en protons (courbes plus hautes) et en neutron (courbes plus basses) à des températures T différentes pour le noyau ^{208}Pb non chargé (trait plein) et chargé (trait pointillé) avec la force SKM dans une boîte $R = 16$ fm. Au-dessus de 8 MeV, le ^{208}Pb chargé est instable. Les flèches montrent la densité uniforme de la vapeur de protons et de neutrons (réf. BL85).

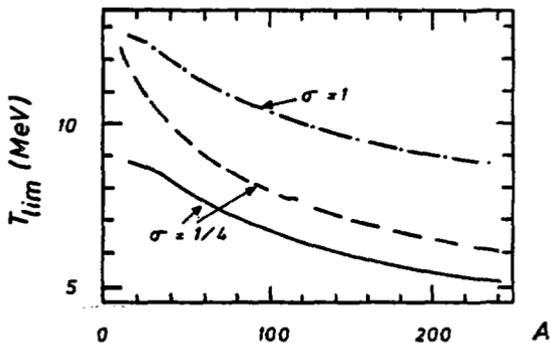


Figure II-3 : Température limite donnée par les calculs Hartree-Fock sphérique et statique en fonction de la masse du noyau, pour deux compressibilités différentes paramétrées par σ ($\sigma = 1$ et $\sigma = 1/4$) de la force effective. La courbe en pointillé diffère de celle en trait plein par l'énergie libre de surface de l'équilibre thermodynamique entre le noyau et le gaz extérieur (réf. LE85).

profils de densité des neutrons et des protons du ^{208}Pb sont comparés pour un noyau chargé (ligne en pointillé) et non chargé (trait plein) (B085) pour différentes températures. Le noyau non chargé peut supporter des températures élevées avec une petite augmentation du rayon carré moyen due aux forces de surface, mais par contre, aucune solution Hartree-Fock n'est trouvée au-dessus de 8 MeV pour les noyaux chargés. Par conséquent, la limite de température prédite par les calculs Hartree-Fock avec champ coulombien et force de surface est très réduite par rapport aux calculs de la matière nucléaire infinie. La conclusion est identique pour tous les noyaux, mais la température limite varie (figure II-3) avec la masse et dépend de la compressibilité et des forces de surface. La répulsion coulombienne abaisse la température limite quand la charge augmente. Des résultats similaires sont obtenus par une méthode statistique résolvant des équations semi-classiques (SU84).

La question maintenant est de savoir comment de tels systèmes vont évoluer. Si on suppose que l'échelle de temps pour atteindre l'équilibre thermique est plus court que le temps d'expansion, il est possible de construire un modèle Hartree-Fock contraint où les valeurs moyennes des opérateurs de contraintes obéissent aux équations classiques du mouvement avec l'hamiltonien de Hartree-Fock (SA85). L'hamiltonien peut être déterminé à chaque étape de temps par la procédure de soustraction précédente. Pour un système sphérique, les opérateurs de contrainte sont r^2 et $1/2 (\vec{p}^2 + \vec{p}^2)$ où \vec{r} est le vecteur radial et \vec{p} le moment. L'évolution reste adiabatique, mais pas à température constante. Le système évapore des particules et la température décroît rapidement. La vaporisation complète s'opère autour de 12 MeV de température initiale pour le calcium et avec une force de Skyrme SGII où la compressibilité est de 218 MeV (SA85). Les auteurs estiment que cette température élevée par rapport à (B085) provient d'une évolution à 2 étapes : une vaporisation immédiate initiale et ensuite l'évaporation d'un noyau composé. Ceci expliquerait la légère différence de température entre ces deux méthodes, l'une statique (B085), l'autre dynamique (SA85). Un noyau résiduel n'est trouvé qu'à des températures de 8 MeV et moins. Enfin, il faut noter que l'on suppose le noyau formé du liquide plus la vapeur (SA85), alors que seul le liquide constitue le noyau pour l'autre (B085).

1.3 - Les systèmes finis loin de l'équilibre

Si l'hypothèse de l'équilibre thermique n'est plus réalisée, les

conclusions précédentes ne sont plus vraies. En effet, un traitement TDHF, où le noyau chaud est initialement préparé à une température fixe, a été effectué (VA85) et montre que la température limite initiale est plus élevée que 12 MeV (VA86). Dans ce modèle, la température est définie au temps initial $t = 0$, mais aucune température ne peut être déterminée pendant l'évolution. Une forme bulle apparaît pour le noyau à des températures élevées mais inférieures à la température limite où la vaporisation totale se produit quand la densité maximale de la bulle devient trop faible pour garder une stabilité sous l'action du champ moyen. Les calculs de ce chapitre se feront sous cette hypothèse et nous retrouverons les mêmes conclusions, étant donné que notre modèle est une version "semi-classique" des équations TDHF où l'approximation est bien justifiée (chapitre précédent). Une approche Thomas-Fermi dépendant du temps (TDHF) procure des équations hydrodynamiques (BA85), mais où seulement les ondes S sont incluses ; en d'autres termes, la méthode suppose l'isotropie des moments à tout instant, une contrainte très forte pour des systèmes très excités. Leurs auteurs obtiennent des températures limites similaires aux calculs statiques. Mais la méthode ne suppose-t-elle pas des interactions à deux corps trop élevées ?

1.4 - Commentaires

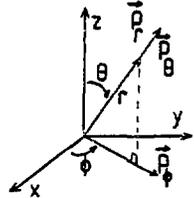
Toutes ces études, dont la suivante, supposent une symétrie sphérique comme contrainte où la multifragmentation ne peut pas avoir lieu (i.e. au moment des bulles). La stabilité des noyaux chauds est donc plus grande sous cette contrainte. D'autre part, les fluctuations du champ ne sont pas prises en compte, nous l'aborderons dans le chapitre III.

Il est expérimentalement difficile de distinguer l'excitation thermique de l'excitation de compression dans la déexcitation d'un noyau composé. Or les collisions d'ions lourds sont nécessairement très violentes pour obtenir des températures aussi élevées que 8 MeV, il est probable que le noyau composé possède alors de l'énergie sous forme de compression. Quelle est l'influence de l'énergie de compression par rapport à l'énergie thermique ? Peut-être plus radicale ? Ce qui expliquerait des températures "mesurées" de l'ordre de 8 MeV que l'on dit comparables aux valeurs obtenues par les calculs statiques. Ces questions sont examinées ici à l'aide de l'équation de Vlasov pour suivre l'évolution dynamique de noyaux sphériques chauffés et comprimés.

2 - L'EQUATION DE VLASOV SPHERIQUE

Ecrivons le crochet de Poisson de l'équation de Vlasov (13) en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) usuelles :

$$(II-1) \quad \{f(\vec{r}, \vec{p}, t), h(\vec{r}, \vec{p})\} = \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial h}{\partial p_r} - \frac{\partial f}{\partial p_r} \frac{\partial h}{\partial r} \\ + \frac{\partial f}{\partial \theta} \frac{\partial h}{\partial p_\theta} - \frac{\partial f}{\partial p_\theta} \frac{\partial h}{\partial \theta} \\ + \frac{\partial f}{\partial \phi} \frac{\partial h}{\partial p_\phi} - \frac{\partial f}{\partial p_\phi} \frac{\partial h}{\partial \phi}$$



où p_r, p_θ, p_ϕ sont les moments conjugués à r, θ et ϕ . Ils sont définis à partir du lagrangien $L = \frac{p^2}{2m} - U(\vec{r})$ comme :

$$\left. \begin{aligned} p_r &= \frac{\partial L}{\partial \dot{r}} \\ p_\theta &= \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \\ p_\phi &= \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} \dot{r} &= \frac{dr}{dt} \\ \dot{\theta} &= \frac{d\theta}{dt} \\ \dot{\phi} &= \frac{d\phi}{dt} \end{aligned}$$

L'hamiltonien peut s'écrire dans ces coordonnées sous la forme :

$$h(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{p_\theta^2}{2mr^2} + \frac{p_\phi^2}{2m r^2 \sin^2 \theta} + U(\vec{r})$$

Or à symétrie sphérique $U(\vec{r})$ ne dépend que du module de \vec{r} car c'est un potentiel à force centrale. Par conséquent, le moment cinétique par rapport à l'origine étant $\vec{L} = \vec{r} \wedge \vec{p}$, on a (C077) $L^2 = p_\theta^2 + \frac{p_\phi^2}{\sin^2 \theta}$ constant au cours du temps. Ce qui donne :

$$h(r, p_r, L) = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{L^2}{2m r^2} + U(r)$$

La fonction de distribution ne dépend alors que de r , p_r et L ou p_\perp ($p_\perp = L/r$) (RG79), et à l'aide de l'équation II-1, elle obéit à l'équation de Vlasov sphérique :

$$(II-2) \quad \frac{\partial f}{\partial t}(r, p_r, p_\perp) + \frac{p_r}{m} \frac{\partial f}{\partial r}(r, p_r, p_\perp) - \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{p_\perp^2}{m r^3} \right) \frac{\partial f}{\partial p_r}(r, p_r, p_\perp) = 0$$

Développons la fonction de distribution sous la forme de l'intégrale (cf. équation I-19) :

$$(II-3) \quad f(\vec{r}, p_r, p_\perp) = \int d\vec{r}_0 d\vec{p}_0 \delta(\vec{R}(r_0, p_{r_0}, L_0, t) - \vec{r}) \\ \delta(\vec{p}(r_0, p_{r_0}, L_0, t) - \vec{p}) f(r_0, p_{r_0}, L_0, t_0)$$

On peut vérifier alors que les fonctions R , P_R , P_\perp satisfont à

$$(II-4) \quad \left. \begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= \frac{P_R}{m} \\ \frac{dP_R}{dt} &= - \frac{\partial U(R)}{\partial R} + \frac{L_0^2}{m R^3} \\ P_\perp &= \frac{L_0}{R} \end{aligned} \right\}$$

Ce résultat nous suggère une décomposition de la fonction de distribution en pseudoparticules dans l'espace de phase à 3 dimensions (r, p_r, p_\perp) , r et p_\perp variant de 0 à $+\infty$ et p_r de $-\infty$ à $+\infty$. Chaque pseudoparticule placée dans un plan L_0 constant initialement, évoluera dans celui-ci mais sous l'action du potentiel effectif :

$$U_{\text{eff}}(r) = U(r) + \frac{L_0^2}{2mr^2}$$

3 - L'INTERACTION

Bien que la symétrie sphérique de la densité à un corps d'un noyau nucléaire ne soit pas réaliste pour l'étude de la multifragmentation et des fluctuations de champs, le comportement de tel noyau peut nous apporter

beaucoup de renseignements sur la stabilité de la matière nucléaire, les oscillations de la résonance géante monopolaire isoscalaire et l'évaporation de particules. Par rapport à l'étude précédente, nous avons modifié la force BKN de façon à ce que la compressibilité ait une valeur plus réaliste (BG76). A cet effet, Köhler (HK80) proposa de modifier le terme à 3 corps dans la force BKN en écrivant l'interaction élémentaire :

$$(II-5) \quad v(\vec{r}, \vec{r}') = t_0 \delta(\vec{r}-\vec{r}') + 1/6 t_3 \rho^{1/3}(\vec{r}) \delta(\vec{r}-\vec{r}') + V_0 \frac{e^{-r/a}}{r/a} \rho$$

$$\text{où (HK80) } \left\{ \begin{array}{l} t_0 = -1072 \text{ MeV} \\ t_3 = 14203 \text{ MeV.Fm}^{-1} \\ V_0 = -517.012 \text{ MeV} \\ P = 16/15 + 4/15 P_x \end{array} \right.$$

Le potentiel nucléaire total s'obtient de la même façon que pour l'égalité (I-30) :

$$(II-6) \quad \langle U \rangle_N = \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \left\{ 3/8 t_0 \rho(\vec{r}) + 1/16 t_3 \rho^{4/3}(\vec{r}) \right\} + 1/2 V_0 \iint \rho(\vec{r}) \rho(\vec{r}') \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} d\vec{r} d\vec{r}'$$

ainsi que le potentiel d'interaction de Hartree-Fock nucléaire

$$(II-7) \quad U_N(\vec{r}) = 3/4 t_0 \rho(\vec{r}) + 7/48 t_3 \rho^{4/3}(\vec{r}) + V_0 \int \rho(r') \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} dr'$$

Une telle force procure une compressibilité de 228 MeV, une énergie de volume de -15.77 MeV, une densité de saturation de .14 nucléons/fm³, une énergie de surface de 18.80 MeV et une diffusivité de 2.4 fm ; mais elle ne peut être utilisée que pour des systèmes saturés en spin et isospin.

D'autre part, les effets coulombiens peuvent être introduits contrairement au cas des "slabs". L'énergie coulombienne s'écrit :

$$(II-8) \quad \langle U \rangle_C = e^2/2 \int \rho_p^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') / |\vec{r} - \vec{r}'| d\vec{r} d\vec{r}'$$

où $\rho_p^{(2)}(\vec{r}, \vec{r})$ est la densité locale à 2 corps (cf. équation I-10), elle donne la probabilité de trouver 2 protons en \vec{r} et \vec{r}' et s'écrit dans l'approximation Hartree-Fock :

$$(II-9) \quad \rho_p^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}') = \rho_p^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \vec{r}, \vec{r}') = \rho_p(\vec{r}) \rho_p(\vec{r}') (1 - F(\vec{r}, \vec{r}'))$$

avec $F(\vec{r}, \vec{r}')$ comme fonction de corrélation de Pauli.

Elle est à l'origine du potentiel d'échange coulombien au même titre que dans l'équation (I-10).

Afin de calculer $U_C(\vec{r})$, nous avons fait l'approximation de densité locale (PQ75) où le terme d'échange s'exprime dans l'approximation de Hartree-Fock par :

$$U_p^{\text{éch}}(r) = -e^2 (3/\pi)^{1/3} \rho_p^{1/3}(r) \quad \text{d'où,}$$

$$(II-10) \quad \langle U \rangle_C = e^2 / 2 \int \rho_p(\vec{r}) \rho_p(\vec{r}') / |\vec{r} - \vec{r}'| d\vec{r} d\vec{r}' - \frac{3e^2}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \int \rho_p(\vec{r}) d\vec{r}$$

Ainsi, en plus du potentiel nucléaire (II-7), les protons sont aussi soumis au potentiel moyen coulombien :

$$(II-11) \quad U_p(\vec{r}) = e^2 \int \rho_p(\vec{r}') / |\vec{r} - \vec{r}'| d\vec{r}' - e^2 \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \rho_p^{1/3}(\vec{r})$$

4 - LA FONCTION DE DISTRIBUTION DE WIGNER DISCRETISEE OU PREPARATION STATIQUE DU SYSTEME.

Avant d'étudier les noyaux excités, nous allons préparer un noyau froid à l'approximation de Thomas Fermi (I-27) et les états cohérents. La fonction de distribution de Wigner s'écrit (cf. équation I-25) :

$$f(r, p_r, p_\perp, t) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \theta(\epsilon_F - U(\vec{r}_0) - p_0^2/2m) d(\vec{r} - \vec{r}_0(t), \vec{p} - \vec{p}_0(t)) d\vec{r}_0 d\vec{p}_0$$

où le coefficient $2/(2\pi\hbar)^3$ indique qu'il ne peut y avoir que 2 nucléons (neutron ou proton) par cellule de l'espace de phase $(2\pi\hbar)^3$ (RS80). Nous considérons ici deux fonctions de distribution, l'une pour les neutrons et l'autre pour les protons. Il est important de noter que les états cohérents sont ici isotropes dans les trois directions d'espace et les trois directions d'impulsion, c'est-à-dire :

$$d(\vec{r}-\vec{r}_0(t), \vec{k}-\vec{k}_0(t)) = \frac{1}{(2\pi\chi)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_0(t))^2}{2\chi}} \frac{1}{(2\pi\phi)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{k}-\vec{k}_0(t))^2}{2\phi}}$$

Après avoir intégré $d\vec{r}_0$ en $4\pi r_0^2 dr_0$ et $d\vec{k}_0$ en $2\pi k_{10} dk_{10} dk_{r0}$ (\vec{k} est tel que $\vec{p} = \hbar\vec{k}$), la fonction de distribution se développe sous la forme :

$$(II-12) \quad f(r, k_r, k_{10}, t) = \frac{2}{(2\pi)^2} \int \Theta(\epsilon_F - \langle U(r_0) - \frac{\hbar^2 k_r^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_{10}^2}{2m} \rangle) \\ \frac{1}{(2\pi\chi)^{1/2}} \frac{r_0^2}{r r_0(t)} \left\{ e^{-\frac{-(r-r_0(t))^2}{2\chi}} - e^{-\frac{-(r+r_0(t))^2}{2\chi}} \right\} \\ \frac{1}{(2\pi\phi)^{3/2}} e^{-\frac{-(k_r-k_{r0}(t))^2}{2\phi}} e^{-\frac{-(k_{10}^2+k_{10}^2)}{2\phi}} \\ I_0\left(\frac{k_{\perp} k_{10}(t)}{\phi}\right) k_{10} dk_{10} dk_{r0}$$

I_0 étant la fonction de Bessel sphérique à l'ordre zéro. La densité à un corps se calcule par l'intégrale (I-6) :

$$(II-13) \quad \rho(r, t) = \int f(r, k_r, k_{10}, t) d\vec{k} \\ = \frac{2}{(2\pi)^2} \int \Theta(\epsilon_F - \langle U(r_0) - \frac{\hbar^2 k_r^2}{2m} - \frac{\hbar^2 k_{10}^2}{2m} \rangle) \\ \frac{1}{(2\pi\chi)^{1/2}} \frac{r_0^2}{r r_0(t)} \left\{ e^{-\frac{-(r-r_0(t))^2}{2\chi}} - e^{-\frac{-(r+r_0(t))^2}{2\chi}} \right\} dr_0 k_{10} dk_{10} dk_{r0}$$

$$\text{car } \int \frac{1}{(2\pi\phi)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{k}-\vec{k}_0(t))^2}{2\phi}} d\vec{k} = 1$$

Afin de rester proche de la complétude dans la procédure de discrétisation, la maillage initial choisi est le même que celui des "slabs", soit des gaussiennes placées en des points équidistants de la racine carrée des seconds moments ($\Delta r_0 = \sqrt{\lambda}$, $\Delta k_{r_0} = \Delta k_{l_0} = \sqrt{\beta}$), alors :

(II-14)

$$\rho(r, t) = \frac{2}{(2\pi)^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \sum_{i=1}^{NP} k_{l_0} \Delta k_{l_0} \Delta k_{r_0} r_{i0}^2 \Delta r_0 \frac{1}{r r_{i1}(t)} \left\{ e^{-\frac{(r-r_{i1}(t))^2}{2\lambda}} - e^{-\frac{(r+r_{i1}(t))^2}{2\lambda}} \right\}$$

NP correspond au nombre de pseudoparticules et est limité par $\theta(\epsilon_F - \langle \epsilon(r_{i0}, k_{l_0}, k_{r_0}) \rangle)$ avec $\langle \epsilon(r_{i0}, k_{l_0}, k_{r_0}) \rangle$ comme valeur moyenne de l'énergie sur l'état cohérent i :

$$\langle U(r) \rangle_{r=r_{i0}} = \frac{\pi^2 k_{l_0}^2 r_{i0}^2}{2m} + \frac{\pi^2 k_{r_0}^2 l_{i0}^2}{2m} + 2\phi \quad (\text{cf. égalité I-42})$$

La masse du système étant :

$$(II-15) \quad A = \frac{4}{2\pi} \sum_{i=1}^{NP} k_{l_0} \Delta k_{l_0} \Delta k_{r_0} r_{i0}^2 \Delta r_0$$

Elle est conservée au cours du temps car seulement fonction des conditions initiales, d'autre part, elle est la somme des éléments de volume $d\vec{r} d\vec{p}$, à une constante près, intégrés sur chaque état cohérent, et le théorème de Liouville veut que ces quantités se conservent.

Le système initial se construit par le procédé (MB82 et chapitre I) résumé par l'égalité I-41, c'est-à-dire une convergence par relaxation à partir d'une densité dont les paramètres sont donnés par un Wood-Saxon, meilleur qu'une densité carrée sur la rapidité de la convergence. La dépendance en densité du potentiel, sous forme d'intégrale même, nous a donné à construire un maillage en r (à peu près le tiers de la racine de la variance des gaussiennes en r), permettant de calculer l'intégrale de Yukawa $U_y(r)$ par l'équation d'Helmholtz (méthode des différences finies) et l'intégrale coulombienne directe $U_{pd}(r)$ par l'équation de Poisson (méthode de Noumerov) respectivement :

$$(II-16) \quad -\frac{\partial^2}{\partial r^2} U_y(r) - 2/r \frac{\partial}{\partial r} U_y(r) + \frac{U_y(r)}{a^2} = 4\pi a V_0 \rho(r)$$

$$(II-17) \quad \frac{\partial^2}{\partial r^2} U_{pd}(r) + 2/r \frac{\partial}{\partial r} U_{pd}(r) = -4\pi e^2 \rho_p(r)$$

$$\text{ou} \quad \left\{ \begin{array}{l} U_y(r) = V_0 \int \rho(r') \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} d\vec{r}' \\ U_{pd}(r) = e^2 \int \rho_p(\vec{r}') / |\vec{r}-\vec{r}'| d\vec{r}' \end{array} \right.$$

5 - CALCUL DES OBSERVABLES

5.1 - Energie totale du système

L'énergie potentielle (II-6 et II-10) ainsi que toute intégrale, seront calculées numériquement à partir de la méthode de Simpson sur un domaine allant de 0 à 95 fm, pour tenir compte des pseudoparticules évaporées lors de la déexcitation de noyaux. L'énergie cinétique des neutrons et des protons s'obtient par :

$$(II-18) \quad \begin{aligned} \langle T \rangle &= \int p^2 / 2m f(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{r} d\vec{p} \\ &= \frac{\hbar^2}{\pi m} \sum_{i=1}^{NP} k_{i0} \Delta k_{i0} \Delta k_{r0} r_{i0}^2 \Delta r_{i0} \{k_{r1}^2(t) + k_{i1}^2(t) + 3\phi\} \end{aligned}$$

Cette somme sera effectuée pour les pseudoparticules dans le domaine choisi plus haut, ceci afin d'être consistant avec le calcul de l'énergie potentielle. De plus, l'intégration des équations du mouvement est assez sensible au point $r=0$, et une quantité très faible de pseudoparticules, ne nuisant pas à la dynamique du système, se déplace dans le domaine $r<0$. Elles peuvent prendre des impulsions très importantes, ce qui peut perturber le calcul des observables uniquement.

5.2 - Rayon carré moyen

$$(II-19) \quad \langle r^2(t) \rangle = \frac{1}{A} \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr$$

A cause du choix du maillage, l'énergie et le rayon carré moyen d'un noyau froid dépendent beaucoup de la largeur des gaussiennes (cf. tableau 1). Il confirme que des largeurs de cellules de plus en plus petites donnent les résultats de Thomas Fermi. Rien d'étonnant, car on fait une convolution sur la fonction de distribution de Thomas Fermi. La figure III-3 montre que pour des largeurs de cellules suffisantes, les profils de densité se rapprochent de ceux obtenus par les calculs TDHF. Comme avec les "slabs", on a choisi un maillage régulier dans l'espace de phase pour les mêmes raisons. Lorsqu'on se rapproche de la solution Thomas Fermi, le nombre de pseudoparticules croît très rapidement.

		OXYGENE				CALCIUM			
$\Delta Z(\text{fm})$	$\Delta K(\text{fm}^{-1})$	B(MeV)	$\sqrt{\langle R^2 \rangle}(\text{fm})$	NP	NN	B(MeV)	$\sqrt{\langle R^2 \rangle}(\text{fm})$	NP	NN
.10	.08	-135	2.56	12124	11862	-361	3.35	16760	16312
.175	.08	-132	2.57	6960	6794	-355	3.36	9612	9352
.20	.08	-131	2.58	6076	5932	-353	3.37	8408	8190
.20	.10	-128	2.58	3852	3776	-345	3.37	5400	5186
.30	.08	-124	2.62	4058	3960	-340	3.40	5618	5546
.35	.08	-119	2.65	3464	3374	-331	3.42	4828	4698
.35	.10	-116	2.65	2206	2170	-323	3.42	3088	2972
.40	.08	-114	2.68	3046	2976	-323	3.45	4224	4104
.40	.10	-111	2.68	1942	1902	-314	3.45	2714	2608
.50	.08	-105	2.75	2424	2376	-305	3.50	3376	3296
.50	.10	-102	2.75	1542	1508	-298	3.50	2164	2080
.60	.06	-96	2.85	3580	3534	-290	3.58	5048	4884
.60	.10	-91	2.85	1280	1252	-277	3.58	1798	1744
.70	.06	-84	2.96	3074	3020	-265	3.66	4338	4192

TABLEAU I : Valeurs de l'énergie de liaison B, du rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle$ et du nombre d'états cohérents en protons NP et en neutrons NN, en fonction des variances des gaussiennes $(\Delta Z)^2$ et $(\Delta K)^2$ pour les noyaux d'oxygène et de calcium.

Afin d'être relativement réaliste, on a pris des largeurs de gaussiennes ($\Delta Z = .35$ fm et $\Delta K = .08$ fm⁻¹) où l'énergie de liaison et le rayon carré moyen ne sont pas trop éloignés des valeurs expérimentales (pour l'oxygène $B_{\text{exp}} = -127.6$ MeV et $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 2.73$ fm ; pour le calcium $B_{\text{exp}} = -342$ MeV et $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = 3.49$ fm) (FL75). Ce choix ne correspond pas à un principe de minimisation provenant du modèle, il est un compromis phénoménologique entre une estimation du temps de calcul par ordinateur et les valeurs des observables. Mais la dynamique n'est pas globalement modifiée si on change de largeurs de cellules tant qu'on ne dépasse pas $\Delta Z = .40$ fm et $\Delta K = .10$ fm. On verra une comparaison à cet effet à la fin de ce chapitre.

6 - DYNAMIQUE

Les états cohérents qui constituent la fonction de distribution d'un système froid (II-12) et (II-14) ou de systèmes hors équilibre définis plus bas, obéissent aux équations du mouvement données par le théorème d'Ehrenfest (cf. équation I-26), c'est-à-dire à l'aide des équations II-4 :

$$(II-20) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dr_i(t)}{dt} = \frac{p_{r_i}(t)}{m} \\ \frac{dp_{r_i}(t)}{dt} = - \left\langle \frac{\partial U(r)}{\partial r} \right\rangle_{r=r_i(t)} + \frac{L_i^2}{m r_i(t)} \end{array} \right.$$

L_i étant constant pour chaque état cohérent.

Ces équations sont intégrées suivant la méthode du "saut de grenouille" ("leap-frog method" (MB82)). Cette méthode a l'avantage d'être du second ordre tout en conservant un nombre d'opérations identique à une méthode du premier ordre. Elle consiste à déterminer les positions puis les moments des pseudoparticules suivant les équations récurrentes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{r_i(n+1) - r_i(n)}{\Delta t} = \frac{p_i(n+1/2)}{m} \\ \frac{p_i(n+3/2) - p_i(n+1/2)}{\Delta t} = - \left\langle \frac{\partial U}{\partial r} \right\rangle_{r=r_i(n+1)} + \frac{L_i^2}{m r_i(n+1)} \end{array} \right.$$

où Δt est le pas d'intégration en temps et n (entier) un indice de temps tel que $r_i(n)$ est la position radiale de la pseudoparticule (i) au temps $n\Delta t + t_0$.

Les différents tests effectués sur des noyaux plus ou moins excités nous ont conduit à retenir $\Delta t = 10^{-24}$ s. Des pas de temps plus fins ne changent guère les résultats des calculs.

La valeur moyenne $\langle \frac{\partial U(r)}{\partial r} \rangle_{r=r_1}$, se calcule par intégration suivant la méthode de Simpson pour chaque état cohérent sur un maillage de .1 fm. Celle-ci est simplifiée en notant que l'intégrale sur la dérivée de $U(r)$ peut se transformer par intégration par parties en une intégrale sur $U(r)$ seulement.

6.1 - Vibration du mode de compression

La symétrie sphérique nous permet d'appliquer le modèle au mouvement collectif des petites amplitudes, c'est-à-dire la résonance géante monopolaire isoscalaire. Pour cela, le système initial est préparé par une relaxation "self-consistante" avec les potentiels précédents (II-7 et II-11) auxquels est ajoutée une contrainte sur le rayon du noyau de la forme λr^2 , ce qui revient à prendre comme hamiltonien total (SV79, NB85) :

$$(II-21) \quad H + \lambda A \langle r^2 \rangle$$

où $\langle r^2 \rangle = 1/A \int r^2 (\rho_N(\vec{r}) + \rho_P(\vec{r})) d\vec{r}$ est le rayon carré moyen et H l'hamiltonien calculé à partir des potentiels (II-7 et II-11) ; λ paramétrise l'intensité de la contrainte.

Il suffit ensuite de laisser évoluer, sans contrainte, cette solution hors-équilibre où les états cohérents (i) obéissent aux équations II-20.

Pour de petites valeurs de λ ($\lambda \sim 0.2$ MeV fm⁻²), on retrouve, avec la force considérée, les modes RPA de la vibration monopolaire avec des énergies de phonon de 26 MeV pour l'oxygène et 21 MeV pour le calcium, mais pas la largeur des résonances, car, contrairement aux calculs TDHF (SV79), il n'y a pas d'échappement de particules (ou pseudoparticules) du noyau, tout simplement parce que le continuum n'a pas été peuplé de pseudoparticules, alors que les fonctions d'onde des niveaux élevés possèdent une queue dans le continuum. C'est une propriété quantique tandis que notre approximation semi-classique est une extension de la théorie Thomas-Fermi d'où des résultats similaires à la référence (PI86).

Des effets non linéaires importants peuvent apparaître pour de grandes valeurs de λ . Ils se manifestent par une variation de l'oscillation et une

perte de masse du système. La non-linéarité est d'autant plus importante que les valeurs de λ sont élevées, comme on peut le voir sur la figure II-4. Le rayon carré moyen, calculé sur un domaine allant de 0 fm à 8 fm, se trouve avoir une oscillation légèrement accentuée parce que le noyau a perdu de la masse. Les oscillations, qui ont tendance à s'amplifier, sont intégrées sur tout l'espace et elles indiquent le degré de masse perdue par le système. Plus λ est faible, plus le mode de vibration tend vers un mode RPA, alors qu'on s'en éloigne dans le cas inverse. Si on augmentait beaucoup λ (cf. figure II-9), le noyau aurait tendance à se désintégrer. Ainsi dans notre modèle, un noyau fortement comprimé se déexcite par évaporation de particules. Mais lors d'une collision entre des ions lourds, l'excitation du noyau composé n'est pas seulement collective avec une simple modification des niveaux d'occupation. En effet, les cellules de l'espace de phase restent remplies à 2 nucléons dans le domaine autorisé. Un autre mode d'excitation, dite désordonnée, c'est-à-dire consistant en une modification de l'occupation des niveaux, peut se greffer au précédent. Etudions le tout d'abord isolément.

6.2 Déexcitation des noyaux chauds

Par définition, une modification soudaine et locale de la distribution des moments crée un noyau à température finie (RB83). Après avoir développé une "self-consistence" avec I-27, c'est-à-dire :

$\omega(r_0, p_{r0}, p_{l0}) = \theta(\epsilon_F - \langle U(r) \rangle_{r=r_0} - \frac{p_{r0}^2}{2m} - \frac{3\hbar^2 \theta}{2m})$, introduire de la température revient à changer $\omega(r_0, p_{r0}, p_{l0})$ en une fonction de Fermi-Dirac locale (pour des fermions) :

$$(II-22) \quad \omega(r_0, p_{r0}, p_{l0}) = \frac{1}{1 + e^{(\langle U(r) \rangle_{r=r_0} + \frac{p_{r0}^2}{2m} + \frac{p_{l0}^2}{2m} - \epsilon_F(r_0, T)) / T}}$$

Il suffit de peupler d'états cohérents l'espace de phase suivant cette nouvelle fonction et d'ajuster $\epsilon_F(r_0, T)$ (énergie de Fermi locale), de façon à garder la densité inchangée. Ce point de vue correspond à l'hypothèse physique où le noyau serait excité si rapidement que son extension spatiale n'aurait pas le temps de retrouver son point d'équilibre situé à plus basse densité. Comme dans la référence (VAB5), la température n'est définie qu'à l'instant initial $t=0$, ultérieurement le système évolue hors équilibre.

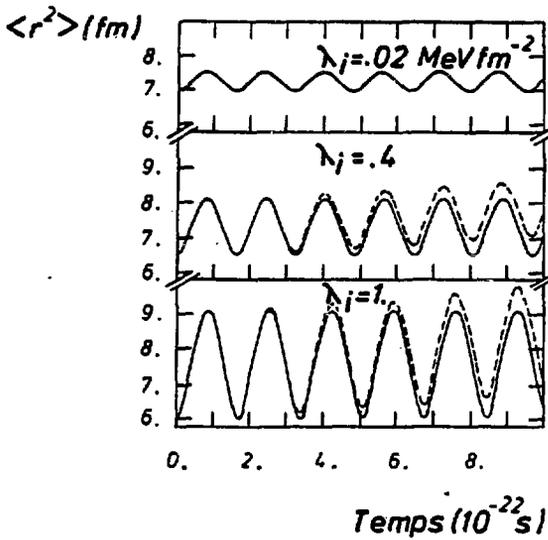


Fig. II-4b

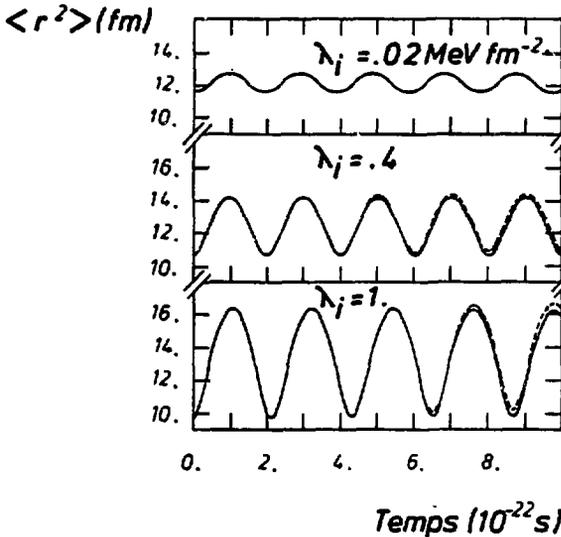


Fig. II-4a

Figure II-4 : Evolution du rayon carré moyen pour différents taux de compression $\lambda = .02, .4, 1. \text{MeV fm}^{-2}$ dont les fréquences d'oscillation sont respectivement :

pour l'oxygène (fig. II-4a) ; 26.2, 25.8 et 24.6 MeV
pour le calcium (fig. II-4b) ; 21.3, 20.7 et 19.2 MeV.

Le tableau II donne l'énergie d'excitation d'un noyau de calcium pour différentes températures initiales T_1 , c'est-à-dire ; $E^* = E(T_1) - E(T_1=0)$. On peut constater que E^* varie presque linéairement en fonction du carré de la température entre 2 et 11 MeV, avec un coefficient compris entre $A/7$ et $A/16$ où A représente la masse 40 du noyau de calcium.

T (MeV)	OXYGENE		CALCIUM	
	E_{tot} (MeV)	E^*/A (MeV)	E_{tot} (MeV)	E^*/A (MeV)
0.	-119.2	0.	-330.7	0.
1.	-113.7	0.34	-318.3	0.31
2.	-108.3	0.68	-306.3	0.61
3.	-99.1	1.26	-285.2	1.14
4.	-88.4	1.93	-257.4	1.83
6.	-61.0	3.64	-194.0	3.42
8.	-31.7	5.47	-121.6	5.23
10.	-1.2	7.38	-49.2	7.04
12.	-34.3	9.59	38.9	9.24

Tableau II : Variation de l'énergie totale E_{tot} et de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A en fonction de la température T pour les noyaux d'oxygène et de calcium.

Le système est suivi dynamiquement et on observe l'évaporation plus ou moins rapide de particules (GC85, GC86, VI86). A basse température (figure II-5a), le noyau n'est excité que moyennement et de ce fait, n'émet qu'un faible flux de particules. Un mode de vibration prend alors place avec d'autant plus d'amplitude que la température initiale est élevée. Naturellement, la fréquence de vibration en est dépendante. Mais déjà, la première remarque qu'on est amené à faire nous vient de la similitude du comportement avec les modes de compression (figures II-4 et II-5b). Que l'excitation soit collective ou désordonnée, elle crée des perturbations collectives qui entraînent des vibrations du noyau tout en laissant s'échapper des particules. La façon de chauffer le noyau place des états cohérents dans le

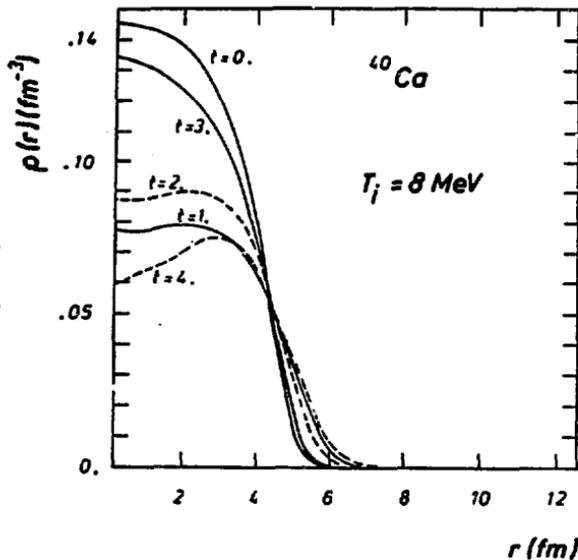


Fig. II-5a : Tracés de la densité d'un calcium dont la température initiale a été portée à 8 MeV, pour différents instants t de la dynamique (unité de temps : 10^{-22}s).

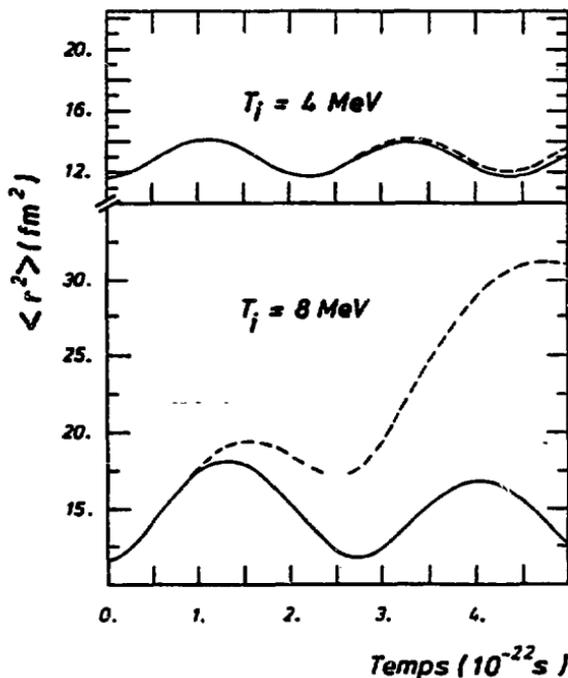


Fig. II-5b : Evolution du rayon carré moyen d'un calcium portée à une température initiale de 4 MeV et 8 MeV. Les courbes en pointillé concernent les calculs effectués sur tout l'espace alors qu'en trait plein l'intégration a été faite de 0 à 8 fm. La fréquence d'oscillation baisse quand la température augmente. Elle passe de 19.1 MeV à 15.3 MeV. Par contre la non linéarité croît fortement.

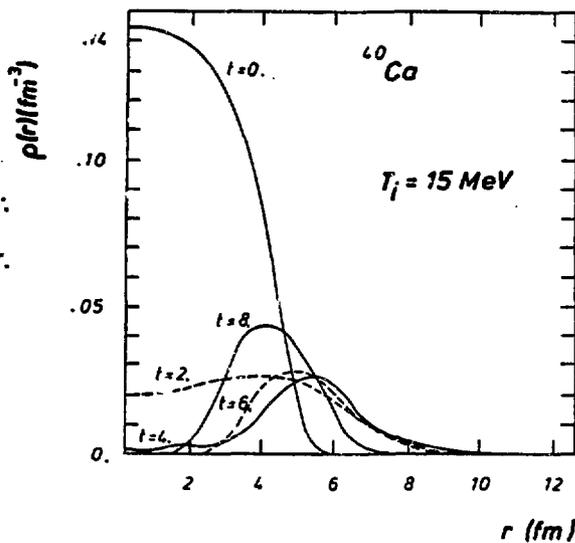


Fig. II-6a : Môme chose que la figure II-5a, mais pour une température initiale de 15 MeV.

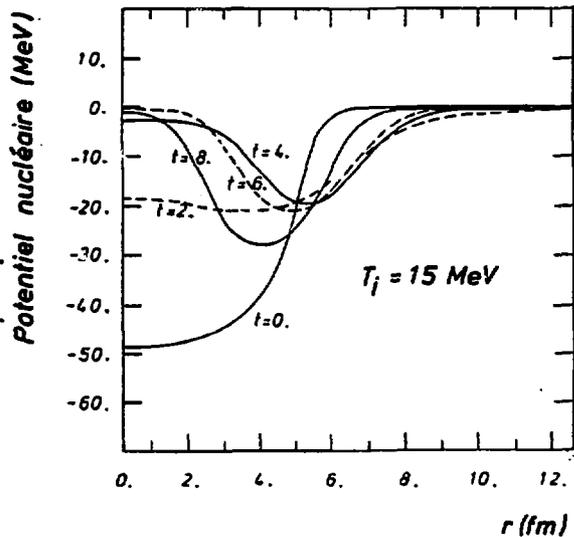


Fig. II-6b : Tracés du potentiel nucléaire d'un calcium de température initiale 15 MeV pour différents instants t en 10^{-22} s .

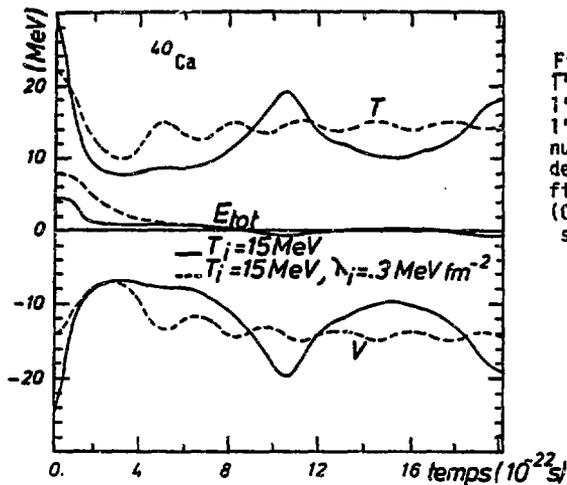


Figure II-7a : Evolution de l'énergie totale (E_{tot}), de l'énergie cinétique (T) et de l'énergie potentielle (V) par nucléon, du résidu d'un noyau de calcium dans les cas des figures II-6a et II-10. (Calcul effectué dans une sphère de rayon 8 fm)

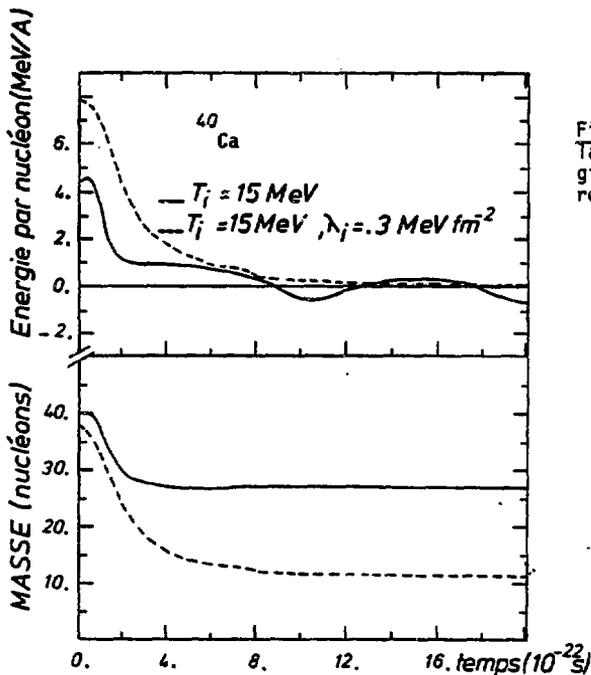


Figure II-7b : Même chose que la figure II-7a pour l'énergie par nucléon et la masse restante du résidu.

continu, c'est-à-dire des états non liés. Or l'étude précédente sur les "slabs" nous a montré que les mouvements collectifs sont prépondérants sur les mouvements individuels des pseudoparticules (BK76). Par conséquent, les cellules restent dépendantes les unes des autres et se détachent plus difficilement de l'ensemble de la masse. L'émission dans le continuum n'est pas soudain, mais s'effectue d'une manière collective où les particules liées et non liées se retiennent mutuellement par la "self-consistence". Ce réarrangement s'accompagne alors d'oscillations plus ou moins importantes suivant l'excitation considérée. De tels comportements (cf. chapitre I), nous avait conduit à conclure que les calculs à l'équilibre ou adiabatiques étaient justifiés (SA85). Or comment peut-on expliquer que pour une température initiale de 8 MeV le système se désintègre dans ces calculs alors que pour des calculs hors équilibre le système oscille et émet quelques particules (VA85, VA86) ? Les mouvements individuels des particules ne sont donc pas négligeables. Mais les calculs hydrodynamiques (BA85) arrivent aux mêmes conclusions, le problème ne provient donc pas de l'hypothèse d'adiaticité, mais d'une contrainte sur la dynamique suffisamment forte pour créer de telles différences. C'est l'hypothèse de l'isotropie des moments que l'on décrira dans un prochain paragraphe.

Quand la température initiale est accrue, le phénomène s'accroît et se traduit par la formation d'une bulle (figure II-6a) ; à 15 MeV par exemple, cette bulle apparaît vers 5.10^{-22} s, mais à cet instant l'ensemble collectif n'est pas assez rapide pour poursuivre sa fuite vers l'extérieur, un phénomène observé par les auteurs (VA86). La densité crée à l'emplacement de la bulle un puit de potentiel trop profond (figure II-6b) pour permettre à l'ensemble de s'étendre. La dépression du centre fait que le potentiel "self-consistent" attire la bulle vers le centre. Un résidu très excité se constituera avec l'apparition successive de bulles. La figure II-7 montre que sur un domaine de 0 à 8 fm de rayon, la masse du résidu se stabilise aussi rapidement que l'énergie de liaison dans ce même domaine baisse. Toutefois cette dernière reste élevée et fluctue légèrement avec les vibrations du résidu. La masse étant constante, il y a au niveau de la frontière $r = 8$ fm, un échange de pseudoparticules énergétiques qui expliquent ces fluctuations. Mais comment s'expliquer cette stabilité à 8 MeV d'énergie d'excitation ? Elle ne provient pas de la contrainte à la symétrie sphérique, car en fait, sa brisure, à laquelle s'ajouteraient des fluctuations ne provoquerait que la multifragmentation du système (cf chapitre suivant). Ce phénomène semble être général avec l'équation de Vlasov comme nous le verrons plus loin.

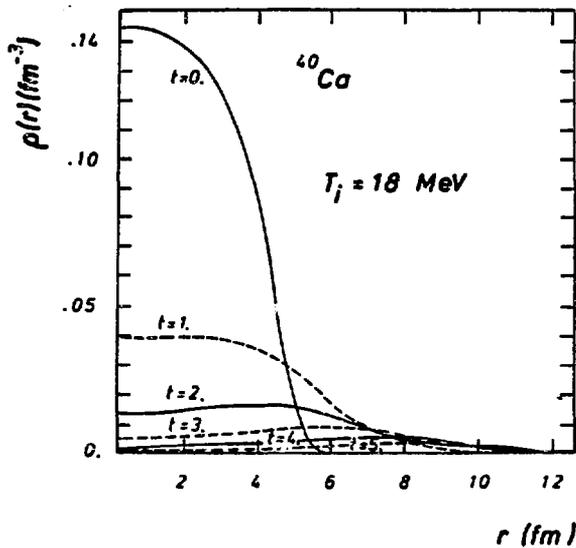


Fig. II-8a : MÊME chose que la figure II-5a, mais pour une température initiale de 18 MeV.

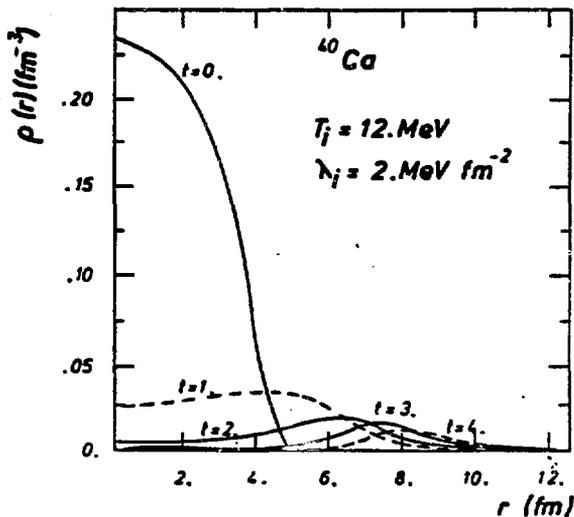


Fig. II-8b : MÊME chose que la figure II-5a, pour une température initiale de 12 MeV précédée d'une relaxation avec un taux de compression de $\lambda_i = 2 \text{ MeV fm}^{-2}$.

Vu la forme du potentiel lors de la formation de la bulle du calcium à une température initiale de 15 MeV (figure II-6b), le système nécessite très peu d'énergie d'excitation supplémentaire pour inverser son évolution. C'est ainsi qu'à $T_i = 18$ MeV (figure II-8a), le noyau explose, les particules liées se transforment en vapeur sans formation de bulle. Cet élan collectif ne permet donc même pas au potentiel de s'opposer au mouvement, car il devient très rapidement nul. Nous avons atteint la température "flash", c'est-à-dire l'énergie d'excitation désordonnée suffisante pour une disparition complète d'un noyau. Un mélange des énergies de compression et thermique devrait baisser cette valeur importante de la température de désintégration. Effectivement la figure II-8b montre qu'un noyau comprimé avec une intensité $\lambda = 2. \text{MeV fm}^{-2}$ puis ensuite chauffé, se désintègre avec une température inférieure à 15 MeV où se forme un noyau bulle sans compression initiale.

6.3 - Compétition entre compression et chaleur

Le tableau III donne quelques valeurs d'énergie d'excitation en fonction de la température et du taux de compression pour le calcium. L'énergie d'excitation dans le cas $\lambda = 2. \text{MeV fm}^{-2}$ et $T_i = 18$ MeV se trouve être bien moins élevée ($E^*/A = 10.4$ MeV), que le cas $T_i = 18$ MeV ($E^*/A = 16.32$ MeV). Elle est encore moins élevée pour le système comprimé initialement à $\lambda = 5. \text{MeV fm}^{-2}$ ($E^*/A = 6.40$ MeV) et le système se comporte de la même façon que celui chauffé initialement à 15 MeV ($E^*/A = 12.7$ MeV) (cf figure II-9).

T (MeV)	λ (MeV.fm ⁻²)	E_{tot} (MeV)	E^*/A (MeV)
15.	0.	176.8	12.69
18.	0.	322.2	16.32
12.	2.	85.2	10.40
0.	5.	-74.6	6.40

Tableau III : Variation de l'énergie E_{tot} et de l'énergie d'excitation par nucléon E^*/A en fonction de la température T et du taux de compression λ pour un noyau de calcium à l'instant initial.

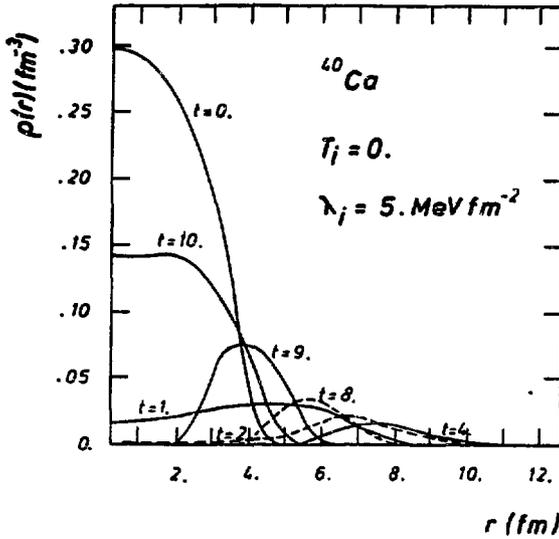


Fig. II-9 : Môme chose que la Figure II-7b, sans température initiale mais avec un taux de compression de $\lambda = 5. \text{ MeV fm}^{-2}$.

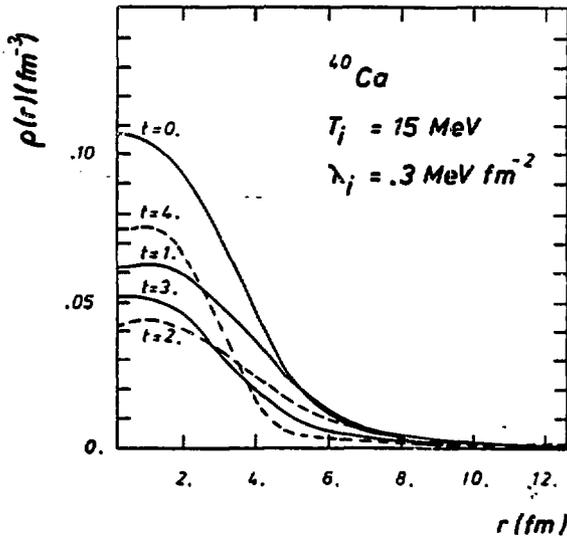


Fig. II-10 : Môme chose que la Figure II-5a, mais les conditions initiales ont été générées tout à fait différemment (voir texte) avec une température initiale de 15 MeV et un taux de compression de $\lambda_i = .3 \text{ MeV fm}^{-2}$.

Donc finalement l'énergie de compression est de beaucoup plus efficace que l'énergie thermique pour désintégrer un noyau. C'est un fait observé dans les calculs hydrodynamiques (NB85), mais dans cette référence l'ordre de grandeur des énergies est moins élevé tout comme la température "flash". Il ne suffit pas de connaître l'énergie d'excitation d'un noyau pour en déduire son mode de déexcitation. En particulier, déterminer l'énergie d'excitation d'un noyau n'est pas déterminer sa température. Mais peut-être la déexcitation est-elle bien différente suivant la nature des énergies mises en jeu (cf chapitre III) ?

La réalité est probablement un mélange de ces deux phénomènes. Car le point d'équilibre par rapport à l'énergie libre d'un système chauffé soudainement ne se situe pas nécessairement où son rayon égalerait celui du noyau froid. Et par conséquent, il n'est plus possible de différencier l'énergie de compression de l'énergie thermique pour de tels systèmes en prééquilibre. Toutefois, la méthode précédente avait le mérite de distinguer ces deux sortes d'énergie. Un moyen, plus homogène en moments, de construire ces noyaux excités consiste à prendre la fonction de Fermi-Dirac comme fonction de poids initiale au lieu de I-27 :

$$(II-23) \quad \omega(r_0, \vec{p}_0) = \frac{1}{1 + e^{(\langle H(r_0, \vec{p}_0) \rangle - \epsilon_F) / T}}$$

Mais la fonction de Fermi-Dirac est une solution statique de l'équation de Vlasov, de sorte que la fonction de distribution I-25 avec II-23 est une solution stationnaire pour un système liquide-gaz en équilibre. Le gaz crée la pression par un flux entrant et sortant de particules, qui conserve le liquide en équilibre. Plus la température est élevée, plus la densité du gaz est importante. Mais pour une température différente de zéro, la quantité de gaz diverge. Donc numériquement la construction d'une telle solution n'est pas possible avec notre méthode, car la discrétisation entraîne nécessairement une discontinuité dans le flux du gaz. De plus, cette solution représente un noyau chaud en équilibre avec sa vapeur extérieure ce qui n'est pas réaliste car la déexcitation hors équilibre d'un noyau composé ne peut pas permettre un tel équilibre par définition. Donc pour construire un état excité, on peut contraindre le gaz à rester dans un certain rayon fixé. C'est une contrainte collective qu'on peut prendre au même titre que (II-21). La nouvelle condition initiale consiste donc à construire la fonction de distribution de Wigner à partir de (II.23) où on ajoute une contrainte de la forme λr^2 (II-21) à l'hamiltonien de Hartree-Fock.

Cette méthode a le désavantage de mélanger l'excitation désordonnée et l'excitation collective, mais le niveau de Fermi ne dépend pas de $|\vec{r}|$ et ainsi la distribution en moment est plus homogène. Elle permet aussi d'étudier des cas très décomprimés et de considérer une introduction d'excitation thermique plus adiabatique que précédemment. En effet, celle-ci peut-être supposée si lente que la densité prend une forme qui minimise l'énergie ; par exemple, sa valeur diminue par rapport à celle du noyau froid. Ainsi pour un facteur de compression $\lambda = .3 \text{ MeV fm}^{-2}$ et une température de 15 MeV, le système ne possède qu'une densité au centre de $.11 \text{ fm}^{-3}$ avec beaucoup d'excitation désordonnée (cf. figure II-10). Par rapport à la figure II-6a, le comportement dynamique est tout autre, la bulle ne se forme pas. Comme l'énergie d'excitation vaut 635 MeV, il existe de l'énergie de décompression qui s'oppose à la désintégration du système. Ceci montre que l'énergie de compression domine l'énergie thermique au niveau de la cohésion nucléaire. En d'autres termes, les pseudoparticules s'évaporent plus facilement seules d'un noyau chaud que d'un noyau comprimé où leurs états collectifs devraient conduire à la multifragmentation ; un phénomène qu'on ne peut pas observer en symétrie sphérique.

Pour ce cas précis, on peut aussi observer sur la figure II-7, une rapide décroissance de l'énergie d'excitation du résidu sur un domaine de 8 fm de rayon. Toutefois, par rapport à l'autre système, la masse perdue est beaucoup plus importante car il possède moins d'énergie d'excitation. Mais après $2-4 \cdot 10^{-22}$ s, l'énergie et le nombre de particules perdues n'évoluent plus et l'énergie d'excitation du résidu reste stationnaire aux environs de 8 MeV (c'est-à-dire un résidu d'environ 11 MeV de température). Ceci pourrait provenir d'une propriété, déjà observée, de l'équation de Vlasov qui semble n'avoir pas assez de couplage dans le continuum, par rapport aux calculs quantiques (VA85, VA86). Les particules placées dans le continuum s'échappent très rapidement, alors que celles qui sont dans le puit de potentiel restent liées. Le remplissage du puit en particules correspond bien à une énergie totale nulle comme l'indique la figure II-7. On montrera dans le chapitre III comment l'introduction de collisions à deux corps résoudra le problème. L'énergie d'excitation du résidu se rapprochera d'une énergie de liaison commune aux noyaux nucléaires.

6.4 - L'anisotropie des moments

Pourquoi des modèles hydrodynamiques (NB85) ou de résolution par la méthode de Hartee-Fock sous contrainte adiabatique (SA85), prévoient-ils des

températures flashes de 5 à 10 MeV ? Dans ces études, l'isotropie des moments est posée comme hypothèse alors qu'en est-il de l'équation de Vlasov ? A cet effet, on peut calculer les éléments du tenseur de pression (RS80) où les variations locales des moments par rapport à leur moyenne peuvent apparaître suivant les directions. Par définition :

$$(II-24) \quad P_{ij}(\vec{r}, t) = m \int d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) \left\{ \left(\frac{p_i}{m} - U_i(\vec{r}, t) \right) \left(\frac{p_j}{m} - U_j(\vec{r}, t) \right) \right\}$$

où i et j correspondent aux 3 directions orthonomées et

$$U_i(\vec{r}, t) = \frac{1}{\rho(\vec{r}, t)} \int d\vec{p} (f(\vec{r}, \vec{p}, t)) p_i / m$$

à la vitesse moyenne au point \vec{r} dans la direction i .

Pour la configuration à symétrie sphérique, le tenseur 3X3 peut se ramener au tenseur réduit 2X2 où les seuls éléments qui ne s'annulent pas sont :

$$(II-25) \quad \left| \begin{array}{l} \pi_{\parallel}(r, t) = m \int d\vec{p} \left(\frac{p_{\parallel}}{m} - U_{\parallel}(r, t) \right)^2 f(r, \vec{p}, t) \\ \pi_{\perp}(r, t) = \int d\vec{p} p_{\perp}^2 f(r, \vec{p}, t) \end{array} \right.$$

$$\text{où } U_{\parallel}(r, t) = \frac{1}{\rho(r, \vec{r})} \int d\vec{p} \frac{p_{\parallel}}{m} f(r, \vec{p}, t)$$

L'isotropie de moments équivaut à avoir $2\pi_{\parallel}(r, t) = \pi_{\perp}(r, t)$ à tout instant quelle que soit la position r . Nos conditions initiales sont construites suivant cette prescription, mais rien ne s'oppose à ce qu'elles ne soient pas conservées durant la dynamique (VG86). C'est en effet ce qu'on observe sur les figures II-11a, II-11b et II-12. Dans le cas de petites oscillations $\lambda = .4$ MeV fm⁻², la distribution des moments dans la surface se trouve être très anisotrope. Cela correspond aux pseudoparticules qui se détachent du résidu principal et qui possèdent des moments radiaux croissants par rapport aux moments perpendiculaires. Cet effet pourrait être encore plus important si le système avait été préparé suivant une distribution anisotrope en moment ainsi que le suggèrent des calculs plus réalistes (DR82). La figure II-11b montre en plus que l'anisotropie dépend du comportement du résidu. Quand celui-ci oscille, il en est de même pour l'anisotropie ; les particules évaporées et situées près de la surface ne sont donc pas insensibles au résidu. Comme on peut le voir avec la figure II-12, l'anisotropie augmente plus le noyau est hors équilibre et ce encore plus pour les protons en raison du coulombien.

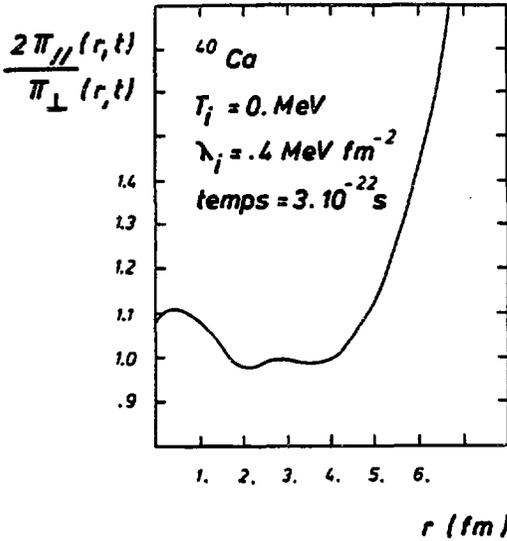


Fig. II-11a : Anisotropie locale (voir texte pour la définition) d'un calcium comprimé initialement à $\lambda_i = .4 \text{ MeV fm}^{-2}$, à un temps de 3.10^{-22} s pour les neutrons.

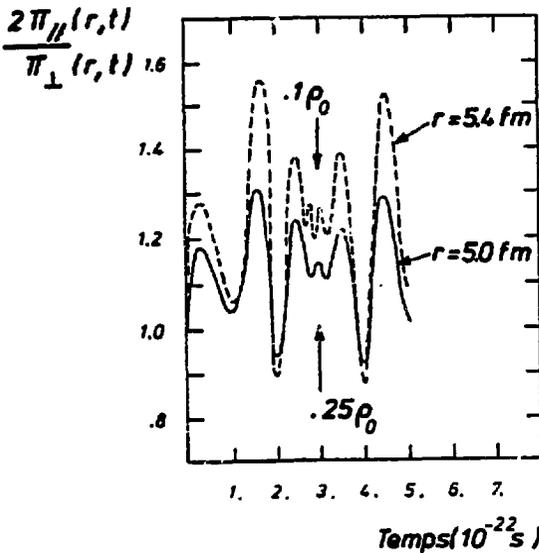


Fig. II-11b : Evolution de l'anisotropie en des positions radiales $r = 5.0 \text{ fm}$ (trait plein) et $r = 5.4 \text{ fm}$ (trait pointillé) d'un calcium uniquement comprimé à $\lambda_i = .4 \text{ MeV fm}^{-2}$.

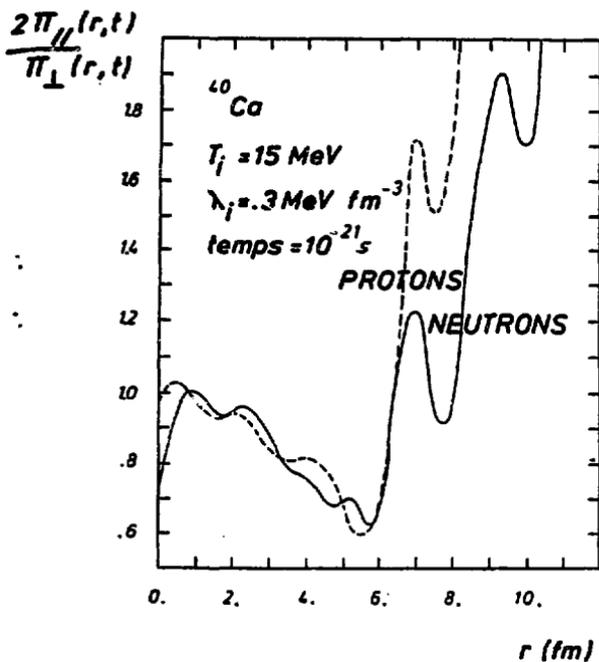


Fig. II-12 : Meme chose que la figure II-10a, mais pour une temperature initiale de 15 MeV generatee avec un taux de compression $\lambda_i = .3 \text{ MeV fm}^{-2}$ (cas figure II-9) a un temps de 10^{-21} s . En pointillee l'anisotropie provient des protons, alors qu'en trait plein des neutrons.

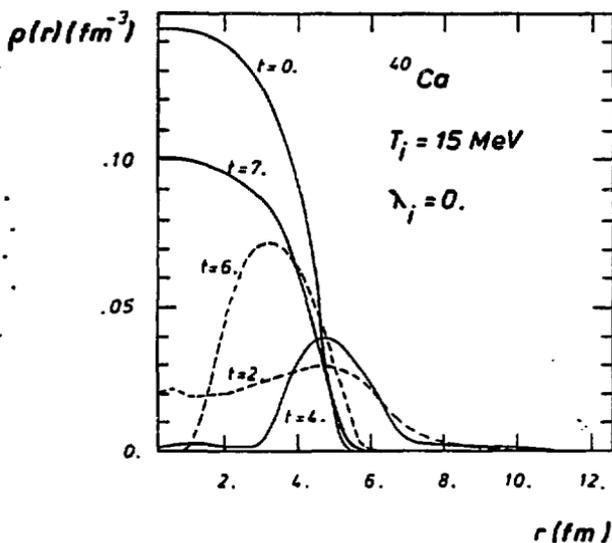


Fig. II-13 : Meme chose que la figure II-6a, mais avec un maillage plus fin (voir texte).

En fait cette anisotropie locale provient de la conservation du moment angulaire de chaque pseudoparticule. Il existe au moins une d'entre elles qui possède un moment angulaire maximal L_{\max} , par conséquent plus elles s'éloignent du centre, plus leur vitesse perpendiculaire diminue. Les pseudoparticules éjectées sont donc très rapides dans la direction radiale, elles peuvent prendre beaucoup d'énergie au résidu en peu de temps avant de sortir comme le montre la figure II-7. Ainsi le résidu garde une masse relativement importante par rapport à l'énergie d'excitation. Voilà pourquoi nous trouvons une température "flash" initiale du calcium aussi élevée.

6.5 - Remarques

L'étude menée ici, comme pour le cas des "slabs", demande une relative bonne précision numérique. En effet, on pourrait se demander quelle est la sensibilité au maillage des résultats des calculs pour ces systèmes non linéaires. Les oscillations remarquées dans la référence (GC85) sur le noyau d'oxygène à une température nulle et sans compression, ont été réduites ici. Dans les calculs présents dans cette thèse, la stationnarité est respectée avec des oscillations très faibles en améliorant la complétude de la base. Quoi qu'il en soit elles n'ont pas d'incidence sur la dynamique des petites oscillations et des systèmes loin de l'équilibre. Ce sont ces derniers qui pourraient être sensibles aux choix des largeurs des états cohérents. Mais le maillage choisi s'est avéré très satisfaisant comme le montre la figure II-13. En effet, un noyau de calcium chauffé initialement à 15 MeV avec $\Delta Z = .175 \text{ fm}$, $\Delta K = .08 \text{ fm}^{-1}$ et une discrétisation de l'espace de .05 fm pour le calcul du potentiel, redonne le noyau bulle déjà observé (figure II-6a). Les énergies d'excitation (12.65 MeV/A pour le cas II-13) sont presque identiques. Mais une comparaison exacte entre les deux calculs ne peut pas être faite car une différence dans les conditions initiales existe en ce qui concerne la diffusivité. Plus la largeur des états cohérents est faible plus la diffusivité est réduite. Or à la formation de la bulle le système est très instable ce qui explique la différence de rapidité du retour de la bulle vers le centre.

7 - CONCLUSION

Deux points de vue différent dans leurs résultats : les calculs statiques (B085, S084) qui estiment une température limite de l'ordre de 8 MeV et les calculs dynamiques (VI86, VA85) où la température limite initiale est deux fois plus élevée. Le premier suppose que le noyau chaud est

en équilibre thermique avec un gaz extérieur. Cette hypothèse est vraisemblablement réalisée dans les étoiles, mais moins probable pour un noyau composé produit par les accélérateurs, où l'excitation serait plutôt soudaine, bien que la température limite expérimentale annoncée soit autour de 8 MeV. Mais les mesures sont indirectes et ne correspondent pas nécessairement à la réelle température d'un noyau composé (cf chapitres III et IV). Des mesures plus exclusives semblent indispensables. De plus, il est possible qu'un effet de voie d'entrée ou de transparence ne permette pas à un noyau composé de se former avec une température supérieure à environ 8 MeV (GC86, GR86). Les modèles statiques de la matière infinie (SA76) sont trop irréalistes, en collision d'ions lourds, pour comparer les températures critiques, bien qu'elles soient de 16 MeV pour la force BKN modifiée (BA86), une valeur proche de la température critique obtenue dans nos calculs.

Des calculs dynamiques adiabatiques (SA85) et hydrodynamiques (BA85) conduisent à des températures critiques d'à peu près 8 MeV. Mais ils impliquent l'isotropie des moments, c'est-à-dire des collisions à deux corps très importantes (cf chapitre III) qui sont justifiées à des énergies trop élevées pour être concernées ici. Or l'anisotropie peut être responsable d'un refroidissement rapide du résidu principal, de part le moment important que possèdent les particules évaporées, ce qui justifie entre autre les très grandes énergies d'excitation nécessaires pour désintégrer le noyau par l'équation de Vlasov.

La similarité des résultats obtenus par TDHF (VA85) et l'équation de Vlasov, justifie encore une fois l'approximation semi-classique de cette dernière équation. Toutefois, des différences dans le mode de déexcitation ont été observées, car le "non-couplage" des particules avec le continuum pour l'équation de Vlasov ne refroidit pas totalement le noyau. Par conséquent, les limites de stabilité, certes élevées dans les deux cas, ne sont pas identiques. La méthode des pseudoparticules va nous permettre d'étudier les collisions à deux corps en rajoutant à l'équation de Vlasov un terme de collision de la même façon que pour l'équation de Boltzmann (cf chapitre III), et de ce fait, elle ne pourra qu'atténuer cet effet. La brisure de la symétrie sphérique va provoquer la désintégration des noyaux à des températures plus basses car la bulle doit multifragmenter et il est probable que les fluctuations de champs augmentent encore cet effet.

CHAPITRE III

DYNAMIQUE A 6 DIMENSIONS D'ESPACE DE PHASE ET INTRODUCTION DES COLLISIONS A DEUX CORPS

1 - BRISURE DE LA SYMETRIE SPHERIQUE

La conservation de la symétrie sphérique dans les calculs dynamiques précédents, n'autorise pas la formation de fragments. Or, ce phénomène devrait abaisser la limite de stabilité des noyaux composés très excités. Dans cette étude, s'opposent toujours les modèles à l'équilibre thermodynamique et ceux dynamiques hors de l'équilibre thermodynamique. D'autre part l'extension à 6 dimensions d'espace de phase va nous permettre d'aborder l'étude des collisions d'ions lourds et d'introduire des corrélations à deux corps négligées par l'approximation du champs moyen mais significatives aux énergies intermédiaires.

1.1 - La multifragmentation des modèles statiques[^]

Les modèles statistiques mentionnées au paragraphe II.1 sont valables à basse énergie d'excitation, c'est-à-dire pour des déexcitations par évaporation ou fission. A plus haute énergie d'excitation, on s'attend à une multifragmentation du noyau composé avec éventuellement la déexcitation séquentielle par évaporation de fragments lourds. Cette multigragmentation demande une nouvelle approche qui consiste à considérer toutes les partitions de fragments possibles, les masses et charges totales étant conservées. La première difficulté commence par la détermination de l'ensemble des partitions pour un nombre de nucléons donnés. Ensuite, pour chaque partition, soit l'énergie d'excitation est fixée puis la température est déduite (BD85), soit l'inverse (GD85). Le nombre des partitions étant fortement croissant avec le nombre de nucléons (par exemple environ 10^9 partitions pour un noyau composé de masse $A = 100$), un tirage aléatoire des partitions doit être effectué. Décrivons le modèle de la référence (BD85) afin de mieux percevoir où se font les hypothèses et les approximations. La première est le choix de la distance qui sépare des fragments d'une même partition. Elle conditionne l'énergie de Coulomb associée à la partition et ne suppose aucune interaction nucléaire entre les fragments. Elle est prise

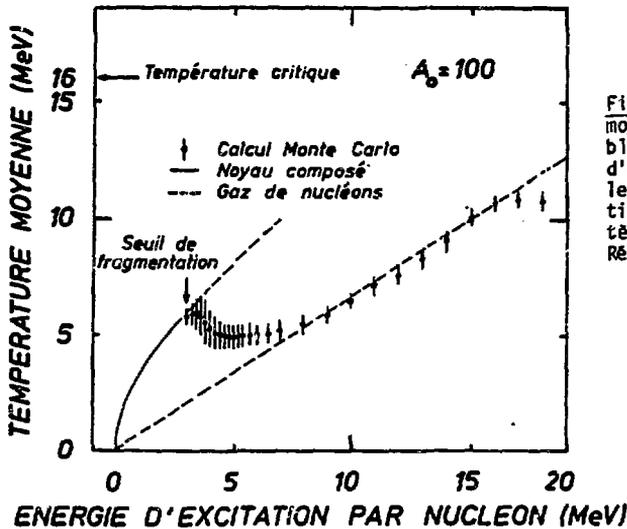


Figure III-1a : Température moyenne des partitions possibles en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon dans le modèle de multifragmentation (cf. texte) pour un système de masse $A_0 = 100$. Référence (BM85).

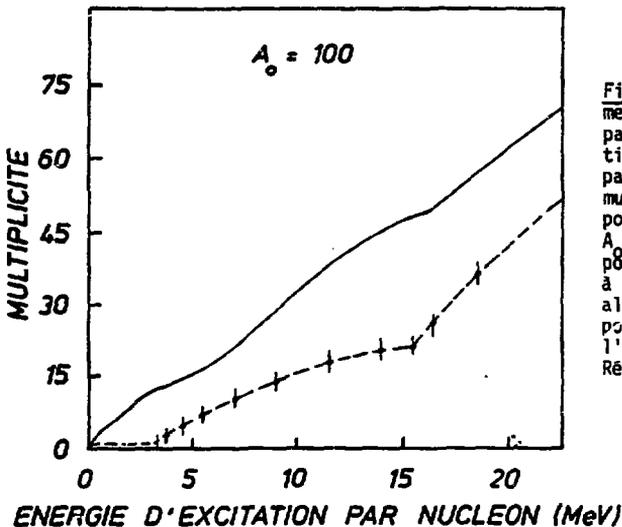


Figure III-1b : Nombre de fragments (multiplicité) moyen des partitions possibles, en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon dans un modèle de multifragmentation (cf. texte) pour un système de masse $A_0 = 100$. La courbe en trait pointillé donne le résultat à l'équilibre thermodynamique, alors que l'autre courbe correspond à la multiplicité après l'évaporation secondaire. Référence (KS85).

égale à 2.8 fm ce qui entraîne une densité moyenne de l'ordre du tiers de la densité normale de saturation. L'énergie de chaque fragment dépend de sa température et de la partition à laquelle il appartient ; elle se décompose en une somme d'énergies de la matière nucléaire infinie, de surface, de compression provenant de la courbure de la surface, de volume, de symétrie (protons-neutrons), de Coulomb et cinétique d'origine thermique. En fait, c'est l'énergie libre de la partition qui est estimée, son entropie et son énergie sont obtenues analytiquement. Le poids statistique de chaque partition i est déterminée à partir de l'entropie S_i telle que $W_i = e^{-S_i}$. Pour une énergie d'excitation donnée, chaque partition possède sa propre température, qui fluctue autour de la valeur moyenne calculée à l'aide des poids statistiques W_i des partitions.

La figure III-la indique qu'à partir d'une énergie d'excitation de 3 à 4 MeV/A le système de masse $A = 100$ multifragmente. Pour des valeurs moins élevées, le noyau composé supporte des températures allant de 0 à 5 ou 6 MeV. Mais afin de pouvoir faire des comparaisons avec des résultats expérimentaux, il est nécessaire de tenir compte d'une désintégration secondaire du système formé à l'équilibre thermodynamique décrit plus haut : elle consiste essentiellement en une déexcitation par évaporation, pondérée par le poids statistique de la partition. La figure III-lb de la référence (SN85) donne la multiplicité des fragments après la déexcitation secondaire. Elle croît linéairement avec l'énergie d'excitation jusqu'au seuil de multifragmentation. Entre 3 et 7 MeV/A d'énergie d'excitation, la température moyenne des partitions reste constante ce qui indique que toute l'énergie, ajoutée au système, est utilisée pour désintégrer le noyau composé en des fragments plus petits, qui nécessitent plus d'énergie de surface sans modifier l'énergie thermique du système. Au-dessus de 7 MeV/A d'énergie d'excitation, la température augmente de la même façon que celle d'un gaz de nucléons libres ; la taille des fragments décroît et leur nombre croît. Mais un autre seuil apparaît entre 15 et 18 MeV/A pour la formation de petits fragments à température constante (~ 10.5 MeV), car ils ne peuvent pas supporter beaucoup d'énergie d'excitation étant donné leurs tailles ($A < 5$). Ensuite, le système se rapproche rapidement d'une phase gazeuse où la température est liée essentiellement à l'énergie cinétique des particules.

Ce modèle dépend fortement du paramètre d'interdistance des fragments à l'équilibre ($a = 2.8$ fm) et donc de la façon de calculer leur occupation dans l'espace sachant qu'ils ont ici la forme sphérique. Et ceci conditionne naturellement le seuil de multifragmentation. D'autre part, l'équilibre thermodynamique n'est pas nécessairement atteint pour appliquer de telles conditions, et dans ce cas il faut tenir compte d'effets dynamiques. De plus, afin de résoudre les problèmes liés à la géométrie des fragments une approche microscopique supplémentaire pourrait être utile : la théorie de la percolation (CA85).

Cette théorie décrit les transitions de phase pour un système de particules distribuées dans des emplacements donnés et localisés par un certain maillage, qui lui-même définit la métrique (l'espace de phase ici) du problème. Celle-ci permet des liaisons entre les particules seulement lorsqu'une règle de proximité le permet, c'est-à-dire ici une distance entre les nucléons de l'ordre de 2.5 fm, lorsque leurs sphères de Fermi individuelles se recouvrent (proximité dans l'espace des impulsions). Alors l'ensemble des particules liées forme un fragment à condition qu'il possède les propriétés requises. Pratiquement, une probabilité d'occupation est assignée à chaque emplacement du maillage et lorsqu'elle dépasse un certain seuil P_c , on a la formation d'un fragment (le seuil de percolation). Par exemple, la distribution des particules pourrait tout d'abord être estimée numériquement après un calcul de cascade simulant une collision à haute énergie où si on n'appliquait pas la théorie de la percolation les nucléons se disperseraient individuellement. C'est donc aussi une théorie utilisable pour trouver des critères de constitution de fragments le long de dynamiques à un corps, notamment celle décrite par l'équation de Vlasov ou de Landau-Vlasov. Son utilisation est rendue aisée par le fait qu'elle demande très peu de propriétés nucléaires.

1.2 - Traitement dynamique de la multifragmentation

Nous avons vu dans le chapitre précédent que la limite de stabilité des noyaux diffère suivant les modèles à symétrie sphérique. Avec ou sans cette symétrie, les modèles statiques semblent en accord. Mais peut-on espérer une baisse importante de la limite de stabilité dans les calculs TDHF ou semi-classiques, en brisant la symétrie sphérique ? Par rapport au chapitre précédent, cette procédure complique singulièrement les calculs dynamiques

numériques, à cause des dimensions d'espace ou d'espace de phase supplémentaires. Toutefois les équations de TDHF ou de Vlasov, résolues rigoureusement (ou idéalement) numériquement, ne brise pas la symétrie d'un noyau initialement sphérique. Des fluctuations d'ordre numérique peuvent permettre de mettre en évidence des instabilités dynamiques où le système se relaxe vers des solutions plus stables tel qu'un amas de fragments. C'est le travail choisi dans ce chapitre. Mais les fluctuations peuvent provenir des conditions initiales, car lors d'une collision de deux ions lourds, de très fortes fluctuations de densité dans l'espace de phase (donc du champ moyen) se produisent. Avant d'étudier notre modèle, attardons-nous sur ceux qui traitent les fluctuations de champ moyen.

Deux travaux, l'un dans le cadre de la mécanique quantique (KJ84), l'autre dans une approche semi-classique (GU85), ont abordé dynamiquement cette question. Pour introduire des fluctuations, le système initial est formé par un calcul de cascade dans (GU85), c'est-à-dire une simulation Monte Carlo de la collision de nucléons. Par contre, pour (KJ84) les fonctions d'onde à une particule sont des gaussiennes dont les centroïdes en position et en impulsion sont choisies aléatoirement suivant une distribution dans l'espace de phase similaire à celle d'un calcul de cascade. En fait la distribution est supposée être une gaussienne en position et en impulsion où la compression est fixée par une densité élevée ($\rho \sim 2.5 \rho_0$) et la température T par une distribution de Maxwell en impulsion. Dans les deux cas chaque simulation conduit à une solution initiale où les fluctuations sont différentes. Chacune de ces solutions évolue ensuite dans son propre champ moyen suivant la théorie. Le nombre de simulations doit être suffisamment grand pour que la superposition moyennée des résultats finaux en soit indépendante. Le développement dynamique TFHF (KJ84) a été effectué à 2 dimensions d'espace en négligeant l'antisymétrisation des états quantiques, car les calculs TDHF à 3 dimensions restent toujours très longs, surtout quand ils doivent être répétés. A cause du champ moyen, on peut observer des nucléons regroupés en fragments stables, à chaque calcul (cf. figure III-2a). Et après un nombre suffisant de calculs, leur moyenne statistique nous donne alors la multiplicité des fragments ainsi que les autres observables à un corps (cf. figure III-2b). Néanmoins, ces calculs doivent être étendus à 3 dimensions d'espace afin d'être plus réalistes. Ceci est rendu possible par l'utilisation de l'équation de Vlasov ou de l'équation de Landau-Vlasov (GU85) si les corrélations à deux corps sont prises en comptes.

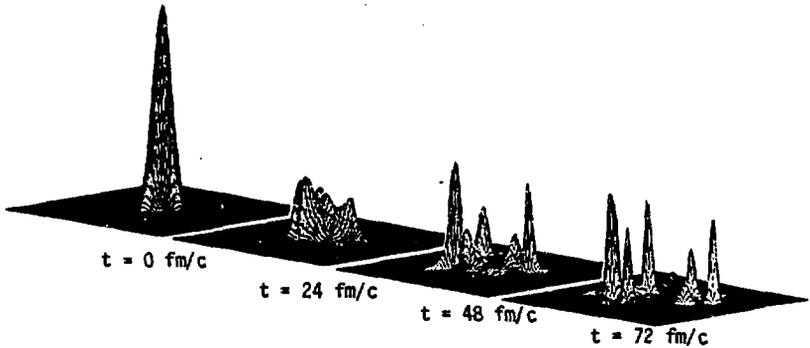


Figure III-2a : Décomposition dynamique d'un système nucléaire chaud et comprimé à deux dimensions d'espace pour un seul calcul de la référence (KJ84). La figure décrit l'évolution de la densité $\rho(r,t)$, d'un noyau composé à une température $T = 15$ MeV et avec initialement une densité au centre supérieur par un facteur 2.5 à la densité de saturation nucléaire. Seule la force a une dépendance en spin-isospin dans ce calcul. Les dimensions de la représentation sont $60 \text{ fm} \times 60 \text{ fm}$.

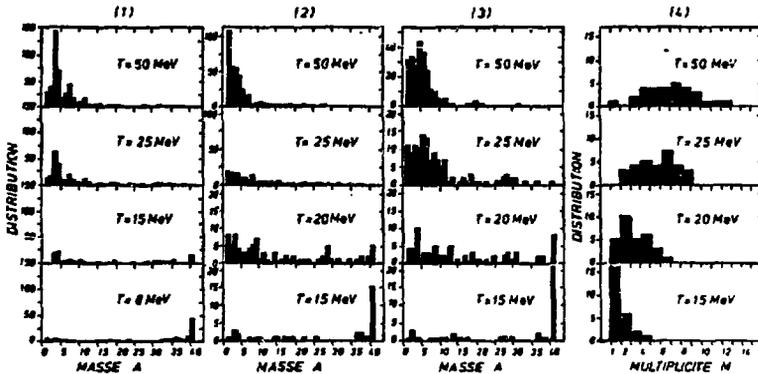


Figure III-2b : Superposition de 30 résultats finaux pour 4 différentes températures T . (1), (2) et (3) donnent la distribution de masse A où les calculs sont effectués respectivement avec une corrélation spin-isospin dans l'état initial, ou une dépendance en spin-isospin de la force, ou sans aucun de ces deux effets. (4) reproduit la multiplicité dans le cas (2). Référence (KJ84).

Dans ces deux études, si le champ moyen est posé nul, les nucléons évoluent totalement individuellement, ce qui montre l'importance du champ moyen pour former les fragments. Toutefois ces calculs ont 2 handicaps. D'une part les fluctuations sont mal introduites, car le champ moyen commence à agir à un instant arbitraire après le calcul de cascade, or il est fort possible qu'il ne doive pas être négligé dans la voie d'entrée de la collision. D'autre part, les auteurs estiment qu'étant donné le caractère aléatoire des calculs, le nombre de superpositions doit être plus grand. Par conséquent, cette méthode ne peut pas être actuellement comparée avec la méthode statistique (BD85, GR85) du paragraphe précédent. Elles sont similaires, car toutes les deux recherchent la solution la plus probable pour une énergie d'excitation donnée à partir d'une moyenne statistique sur les voies de sortie. Des études plus fiables sont donc à espérer pour cette dernière méthode dynamique.

Nous allons procéder autrement en étendant la méthode décrite au chapitre précédent pour résoudre l'équation de Vlasov à 6 dimensions d'espace de phase. En effet, les fluctuations seront initialement faibles et d'ordre numérique. Une instabilité dynamique apparaissant en absence de contrainte concernant la symétrie sphérique va entraîner le système vers des voies plus stables où les fluctuations s'accroissent. Cette méthode à l'avantage de permettre d'étudier indépendamment l'influence des énergies d'excitation thermique et de compression sur la stabilité des noyaux. L'introduction des corrélations à 2 corps va nous placer dans un cadre plus réaliste. Peuvent-elles être à l'origine des fluctuations et vont-elles abaisser la limite de stabilité des noyaux ? Après cette étude, on va s'intéresser aux collisions d'ions lourds où les deux sortes d'énergie sont données au système simultanément. Des effets supplémentaires peuvent éventuellement s'opposer à la formation de noyaux composés très excités, que la simulation par une méthode de cascade ignore. Avant de passer aux calculs, introduisons tout d'abord l'interaction résiduelle dans le formalisme dynamique des chapitres précédents.

2 - LES COLLISIONS A DEUX CORPS

2.1 - L'équation de Landau-Vlasov

L'approximation de l'équation (I-8), qui donne l'équation de Vlasov, néglige les collisions entre nucléons. Classiquement, cette interaction de

particules se traduit par la non conservation du nombre des particules situées dans un élément de volume de l'espace de phase à un corps. Ainsi par analogie avec l'équation de Boltzmann et pour se rapprocher de l'équation (I-8), on introduit un terme de collision donnant l'équation de Landau-Vlasov :

$$(III-1) \quad \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} - \vec{\nabla}_{\vec{r}} U(\vec{r}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{p}} \right\} f(\vec{r}, \vec{p}, t) = I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t)$$

$I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ correspond à la variation, due aux collisions, de la densité réduite à un corps et donc $I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{r}d\vec{p}$ représente le taux d'augmentation du nombre de particules dans l'élément de volume de l'espace de phase. Or le nombre de particules, l'impulsion et l'énergie doivent être conservés localement dans chaque collision. Ainsi :

$$(III-2) \quad \left\{ \begin{array}{l} \int d\vec{p} I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \\ \int d\vec{p} \vec{p} I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \\ \int d\vec{p} \varepsilon(\vec{r}, \vec{p}) I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t) = 0 \end{array} \right.$$

où $\varepsilon(\vec{r}, \vec{p})$ est la densité d'énergie dans l'espace de phase.

Finalement ces contraintes microscopiques ont pour conséquence les équations de continuité macroscopiques, bien connues en hydrodynamique :

$$(III-3) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t) + \text{div} \left(\frac{\langle \vec{p} \rangle}{m} \rho(\vec{r}, t) \right) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \langle p_i \rangle + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} \langle p_i \rangle + \frac{m}{\rho(\vec{r}, t)} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial}{\partial r_j} P_{ij}(\vec{r}, t) + m \frac{\partial U(\vec{r})}{\partial r_i} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_E(\vec{r}, t) + \text{div} J_E(\vec{r}, t) = 0 \end{array} \right.$$

où $\langle \vec{p} \rangle$ est la valeur moyenne de l'impulsion
 $P_{ij}(\vec{r}, t)$ le tenseur de pression défini par (II-24)

$$\rho_e(\vec{r}, t) = \int d\vec{p} f(\vec{r}, \vec{p}, t) e(\vec{r}, \vec{p})$$

$$J_e(\vec{r}, t) = \int d\vec{p} \frac{\vec{p}}{m} f(\vec{r}, \vec{p}, t) e(\vec{r}, \vec{p})$$

La conservation du moment cinétique est nécessaire, mais les collisions sont supposées indépendantes des nucléons, c'est-à-dire le potentiel d'interaction ne dépend que de la distance qui les séparent. De cette façon le tenseur de pression P_{ij} est symétrique et par conséquent la conservation de la quantité de mouvement entraîne celle du moment cinétique.

Au lieu de résoudre l'équation de Landau-Vlasov (III-1) on peut s'intéresser aux équations (III-3), mais le problème du calcul du terme de collision se réduit alors à celui du tenseur de pression P_{ij} et de la densité de courant de chaleur (BP79). L'approximation hydrodynamique consiste à poser $P_{ij} = \delta_{ij} P$ et la densité de courant de chaleur nulle. Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'équation de Vlasov n'obéissait pas à cette approximation, car elle correspond à l'introduction de collisions très dominantes des nucléons dans les noyaux excités. On peut s'attendre à ce que cette approximation soit justifiée à haute énergie, mais qu'en est-il dans notre domaine d'étude à moyenne énergie ? Un terme de collision adéquate pour un système de fermions va nous apporter la réponse en résolvant l'équation de Landau-Vlasov.

2.2 - Le terme d'Uehling-Uhlenbeck

En mécanique classique, Boltzmann a dérivé un terme de collision pour l'étude des gaz de molécule. Il s'obtient par une méthode de bilan détaillé microscopique où on recherche le taux de particules apparues pendant le temps dt dans l'élément de volume $d\vec{r} d\vec{p}$ autour de \vec{r} et \vec{p} dans l'espace de phase à un corps, puis le taux de celles qui ont disparu. Il s'exprime suivant (R883) :

$$I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}_1, t) = 1/2 \int d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 W(\vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}_1, \vec{p}_2) \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4) \delta(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4)$$

$$(III-4) \quad (f(\vec{r}, \vec{p}_3, t) f(\vec{r}, \vec{p}_4, t) - f(\vec{r}, \vec{p}_1, t) f(\vec{r}, \vec{p}_2, t))$$

ici $W(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \vec{p}_4)$ représente la probabilité par unité de temps pour qu'une paire de particules d'impulsion \vec{p}_1 et \vec{p}_2 acquière les impulsions \vec{p}_3 et \vec{p}_4 par collision. L'indiscernabilité des particules est à l'origine du facteur $1/2$ et de la symétrie de la fonction W par les échanges $(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ et $(\vec{p}_3 - \vec{p}_4)$. De plus, les collisions étant réversibles, W est symétrique par l'échange $(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \rightarrow (\vec{p}_3, \vec{p}_4)$.

Les distributions de Dirac sont associées à la conservation de l'énergie et de l'impulsion dans une collision ici élastique.

Le terme de gain $f(\vec{r}, \vec{p}_3, t) f(\vec{r}, \vec{p}_4, t)$ correspond aux particules qui entrent dans l'élément de volume $d\vec{r} d\vec{p}_1$. La paire (\vec{p}_3, \vec{p}_4) se transforme en (\vec{p}_1, \vec{p}_2) . Pour tenir compte de toutes les possibilités il faut intégrer sur tout l'espace des impulsions, c'est-à-dire sur $d\vec{p}_3$, $d\vec{p}_4$ et $d\vec{p}_2$. Le produit $f(\vec{r}, \vec{p}_3, t) f(\vec{r}, \vec{p}_4, t)$ pondère la diffusion des 2 particules d'impulsion \vec{p}_3 et \vec{p}_4 vers celles d'impulsion \vec{p}_1 et \vec{p}_2 , c'est la probabilité de trouver deux particules d'impulsion \vec{p}_3 et \vec{p}_4 à la position \vec{r} dans l'espace de phase.

Le terme de perte pondéré par la densité moyenne de paires $f(\vec{r}, \vec{p}_1, t) f(\vec{r}, \vec{p}_2, t)$ fait par contre décroître $f(\vec{r}, \vec{p}_1, t)$ dans son élément de volume $d\vec{r} d\vec{p}_1$.

En mécanique quantique, pour un système de fermions, il faut respecter le principe d'exclusion de Pauli. C'est ainsi que pour le terme de gain, les particules d'impulsions \vec{p}_1 et \vec{p}_2 créées ne peuvent pas être prises en compte si les positions d'espace de phase sont déjà occupées. Finalement, il suffit de pondérer le terme de gain précédent par la probabilité de non occupation

$(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_1)}{\bar{g}}) (1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_2)}{\bar{g}})$ où $\bar{g} = g/(2\pi\hbar)^3$ avec g comme nombre maximum de nucléons possibles dans la cellule $(2\pi\hbar)^3$ de l'espace de phase. La même

chose vaut pour le terme de perte, il faut le multiplier par le produit $(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_3)}{\bar{g}})(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_4)}{\bar{g}})$. Nous possédons ainsi le terme de collision adéquate à notre étude nucléaire. Il porte le nom de leurs auteurs E.A. Uehling et G.E. Uhlenbeck (UU33). Il s'écrit finalement :

$$\begin{aligned}
 I_{\text{coll}}(\vec{r}, \vec{p}, t) &= \frac{g}{4\pi^2} \frac{1}{(\pi m)^3} \int d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}, \vec{p}_2) \\
 &\times \delta(\vec{p} + \vec{p}_2 - \vec{p}_3 - \vec{p}_4) \delta(e + e_2 - e_3 - e_4) \\
 \text{(III-5)} \\
 &\times \left(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}, t)}{\bar{g}}\right) \left(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_2, t)}{\bar{g}}\right) f(\vec{r}, \vec{p}_3, t) f(\vec{r}, \vec{p}_4, t) \\
 &\quad - \left(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_3, t)}{\bar{g}}\right) \left(1 - \frac{f(\vec{r}, \vec{p}_4, t)}{\bar{g}}\right) f(\vec{r}, \vec{p}, t) f(\vec{r}, \vec{p}_2, t)
 \end{aligned}$$

La probabilité $W(\vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}, \vec{p}_2)$ précédente est ici exprimée en terme de section efficace de diffusion élastique nucléon-nucléon $(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}, \vec{p}_2))$, qui est une grandeur mesurable. Elle introduit le facteur $1/m^2$ où m est la masse du nucléon. De plus, due à la présence de la fonction de distribution de Wigner, cette expression est non-linéaire ; sa résolution "self-consistante" a du attendre ces dernières années, mais l'usage d'expressions linéarisées a été néanmoins possible dans certains cas (GR85, FS86).

C'est après la formulation de la mécanique quantique que ce terme de collision a été introduit pour l'étude des gaz quantiques (UU33). Il a permis de décrire les propriétés de transport des gaz ^3He et ^4He pour des températures inférieures à 1 K (KW57). Utilisé dans la théorie de Landau des fluides normaux de Fermi, il procure une bonne description des systèmes de fermions à basses températures (PN66), car il peut être linéarisé.

Le terme d'Uehling-Uhlenbeck a été dérivé d'une façon non-heuristique par Kadanoff et Baym (KB76), en approximant les équations de "Martin-Schwinger" (MS59) pour des systèmes où les perturbations sont lentement variables dans l'espace et le temps. L'équation de Landau-Vlasov dont le terme de collision est celui de Uehling-Uhlenbeck peut aussi être

considérée comme un cas spécial de l'approximation étendue d'Hartree-Fock dépendant du temps (ETDHF).

Dans cette approximation les équations d'évolution sont données par les équations de TDHF couplées avec les équations qui gouvernent les variations des probabilités d'occupation n_i des états $|\phi_i\rangle$ à une particule (TC82) :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\phi_i(t)\rangle = \hat{h}_{HF} |\phi_i(t)\rangle$$

$$(III-6) \quad \frac{\partial}{\partial t} n_i(t) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{2} \sum_{j,k,l} \delta(\epsilon_i + \epsilon_j - \epsilon_k - \epsilon_l) | \langle l j | v^{(2)} | k l \rangle |^2$$

$$((1-n_i) (1-n_j) n_k n_l - (1-n_k) (1-n_l) n_i n_j)$$

où les termes de gain et de perte s'interprètent de la même façon que dans (III-5). La probabilité de transition est donnée par $(2\pi/\hbar) | \langle l j | v^{(2)} | k l \rangle |^2$ où $v^{(2)}$ est l'interaction résiduelle antisymétrisée entre les particules. La probabilité d'occupation est normalisée au nombre total de particules $\sum_i n_i$. Le facteur 1/2 intervient pour tenir compte du fait que les particules sont identiques de sorte que la sommation sur les états k et l n'est pas restreinte.

La limite semi-classique de ce dernier terme (III-6) redonne le terme initialement trouvé par Uehling et Uhlenbeck. Dans cette limite, l'extension spatiale et la durée des collisions entre les particules sont considérées petites par rapport aux distances et aux temps moyens entre les collisions. Pour des fermions, cette condition est largement remplie aux basses températures pour les régimes dégénérés où le libre parcours moyen devient grand en raison du blocage de Pauli. En physique nucléaire cela revient à avoir une approche adiabatique. D'autre part, la matière nucléaire peut être considérée comme un gaz relativement dilué étant donné le principe de Pauli. A haute énergie, l'espace occupé en impulsion est plus grand et par conséquent les fonctions de distribution de Wigner sont moins intenses. Le principe de Pauli devient alors moins actif car $(1 - \frac{f(\vec{p}_1, t)}{\bar{g}}) (1 - \frac{f(\vec{p}_2, t)}{\bar{g}})$ tend vers la valeur unité. Tout ceci est du même ordre d'approximation que

l'utilisation de la fonction de distribution de Boltzmann plutôt que celle de Fermi-Dirac ou de Bose-Einstein à haute température.

Danielewicz (DA84) a résolu un modèle numérique sur les fonctions de Green hors-équilibre développées par Kadanoff et Baym (BK76). L'objet de son article est, entre autre, d'estimer à haute énergie (~ 400 MeV/A) les effets quantiques non présents dans l'équation de Boltzmann (le terme de collision étant étendu au terme d'Uehling-Uhlenbeck) pour deux systèmes infinis et uniformes, symétriques en spin et isospin. Le vertex de l'interaction pour les équations du mouvement des fonctions de Green est calculé par une approximation de Born directe où la section efficace différentielle nucléon-nucléon paramétrise le potentiel local (approximation de la matrice T) de Brueckner. Dans le détail, des différences provenant des effets quantiques apparaissent. Elles sont suffisamment importantes pour retarder le moment de l'équilibre par rapport aux résultats de l'équation de Boltzmann. Danielewicz estime que l'incertitude quantique de l'énergie des nucléons, de l'ordre du taux de collisions N-N, est comparable aux énergies même des nucléons. Pour cette raison, il conclue que les équations classiques du mouvement, les calculs de cascade ou l'équation de Boltzmann ne sont pas appropriés pour décrire les collisions et qu'une description quantique est indispensable. Néanmoins, les états finaux ne présentent pas de réelles différences. De plus le principe d'exclusion de Pauli est négligé dans la section efficace nucléon-nucléon qui semble surestimée (SC86), car elle est choisie comme la section efficace libre N-N expérimentale. Or les calculs présentés dans ce chapitre sont effectués avec le terme d'Uehling-Uhlenbeck dont la section efficace N-N est atténuée par rapport à la section efficace expérimentale, dans un domaine d'énergie ($10 \sim 100$ MeV/A) où le principe de Pauli est l'effet quantique dominant. Par conséquent le terme d'Uehling-Uhlenbeck est, en première approximation, un outil bien approprié pour l'étude des collisions à deux corps aux énergies intermédiaires. On appellera par la suite l'équation de Landau-Vlasov, l'équation (III-1) dont le terme de collision est le terme d'Uehling-Uhlenbeck.

3 - METHODE DE RESOLUTION DE L'EQUATION DE LANDAU-VLASOV

Les collisions à deux corps n'ont pas été introduites dans les calculs à symétrie sphérique car la détermination du terme d'Uehling-Uhlenbeck est numériquement difficile à estimer. Par contre, à 6 dimensions d'espace de phase les pseudoparticules sont repérées par des coordonnées cartésiennes et elles peuvent être considérées comme de vraies particules de même masse. Néanmoins, on ne peut pas représenter l'espace de phase d'une manière aussi complète que précédemment, car le nombre des pseudoparticules serait beaucoup trop important pour permettre une résolution numérique. De plus, la force nucléaire a été simplifiée car l'intégrale de Yukawa dans (II-7) nécessite une connaissance totale de la densité sur tout l'espace. Esquissons la nouvelle méthode avec les nouvelles conditions.

3.1 - L'interaction

Le champ moyen nucléaire, bien que simplifié, doit reproduire les propriétés de saturation de la matière nucléaire. Nous avons choisi le même potentiel que celui utilisé pour de même calculs (AB85) où le coefficient ϵ de compressibilité vaut 200 MeV, c'est-à-dire :

$$(III-7) \quad U_N(\rho(\vec{r})) = d_1 \rho(\vec{r}) + d_2 \rho^{7/6}(\vec{r})$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} d_1 = -356/\rho_0 \\ d_2 = 303/\rho_0^{7/6} \end{cases}$$

où $\rho_0 = .145 \text{ Fm}^{-3}$ et $\rho(\vec{r})$ est la densité des nucléons.

Pour le potentiel coulombien, on néglige le terme d'échange de l'équation (II-11), c'est-à-dire :

$$(III-8) \quad U_p(\vec{r}) = e^2 \int \frac{\rho_p(\vec{r}')}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r}'$$

où $\rho_p(\vec{r})$ est la densité des protons

L'énergie potentielle s'obtient par la somme des deux termes :

$$(III-9) \quad \left\{ \begin{aligned} \langle U \rangle_N &= \frac{d_1}{2} \int \rho^2(\vec{r}) d\vec{r} + \frac{6}{13} d_2 \int \rho^{13/6}(\vec{r}) d\vec{r} \\ \langle U \rangle_C &= \frac{e^2}{2} \int \frac{\rho_p(\vec{r}) \rho_p(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r} d\vec{r}' \end{aligned} \right.$$

3.2 - Discrétisation de la fonction de distribution de Wigner

Si on cherche à discrétiser la fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ (I-25) à 6 dimensions d'espace de phase de la même façon que pour les égalités (I-38) ou (II-14) pour la densité à un corps, c'est-à-dire selon un maillage régulier, la résolution de l'équation de Landau-Vlasov par la méthode pseudoparticulaire sera numériquement trop difficile pour les ordinateurs actuels. Mais contrairement aux cas précédents, on peut remarquer que la fonction de poids de (I-25) est constante pour tous les états cohérents de même largeur et surtout pour les noyaux froids (cf. I-27) à 6 dimensions d'espace de phase. De plus la "self-consistence" ne dépend que de la densité par le potentiel. Par conséquent il est possible de distribuer aléatoirement, par une méthode de Monte-Carlo, une quantité restreinte de pseudoparticules sans altérer à la fois les résultats des calculs statiques et dynamiques. La fonction de distribution (I-25) avec la fonction de poids (I-27) s'écrit alors :

$$(III-10) \quad f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{A}{NP} \sum_{i=1}^{NP} d_{\alpha}(\vec{r} - \vec{r}_i(t), \vec{p} - \vec{p}_i(t))$$

où d'après (I-37)

$$d_{\alpha}(\vec{r} - \vec{r}_i(t), \vec{p} - \vec{p}_i(t)) = \frac{1}{(2\pi\chi)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i(t))^2}{2\chi}} \frac{1}{(2\pi\theta)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_i(t))^2}{2\theta}}$$

NP correspond au nombre de pseudoparticules choisi. Les résultats des calculs dynamiques doivent en être indépendants, ce qui a été vérifié pour NP supérieur ou égal à 4000 pour le calcium (soit 100 états cohérents par nucléon).

Le facteur A/NP permet de normaliser la fonction de distribution tel que la masse vérifie : $A = \int f(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{r} d\vec{p}$.

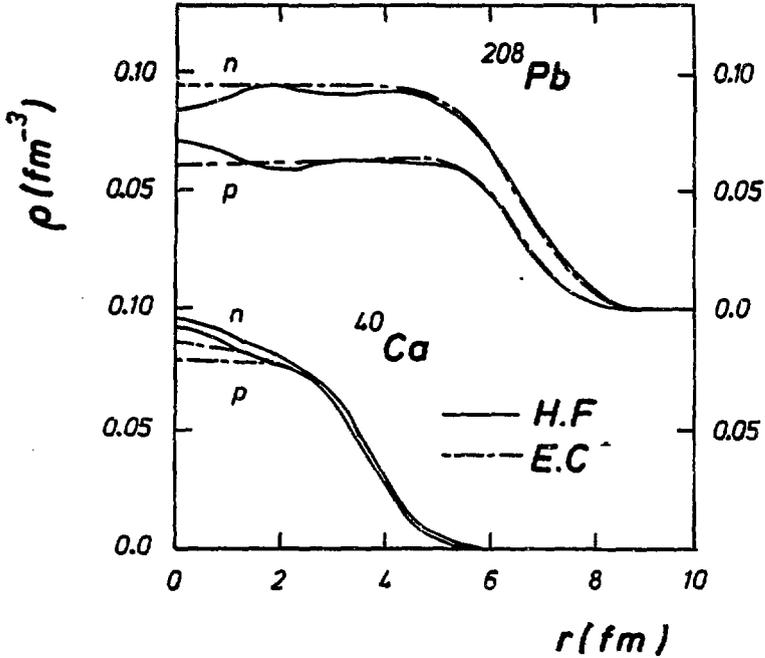


Figure III-3 : Comparaison entre les profils de densité en protons et en neutrons, obtenus avec la théorie Hartree-Fock (trait plein) et notre approche semi-classique (trait en pointillé).

Les états cohérents sont distribués dans un puit de potentiel de Wood-Saxon dont les paramètres ont été déterminés par les profils de densité calculés par la méthode à symétrie sphérique, et l'énergie de chaque état cohérent doit vérifier (I-27). Pour la largeur $\sqrt{\chi} = .65$ fm, la diffusivité des calculs Hartree-Fock est bien reproduite (figure III-3) et avec $\sqrt{\phi} = .08$ fm⁻¹, on retrouve des énergies totales proches des valeurs expérimentales (FS86). Une précision exacte des énergies de liaison n'est toutefois pas d'une grande importance dans les collisions d'ions lourds à moyenne énergie, contrairement à la diffusivité, comme nous le verrons. Le fait d'utiliser un nombre restreint d'états cohérents entraîne nécessairement des "trous" dans l'espace de phase, mais dans l'espace réel, les observables sont intégrés sur l'espace des impulsions de sorte que la densité à un corps reste isotrope initialement :

$$(III-11) \quad \rho(\vec{r}, t) = \frac{A}{NP} \sum_{i=1}^{NP} \frac{1}{(2\pi\chi)^{3/2}} e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}_i(t))^2}{2\chi}}$$

Les coordonnées de positions et d'impulsions ($x_{i_k}(t), p_{i_k}(t), k = 1, 2, 3$) obéissent aux équations de Hamilton (I-26) résolues par la méthode du saut de grenouille (cf. chapitre II).

$$(III-12) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dx_{i_k}(t)}{dt} = \frac{p_{i_k}(t)}{m} \\ \frac{dp_{i_k}(t)}{dt} = - \int \frac{\partial U(\rho(\vec{r}))}{\partial x_k} \frac{1}{(2\pi\chi)^{1/2}} e^{-\frac{(x_k - x_{i_k}(t))^2}{2\chi}} dx_k \end{array} \right.$$

Le calcul dynamique demande une répétition importante des calculs due aux itérations dans le temps. Or les équations du mouvement ainsi que la plupart des observables, ont besoin de la connaissance de la densité dans tout l'espace. Néanmoins, il n'est pas numériquement nécessaire de tenir compte de toutes les pseudoparticules pour calculer la force exercée sur chacune d'elles, ainsi que le montre la méthode des "pseudoparticules dans des cellules d'espace de configuration" et les études précédentes.

Le principe de la méthode consiste à diviser l'espace en un maillage cubique et de localiser les particules à chaque itération en temps dans les cubes indicés. On définit alors un tableau qui pour chaque indice de boîte donne le numéro d'une des pseudoparticules qui s'y trouve. Un second tableau permet alors de donner le numéro d'une autre particule dans la boîte d'indice donné par le numéro de la première pseudoparticule. Ensuite la deuxième donne la troisième et ainsi de suite. La série se termine par le numéro zéro quand toutes les pseudoparticules ont été repérées. Ainsi on peut connaître toutes les pseudoparticules qui sont dans une boîte. De cette façon le potentiel et la force nucléaire de chacune des pseudoparticules sont calculés en n'utilisant que les 26 boîtes qui entourent la 27ième où se trouve la pseudoparticule, en raison de la courte portée de l'interaction forte. La force coulombienne sur une pseudoparticule est calculée comme la somme de deux termes : une force "intérieure" par calcul explicite dans la boîte où se trouve la pseudoparticule, et une force "extérieure" obtenue par sommation sur les autres boîtes où l'on a préalablement calculé le centre de charge.

3.3 - Calcul du terme de collision

Il a été noté dans le paragraphe 2.2 que la section efficace nucléon-nucléon libre était surestimée pour le terme d'Uehling-Uhlenbeck. Toutefois à l'aide d'un facteur de densité $\gamma(\rho)$ sur la section efficace libre (LA85), on peut tenir compte de sa réduction dans le milieu nucléaire :

$$(III-13) \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) (\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \vec{p}_4) = \frac{d\sigma}{d\Omega} (E) \left| \begin{array}{l} \gamma(\rho) \\ \text{libre} \end{array} \right.$$

De plus, toutes les pseudoparticules sont identiques par leur poids, les interactions à 2 corps peuvent être considérées alors comme des collisions de particule réelle. Le principe du calcul du terme de collision revient à rechercher les pseudoparticules qui dans chacune des boîtes ont tendance à se rapprocher pendant un certain laps de temps. Quand deux pseudoparticules satisfont à ce test, leur distance mutuelle est comparée à la distance d'interaction nucléon-nucléon donné par la section efficace (III-3). Et si l'interaction est possible, les impulsions sont redistribuées d'une manière aléatoire par une méthode Monte-Carlo, en veillant toutefois à

respecter le principe de Pauli dans l'espace de phase. Ce dernier est satisfait en comparant la densité finale dans le volume π^3 de l'espace de phase à la dégénérescence. Il faut rajouter d'autre part un test pour supprimer les collisions d'ordre plus élevées (les collisions de 3 pseudo-particules ou plus).

4 - APPLICATION A DES NOYAUX COMPOSES EXCITES

4.1 - Modes d'excitation des noyaux

Afin de préserver le caractère pseudoaléatoire de la méthode de calcul, l'introduction d'excitation à partir des noyaux froids est différente de celle des calculs à symétrie sphérique du chapitre II.

4.1.1 - L'excitation thermique

Le principe est le même que dans le paragraphe (II.6.2), l'excitation thermique est obtenue par une modification soudaine et locale de la distribution des moments. Le tirage des pseudoparticules est le même que pour les noyaux froids en position, mais en impulsion un tirage aléatoire supplémentaire entre 0 et 1 comparé avec la valeur de la fonction :

$$(III-14) \quad \omega(\vec{r}_0, \vec{p}_0) = \frac{1}{1 + e^{(\langle U(\vec{r}) \rangle_{r=r_0} + \frac{\vec{p}_0^2}{2m} - \epsilon_F) / T}}$$

permet de peupler d'une façon dépendante de la température T , avec des pseudoparticules de même masse. Plus T est grand, plus les possibilités de peupler l'espace de phase avec des impulsions élevées sont importantes. Contrairement à (II-22), l'énergie de Fermi ϵ_F est constante et ne dépend pas de la température. C'est pourquoi, la densité des noyaux à température finie est légèrement diffuse par rapport à celle des noyaux froids. Mais bien qu'elle soit proportionnelle à la température, elle est sans influence vu les énergies d'excitation mises en jeu.

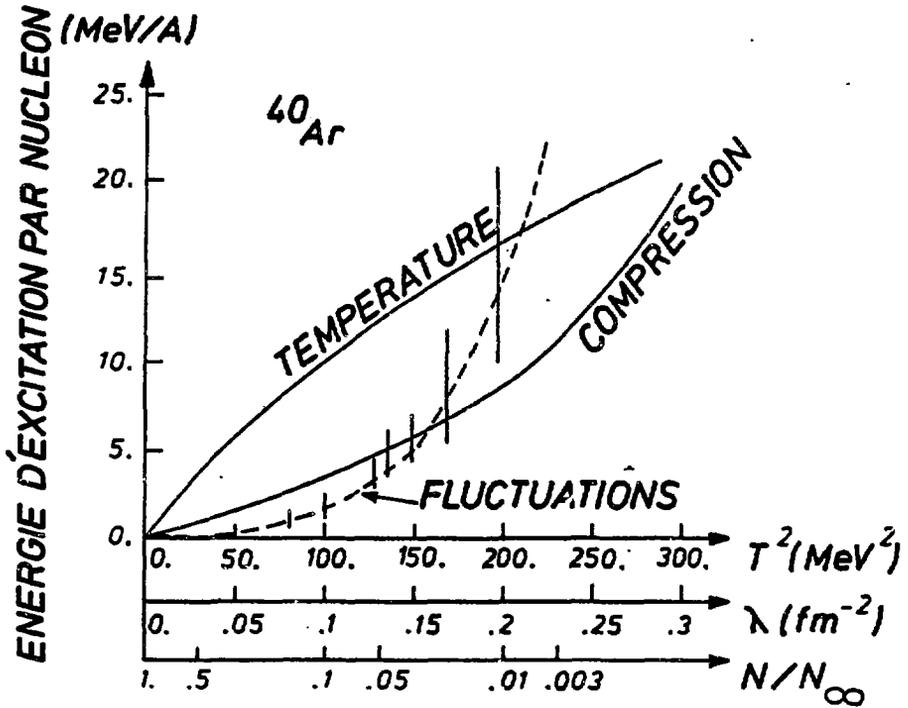


Figure III-4 : Energie d'excitation par nucléon (MeV/A) d'un noyau d' ^{40}Ar en fonction de la température T (MeV) du taux de compression λ (fm⁻²) et du taux des fluctuations (N/N_∞) où N_∞ est un nombre de pseudoparticules au-delà duquel les fluctuations dynamiques disparaissent et N un nombre de pseudoparticules (cf. texte).

4.1.2 - L'excitation de compression

La compression est introduite sur un noyau froid en lui imposant un champ de vitesse (cf. paragraphe I.4.6.1). A chaque pseudoparticule i en \vec{r}_i , on rajoute $\lambda \vec{r}_i$ à son impulsion \vec{p}_i , de sorte qu'elle s'écrit :

$$\vec{p}_i' = \vec{p}_i + \lambda \vec{r}_i$$

où λ est un paramètre qui caractérise l'intensité du champs.

Ceci aura pour effet de comprimer le noyau dans la première phase de la dynamique.

4.1.3 - L'excitation des fluctuations du champs

L'introduction de perturbations très fortes dans la densité d'un noyau froid, crée nécessairement de l'énergie d'excitation. Nous n'avons pas procédé par un calcul préliminaire de cascade où des trous importants se produisent dans la densité de l'espace de phase (cf. paragraphe III.1.2). En revanche en réduisant énormément le nombre de pseudoparticules (à peu près 1 à 5 pseudoparticules par nucléon), on construit effectivement des fluctuations initiales. Les énergies d'excitation varient suivant les tirages pour un même nombre de pseudoparticules, mais autour d'une moyenne. Toutefois, les résultats des calculs dynamiques, obtenus en construisant ainsi la distribution initiale perdent en partie de leur sens physique. En effet, pour très peu de pseudoparticules, la densité d'espace de phase est surélevée en chacune de leur position, car leur taille est fixée quelque soit leur nombre. Et par conséquent il y a une violation du principe de Pauli et de plus certaines approximations utilisées dans le calcul pour un grand nombre de pseudoparticules ne sont plus valables.

Les 3 modes d'excitation précédents sont indiqués sur la figure III-4 où l'énergie d'excitation est donnée en fonction de T^2 , λ et N , le nombre de pseudoparticules, pour le noyau d'Argon (^{40}Ar).

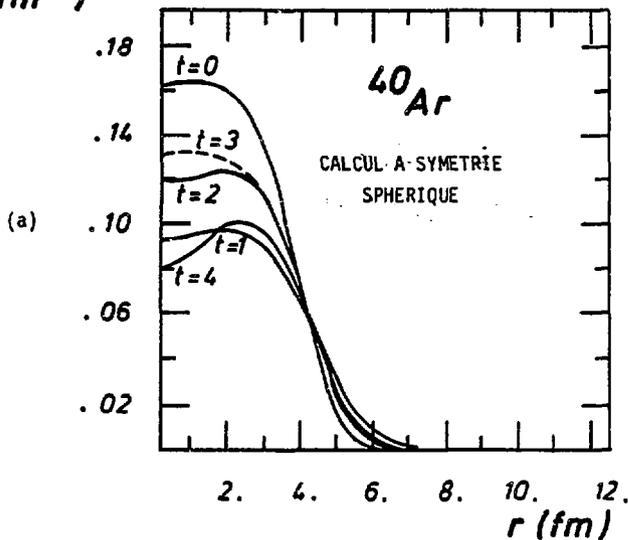
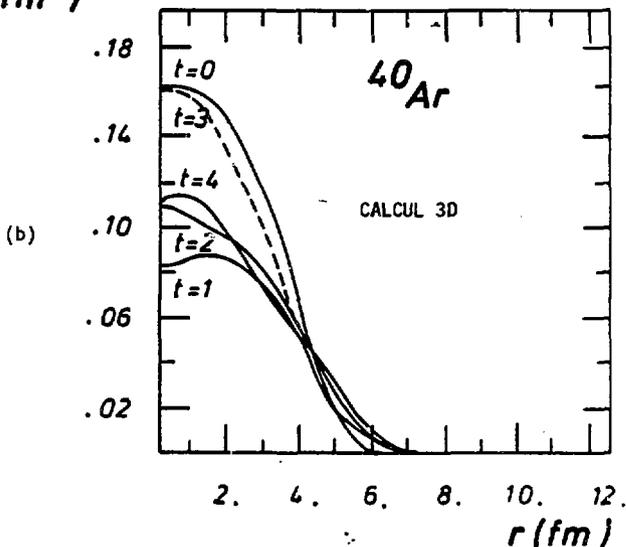
$\rho(r) (\text{fm}^{-3})$  $\rho(r) (\text{fm}^{-3})$ 

Figure III-5 : Tracés de la densité d'un noyau d'argon dont la température initiale a été portée à 8 MeV pour différents instants t de la dynamique avec la force de skyrme donnée par l'équation III-7 (unité de temps : 10^{-22} s) pour des calculs : (a) à symétrie sphérique ; (b) sans symétrie imposée.

4.2 - Comparaison entre les résultats des calculs à symétrie sphérique et sans symétrie de l'équation de Vlasov

Afin de tester la fiabilité des calculs à 6 dimensions, nous avons exécuté des calculs avec l'équation de Vlasov sphérique en prenant le potentiel (III-7, III-8). La comparaison ne peut pas être faite à des énergies d'excitation trop élevées, car le système à 6 dimensions multiframe se forme chez l'autre. La figure III-5 donne la comparaison à une température initiale de 8 MeV. Dans les 2 cas, les systèmes oscillent avec la même amplitude, mais des déphasages apparaissent dans les vibrations, ce qui montre qu'il existe une différence dynamique proportionnelle à l'énergie d'excitation. L'émission de pseudoparticules n'a pas la même signification dans chacune des 2 configurations. Pour celle à symétrie sphérique ce sont des enveloppes fermées et symétriques par rapport au centre qui sont émises, alors que pour l'autre ce sont de vraies particules. Ceci crée une différence dans l'interaction entre la particule émise et le cœur dans le cas 3D et entre l'enveloppe, qui s'étend à l'extérieur du noyau dans le cas à symétrie sphérique. Dans le calcul 3D, chaque particule évaporée a tendance à briser la symétrie initiale, mais plus le nombre de particules sera important dans la constitution du noyau, plus l'isotropie de l'émission sera respectée. Alors la différence entre les calculs devrait s'estomper. Sur la figure III-5, on constate d'autre part qu'un noyau initialement porté à une température de 8 MeV ne se désintègre pas.

On pourrait se demander si les différences observées entre le calcul sphérique et le calcul 3D ne proviennent pas d'une insuffisance du nombre de pseudoparticules par nucléon. En fait, sur la figure III.6, on peut s'apercevoir qu'au delà d'un certain nombre de pseudoparticules (~ 100 par nucléon) à une température initiale $T_i = 15$ MeV, les faibles fluctuations numériques suffisent à pousser le noyau excité très instable vers une solution plus stable. Et cette solution semble être indépendante dans l'ensemble du nombre de pseudoparticules, car deux fragments importants se sont formés et vont s'éloigner l'un par rapport à l'autre. Naturellement quelques détails diffèrent, mais il ne faut pas oublier qu'étant donné la construction initiale du noyau par une méthode statistique, les conditions initiales ne sont pas exactement identiques (cf. figure III-6 à $t = 0$). Et d'autre part, seuls les observables à un corps sont significatives pour l'équation de Landau-Vlasov.

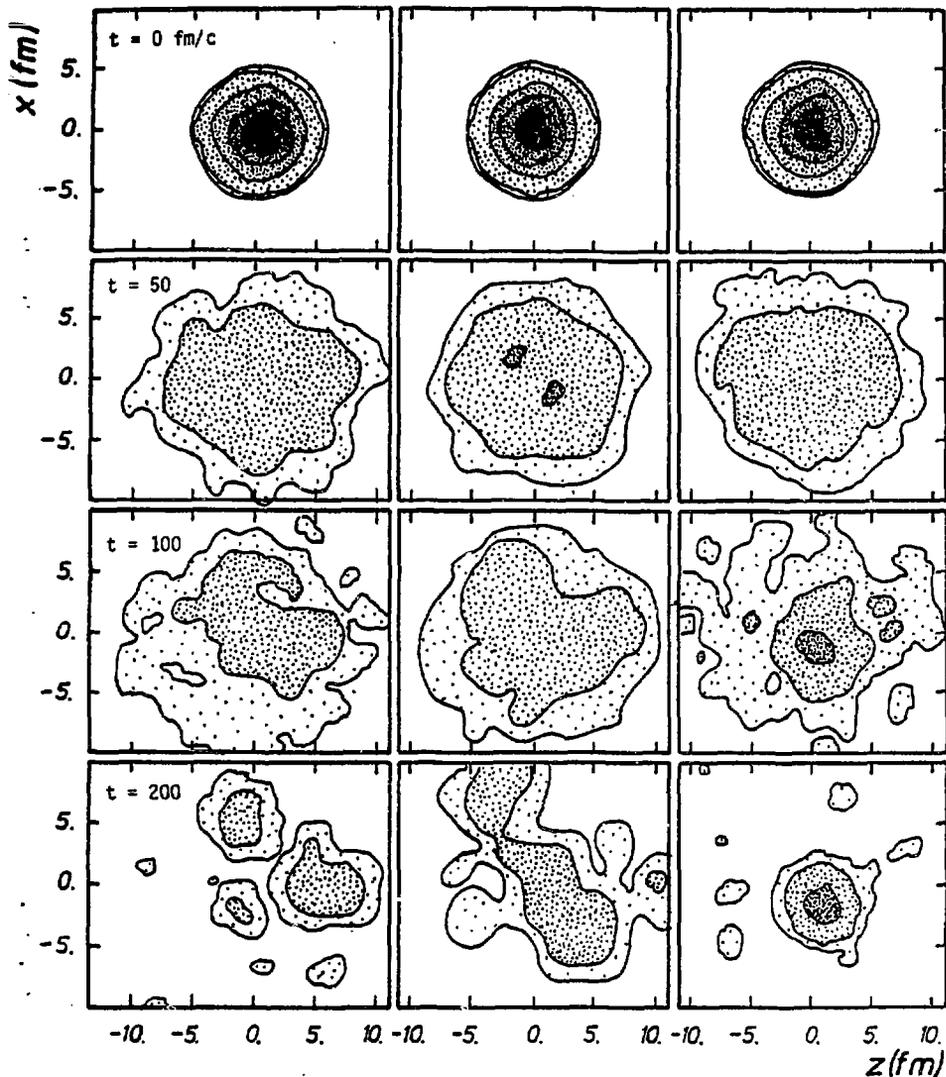
(a) VLASOV ($n_{\infty} = 100$).(b) VLASOV ($n_{\infty} = 200$)(c) LANDAU-VLASOV ($n_{\infty} = 100$)

Figure III-6 : Evolution d'un noyau d'argon à 15 MeV de température initiale.

- (a) $n_{\infty} = 100$ pseudoparticules par nucléon sans collision
- (b) $n_{\infty} = 200$ pseudoparticules par nucléon sans collision
- (c) $n_{\infty} = 100$ pseudoparticules par nucléon avec collision

Le noyau est projeté sur le plan (x,z) , sa densité est indiquée par des courbes de niveau allant de la densité de saturation (au centre) à 5 % de cette même densité (à l'extérieur).

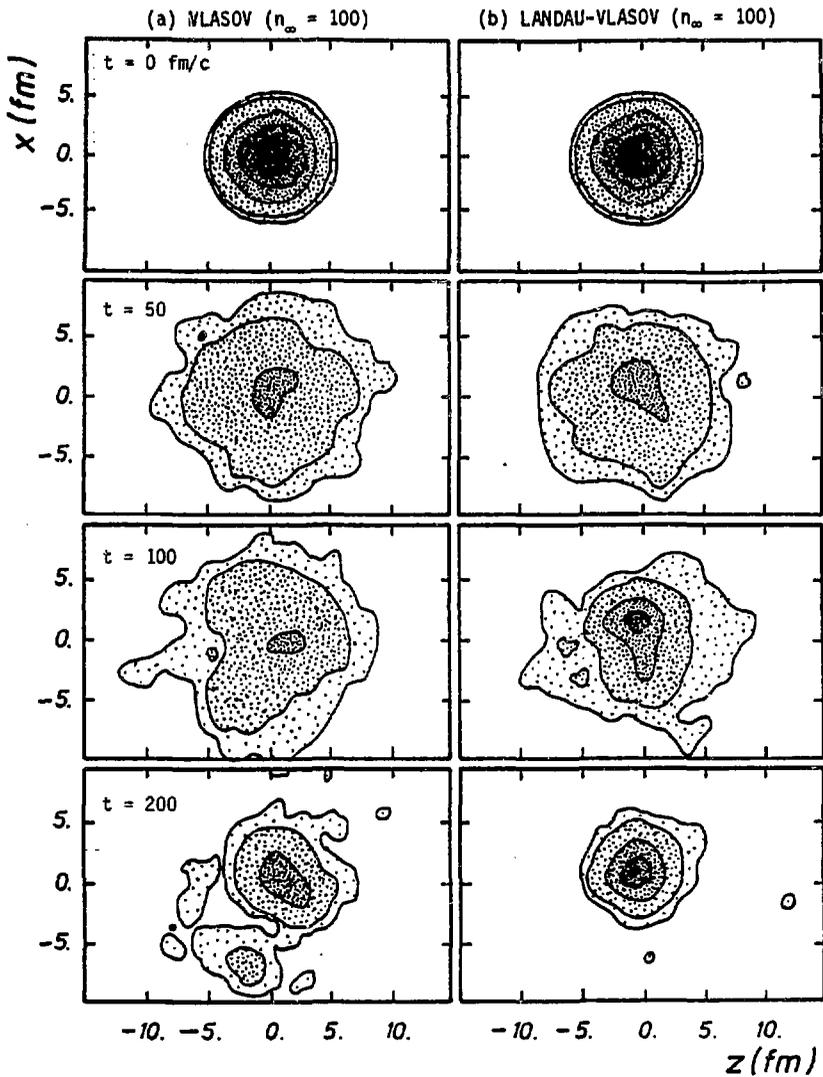


Figure III-7 : Môme chose que la figure III-6 pour une température initiale de 13 MeV et 100 pseudoparticules par nucléon :

- (a) sans collision à 2 corps
- (b) avec collision à 2 corps

4.3 - Stabilité des noyaux chauds avec et sans collisions à 2 corps

Pour des températures initiales inférieures à 8 - 10 MeV, les collisions à 2 corps apportent peu de différence, dans l'équation de Vlasov. L'évaporation de pseudoparticules n'est que peu altérée et les résidus vibrent avec les mêmes fréquences et amplitudes. Mais dès que la multifragmentation apparaît, c'est-à-dire pour de très fortes perturbations, les comportements diffèrent. En effet sur la figure III-7 ; une comparaison des calculs sans (Vlasov) et avec terme de collisions (Landau-Vlasov) est présentée. Les collisions à 2 corps produisent des effets de viscosité à la surface où le blocage de Pauli est moins actif qu'au centre. Les pseudoparticules provenant du centre ne peuvent alors pas s'échapper, car la surface joue le rôle d'un "mur" que le jeu collectif des pseudoparticules forme. De cette façon, le système évapore seulement des pseudoparticules en laissant un seul résidu. Par contre sans les collisions, l'expansion est tout d'abord plus facilitée, l'occupation de l'espace devient plus grande et soudain la multifragmentation apparaît. Les pseudoparticules ont pu s'étendre sans rencontrer d'autre opposition à la surface que le champ moyen. Mais par rapport à $T_1 = 8$ MeV, l'extension de la matière nucléaire est si importante que la moindre fluctuation numérique permet de mettre en évidence un point d'instabilité dynamique. Il y a brisure de la symétrie à laquelle on s'attendait dans le chapitre II. Cette brisure provient de la solution initiale qui n'est pas exactement à symétrie sphérique à cause de la méthode de statistique choisie. Toutefois à partir d'un nombre minimum de pseudoparticules, le système se relaxe vers la même forme de solution (cf. figure III-6 pour $T_1 = 15$ MeV). Cela montre que lorsque l'ensemble atteint une densité de l'ordre de celle où les calculs statistiques sont permis et effectués (cf. § III.1.1 et SN85) $\rho \sim \rho_0/3$ de petites fluctuations dans cette même densité suffisent à l'entraîner vers une solution stable indépendamment du nombre de pseudoparticules. C'est dans ce sens que la symétrie sphérique est considérée comme brisée.

On peut observer qu'à cette température, les collisions à 2 corps s'opposent toujours à la multifragmentation: Certes de plus gros fragments sont évaporés, mais il reste toujours un important résidu. L'énergie d'excitation des pseudoparticules s'est transmise à celles qui s'évaporent grâce aux collisions de la surface. Dans un premier temps le système s'étend

($t = 50$ fm/c), mais les pseudoparticules énergétiques du centre perdent leur énergie au profit de celle de la surface. Et par conséquent une importante évaporation prend place ($t \sim 100$ fm/c), car les pseudoparticules évaporées sont très énergétiques.

A $T_f = 17$ MeV (figure III-8), l'énergie d'excitation est trop élevée pour qu'un résidu survive. Dans les cas avec et sans interaction résiduelle, le système multiframe. La taille des fragments est plus grande dans les calculs réalisés avec les collisions à deux corps. Bien qu'au temps $t = 100$ fm/c, l'évaporation soit majoritaire l'effet des collisions à 2 corps ne se porte plus principalement sur la surface mais aussi dans des régions centrales ; ce qui provoque la multiframe. Au-delà de $T_f = 17$ MeV, le phénomène d'évaporation croît avec l'énergie d'excitation, et avec ou sans collision à 2 corps, le système se transforme en vapeur comme l'indique la figure III-12.

Finalement, la brisure de la symétrie sphérique abaisse la température limite de désintégration à $T_f = 13 \sim 15$ MeV. Pour $T_f = 12$ MeV un résidu central subsiste toujours. Les collisions à deux corps rehausse la température limite à $T_f = 15 \sim 17$ MeV et favorisent plus l'évaporation. Plus l'énergie d'excitation est élevée, plus les particules évaporées sont nombreuses (cf. figure III-9). Si on revient sur la courbe II-7, on constate que la contrainte de la symétrie sphérique retient les pseudoparticules, car la masse du résidu reste plus grande à $T_f = 15$ MeV qu'à $T_f = 13$ MeV pour Landau-Vlasov. L'énergie cinétique moyenne des pseudoparticules évaporées tend vers une constante qui varie avec la température initiale. Les systèmes ont atteint leur point d'équilibre.

La figure III-10 rend compte de l'observation notée pour la figure II-7. Sans contrainte de la symétrie sphérique, l'équation de Vlasov ne couple toujours pas les particules avec le continuum. C'est ce qui explique ici que l'énergie totale des systèmes, qui se déexcitent, sature autour de la valeur nulle. Par contre, l'introduction des collisions à deux corps réarrange constamment les particules avec le continuum. De cette façon, le résidu devient plus lié et sa masse plus faible. S'il n'y avait pas le phénomène de multiframe dominant pour l'équation de Vlasov, la limite de stabilité serait moins élevée pour l'équation de Landau-Vlasov.

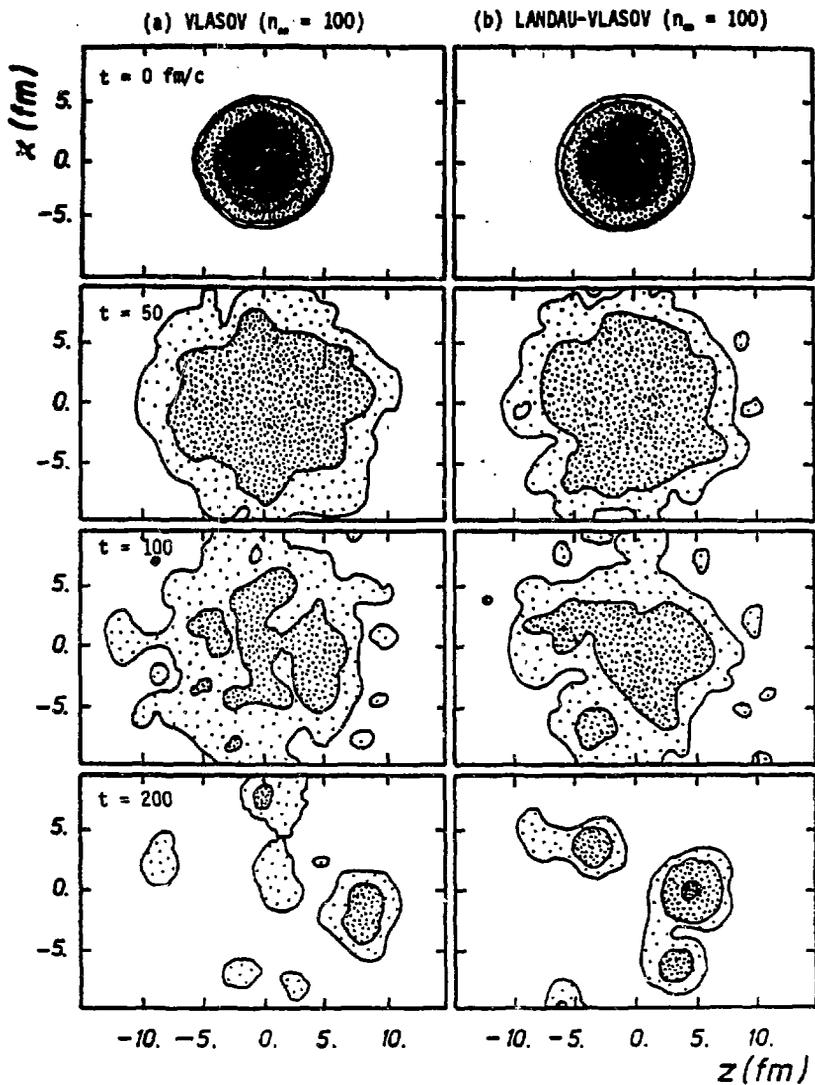


Figure III-8 : Môme chose que la figure III-7 pour une température initiale de 17 MeV et :

- (a) sans collision à 2 corps
- (b) avec collision à 2 corps

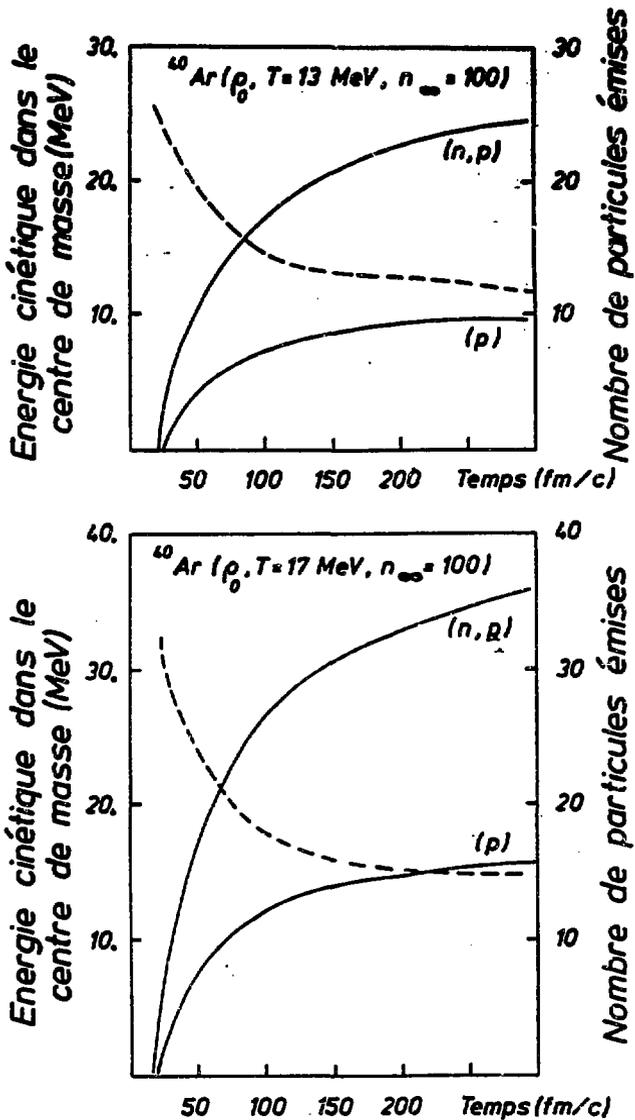


Figure III-9 : Evolution du nombre de nucléons (p : protons, (n,p) neutrons + protons) émis (trait plein) et de l'énergie cinétique dans le centre de masse des nucléons (trait pointillé) en dehors d'une sphère centrale de rayon 8 fm pour une densité, une température et un nombre de pseudoparticules par nucléon n_{∞} initiaux donnés.

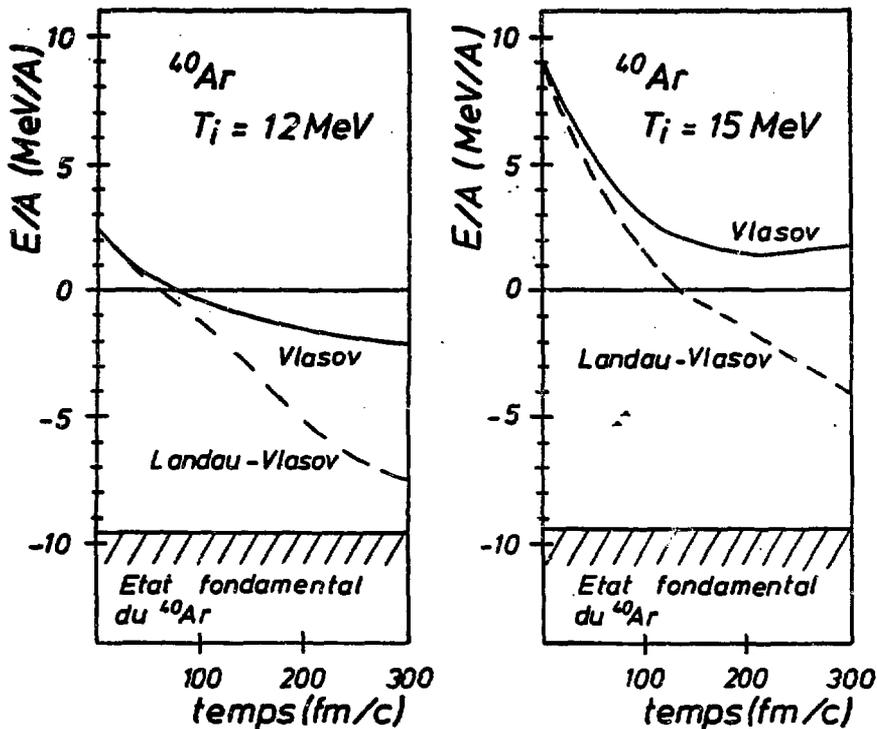


Figure III-10 : Evolution de l'énergie par nucléon du résidu, d'un noyau d'argon pour deux différentes températures initiales, avec et sans collisions à deux corps.

(calcul effectué dans une sphère de rayon 8 fm)

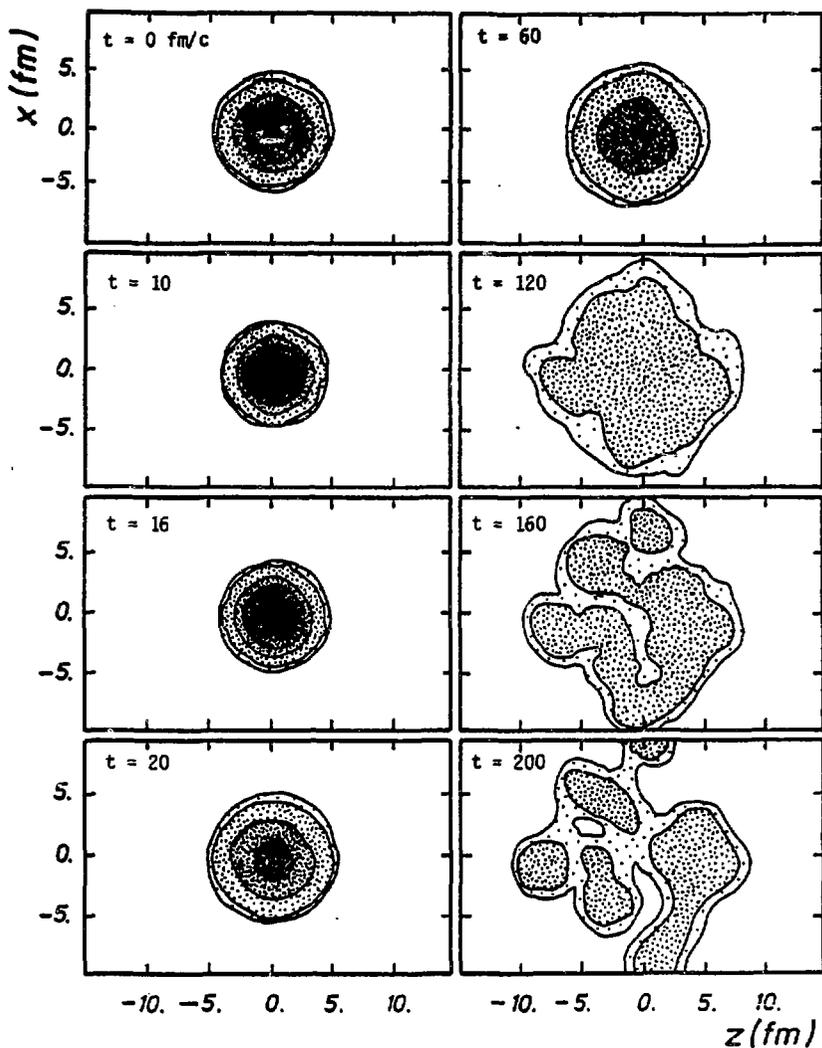


Figure III-11 : Môme chose que la figure III-6 sans température initiale mais avec un champ de vitesse d'intensité $\lambda_i = .2 \text{ fm}^{-2}$ et avec les collisions à 2 corps.

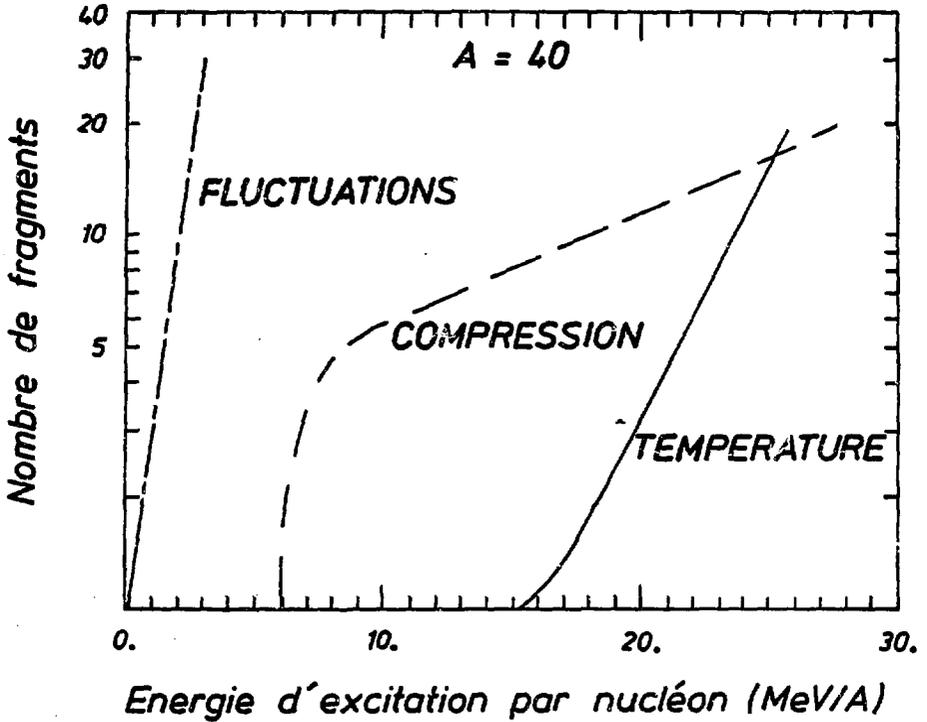


Figure III-12 : Taux de fragmentation en fonction de l'énergie d'excitation par nucléon (MeV/A) provenant des fluctuations, de la compression et de la température pour un système de masse 40.

Ainsi la comparaison de cette dernière avec les équations de TDHF ne concerne que l'interaction résiduelle. Par conséquent, l'introduction des collisions à deux corps conserve une limite de stabilité élevée aux noyaux chauds.

4.4 - Stabilité des noyaux comprimés

Comme on l'avait remarqué en symétrie sphérique, l'excitation d'origine collective est plus efficace pour désintégrer les noyaux (cf. figure III-12). Avec $\lambda = .2 \text{ fm}^{-2}$ comme intensité de champ de vitesse, le système se comprime fortement ($\rho \sim 2 \rho_0$) dans un premier temps ($t \sim 4-10 \text{ fm/c}$ de la figure III-11). Ensuite, une décompression rapide prend place, avec la formation d'une bulle vers $t = 80 \text{ fm/c}$ (l'intégration suivant l'axe y , ne peut pas nous permettre de distinguer ici la bulle). Alors, cet état très instable se relaxe immédiatement ; de légères fluctuations suffisent à briser la bulle pour laisser apparaître la multifragmentation. Les collisions à deux corps ne peuvent pas empêcher la brusque décompression vers la bulle. Et c'est à cet instant qu'elles interviennent pour la constitution des fragments dans les mêmes conditions que dans le paragraphe précédent.

Par rapport aux calculs à symétrie sphérique, la bulle formée est beaucoup moins dense et régulière, car à tout instant la relaxation à 3 dimensions d'espace, s'oppose à cette formation très instable. Pour les noyaux comprimés, tout se passe très rapidement contrairement aux noyaux chauds. La décompression ne donne pas le temps aux fluctuations de s'imposer. Par contre elles nivèlent progressivement l'expansion d'origine thermique, ce qui ne les empêchent pas d'agir fortement sur la multifragmentation à basse densité.

4.5 - Stabilité des noyaux avec des fluctuations

Les fluctuations de champ (et les fluctuations numériques) sont très efficaces pour désintégrer un noyau (Cf. figure III-12). Toutefois, la courbe correspondante de cette figure ne peut être qu'indicative en donnant les limites du modèle. Les fluctuations nécessaires à la multifragmentation demandent peu d'énergie d'excitation mais aussi peu de pseudoparticules (cf. § 4.1.3). Or la dynamique est mal représentée dans ces conditions : par

exemple, on ne vérifiera pas la stationarité d'un noyau dans son état fondamental, contrairement aux essais effectués avec 100 pseudoparticules ou plus par nucléon. Certes la largeur des gaussiennes est gardée la même quelque soit le nombre de pseudoparticules. Mais même en élargissant cette largeur, la dynamique ne serait pas meilleure, comme l'ont montré les calculs pour les "slabs". La conservation de l'énergie et le principe de Pauli seraient violés. Néanmoins on se rapproche de calculs corrects avec plus de pseudoparticules et la pente ainsi que l'origine de la courbe des fluctuations sont significatives par rapport aux autres. Finalement une autre approche sur les fluctuations devient nécessaire pour compléter la figure III-12.

4.6 - Conclusion

L'étude des fluctuations requière beaucoup de précautions quant à la validité des calculs (cf. § 1.2 et § 4.5). Leur origine reste à explorer. Quelle est la part de l'excitation thermique ou de l'excitation de compression ? Elles ont été ici introduites d'une manière homogène dans l'espace de phase, alors que par exemple la définition locale de la température conduit à des états très perturbés et indépendants mais dont la moyenne est homogène (KJ84). Quoiqu'il en soit, par la méthode pseudoparticulaire, le nombre des pseudoparticules doit être indépendant des résultats et donc relativement grand, tout comme le maillage de l'espace doit être fin dans les calculs TDHF, pour que ces derniers puissent être considérés fiables.

Sans les fluctuations de champ, l'énergie d'excitation que peut supporter un noyau, est moins élevée que lorsqu'il est contraint à la symétrie sphérique, mais elle reste toujours importante. L'anisotropie des moments observée dans le paragraphe II.6.4, n'est pas supprimée et encore peu atténuée avec le terme de collision. En effet, dans un premier temps, des particules sont évaporées très rapidement, avec éventuellement l'aide des collisions à deux corps, et elles sont très énergétiques (cf. Figure III-9). Ensuite, leur énergie décroît car les pseudoparticules sont moins énergétiques, mais aussi sous l'effet des collisions à 2 corps, qui permet à plus de particules de s'échapper, contrairement au système à symétrie sphérique (cf. Figure II-7). (La comparaison est possible car seul l'évaporation représente la déexcitation dans ces deux cas, en raison pour l'un de

la symétrie et pour l'autre des collisions à 2 corps qui s'opposent à la multifragmentation (cf. Figure III-7 et § 4.3)). En effet, elles suppriment l'effet de non couplage avec le continuum de l'équation de Vlasov. L'équation de Landau-Vlasov est donc, à la vue de ces résultats, un très bon outil pour l'étude des ions lourds aux énergies intermédiaires.

Dans le cadre de ce modèle dynamique à un corps la limite de stabilité des noyaux s'avère très élevée. On verra, par exemple que, dans le chapitre IV, le noyau composé, formé à partir de la réaction ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$), n'est plus identifié à partir d'une énergie d'excitation de l'ordre de 7 MeV/A. Or la voie de déexcitation indique que le noyau composé est initialement plutôt chaud que comprimé. Par conséquent, la valeur de 7 MeV/A ne correspond pas aux valeurs obtenues dans nos calculs. Comme on l'a noté dans le paragraphe 4.5, les fluctuations de champ pourraient être un des phénomènes qui rabaisserait la limite de stabilité dans notre théorie. Mais elle est confrontée à des problèmes de fiabilité numérique jusqu'à actuellement (cf. § III.1.2). Etudions les collisions d'ions lourds avec notre modèle, afin d'ébaucher d'éventuels autres phénomènes sur la limite de stabilité.

5 - APPLICATION AUX COLLISIONS D'IONS LOURDS

A basse énergie, la théorie TDHF est un cadre approprié pour l'étude des observables à un corps (NE82). A haute énergie, les collisions nucléon-nucléon dominent et ce sont les modèles de cascade qui s'appliquent (CUBO). Mais pour des énergies intermédiaires, les contributions du champ moyen et de l'interaction résiduelle prennent un rôle équivalent. Des tentatives ont été faites pour inclure un terme de collision dans les calculs TDHF (WD83) à 3 dimensions d'espace. Mais étant donné la complexité des calculs, peu de résultats sont produits d'une manière satisfaisante pour permettre une comparaison avec les valeurs expérimentales. Par contre, les calculs sont plus abordables pour l'approche semi-classique développée plus haut. Avant de donner les résultats obtenus à l'aide de l'équation Landau-Vlasov pour les collisions étudiées dans le chapitre IV, nous allons décrire une autre méthode numérique (AB85) développée parallèlement à la nôtre, et comparer les résultats avec ceux de TDHF.

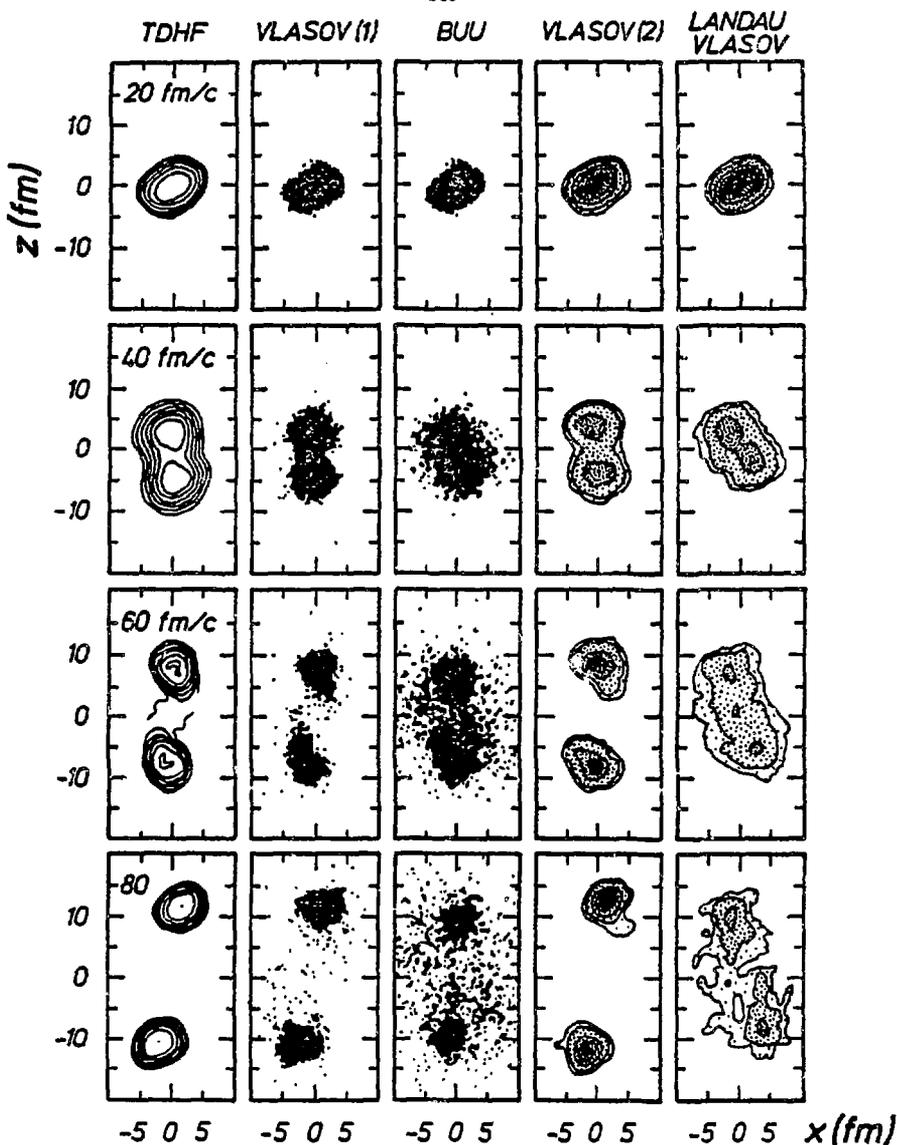


Figure III-13 : Evolution de la densité à un corps intégré suivant l'axe y , pour la réaction $C(84 \text{ MeV/A}) + C$ résolue de gauche à droite par TDHF, et les équations de Vlasov et BUU (Botzmann-Uehling-Uhlenbeck ou Landau-Vlasov), de la référence (AS85), puis par les équations de Vlasov et de Landau-Vlasov de notre modèle. (paramètre d'impact $b = 2.5 \text{ fm}$).

5.1 - La méthode des particules dans des cellules

Dans la référence (A885), la fonction de distribution de Wigner est discrétisée en particules tests ou pseudoparticules par la méthode pseudoparticulaire. L'espace est divisé en petites cellules de volume 1 fm^3 de telle sorte que les pseudoparticules, par leur poids dans la cellule, donnent la valeur de la densité pour chaque cellule. Les pseudoparticules d'une même cellule sont soumises au même potentiel moyen. Avec 100 pseudoparticules par nucléon, 16 d'entre elles composent une cellule pour une densité nucléaire normale. Par rapport à notre étude, cette méthode demande un grand nombre de pseudoparticules pour être valide (cf. chapitre I). D'autre part la diffusivité des noyaux est mal représentée, car les conditions initiales sont constituées d'une distribution uniforme dans l'espace et d'une distribution en moment donnée par une approximation locale d'un gaz de Fermi. Or on a vu (cf. § III-4), que les collisions à 2 corps de la surface du noyau, pouvaient beaucoup contribuer à la dynamique. Le potentiel coulombien étant omis, la méthode de la référence (A885) est plutôt valable à des énergies plus élevées.

L'intégrale de collision est traitée par une méthode stochastique où les pseudoparticules collisionnent suivant une certaine probabilité. Ainsi deux pseudoparticules collisionnent si elles passent l'une par rapport à l'autre, à une distance inférieure à $\sqrt{\pi/\sigma_{NN}}$ où σ_{NN} est la valeur constante de la section efficace isotropique choisie égale à 40 mb, et si le principe de Pauli le permet. La redistribution, après la collision, nécessite donc la connaissance du facteur d'occupation $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$. Ce problème est résolu en comptant le nombre de pseudoparticules dans une sphère centrée sur les coordonnées de l'état final de la i ème collision. Les sphères ont un rayon de 1 fm^{-1} en moment et de 1.1 fm dans les coordonnées de l'espace afin de ne pas être nombreuses. Une centaine de simulation de collisions est effectuée et alors leur moyenne donne la valeur de $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ constante dans chacune des sphères. Ensuite, il suffit d'accepter la collision suivant la probabilité du blocage de Pauli qui différencie le terme d'Uehling-Uhlenbeck du terme de collision de Boltzmann. Une autre procédure, où les sphères sont divisées, est adoptée pour les collisions de la surface. Elle les distingue en ne permettant qu'une première collision entre les pseudoparticules du projectile d'une part, et de la cible d'autre part.

Cette méthode a l'avantage de considérer les collisions dans leur ensemble, alors que dans nos calculs le blocage de Pauli est considéré à chaque collision pour la collision et l'ensemble "self-consistant" des pseudoparticules. Toutefois la redistribution aléatoire des deux pseudoparticules après la collision, rapproche les deux méthodes.

Le fait de considérer la fonction de distribution ou la densité, uniforme dans des cellules respectivement de l'espace de phase ou de l'espace, va nécessairement produire des oscillations dans la dynamique qui, par exemple, interdisent la stationnarité d'un noyau froid. La méthode se rapproche des calculs de cascade, ce qui justifie sa validation à des énergies élevées, comme dans l'exemple suivant. Elle a fait suite à de nombreux travaux (BK84, KJ85, GC85, AB85, AJ85, AS85, AJ86).

5.2 - Comparaison des méthodes

5.2.1 - Equations de Vlasov et TDHF

La figure III-13 donne une comparaison des deux méthodes entre elles et avec des résultats "TDHF" (AS85) pour le système ^{12}C (84 MeV/A) + ^{12}C avec un paramètre d'impact de 2.5 fm. Le comportement est très similaire entre les dynamiques quantiques et classiques. Le champ moyen agit moyennement à cette énergie contrairement aux basses énergies. Une légère déviation vers les angles négatifs est observée, mais la grande majorité de l'impulsion longitudinale est consacrée. L'absence de la stationnarité exacte dans (AB85) apparaît dans l'état final, car des pseudoparticules ont quitté les deux résidus principaux. A plus basse énergie, quand la dynamique est plus longue, ces instabilités numériques devraient s'accroître. En revanche, dans notre méthode (GR86), nous avons vérifié que l'état final ne dépendait pas du nombre de pseudoparticules. Au-delà de 30 pseudoparticules par nucléon, les différences ne sont pas significatives (cf. figure III-6) pour les collisions d'ions lourds.

5.2.2 - Equations de Landau-Vlasov et BUU

Lorsque l'intégrale de collision est introduite, le comportement de la réaction diffère du calcul "Vlasov" ou "TDHF", car le système multifragmente avec deux résidus excités qui subsistent. Une collision centrale aurait augmenté la multifragmentation. Beaucoup d'impulsion longitudinale s'est

transférée en impulsion transverse et par conséquent la distribution de particule a tendance à devenir isotrope. Des différences assez sensibles apparaissent entre notre méthode et celle de (AB85). En effet, bien que l'apparente viscosité, provenant des collisions à 2 corps, provoque une atténuation de la rotation des deux fragments principaux dans les deux cas, l'effet est plus accentué pour "Landau-Vlasov". Ceci provient des collisions des pseudoparticules de la surface, car nous avons vu (cf. § III-4) qu'elles y sont majoritaires à cause du principe d'exclusion de Pauli. Or la méthode BUU ne permet pas une bonne diffusivité des noyaux et les collisions de la surface sont sous-estimées de part le fait que la procédure choisie est difficilement contrôlable dans les domaines de basse densité de l'espace de phase. D'autre part, les instabilités numériques restent présentes dans (AB85) avec ou sans collision à 2 corps. De plus la ponctualité des pseudoparticules supprime les effets d'interaction à courte portée qu'une infinité de pseudoparticules reproduirait. C'est une autre source d'instabilité notée dans l'étude des "slabs" (CW82, MB82). Par contre, la largeur des états cohérents maintient le système stable numériquement, même lorsque leur nombre est peu élevé. La conservation de l'énergie (cf. figure III-14) ne le dément pas.

5.3 - Etude de la collision ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$)

L'équation de Landau-Vlasov va nous permettre d'aborder les différentes réactions de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires (10 ~ 100 MeV/A), qui sont, de part les résultats expérimentaux, une synthèse des réactions à basse et à haute énergie. De ce fait, les mécanismes de réactions se rangent suivant deux classes : les collisions centrales et périphériques, comme il est le cas dans ces deux domaines d'énergies. En effet, pour des énergies inférieures à 10 MeV/A, les résultats expérimentaux nous permettent de décomposer les réactions suivant le paramètre d'impact (b). Ainsi on passe des réactions quasi-élastiques, à des réactions directes de surface (transfert), puis à des réactions très inélastiques, à mesure que b décroît. Lorsque b devient faible, on observe la formation intermédiaire d'un système nucléaire du type noyau composé (fusion). De même, pour des énergies élevées, une fragmentation partielle apparaît pour des collisions périphériques, alors que le système explose pour des collisions frontales. Par conséquent, aux énergies intermédiaires, ces différents mécanismes prendront plus ou moins d'importance suivant l'énergie mise en jeu. La fusion peut être plus ou moins incomplète, voire nulle. Le transfert d'impulsion

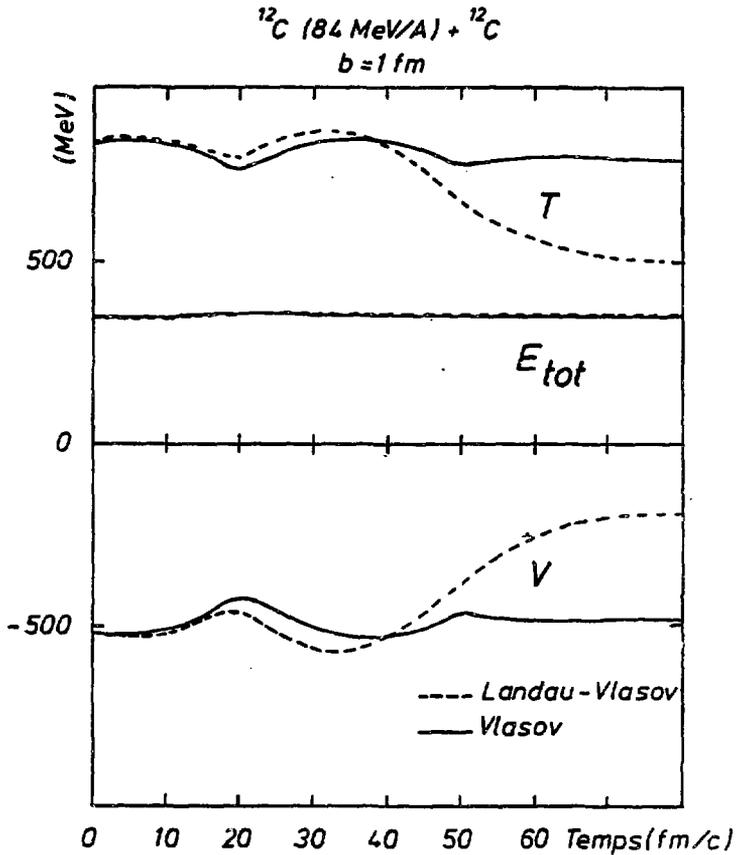


Figure III-14 : Evolution des énergies cinétique (T), potentiel (V), et totale (E_{tot}) pendant une collision résolue par l'équation de Landau-Vlasov.

n'est peut-être pas suffisant pour permettre la fusion ou trop grand de telle sorte que le système composite multiframe. La fragmentation du projectile peut être atténuée où encore une émission de prééquilibre peut apparaître. Le rapport de l'ensemble des mécanismes peut aussi dépendre du type de système en collision. Le domaine d'étude est donc vaste, c'est pourquoi, nous avons appliqué notre méthode au système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$) (GC86), dont l'étude expérimentale fait l'objet du chapitre suivant de ce mémoire.

5.3.1 - Le transfert de moment linéaire

Lorsque deux noyaux sont accélérés l'un contre l'autre, l'impulsion des nucléons est en moyenne dans la direction, ici z , de la collision. Mais comme on l'a déjà remarqué sur la figure III-13, les corrélations à 2 corps réduisent fortement cet effet au moment de la collision. Pour estimer ce phénomène, on peut suivre l'évolution du moment relatif moyen défini par :

$$(III-14) \quad k_{rel} = \int_{D_1} d\vec{r} d\vec{k} k_z f_1(\vec{r}, \vec{k}, t) - \int_{D_2} d\vec{r} d\vec{k} k_z f_2(\vec{r}, \vec{k}, t)$$

où D_1 (resp D_2) est le domaine d'intégration sur la fonction de distribution $f_1(\vec{r}, \vec{k}, t)$ (resp $f_2(\vec{r}, \vec{k}, t)$) du projectile (resp de la cible). Cette quantité (III-14) est calculée à partir de la solution de Landau-Vlasov pour le système ^{40}Ar (35 MeV/A) + ^{27}Al , pour des paramètres d'impact allant de $b = 0$ fm à $b = 10$ fm (cf. figure III-15a). On peut constater que le moment relatif linéaire est plus ou moins atténué suivant les valeurs du paramètre d'impact. Il se rapproche de 0 quand b tend vers 0. Un groupe de collisions centrales, où k_{rel} décroît de 80 %, peut être identifié par $b < 4$ fm.

Ce comportement peut aussi être observé par le moment quadrupole η :

$$(III-15) \quad \eta = \int_{D_1+D_2} d\vec{r} d\vec{k} (2k_z^2 - k_x^2 - k_y^2) f(\vec{r}, \vec{k}, t)$$

qui est une mesure de l'anisotropie de la distribution à un corps dans l'espace des impulsions. Initialement, pour le même système, la distribution en moment est une bispère de Fermi (GC85) et $\eta = 54$ fm² (cf. figure III-15b). η subit un amortissement qui dépend du paramètre d'impact de la même façon que le moment relatif k_{rel} . Pour les collisions centrales ($b < 5$ fm), η tend vers 0, c'est-à-dire la distribution en moment tend vers

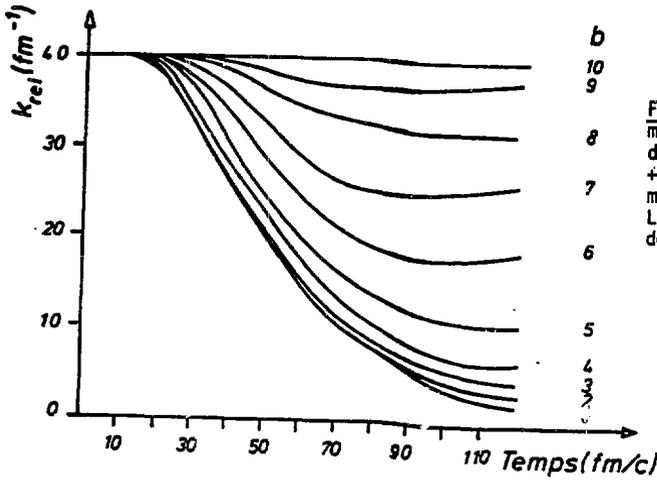


Figure III-15a : Evolution du moment relatif K_{rel} (cf. text de la réaction $^{40}\text{Ar} (35 \text{ MeV/A}) + ^{27}\text{Al}$ pour différents paramètres d'impact b (fm). Les calculs sont faits à part de l'équation Landau-Vlasov.

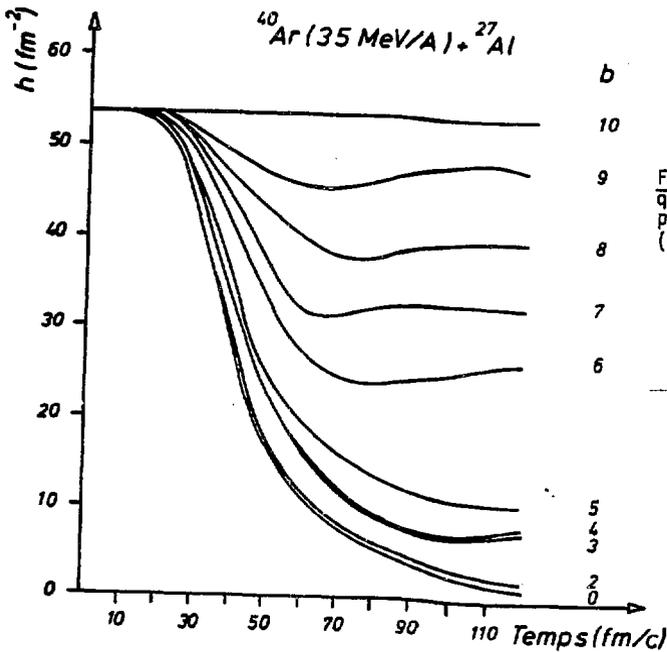


Figure III-15b : Même chose que la fig. III-15a mais pour le moment quadrupole h (cf. texte).

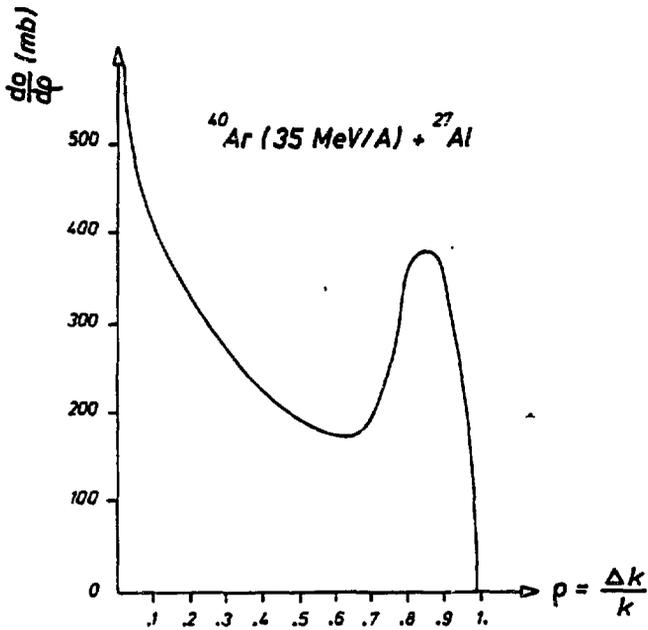


Figure III-16 : Distribution en moment linéaire relatif pour la réaction $^{40}\text{Ar} (35 \text{ MeV/A}) + ^{27}\text{Al}$.

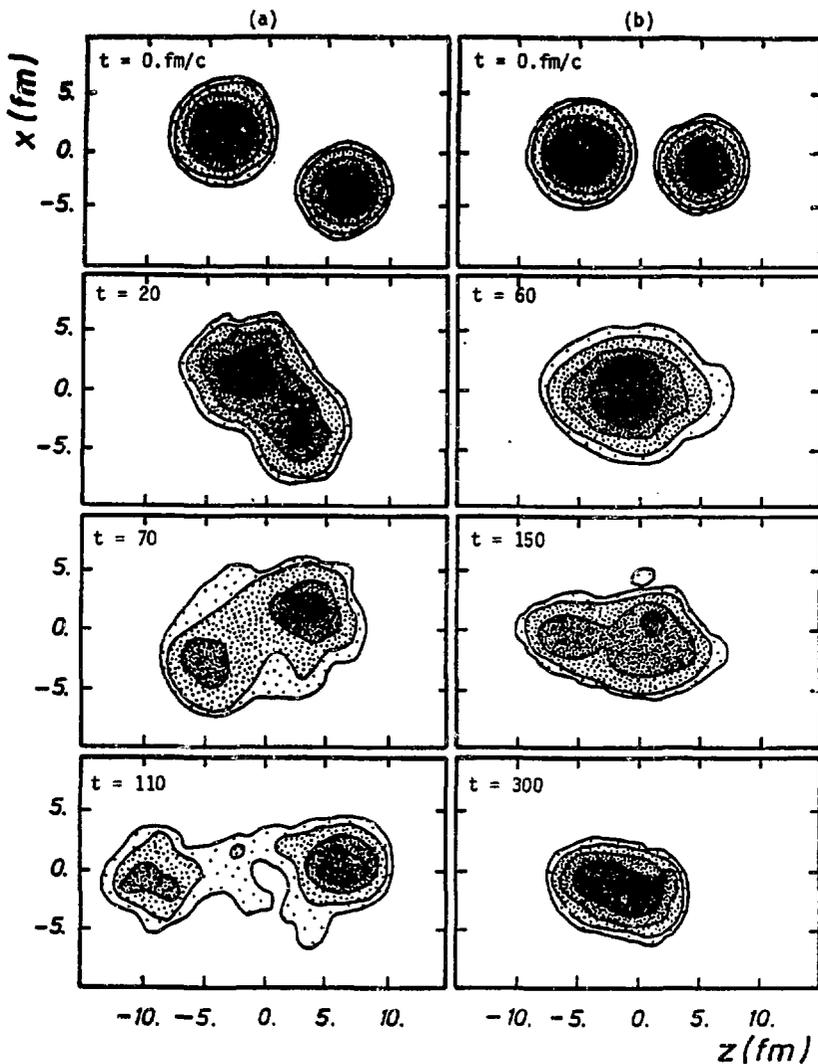


Figure III-17 : Evolution de la collision ^{40}Ar (E_c MeV/a) + ^{27}Al avec un paramètre d'impact b . Pour les cas : (a) $E_c = 35$ MeV/A et $b = 5$ fm.

(b) $E_c = 27$ MeV/A et $b = 1$ fm.

Les calculs sont effectués à partir de l'équation de Landau-Vlasov. Le tracé est celui de la figure III-6.

une seule sphère de Fermi. L'amortissement des deux valeurs k_{rel} et η , provient donc essentiellement des collisions à 2 corps.

A partir de la figure III-15a, en connaissant le paramètre d'impact et le moment transféré, on peut tracer la section efficace différentielle en fonction de la fraction du moment transféré par rapport au moment relatif initial, c'est-à-dire $\rho = \Delta X/K$ (figure III-16). Deux structures principales apparaissent ; elles correspondent aux collisions centrales d'une part et aux collisions périphériques d'autre part.

5.3.2 - Les réactions de fragmentation

La réaction décrite par la figure III-17a pour le système ^{40}Ar (35 MeV/A) + ^{27}Al avec $b = 5$ fm, correspond à une réaction de fragmentation. Dans la voie de sortie, deux quasi-noyaux peuvent être identifiés avec une zone intermédiaire excitée, qui n'est pas bien localisée dans l'espace. Le noyau composé n'a pas la possibilité de se former, et la masse perdue par les deux principaux résidus s'est répartie dans une région d'abrasion. La fragmentation est plus ou moins importante suivant le paramètre d'impact, comme l'indique le tracé de la masse abradée η en fonction de b (figure III-18a). Pour de faibles valeurs de b , les résultats de l'équation de Landau-Vlasov donne des masses η plus petites que pour des modèles géométriques d'abrasion. Ceci provient du fait qu'à 35 MeV/A le libre parcours moyen reste relativement grand. Par contre au-delà de $b = 6.5$ fm l'équation de Landau-Vlasov donne lieu à plus d'abrasion, en raison de la diffusivité des noyaux où les collisions à 2 corps deviennent dominantes lors de la rencontre des 2 noyaux (BL85). Cette différence entre le modèle géométrique et notre calcul, ne peut pas être observée par la corrélation des masses des deux principaux résidus sortant (cf. figure III-18b). Même si nos calculs ne permettent pas une perte de masse de plus de 15 u.m.a, les deux modèles présentent des résultats similaires.

L'abrasion dépend aussi fortement de l'énergie incidente des noyaux. Ainsi, pour $b = 7$ fm, il existe une zone de transition à partir de laquelle peu de fragmentation prend place (entre 20 MeV/A d'énergie incidente et 45 MeV/A). Au-delà, la taille de la zone participante reste constante (cf. figure III-19). A basse énergie, le mécanisme de la réaction est typiquement une collision profondément inélastique incomplète. A plus haute énergie, les collisions à 2 corps prennent de l'importance jusqu'à identi-

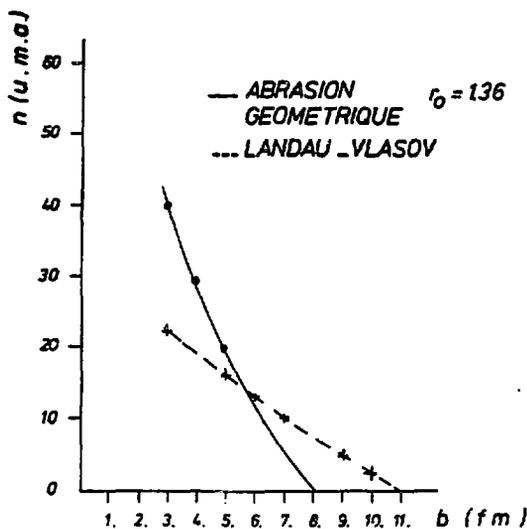


Figure III-18a : Variation de la masse de fragmentation en fonction du paramètre d'impact b , suivant le modèle d'abrasion géométrique (trait plein) et l'équation de Landau-Vlasov (en pointillé) pour la réaction ${}^{40}\text{Ar} (35 \text{ MeV/A}) + {}^{27}\text{Al}$.

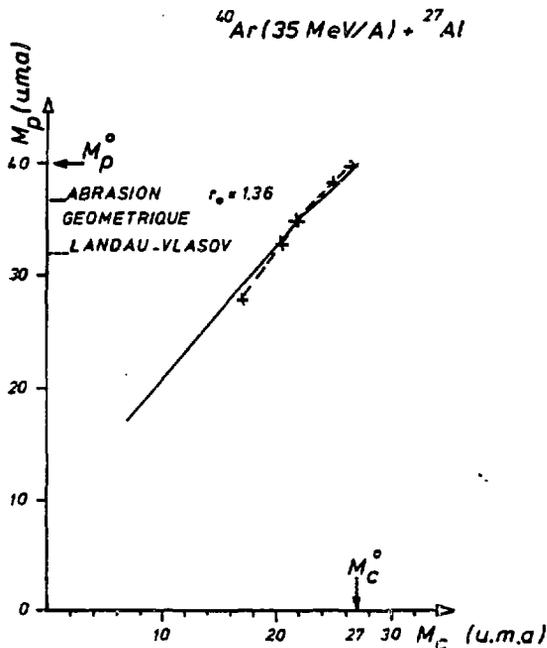


Figure III-18b : Corrélation des masses du projectile M_p et de la cible M_c pour des réactions de fragmentation du système ${}^{40}\text{Ar} (35 \text{ MeV/A}) + {}^{27}\text{Al}$ suivant le modèle d'abrasion géométrique (trait plein) et l'équation de Landau-Vlasov (trait pointillé).

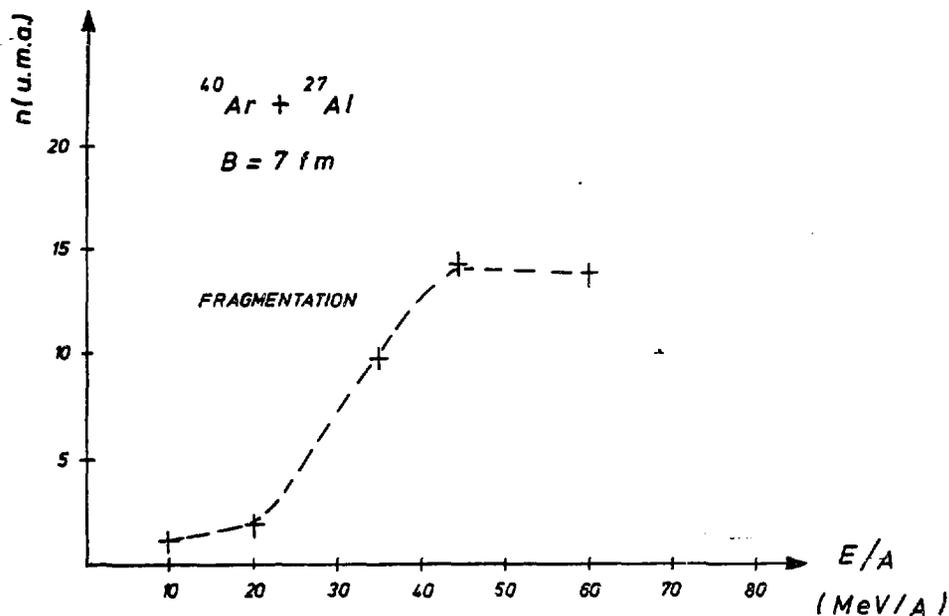


Figure III-19 : Dépendance en énergie incidente (E/A) de la masse abradée pour une réaction périphérique $b = 7 \text{ fm}$ du système $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$.

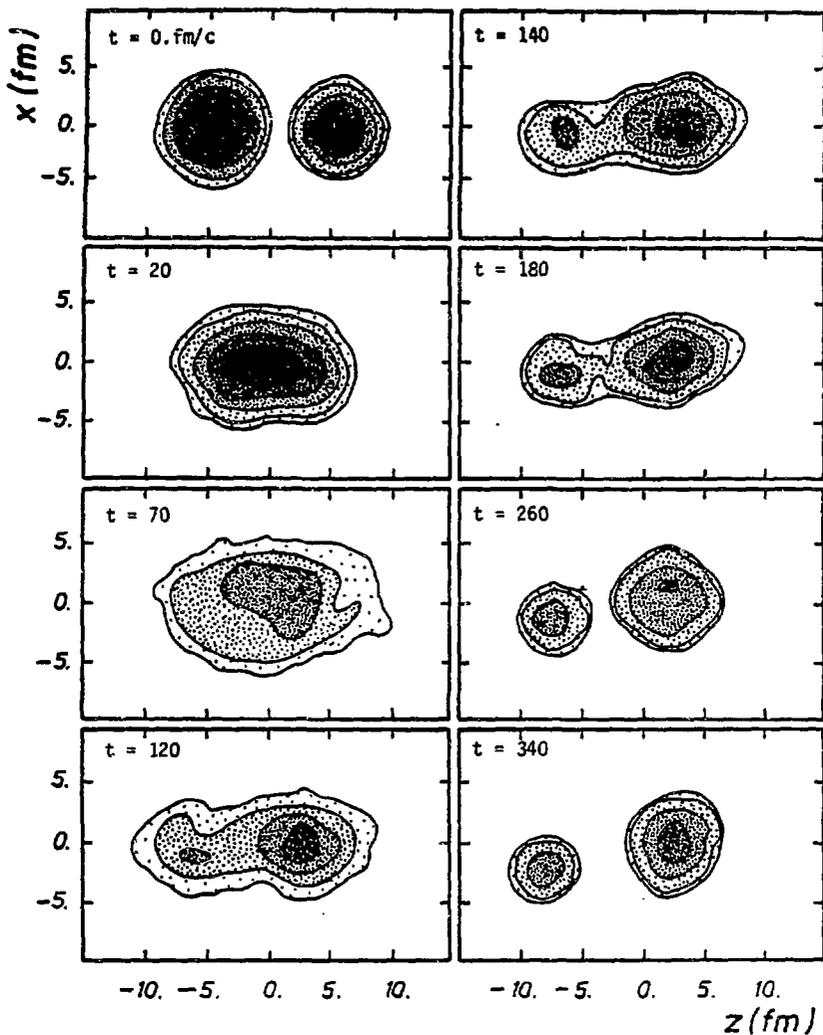


Figure III-20 : Môme chose que la figure III-17 pour la réaction ^{40}Ar (35 MeV/A) + ^{27}Al avec $b = 0$ fm.

fier le calcul aux modèles de cascade. C'est un mécanisme de fragmentation pure. Dans la zone intermédiaire, les effets sont mélangés, plus l'énergie augmente, plus le système fragmente et moins les deux résidus perdent de l'énergie. En d'autres termes, ils deviennent de plus en plus des spectateurs.

5.3.3. - Les réactions de fusion

Pour de petits paramètres d'impact, et pour de faibles énergies incidentes, les deux noyaux fusionnent plus ou moins complètement pour former un noyau composé (RE86). Ainsi pour le système ^{40}Ar (27 MeV/A) + ^{27}Al avec $b = 1$ fm, les interactions résiduelles lui permettent de fusionner (cf. figure III-17b). La durée de la réaction demande des calculs assez longs (300 fm/c) afin d'équilibrer les moments longitudinaux et transverses, contrairement aux réactions de fragmentation. Pendant ce temps, des particules se sont échappées, la réaction est donc une fusion incomplète. Si on augmente l'énergie incidente, le système fusionne de plus en plus difficilement, les collisions à 2 corps ne sont pas suffisantes pour développer une isotropie complète des moments. Par exemple, pour une énergie incidente de 35 MeV/A et $b = 0$ fm, le système possède encore assez d'énergie longitudinale pour le reséparer en 2 fragments avec la répulsion coulombienne en voie de sortie (cf. figure III-20). Par rapport à la fragmentation, l'énergie relative des fragments est très relaxée (caractéristique d'une fusion) : nous avons proposé le nom de fusion inefficace pour ce mécanisme. Au-dessus de 50 MeV/A d'énergie incidente, les ions deviennent transparents l'un par rapport à l'autre (cf. figure III-21), l'amortissement étant devenu trop faible. Ces résultats expliqueraient pourquoi on n'observe pas de composante de fusion dans les expériences $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ au-delà de 27 MeV/A (AJ85). Ces deux derniers régimes n'apparaissent pas pour des noyaux plus lourds comme dans les systèmes ^{86}Kr (35 MeV/A) + ^{27}Al et ^{40}Ar (60 MeV/A) + ^{197}Au . Pour ces réactions le transfert de moment est important pour des collisions centrales et la fusion incomplète prend alors place. Pour le système ^{86}Kr (35 MeV/A) + ^{27}Al , la fusion inefficace est observée dans nos calculs pour des paramètres d'impact $b = 3, 4$ fm, c'est-à-dire lorsque la largeur de la superposition des ions devient plus petite que le libre parcours moyen.

Le noyau composé formé dans les collisions centrales, se déexcite en émettant des particules légères. Nous avons étudié les caractéristiques des particules émises au-delà d'une sphère de 10 fm centrée autour du centre de

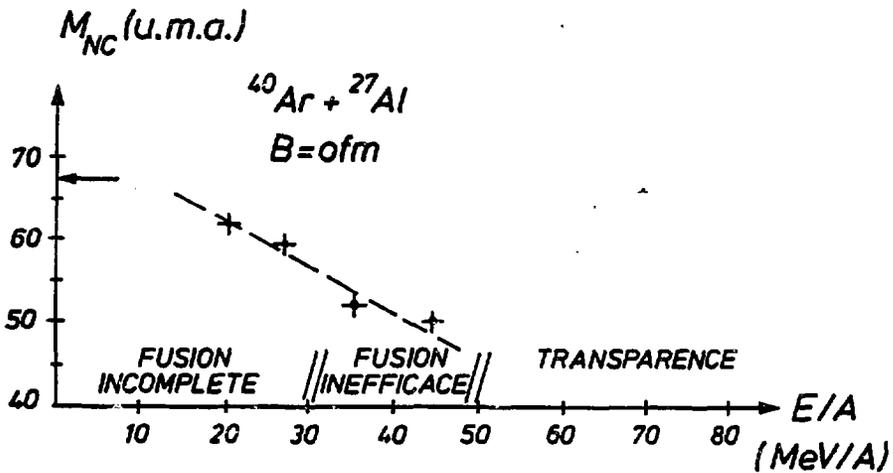


Figure III-21 : Dépendance en énergie incidente (E/A) de la masse du système composite pour des collisions centrales $b = 0$ du système $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$.

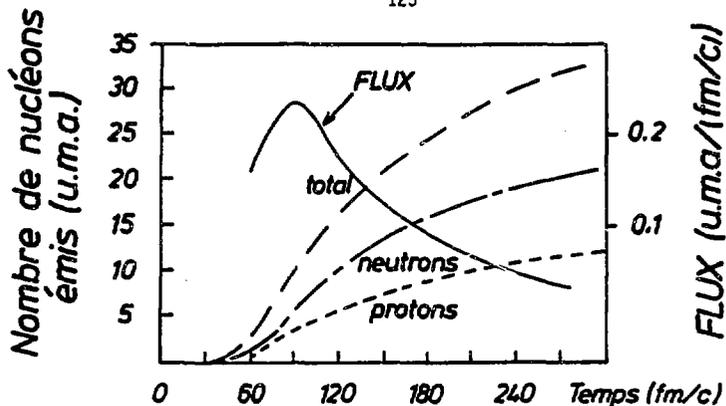


Figure III-22a : Evolution du flux de nucléons émis (échelle de droite) et du nombre de nucléons émis (gauche) respectivement pour les protons, les neutrons et pour la somme des deux, dans une collision centrale ^{40}Ar (27 MeV/A) + ^{27}Al , $b = 0$ fm.

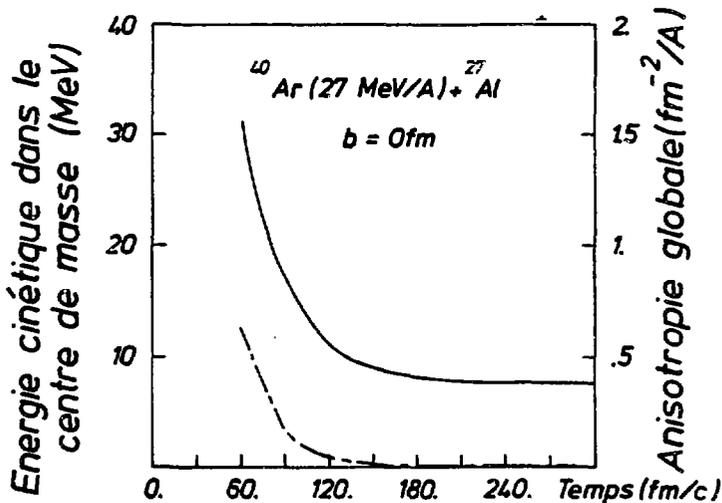


Figure III-22b : Evolution de l'énergie cinétique dans le centre de masse et du moment quadrupolaire par nucléon des nucléons émis, pour la collision centrale ^{40}Ar (27 MeV/A) + ^{27}Al , $b = 0$ fm.

masse du noyau composé. Un flux instantané de particules se produit au commencement de la réaction (cf. figure III-22a). C'est une émission de prééquilibre comme le montre la figure III-22b. Leur énergie cinétique est très élevée, ainsi que l'anisotropie globale (cf. égalité III-15). Cette émission a les propriétés d'un "Fermi Jet" (RE85, SR84, SR83, DB84). C'est une signature des effets de champ moyen qui couplent la vitesse intrinsèque des nucléons avec la vitesse relative des deux ions. Après un temps très court, ce phénomène disparaît pour laisser place à une déexcitation plus isotropique. L'anisotropie s'annule et l'énergie moyenne d'évaporation des nucléons devient constante vers 8 MeV/A. Les interactions résiduelles ont équilibré le système qui se refroidit alors par une évaporation de particules (plus facilement pour les neutrons). L'énergie d'excitation du résidu baisse avec l'émission de particules comme le montre le tableau suivant :

t(fm/c)	0	30	60	90	120	150	180	210
E^*/A (MeV/uma)	7.1	7.1	6.6	5.0	3.8	3.2	2.6	2.4

Si on considère la loi $T^2 = 8 E^*/A$ où T est la température du noyau de masse A et d'énergie d'excitation E^* , alors à l'instant $t = 180$ fm/c, la température effective du résidu est 4.6 MeV. A cette température, un calcul d'évaporation statistique donnerait pour ces particules une énergie moyenne de $2T = 9.2$ MeV proche de celle obtenue dans la figure III-22b.

6 - CONCLUSION

L'étude par l'équation de Landau-Vlasov, de la collision $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ montre que des noyaux chauds sont formés dans la voie de fusion. toutefois l'énergie d'excitation n'excède pas 7 à 8 MeV/A. Un noyau composé plus excité ne se forme pas quelque soit l'énergie cinétique du noyau incident, car l'énergie longitudinale devient trop importante, et les collisions à deux corps ne permettent pas la relaxation dans les directions transverses. Ainsi on observe une transparence des ions. Le seuil de non transparence dépend alors de l'intensité de l'interaction résiduelle. Un traitement hydrodynamique où le tenseur de pression est isotrope et donc les collisions à deux corps très dominantes permettrait l'existence de noyaux beaucoup plus excités. Par contre, pour la déexcitation, le noyau se refroidirait moins rapidement que dans nos calculs, comme nous l'avons vu dans le chapitre II.

Pour les systèmes légers, la dynamique de la voie d'entrée s'oppose à l'étude de leur limite de stabilité dans le cadre de notre modèle. La fusion inefficace observée, demande encore quelques études pour être bien caractérisée, notamment pour déterminer sa section efficace. Pour les systèmes lourds, la fusion inefficace n'a pas été obtenue dans nos calculs en raison du pouvoir d'arrêt important des deux partenaires de la collision.

Ces résultats partiels ne semblent donc pas en contradiction avec la limite de stabilité élevée des noyaux composés (cf. § III-5). Ils montrent, d'autre part, que les principaux mécanismes de réaction, aux énergies intermédiaires, sont décrits par l'équation de Landau-Vlasov : les réactions très inélastiques pour des énergies incidentes inférieures à 20 MeV/A, la fragmentation pour des énergies plus élevées, la fusion incomplète pour des collisions centrales, ainsi que l'émission de prééquilibre et l'évaporation de particules. Dans la partie expérimentale suivante, nous allons nous consacrer aux réactions de fusion pour différentes énergies incidentes du système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$) dans le but de vérifier éventuellement la prédiction de la fusion inefficace.

CHAPITRE IVLIMITE EXPERIMENTALE DE LA FUSION POUR LE SYSTEME ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$)1 - LES SYSTEMES COMPOSITES AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Au-dessus de 10 MeV/A d'énergie incidente dans les collisions centrales d'ions lourds, le transfert de moment n'est plus complet. La fusion incomplète prend alors place. Pour des systèmes légers, le noyau composé se déexcite par évaporation de particules ; pour des systèmes lourds, il fissionne le plus souvent. Dans les deux cas, il s'agit de différencier les réactions de fusion incomplète des réactions de transfert dans les données recueillies (GRE86). Nous étudierons particulièrement le premier type de réaction pour le système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$). Dressons tout d'abord une brève revue expérimentale sur les noyaux excités.

1.1 - Tentatives de détermination de la limite de stabilité des noyaux

En accord avec la référence (BD85), la détection des fragments de masse de la cible ou d'un noyau composé, en fonction de l'énergie incidente du projectile, montre une brusque variation pour des énergies d'excitation autour de 30 MeV/A (cf. figure III-1a). C'est peut-être une signature de la multifragmentation car, il est même possible d'en déduire une loi d'échelle dans les distributions de masse (CA85), ainsi qu'une loi de puissance A^{-T} que l'on peut obtenir dans l'étude de la transition liquide-gaz. Dans ces calculs, si on veut reproduire les résultats expérimentaux, une température limite de $T = 12$ MeV se précise pour les noyaux (PA84). Mais l'analyse de la loi de puissance suppose une description de matière nucléaire infinie et est donc trop irréaliste (cf. § III-1-1) ; d'autre part seulement la distribution en énergie cinétique sert à estimer la température. Une loi de puissance ne suffit pas pour comprendre la déexcitation des noyaux. L'abondance des fragments signe l'apparition de la multifragmentation mais pas la complète vaporisation du système. De plus, l'évaporation des fragments lourds rend difficile la détermination exacte de l'énergie d'excitation.

La détection des résidus de masse inférieure à celle du noyau composite, permet d'observer une composante de fusion qui disparaît à partir d'une certaine énergie incidente (AP85). La même chose se produit pour des systèmes lourds où la première voie de déexcitation est la fission (CH85). Les résultats semblent en accord avec une possible limite d'énergie d'excitation donnée par la référence (LE85) (cf. figure II-3), où à partir de 8 MeV de température un noyau ne peut pas supporter l'énergie d'excitation. Néanmoins, on ne peut pas encore donner de réponse au sujet de la nature exacte du procédé de désintégration. De très fortes indications de multifragmentation sont données par des expériences successives mais elles demandent, pour plus de confirmation, des expériences exclusives (à coïncidences), tout comme l'étude de la composante de fusion.

1.2 - Voie d'entrée ou voie de sortie

À la vue des chapitres précédents, les calculs dynamiques conduisent à une nouvelle interprétation de la limite de fusion observée expérimentalement jusqu'à actuellement. En effet, les énergies d'excitation, nécessaires à la désintégration d'un noyau, sont beaucoup plus élevées que celles mesurées au moment de la disparition de la fusion en voie de sortie. Les observations expérimentales ne permettent pas pour l'instant de prouver que le noyau composé a atteint sa limite de stabilité. Les calculs avec l'équation de Landau-Vlasov interprètent cette disparition par un effet de voie d'entrée : la fusion inefficace. Le moment transféré ne serait plus suffisant par rapport au moment longitudinal, pour permettre à un noyau composé de se former. Et ainsi, il se produirait une reséparation aussi assymétrique que l'étaient les deux ions initialement. L'énergie d'excitation globale des deux résidus (c'est-à-dire sans leur énergie cinétique relative) saturerait au niveau de celle où la fusion était encore possible pour le même système initial. Une mesure sans ambiguïté de cette énergie d'excitation distinguerait les deux interprétations. Car si le noyau a atteint sa limite de stabilité, son énergie d'excitation n'en serait pas pour autant affectée. D'autre part, on devrait observer un brusque accroissement de la multiplicité en particules légères, alors que pour la fusion inefficace les particules légères d'évaporation devraient rester aussi nombreuses que lors de la limite de la fusion. Ensuite, à mesure que l'énergie incidente du projectile augmenterait, un effet de transparence prendrait place en réduisant le transfert de moment longitudinal donc

l'énergie d'excitation globale. Par conséquent, l'évaporation deviendrait moins importante.

Il s'agit donc de savoir si la disparition de la composante de fusion est un problème de voie d'entrée ou de voie de sortie. La réponse apportera des éléments sur le domaine de validité des modèles théoriques. On pourra entre autre juger l'importance des collisions à deux corps à travers le terme de collisions de Uehling-Uhlenbeck et apprécier la section efficace nucléon-nucléon dans la matière nucléaire. Sa présence est capitale, comme on l'a vu précédemment dans l'étude des noyaux chauds et des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Mais la réponse nécessite des expériences absolument exclusives afin de bien identifier le phénomène. Nous aborderons le problème dans le paragraphe IV-2, mais tout d'abord jetons un aperçu sur la notion de température en physique nucléaire expérimentale.

1.3 - Mesure de la température

La température est, à la vue des modèles thermodynamiques, une quantité importante, mais qu'en est-il de sa mesure expérimentale ?

Aux basses énergies, l'analyse du spectre en énergie cinétique des particules légères permet de mettre en évidence une tendance du type $e^{-E/T}$ et donc d'en déduire une température T , car la source reste bien définie. A des énergies plus élevées, il est nécessaire de considérer trois sources (généralement les fragments spectateurs de la cible, du projectile ainsi que la zone participante deux fois moins rapide que le faisceau), avec 6 paramètres à ajuster. Mais cette interprétation n'est pas unique et ne prouve pas que les trois sources existent et sont équilibrées. D'une part la loi en $e^{-E/T}$ peut être reproduite par des calculs de cascade sans aucune notion de température. Ces calculs ne sont pas vraiment une bonne approximation des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, mais la tendance globale de la loi est bien reproduite. Il est donc dangereux de croire que la température extraite des spectres inclusifs de particules légères correspond à la température thermodynamique. D'autre part, la vitesse de recul de la source est souvent mal estimée en raison des fluctuations provenant du transfert incomplet du moment linéaire. Par conséquent, de mauvaises interprétations peuvent conduire à des températures sous-estimées (8083). Des mesures en coïncidence sont donc nécessaires pour identifier correctement la source d'émission.

L'accès à l'énergie d'excitation du noyau de fusion peut nous permettre d'en déduire la température de ce même noyau initial. Cette énergie peut être estimée soit par la multiplicité totale en neutron (FUG85) soit par la mesure de la vitesse du résidu d'évaporation (AUG85). Dans le premier cas, il faut estimer l'énergie d'excitation moyenne emportée par chaque neutron. Dans l'autre cas, la déduction de l'énergie d'excitation dépend d'un modèle. En effet, il faut supposer qu'une partie de la cible où du projectile fusionne avec respectivement le projectile ou la cible et que l'autre partie ne participe pas à la réaction. Cette méthode n'est valable que si plusieurs tests avec des codes d'évaporation conduisent à une description cohérente du procédé. Les températures atteignent des limites de 6. à 8. MeV dans la référence (AUG85).

La corrélation de deux particules légères à petits angles peut conduire à la température, mais aussi la mesure de leur énergie cinétique relative revient à mesurer l'énergie d'excitation de la source. Ainsi, si la source est à l'équilibre thermique, sa probabilité d'avoir deux différentes énergies d'excitation E_1^* et E_2^* est donnée par $e^{-(E_1^* - E_2^*)/T}$, d'où la possibilité d'en déduire la température T . Mais cette méthode a trois inconvénients : les particules mesurées ne proviennent pas nécessairement de la source chaude uniquement, il n'est pas prouvé que la source est thermalisée, la source peut provenir d'une première désintégration.

La température nucléaire est donc une quantité difficile à mesurer et qui peut porter à des ambiguïtés. Des mesures exclusives devraient permettre de les restreindre. C'est ce que nous allons apporter en étendant la méthode de la référence (AUG85) pour la réaction ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$).

2 - LA FUSION POUR LE SYSTEME ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$)

Aux énergies intermédiaires, la fusion est généralement incomplète. Mais alors la corrélation entre le transfert de moment et l'énergie d'excitation nécessite des hypothèses. On peut imaginer trois approches différentes. La première consiste à supposer qu'une partie du projectile fusionne avec la cible entière, le reste du projectile poursuit son chemin avec le faisceau ou l'inverse avec le reste de la cible sans aucun mouvement. Dans la seconde approche, une partie du projectile fusionne avec une partie de la cible. Elle est plutôt applicable aux systèmes symétriques,

car pour d'autres elle ne reproduit pas en même temps les mesures de vitesses et de masses des résidus de fusion (NI86). Dans ce cas, il est nécessaire de considérer une troisième approche où les nucléons du projectile, qui ne participent pas à la fusion s'échappent plus rapidement que le faisceau. Pour l'étude du système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$) on se placera dans le cadre de la 1ère approche où les nucléons perdus proviendront de la cible. Les mesures inclusives des résidus d'évaporation ont fait l'objet de plusieurs publications (AP85, AUG85, JO85). Nous reviendrons sur leurs résultats puis nous discuterons l'apport des corrélations de ces résidus avec des particules α à une énergie incidente de 27 MeV/A, afin d'en déduire leurs multiplicités différentielles.

2.1 - Cinématique de l'évaporation d'un noyau composé (JO85)

Tout d'abord, on peut noter que la vitesse moyenne du résidu est égale à celle du noyau composé initial, car l'évaporation est isotrope dans le centre de masse du noyau composé. Ainsi les mesures de la masse et de l'énergie du résidu, nous permettent de connaître la vitesse du résidu. A 27 MeV/A, celle-ci s'avère être supérieure à celle d'un noyau composé qui proviendrait d'une fusion complète. De cette façon, par conservation de l'énergie, la perte de nucléons par la cible (^{27}Al) à des vitesses nulles, semblent le plus probable. On verra qu'une perte de 6 à 7 nucléons par la cible d'aluminium rend les calculs raisonnables.

La nature aléatoire de l'évaporation, nous permet de considérer que la distribution des vitesses est maxwellienne dans le centre de masse, ainsi :

$$(IV-1) \quad \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{v}} = \sigma_t \frac{1}{(2\pi\chi)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{v}^2}{2\chi}}$$

où σ est la section efficace de production des résidus de masse donnée M et σ_t la section efficace totale. Cette expression peut encore s'écrire :

$$(IV-2) \quad \frac{d^3\sigma}{d\vec{v}} = \sigma_t \frac{1}{(2\pi\chi)^{3/2}} e^{-\frac{\vec{v}^2}{2\chi}} v^2$$

$$\text{car } d^3\vec{v} = v^2 d\vec{\omega} dv$$

En fait la section efficace différentielle (IV-1) est invariante par de vitesse, et par conséquent elle est égale à la section efficace différentielle dans le laboratoire :

$$(IV-3) \quad \frac{d^3\sigma}{d\vec{V}} = \frac{d^3\sigma}{d\vec{V}}$$

En prenant $d\vec{V} = v^2 \sin\theta \, d\theta \, d\phi \, dV$, on peut obtenir la distribution des vitesses dans le laboratoire :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dV} = \sigma_t \frac{1}{(2\pi\chi)^{3/2}} e^{-\frac{V^2}{2\chi}} V^2$$

En définissant l'énergie cinétique du résidu par $E = \frac{MV^2}{2}$ et $W = \frac{MV_c^2}{2}$ où V_c est la vitesse du noyau composé, on obtient la distribution en énergie dans le laboratoire :

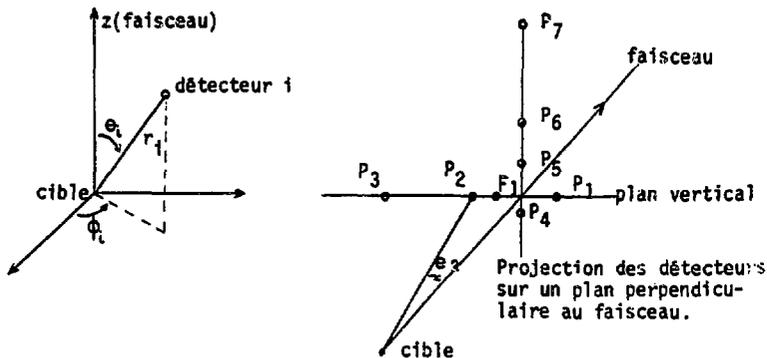
$$(IV-4) \quad \frac{d^3\sigma}{dE d\Omega} = \frac{\sigma_t}{(2\pi\chi)^{3/2}} \frac{1}{M} \sqrt{\frac{2E}{M}} e^{-\frac{1}{M\chi} (E+W-2\sqrt{EW} \cos\theta)}$$

$$\text{car } V^2 = V^2 + V_c^2 - 2 V V_c \cos\theta.$$

Les spectres en énergie des résidus de masse donnée font apparaître deux composantes (figure IV-1). L'une, aux hautes énergies, correspond à des réactions de fragmentation, alors que l'autre donne la participation des réactions de fusion. L'équation (IV-4) avec les paramètres σ_t et χ peut être ajustée sur la composante de fusion et ainsi la séparer de la composante de fragmentation.

2.2 - Dispositif expérimental

La chambre de réaction est décrite dans la référence (J085). Le détecteur de résidu F_1 , pris en compte ici, n'est pas composé d'une chambre d'ionisation, mais de jonctions au silicium où chacune donne l'énergie perdue par une particule lourde. La somme fournit l'énergie totale de la particule. Il a été rajouté sept détecteurs (P_i , $i = 1,7$) de particules légères (p, α) qui sont de petits télescopes de silicium à 3 étages : les deux premiers donnent des pertes d'énergie ΔE et la dernière (NaI) l'énergie pour arrêter les particules après le passage dans les deux premières parties. Voici leurs dispositions :



Position des détecteurs et dimensions des siliciums ($d\Delta E$)

Détecteur	θ (degré)	ϕ (degré)	r (cm)	$d\Delta E_1$ (μm)	$d\Delta E_2$ (μm)	$d\Delta E_3$ (μm)	$d\Delta E_4$ (μm)	$d\Delta E_5$ (μm)
F ₁	4	0.	77.5	30.	542.	1000.	1000.	1020.
P ₁	8.20	180.	75.	155.	313.			
P ₂	8.20	0.	75.	175.	312.			
P ₃	30.00	0.	33.9	100.	315.			
P ₄	3.7	270.	89.3	151.	309.			
P ₅	11.8	90.	57.2	166.	322.			
P ₆	22.	90.	45.	150.	306.			
P ₇	40.	90.	44.	307.	--			

Le diamètre du collimateur des détecteurs est de 15 mm excepté pour le détecteur P₇ où il est de 12 mm. Les détecteurs proviennent du CENG Grenoble et du GANIL où l'expérience s'est déroulée.

2.3 - Comportement de la fusion en fonction de l'énergie incidente du projectile

Le tracé, pour les détecteurs de fragments, de la carte (ΔE -E) où ΔE est une perte d'énergie dans les détecteurs et E l'énergie cinétique totale des fragments, permet de regrouper les fragments suivant leur charge. On constate (cf. figure IV-1) que la composante de fusion est plus prononcée

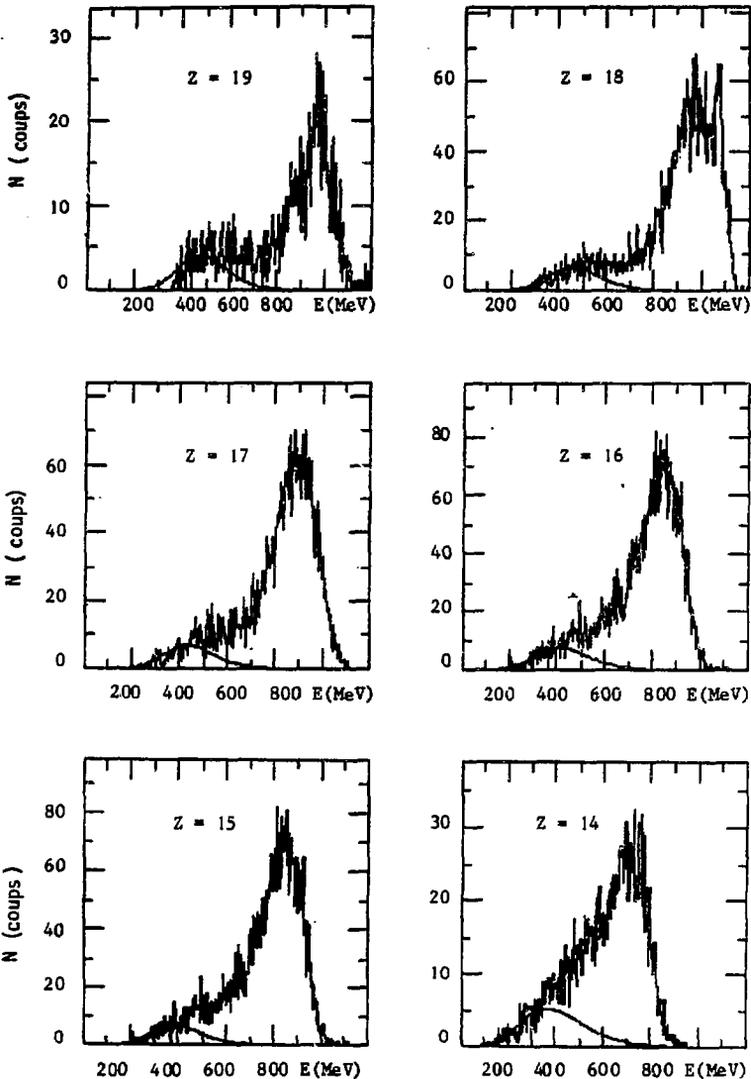


Figure IV-1 : Extraction de la composante de fusion pour des spectres en énergie de résidus (sans coïncidence) de charge $Z = 19, 18, 17, 16, 15, 14$ avec la formule IV-4. Au-delà de $Z = 15$, l'extraction devient mauvaise.

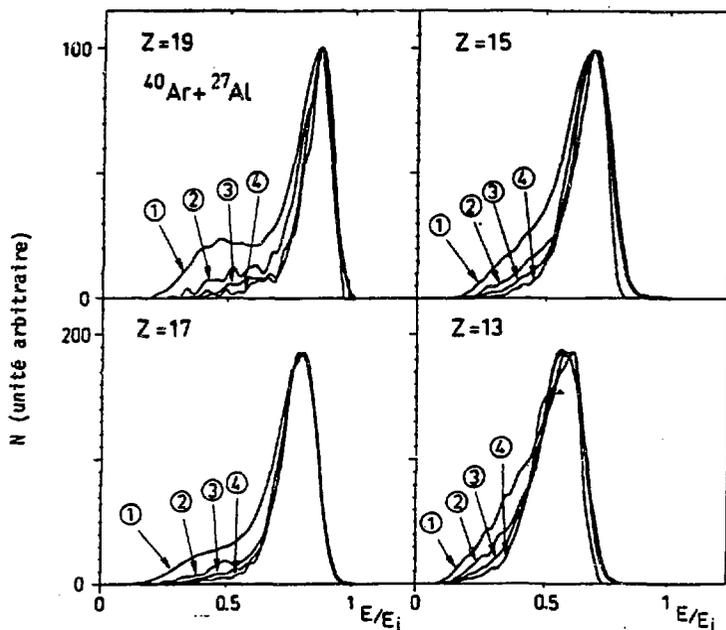


Figure IV-2 : Spectres en énergie, lissés, de résidus (sans coïncidence) de charges $Z = 19, 17, 15, 13$. Les spectres 1, 2, 3 et 4 correspondent respectivement à des énergies incidentes dans le laboratoire de 27, 32, 36 et 40 MeV/A. L'abscisse est donnée en unité relative à l'énergie incidente des projectiles d'Argon. Référence (AP85).

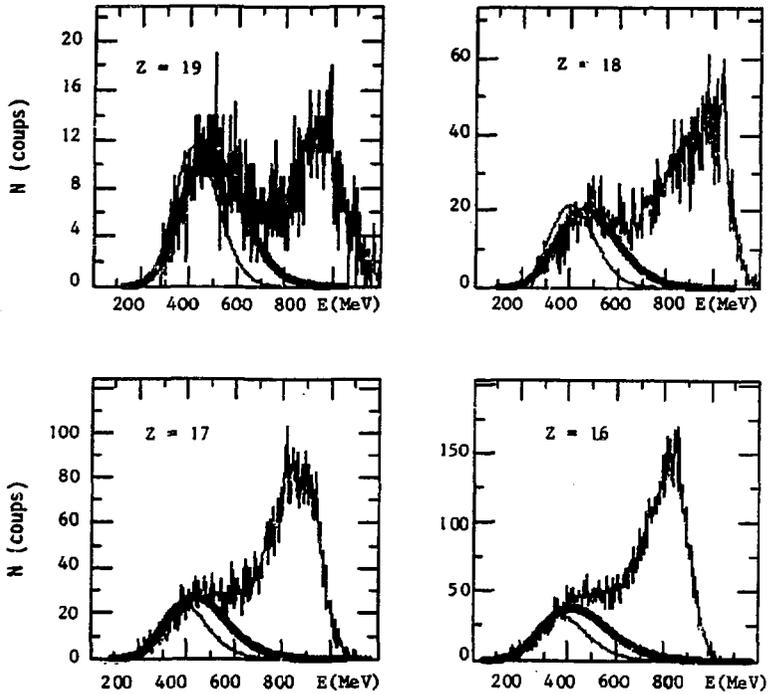


Figure IV-3 : M \hat{e} me chose que la figure IV-1 pour des r \acute{e} sidus en co \acute{i} ncidence avec des particules α . Les deux courbes sont diff \acute{e} renci \acute{e} es par l'hypoth \acute{e} se du nombre de nucl \acute{e} ons perdus par la cible d'aluminium (en trait fin : 4 nucl \acute{e} ons, en trait gras : 7 nucl \acute{e} ons).

pour les résidus de masse élevée. Pour les spectres de résidus légers, beaucoup sont produits par la fragmentation et de ce fait se mélangent à la composante des résidus d'évaporation. La représentation de la composante de fusion par la distribution (IV-4) devient alors difficilement réalisable (cf. figure IV-1).

Les mesures inclusives des résidus dans le détecteur F_1 à 4° pour des énergies incidentes de 27, 32, 36 et 40 MeV/A ont montré que la composante de fusion disparaît pour 32 MeV/A (figure IV-2) (AP85). La mesure de la vitesse moyenne des résidus de fusion nous fournit l'énergie d'excitation du noyau composé. Elle passe de 6 à 7 MeV/A pour 27 et 32 MeV/A d'énergie incidente. Dans les calculs de Levit et Bonche (LE85), la température est liée à l'énergie d'excitation par la relation ($E = aT^2$). Le paramètre (a) de densité de niveaux s'estime à $A/8$. De cette façon les températures correspondant aux énergies d'excitation plus haut sont respectivement 7 et 7.5 MeV, des valeurs comparables aux températures limites des calculs statiques de Hartree-Fock discutés dans le paragraphe II-1-2 et plus basses que nos calculs dynamiques présentés aux chapitres II et III. Mais comme on l'a noté dans le paragraphe IV-1-2, les mesures ne sont pas suffisamment exclusives pour affirmer un accord théorie-expérience.

2.4 - Apport des coïncidences (résidus-particules légères).

La détection des fragments lourds en coïncidence avec des particules permet de séparer les composantes de fusion et de fragmentation d'une façon plus marquante (cf. comparaison des figures IV-1 et IV-3). Sur la figure IV-3, les spectres de fragments rassemblent les coïncidences du détecteur F avec un détecteur quelconque de particules légères. Ceci afin d'avoir une meilleure statistique et aussi de pouvoir reproduire la composante de fusion par la distribution (IV-4). En effet, la coïncidence avec un seul détecteur de particules légères ne donne pas une distribution de la forme (IV-4), car il y a une contrainte cinématique supplémentaire. Par exemple, les multiplicités différentielles dans le laboratoire sont différentes pour les détecteurs P_1 et P_2 alors qu'ils sont placés à un même angle par rapport au faisceau (cf. figure IV-4). Par contre, le fait de tenir compte de plusieurs angles lisse les différences entre détecteurs et permet à la distribution de la composante de fusion de se rapprocher de la forme (IV-4).

Afin de tester le modèle de réaction dont dépend la distribution (IV-4), nous avons effectué un ajustement sur les différents spectres de charge donnée, en supposant deux cas de nucléons perdus par la cible, qui correspondent à des valeurs différentes de la valeur W dans l'égalité (IV-4) c'est-à-dire du centroïde de la maxwellienne. On peut constater que pour 4 nucléons perdus, sans vitesse dans le laboratoire (cf. figure IV-3), il n'est pas possible de reproduire la composante de fusion. La cible a nécessairement perdu plus de nucléons lors de la collision pour former un noyau composé. En fait, pour une énergie incidente de 27 MeV/A, l'aluminium doit perdre 6 à 7 nucléons sans vitesse dans le laboratoire. Si ces nucléons sont produits avec un peu de vitesse, alors leur nombre doit être plus grand. Mais vu la statistique des spectres, cette distinction ne crée pas beaucoup de différences dans le calcul de la section efficace de la fusion.

La composante de fusion des résidus en coïncidence avec un des détecteurs de particules légères P_j est proportionnelle à $\frac{d^2\sigma(\alpha_r, \alpha_j)}{d\Omega_r d\Omega_j} \Delta\Omega_r \Delta\Omega_j$, où α_r et α_j sont respectivement les angles solides des détecteurs F_1 et P_j . Cette expression peut encore s'écrire en fonction de la section efficace des résidus de fusion et de la multiplicité différentielle des particules α , liée à la détection d'un résidu dans l'angle solide $\Delta\Omega_r$, c'est-à-dire : $\frac{d^2\sigma(\alpha_r, \alpha_j)}{d\Omega_r d\Omega_j} = \frac{d\sigma(\alpha_r)}{d\Omega_r} \frac{dM(\alpha_r, \alpha_j)}{d\Omega_j}$. La surface de la composante est déduite à partir de celle de la distribution (IV-4) pour tous les détecteurs. Les erreurs statistiques sont trop grandes pour tenir compte d'effets cinématiques supplémentaires dans une telle procédure.

La composante de fusion des résidus sans coïncidence (figure IV-1) est, de son côté, proportionnelle à $\frac{d\sigma}{d\Omega_r}(\alpha_r) \Delta\Omega_r$. Afin que le coefficient de proportionnalité soit le même dans les deux cas, il faut corriger les surfaces des composantes de fusion de telle sorte qu'on ait par exemple le même nombre de coïncidence totale dans les deux cas. Ce rapport est relativement important (~ 170), par conséquent il n'était pas possible d'enregistrer à la fois les détections simples et les coïncidences. Ceci explique les valeurs des taux de comptage entre les figures IV-1 et IV-3.

En principe l'intégration $M(\alpha_r) = \int \frac{dM}{d\Omega_j}(\alpha_r, \alpha_j) d\Omega_j$ donnerait la multiplicité totale en α pour des résidus détectés dans l'angle solide $\Delta\Omega_r$, mais le nombre des détecteurs (7) n'est pas suffisant. Un changement de

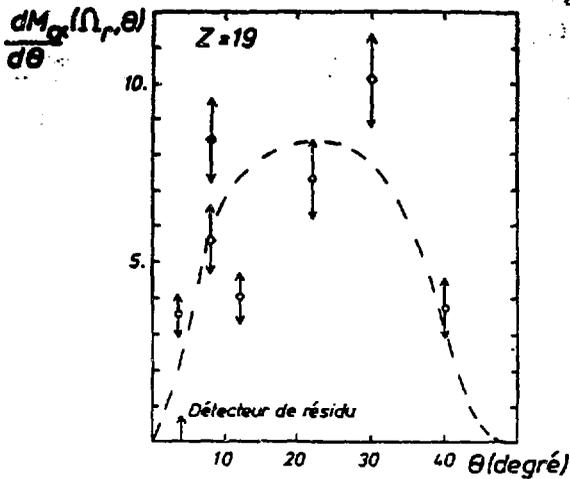


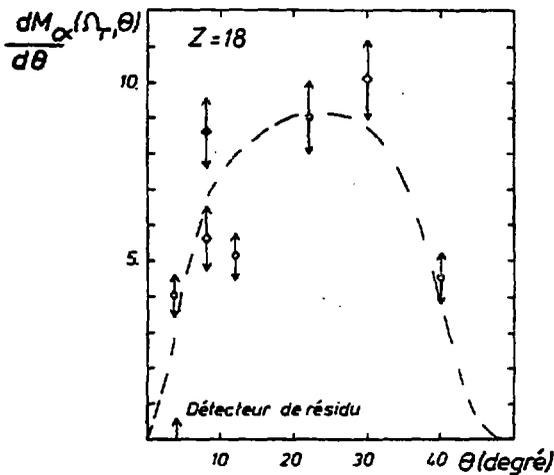
Figure IV-4 : Multiplicités différentielles en particules α à différents angles pour $(^{40}\text{Ar} (27\text{MeV/s}) + ^{27}\text{Al})$

(\odot, \ominus) correspondent à des multiplicités dans le plan du détecteur de résidu

(\odot) : $\phi = 0^\circ$

(\ominus) : $\phi = 180^\circ$

(\bullet) correspond à des multiplicités dans le plan perpendiculaire au précédent et passant par le faisceau.



repère par rapport à celui du laboratoire ne peut qu'introduire plus d'imprécision, car dans nos mesures nous ne pouvons pas déterminer l'instant d'émission de la particule α , dans la séquence d'évaporation. Par exemple, supposer que la particule α détectée est la première de la séquence, conduit à une incohérence. Toutefois, afin d'avoir une estimation de la multiplicité, on peut faire quelques hypothèses. On peut supposer que la multiplicité différentielle dépend peu de l'angle azimutal ϕ . De cette façon $M_{\alpha}(\alpha_r) \sim 2\pi \int_0^{\pi} \frac{dM}{d\alpha_j}(\alpha_r, \theta_j) \sin \theta_j d\theta_j$. La figure IV-4, donne la multiplicité $\frac{dM}{d\theta_j}(\alpha_r, \theta_j) = 2\pi \frac{dM}{d\alpha_j}(\alpha_r, \theta_j) \sin \theta_j$ pour deux charges différentes des résidus. Pour les autres cas de charges, l'ajustement de la distribution IV-4 conduit à des aberrations. De ces résultats, on peut constater que l'indépendance de l'angle azimutal n'est pas vérifiée, car les résidus ne sont pas détectés dans la direction du faisceau.

Malgré cela, on peut estimer la multiplicité totale en essayant d'ajuster une courbe sur les points mesurés. Une telle procédure n'est naturellement pas précise, mais on peut en retirer une multiplicité en particules α de 3 à 5. Sur la figure IV-4, on peut constater que la multiplicité croît quand Z décroît, mais on ne peut pas donner d'ordre de grandeur de la différence. Un calcul (MI85) statistique d'évaporation d'un noyau composé de masse 60 et d'énergie d'excitation de 6 MeV/A, conduit à une multiplicité totale de 2.2, une valeur inférieure d'une unité à nos résultats. La différence pourrait provenir d'une émission de prééquilibre qui n'est pas tenu en compte dans le calcul statistique. En cinématique inverse, la vitesse des particules de prééquilibre peut atteindre de l'ordre de .3 la vitesse du projectile et leur émission se fait vers l'avant. Par conséquent, la participation d'une particule alpha de prééquilibre, dans les mesures, n'est pas exclue. Naturellement, avec une telle incertitude sur l'intégration de la multiplicité différentielle (cf. figure IV-4), on ne peut pas reproduire les résultats par des modèles. Toutefois, on peut constater qu'il n'y a pas d'inconsistance avec l'hypothèse de fusion, puis d'évaporation.

3 - PERSPECTIVES

De tels résultats montrent que des mesures exclusives sélectionnent plus précisément les événements de fusion. Naturellement, une telle sélection restreint considérablement la statistique. Pour une meilleure

étude de la multiplicité, il aurait été bon d'avoir un nombre d'événements plus importants. Des détecteurs supplémentaires de particules légères seraient nécessaires. Car ils augmenteraient la résolution de l'intégration de la multiplicité dans un espace à 2 dimensions (θ , ϕ).

Des mesures exclusives à différentes énergies incidentes préciseraient mieux la disparition de la composante de fusion observée avec des mesures inclusives dans le paragraphe IV-2.3. Cette observation a été interprétée initialement (AP85) comme une limite de stabilité du noyau composé formé, à des énergies d'excitation de 6 à 7 MeV/A ou à des températures de 7 à 7.5 MeV, qui pourraient être en accord avec des calculs statiques (B085, SUB4). Au chapitre III, nous avons proposé une autre interprétation possible : la fusion inefficace. Un effet dynamique s'opposerait à la formation d'un noyau composé plus excité pour le système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$), sans que pour autant il ait atteint la limite de stabilité. Pour l'instant les résultats expérimentaux ne peuvent pas conclure sur ces deux interprétations. Leur différence pourrait être observée expérimentalement en étudiant la multiplicité des particules légères. En effet, si le système a atteint la limite de la stabilité, la multiplicité doit évoluer brusquement. Mais si l'autre phénomène se produit, alors la multiplicité ne devrait pas observer de changements rapides dans son évolution.

CONCLUSION

Dans ce mémoire, est présentée une contribution à l'étude des collisions entre ions lourds aux énergies intermédiaires, à travers une approche semi-classique et une analyse du système (^{40}Ar (27 MeV/A) + ^{27}Al).

L'équation de Vlasov, qui est une approximation des équations de TDHF, peut être résolue numériquement par une méthode pseudoparticulaire. Mais, en raison de la ponctualité des pseudoparticules, nous avons choisi d'étendre ces dernières, à l'aide des états cohérents. De cette façon, les propriétés nucléaires sont mieux reproduites que celles de l'approximation Thomas-Fermi. Une application au cas des dalles ("slabs") de matière nucléaire semi-infinie (deux dimensions d'espace de phase) montre que l'approximation est bien justifiée par rapport à l'équation de TDHF. La suppression des effets quantiques, n'apporte que des différences mineures, de part le caractère très collectif de la dynamique.

Le développement de l'équation de Vlasov en symétrie sphérique permet d'étudier les comportements dynamiques de la résonance géante, ainsi que les noyaux chauds et/ou comprimés. Il apparaît que l'énergie de compression est beaucoup plus efficace que l'énergie thermique pour destabiliser un noyau, un résultat qualitativement en accord avec une approche hydrodynamique (BABS). Selon la température initiale, on obtient de grandes vibrations monopolaires, des formations de bulle ou une vaporisation totale. Avec une force BKN modifiée (compressibilité de 228 MeV) le noyau de calcium se désintègre à partir d'une température limite de 17 MeV qui semble être plus élevée que les valeurs obtenues par des calculs statiques (B085). L'étude du résidu montre que pendant $2 \sim 4 \cdot 10^{-22}$ s, son énergie par nucléon et sa masse baissent rapidement puis se stabilisent. Ainsi seulement les particules initialement dans le continuum peuvent s'échapper rapidement.

La suppression de la symétrie sphérique, par une étude à 3 dimensions d'espace, ramène cette limite de stabilité à des températures de $12 \sim 13$ MeV, en raison de la fragmentation de la bulle. Cette rupture de symétrie provient des fluctuations initiales introduites par la méthode d'échantillonnage de Monte Carlo. Mais les solutions restent globalement indépendantes du taux de ces fluctuations. Par conséquent, on peut interpréter cette observation par une instabilité dynamique de grande longueur d'onde ou de moindre énergie.

L'introduction des collisions à deux corps avec le terme d'Uehling-Uhlenbeck (l'équation de Landau-Vlasov) modifie le processus d'évolution d'une manière significative. Le système devient alors plus visqueux et le noyau fragmente plus difficilement. Et donc la limite de stabilité se retrouve plus élevée (à une température initiale de 15 MeV) car la viscosité contraint le système à garder sa cohésion comme dans le cas d'une goutte de miel par rapport à une goutte d'eau. L'effet de coupure avec le continuum, observé pour l'équation de Vlasov, ne se retrouve pas quand on rajoute les collisions à deux corps, car ces dernières permettent un transfert permanent avec le continuum. Les résidus d'évaporation sont donc plus liés. De cette façon, l'interaction résiduelle compense le couplage avec le continuum de l'équation de TDHF par rapport à l'équation de Vlasov.

L'étude des collisions d'ions lourds sans corrélation à deux corps conduit aux mêmes effets de transparence observés par les théories de champ moyen. Mais ils sont atténués lorsque l'équation de Landau-Vlasov est utilisée. Ainsi pour le système ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$), on peut mettre en évidence les transitions entre mécanismes tels que réactions profondément inélastiques et fragmentation, fusion complète et fusion incomplète, avec les transferts d'impulsion associés. Pour le phénomène de fusion, le transfert de moment linéaire dans les directions transverses, dépend de l'intensité de l'interaction résiduelle. Avec un choix raisonnable grâce au terme d'Uehling-Uhlenbeck, une fusion au-dessus de 30 MeV/A d'énergie incidente, n'a pas lieu. Les deux noyaux ne sont pas totalement transparents comme pour des énergies supérieures à 50 MeV/A, car il y a un transfert important d'énergie dans les moments transverses. Ce phénomène est appelé : fusion inefficace. De cette façon l'énergie d'excitation d'un noyau de fusion pour la réaction ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$) n'excède pas 7 à 8 MeV/A. Par conséquent, l'énergie d'excitation nécessaire à la désintégration d'un noyau ne pourrait pas être atteinte.

Expérimentalement, on observe une décroissance brusque de la composante de fusion incomplète par rapport à la composante de fragmentation dans les spectres en énergie des résidus de la réaction ($^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$) pour une énergie supérieure à 32 MeV/A. Des détectations de résidus en coïncidence avec des particules α , accentuent la composante de fusion et confirme le mode d'évaporation comme déexcitation de part leur multiplicité observée. Les mesures ne sont pas assez exclusives pour permettre de déterminer l'origine

de la disparition de la composante de fusion. Elle peut s'interpréter soit comme un effet de voie sortie (limite de stabilité du noyau composé formé) auquel cas, les études à l'équilibre l'expliqueraient, soit comme un effet de voie d'entrée (fusion inefficace) prédit par l'équation de Landau-Vlasov.

Finalement, à la vue de ces résultats, on peut constater que l'approche de Landau-Vlasov avec le terme de Uehling-Uhlenbeck est adéquate à l'évolution de la distribution à un corps $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$ dans le cas des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Les fluctuations, créées par la collision, semblent prises en compte par la dynamique à un corps. C'est probablement ultérieurement à la collision que les corrélations à plusieurs corps jouent un rôle dans la formation des clusters, mais on ne connaît pas pour l'instant leur contribution exacte.

REFERENCES

- (AB85) J. Aichelin, G. Bertsch, *Phys. Rev.* C31 (1985) 1730.
- (AI85) J. Aichelin, *Phys. Lett.* 164B (1985) 261.
- (AJ86) J. Aichelin, *Phys. Rev.* C33 (1986) 537.
- (AK76) A.K. Kerman, S.E. Koonin, *Ann. of Phys.* 100 (1976) 332.
- (AP85) G. Auger, E. Plagnol, D. Jouan, C. Guet, D. Heur, M. Maurel, H. Nifenecker, C. Ristori, F. Schussler, H. Doubre, C. Grégoire, *Phys. Lett.* 169B (1985) 161.
- (AS85) J. Aichelin, H. Stöcker, *Phys. Lett.* 163B (1985) 59.
- (AU85) F. Auger et al., *Proceedings of the XXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (1985) p. 459.*
- (AUG85) G. Auger, D. Jouan, E. Plagnol, F. Pougheon, F. Naulin, H. Doubre, C. Grégoire, *Z. Phys.* A321 (1985) 243.
- (BA70) *Methods in computational Physics*, ed. B. Alder, S. Fernbach et M. Rotenberg, Vol. 9 (Academic Press, New-York 1970).
- (BA85) M. Barranco, J. Nemeth, C. Ngo, M. Pi, E. Tomasi, preprint Saclay (1985) DPh-N 2311.
- (BA86) B. Brack, communication privée.
- (BD85) J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz, K. Sneppen, *Nucl. Phys.* A443 (1985) 321.
- (BE78) G.F. Bertsch, *Dynamics of heavy ion collisions*, Les Houches, Ecole d'Eté de Physique Théorique, Session XXX (1977) 177.
- (BE83) G. Bertsch, P.J. Siemens, *Phys. Lett.* 126B (1983) 9.
- (BG76) J.P. Blaizot, D. Gogny and B. Grammaticos, *Nucl. Phys.* A265 (1976) 315.
- (BG81) G. Baym, *Lectures on quantum mechanics*, Advanced Book Program, The Benjamin/cumming publishing Company (1981).
- (BK76) P. Bonche, S.E. Koonin and J.W. Negele, *Phys. Rev.* C3 (1976) 1225.
- (BK84) G.F. Bertsch, H. Kruse, S. Das Gupta, *Phys. Rev.* C29 (1984) 673.
- (BM85) J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin and H. Schulz, *Nucl. Phys.* A444 (1985) 460.
- (BP79) G. Baym, C.J. Pethick, dans "The Physics of Liquid and Solid Helium" ; Editions K.H. Bennemann et J.B. Ketterson (Wiley, NY) (1979).

- (BL85) Y. Blumenfeld, P. Chomaz, N. Frascaria, J.P. Garron, J.C. Jacmart, J.C. Roynette, D. Ardouin, W. Mittig, IPNO-DRE-85-35 (1985), à paraître dans Nucl. Phys. A.
- (B083) B. Borderie, M.F. Rivert, I. Forest, J. Galin, D. Guerreau, R. Bimbot, D. Gardes, B. Gatty, M. Lefort, H. Oeschler, S. Song, B. Tamain, X. Tarrago, Nucl. Phys. A402 (1983) 57.
- (B085) P. Bonche, S. Levit, D. Vautherin, Nucl. Phys. A436 (1985) 265.
- (CA85) X. Campi, J. Desbois, E. Lipparini, Nucl. Phys. A428 (1985) 327c.
- (CH85) M. Conjeaud, S. Harar, M. Mostefai, E.C. Pollaco, C. Volant, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Legrain, H. Oeschler, F. Saint-Laurent, Phys. Lett. 159B (1985) 244.
- (C077) C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe, Mécanique quantique, Ed. Hermann (1977).
- (CU80) J. Cugnon, Phys. Rev. C22 (1980) 1885.
- (CU84) J. Cugnon, Phys. Lett. 135B (1984) 374.
- (CW82) C.Y. Wong, Phys. Rev. C25 (1982) 1460.
- (CZ83) P. Carruthers and F. Zachariasen, Rev. Mod. Phys. 55 (1983) 245.
- (DA84) P. Danielewicz, Ann. Phys. (NY) 152 (1984) 239 et P. Danielewicz, Ann. Phys. 152 (1984) 305.
- (DB84) K.T.R. Davies, B. Remaud, M. Strayer, K.R. Devi Sandya, Y. Raffray, Ann. Phys. 156 (1984) 68.
- (DG81) S. Das Gupta, A.Z. Mekjian, Phys. Rep. 72 (1981) 131.
- (DR82) M. Durand, V.S. Ramamurthy, P. Schuck, Phys. Lett. 113B (1982) 116.
- (DV72) D. Vautherin and D.M. Brink, Phys. Rev. C5 (1972) 626.
- (EW32) E. Wigner, Phys. Rev. 40 (1932) 749.
- (FS86) F. Sébillie, Thèse d'Etat (Nantes) 1986.
- (FL75) H. Flocard, Thèse d'Etat, Univ. Orsay (1975) 1543.
- (FU85) H. Fuchs, M. Burgel, H. Homeyer, G. Ingold, U. Jahnke, G. Thoma, Phys. Rev. C31 (1985) 465.
- (GC85) C. Grégoire, L. Vinet, B. Remaud, F. Sébillie et P. Schuck, Preprint GANIL P 85-12 (1985).
- (GC86) C. Grégoire, L. Vinet, B. Remaud, F. Sébillie, P. Schuck, Preprint GANIL P 86-04 (1986).

- (GD85) D.H.E. Gross, Nucl. Phys. A428 (1985) 313c.
- (GR85) C. Grégoire, B. Remaud, F. Scheuter, F. Sébille, Nucl. Phys. A436 (1985) 365.
- (GU85) C. Gale, S. Das Gupta, Phys. Lett. 162B (1985) 35.
- (GR86) C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille, L. Yinet, Y. Raffray, Preprint GANIL P 86-05 (1986), à paraître dans Nucl. Phys. A.
- (GRE86) C. Grégoire, B. Tamain, Preprint GANIL P 86-10, à paraître dans Annales de Physique.
- (HK80) H.S. Köhler, Nucl. Phys. A343 (1980) 315.
- (HR68) H.R. Lewis, J. Math. Phys. 9 (1968) 1976.
- (HT81) H.H. Tsang, C.H. Dasso, H. Esbensen, R.A. Broglia et A. Winther, Phys. Lett. 101B (1981) 10.
- (JG59) R.G. Glauber, dans "Lecture in Theoretical Physics" Vol 1, Ed. W.E. Brittin et al. (Interscience, New-York, 1959) 315.
- (JH81) E.J. Heller, Journal of Chem. Phys. 73 (1981) 2923.
- (JN82) J.N. Negele, Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 913.
- (J085) D. Jouan, Thèse de Doctorat, IPNO-T-85-01.
- (KB76) L.P. Kadanoff, G. Baym, dans "Quantum Statistical Mechanics" (Benjamin, New-York, 1976).
- (KJ84) J. Knoll, B. Strack, Phys. Lett. 149B (1984) 45.
- (KJ85) H. Kruse, B.V. Jacak, J.J. Molitoris, G.D. Westfall, H. Stöcker, Phys. Rev. C31 (1985) 1770.
- (KN84) H.S. Köhler et B.S. Nilsson, Nucl. Phys. A417 (1984) 541-563.
- (KR85) H. Kruse, B.V. Jacak, H. Stöcker, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 289.
- (KW57) W.E. Keller, Phys. Rev. 105 (1957) 41.
- (LA85) A. Lejeune, P. Grange, M. Mertzioff, J. Cugnon, Preprint Liège (1985)
- (LE85) S. Levit, P. Brache, Nucl. Phys. A437 (1985) 426.
- (MA79) R.A. Malfliet, Y. Karant, Phys. Lett. 86B (1979) 251.
- (MS59) P.C. Martin et J. Schwinger, Phys. Rev. 115 (1959) 1342.
- (MI85) W. Mittig, A. Cunsolo, A. Foti, J.P. Wieleczko, F. Auger, B. Berthier, J.M. Pascaud, J. Québert, E. Plagnol, Phys. Lett. 154B (1985) 259.
- (NB82) G.P. Maddison et D.M. Brink, Nucl. Phys. A378 (1982) 566.
- (NB85) J. Nemeth, M. Barranco, C. Ngô, E. Tomasi, M. Pi, Preprint Saclay DPh-N 2318 (1985).

- (NE82) J. Negel, Rev. Mod. Phys. 59 (1982) 913.
- (NI86) H. Nifenecker, J. Blachot, J. Crancon, A. Gizon, A. Lleres, Nucl. Phys. A447 (1986) 533c.
- (PA84) A.D. Panagiotou, M.W. Curtin, H. Taki, D.K. Scott, P.J. Siemens, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 196.
- (PB84) P. Bertrand, C. Grégoire, B. Lambertz et J. Chillon, Rapport Interne GANIL (1984).
- (PD30) P.A.M. Dirac, Proc. Camb. Phil. Soc. 26 (1930) 376.
- (PI86) M. Pi, M. Barranco, J. Nemeth, C. Ngô et E. Tomasi, Phys. Lett. 166B (1986) 1.
- (PN66) D. Pines et P. Nozières, dans "The Theory of Quantum Liquids" (Benjamin, New-York, 1966), Vol. 1.
- (PQ75) P. Quentin, Thèse d'Etat, Univ. Orsay (1975) 88.
- (PR83) P.A. Raviart et J.M. Thomas, dans Introduction à l'analyse numérique des équations aux dérivées partielles (Masson, Paris, 1983).
- (RB83) R. Balian, "du microscopique au macroscopique", Ed. Marketing Paris (1983).
- (RD82) B. Remaud, C. Dorso and E.S. Hernandez, Physica 112A (1982) 193.
- (RE85) B. Remaud, F. Sébille, C. Grégoire, F. Scheuter, Nucl. Phys. A428 (1985) 101c.
- (RE86) B. Remaud, C. Grégoire, F. Sébille, L. Vinet, Preprint GANIL P 86-05, soumis à Z. Phys. A.
- (RG78) R.A. Grandey, New-York, NY : Plenum Press (1978) p. 479-498.
- (RH80) E.S. Hernandez, B. Remaud, Phys. Lett. 75A (1980) 269.
- (RH81) B. Remaud, E.S. Hernandez, Physica 107A (1981) 553.
- (RS59) T.H.R. Skyrme, Nucl. Phys. 9 (1959) 615.
- (RS80) Ring/Schuck, The Nuclear Many-Body Problem, Ed. Springer-Verlag (1980).
- (RS85) B. Remaud, F. Sébille, C. Grégoire, L. Vinet and Y. Raffray, Conférence Internationale sur les collisions noyau-noyau, Visby (1985), Nucl. Phys. A447 (1985) 555c.
- (SA76) G. Sauer, M. Chanda, V. Mosei, Nucl. Phys. A264 (1976) 221.
- (SA85) H. Sagawa, G.F. Bertsch, Phys. Lett. 155B (1985) 11.
- (SC86) P. Schuck, Notes tirées du séminaire présenté à la réunion des Physiciens Théoriciens de Mars 1986 (GANIL).

- (SK75) S.E. Koonin, Ph.D Thesis, MIT (non publiée).
- (SN85) Kim Sneppen, Thèse de Doctorat, Copenhague (1985).
- (SO83) L.G. Sobotka et al, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 2187.
- (SR83) F. Sébille, B. Remaud, Z. Phys. A310 (1983) 99.
- (SR84) F. Sébille, B. Remaud, Nucl. Phys. A420 (1984) 141.
- (SU84) E. Suraud et D. Vautherin, Phys. Lett. 138B (1984) 325.
- (SV79) S. Stringari, D. Vautherin, Phys. Lett. 88B (1979) 1.
- (TC82) C. Toepffer, C.Y. Wong, Phys. Rev. C25 (1982) 1018.
- (UU33) E.A. Uehling, G.E. Uhlenbeck, Phys. Rev. 43 (1933) 552.
- (VA85) D. Vautherin, M. Vénéroni, Preprint Orsay (1985) IPNO/TH 85-44.
- (VA86) D. Vautherin, M. Vénéroni, Preprint Orsay IPNO/TH-86-39, soumis à Phys. Lett.
P. Bonche, D. Vautherin, M. Vénéroni, Preprint Orsay IPNO/TH-86-43
HICOFED 1986, Journal de Physique (1986) C4-339.
- (VG86) L. Vinet, C. Grégoire, B. Rémaud, F. Sébille, P. Schuck, à paraître.
- (VI86) L. Vinet, F. Sébille, C. Grégoire, B. Rémaud et P. Schuck, Phys. Lett. 172B (1986) 17.
- (WD83) C.Y. Wong, K.T.R. Davies, Phys. Rev. C28 (1983) 240.

Loïc VINET

Approche semi-classique de la Physique des Ions Lourds aux énergies intermédiaires.

RESUME

L'étude des collisions entre ions lourds dans le domaine des énergies intermédiaires (10 à 100 MeV/A), peut être abordée par une approche semi-classique : l'équation de Vlasov nucléaire. Il est possible de décomposer la fonction de distribution à un corps sur une base d'états cohérents appropriée aux études dynamiques. Cette méthode est appliquée au cas des dalles de matière nucléaire semi-infinie et les résultats sont comparés à ceux de TDHF. A symétrie sphérique, la résonance géante monopolaire isoscalaire, les régimes d'évaporation, de formation de noyaux bulles et de vaporisation complète sont obtenus. L'extension à trois dimensions d'espace indépendantes et à l'équation de Landau-Vlasov où les interactions résiduelles à deux corps sont prises en compte par le terme de collision de Uehling-Uhlenbeck, a conduit à l'étude générale de l'instabilité dynamique des noyaux fortement excités. L'application aux collisions d'ions lourds donne une description des principaux mécanismes de réaction, et fait apparaître un mécanisme de fusion inefficace pour la réaction ^{40}Ar (35 MeV/A) + ^{27}Al . Les multiplicités de particules alpha en coïncidence avec les résidus d'évaporation détectés dans l'expérience ^{40}Ar (27 MeV/A) + ^{27}Al , ont été extraites. Au regard des résultats théoriques, différents scénari sont proposés (limitation de voie d'entrée et désintégration en voie de sortie) pour expliquer la disparition de la composante de fusion observée pour ce système au-delà de 32 MeV/A.

MOTS CLES

- Ions Lourds aux énergies intermédiaires
- Equation de Vlasov nucléaire : dalles, noyaux sphériques
- Terme de collision de Uehling-Uhlenbeck
- Désintégration des noyaux excités.