

IPNO-T-75-10

FR 960 2108

ORSAY

Sede A. n°

1° Centre:

THÈSE

PRÉSENTÉE

AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

le grade DE DOCTEUR es-Sciences Physiques

PAR

Christian N G O

La présente thèse a été présentée en public le 10 mai 1975.

Elle a été jugée par :

M. 27 40 75 : Directeur de thèse

MM. M. LEBLANC : Président

M. TRILLAC

M. DARTIGNAC

M. SALER

M. FLEURY

M. PETER

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre:

THÈSE

PRÉSENTÉE ,

**AU CENTRE D'ORSAY
UNIVERSITÉ PARIS-SUD**

POUR OBTENIR

LE grade DE DOCTEUR es-Sciences Physiques

PAR

Christian N G Ô

Etude d'un nouveau mécanisme de réaction entre ions lourds :
la "quasi-fission".

Soutenue le 27.10.75 devant la Commission d'examen

MM. M. LEFORT

Président.

J. TEILLAC
K. DIETRICH
L. SALEM
A. FLEURY
J. PETER

} Examinateurs.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur Marc LEFORT pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et pour avoir dirigé ce travail. Il m'a fait profiter de son esprit de synthèse et de sa très grande expérience au cours des nombreuses discussions que nous avons eues. Son enthousiasme communicatif m'a permis de m'initier à la recherche dans de très bonnes conditions.

Les expériences ont été réalisées par toute une équipe dans un climat de profonde sympathie :

Je remercie profondément Jean PETER qui en a beaucoup facilité la réalisation et qui m'a toujours fait profiter de ses connaissances par de nombreux et précieux conseils. Il a constitué l'élément moteur du travail expérimental.

Que Bernard TAMAIN soit très sincèrement remercié pour l'aide qu'il m'a apportée. Sa compétence et ses explications toujours très claires m'ont été d'un très grand secours.

Je ne saurais également oublier Francis HANAPPE qui m'a toujours aidé avec gentillesse et efficacité lors des expériences ainsi que Michel BERLANGER et Franz PLASIL pour leur aide cette dernière année.

Ce travail expérimental n'aurait pu être réalisé sans le sympathique concours de Maurice ENGRAND, Egidio FESTA, Joël POUTHAS et Peter VOLKOV qui ont assuré la bonne marche de l'électronique d'acquisition, et de tout le personnel de l'ensemble Alice qui a toujours fait très gentiment le maximum pour nous donner le meilleur faisceau possible, aussi je les en remercie beaucoup.

Je ne saurais oublier également tous ceux qui m'ont aidé par leur travail et leur sympathie durant ces quelques années.

Quant à l'interprétation théorique, si j'ai pu la mener à bien c'est grâce à l'aide et aux nombreuses discussions que j'ai eues avec des théoriciens :

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur le Professeur Klaus DIETRICH pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués à chaque rencontre et pour m'avoir permis de m'initier aux calculs dynamiques. A ce propos, je

remercie très sincèrement Hanns DEUBLER pour son aide efficace qui m'a permis de les mener à bien.

Je remercie vivement Marcel BEINER, Joël GALIN et Roland LOMBARD pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation des calculs statistiques ainsi que Alain ROUYSSY, Hubert FLOCARD et Neil ROWLEY pour toutes les fructueuses discussions que nous avons eues.

La présentation de ce travail a été rendue possible grâce à l'aide particulièrement efficace et rapide de Dominique BONNEAU et Marthe PARE que je remercie vivement.

Je remercie également Simone BOUBY et Monique DORMEAU qui ont dessiné une grande partie des figures ainsi que tout le service d'impression qui a assuré le tirage.

Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement mon épouse, Hélène, pour l'aide et le soutien qu'elle m'a toujours apportés lors de la réalisation de ce travail.

T A B L E D E S M A T I E R E S

	Pages
<u>INTRODUCTION.</u>	I
<u>CHAPITRE I. CALCULS DE POTENTIELS D'INTERACTION ION LOURD-ION LOURD.</u>	1
<u>I - DIFFERENTS POTENTIELS D'INTERACTION ION LOURD-ION LOURD.</u>	3
A. Les calculs microscopiques.	7
1. <u>Calculs microscopiques Hartree-Fock de potentiel d'interaction.</u>	7
2. <u>Calculs microscopiques non auto-cohérents.</u>	8
B. Les calculs macroscopiques.	8
1. <u>Calculs de type goutte liquide.</u>	8
2. <u>Modèle à portée finie des forces nucléaires.</u>	10
3. <u>Potentiel et force de proximité.</u>	11
4. <u>Potentiele convolués.</u>	13
<u>II - APPLICATION DU FORMALISME DE LA DENSITE D'ENERGIE AU CALCUL DU POTENTIEL D'INTERACTION ION LOURD-ION LOURD.</u>	16
A. Construction du potentiel.	17
1. <u>Fonctionnelle utilisée.</u>	17
2. <u>Densités utilisées.</u>	19
3. <u>Potentiele d'interaction obtenus.</u>	20
B. Cohérence du modèle utilisé.	22
1. <u>Influence du choix des densités auto-cohérentes.</u>	22
2. <u>Influence du choix de la fonctionnelle.</u>	22
3. <u>Influence de la diffusivité des densités.</u>	25
C. Comparaison avec les autres potentiels.	26
1. <u>Comparaison avec les pote tiels macroscopiques.</u>	26
2. <u>Comparaison avec les potentiels microscopiques.</u>	28

D. Test du potentiel : calcul des barrières d'interaction	31
1. <u>Notion de barrière d'interaction.</u>	31
2. <u>Comparaison des calculs avec les résultats expérimentaux.</u>	33
E. Paramétrisation simple de la partie nucléaire du potentiel d'interaction.	38
1. <u>Mise en évidence de la loi d'échelle.</u>	38
2. <u>Démonstration de la loi d'échelle dans le cas d'un modèle semi-ingéni.</u>	41
3. <u>Cas du modèle à trois dimensions.</u>	43
4. <u>Remarques.</u>	44

<u>APPENDICE.</u>	47
-------------------	----

<u>CHAPITRE II. ETUDE DU PROCESSUS DE QUASI-FISSION.</u>	49
--	----

<u>I - MISE EN EVIDENCE DU PROCESSUS DE QUASI-FISSION.</u>	50
--	----

A. But de cette étude.	50
B. Dispositif expérimental utilisé.	50
C. Résultats obtenus.	52
1. <u>Système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 500 MeV.</u>	52
2. <u>Autres systèmes.</u>	55
3. <u>Conclusion.</u>	58

<u>II - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.</u>	59
---	----

A. Principe des mesures.	59
B. Détecteurs.	60
1. <u>Détecteurs semi-conducteurs.</u>	60
2. <u>Le scintillateur.</u>	60
C. Montage électronique.	61
1. <u>Généralités.</u>	61
2. <u>Les voies linéaires.</u>	61
3. <u>Les voies temps de vol.</u>	63
4. <u>Les voies logiques.</u>	63
5. <u>La partie acquisition.</u>	64
D. Etalonnages.	64
1. <u>Voie X.</u>	64

a. Etalonnage en énergie.	65
b. Etalonnage en temps de vol.	66
2. <u>Voies V_1 et V_2.</u>	66

III - CARACTERISTIQUES DU PROCESSUS DE QUASI-FISSION.

A. Systèmes étudiés.	67
B. Extraction des événements de quasi-fission parmi les autres événements observés.	67
C. Processus binaire.	70
D. Energie de répulsion coulombienne et angle d'effleurement.	71
1. <u>Energie de répulsion coulombienne.</u>	71
2. <u>Angle d'effleurement.</u>	72
E. Distributions en énergie des produits de quasi-fission.	74
1. <u>Distributions en énergie.</u>	74
2. <u>Energie cinétique totale.</u>	77
F. Distributions de masse.	79
G. Distributions angulaires.	82
H. Sections efficaces.	90

CHAPITRE III. INTERPRETATIONS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

I - COMPARAISON DE LA QUASI-FISSION AVEC LES TRANSFERTS TRES INELASTIQUES.

A. Processus binaire.	92
B. Distributions en énergie des produits légers.	92
C. Distribution des numéros atomiques.	93
D. Distributions angulaires des produits légers.	93
E. Sections efficaces.	94
F. Conclusions.	94

II - UTILISATION D'UN MODELE STATIQUE.

A. Notion de moment angulaire critique.	96
B. Notion de distance critique.	97
C. Indication expérimentale de la notion de distance critique.	98

D. Prédiction des sections efficaces de fusion pour des systèmes tels que $Z_1 Z_2 \lesssim 1700-1800$.	100
1. <u>Détermination de $V(R_c)$.</u>	100
2. <u>Détermination de l'énergie E_{tr}.</u>	102
3. <u>Prédiction de la section efficace de fusion lorsque $V_{12} \leq E \leq E_{tr}$.</u>	106
4. <u>Prédiction de la section efficace de fusion lorsque $E > E_{tr}$.</u>	106
E. Utilisation de la notion de distance critique pour les systèmes tels que $Z_1 Z_2 \gtrsim 1700-1800$.	110
III - <u>MODELES DYNAMIQUES.</u>	110
A. Modèles utilisés.	111
1. <u>Modèles utilisant la dynamique classique.</u>	111
a. Equations du mouvement.	111
b. Choix du potentiel d'interaction.	113
c. Choix du tenseur d'inertie.	113
d. Choix du tenseur de dissipation.	113
e. Résultats obtenus dans le cadre de ces modèles.	114
2. <u>Modèles de type statistique.</u>	114
B. Inclusion du formalisme de la densité d'énergie dans le modèle sphérique de Deubler et Dietrich.	114
1. <u>Description du modèle.</u>	114
a. Formalisme.	114
b. Résultats obtenus avec un tel modèle.	116
2. <u>Utilisation du potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie.</u>	117
a. Modifications.	117
b. Remarques.	118
3. <u>Résultats.</u>	119
a. Perte d'énergie dans le mouvement relatif.	119
b. Effet de focalisation.	120
c. Sections efficaces.	120
4. <u>Conclusions.</u>	122
C. Inclusion du formalisme de la densité d'énergie dans le modèle déformé de Deubler et Dietrich.	123
1. <u>Description du modèle.</u>	123
a. Formalisme.	123
b. Résultats obtenus avec un tel modèle.	126

2. <u>Utilisation du potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie.</u>	127
a. Modifications.	127
b. Remarques.	127
3. <u>Résultats.</u>	129
a. Perte d'énergie dans le mouvement relatif.	129
b. Effet de focalisation.	129
c. Sections efficaces.	129
4. <u>Conclusions.</u>	129

<u>CONCLUSION</u>	133
-------------------	-----

<u>REFERENCES</u>	135
-------------------	-----

INTRODUCTION

Les réactions nucléaires entre ions lourds peuvent être schématiquement divisées en trois grandes catégories :

- Les deux noyaux incidents peuvent fusionner en un système habituellement appelé noyau de fusion complète. Dans une telle réaction, tous les nucléons entrent en jeu et toute l'énergie cinétique dans le mouvement relatif de la voie d'entrée est transformée en énergie d'excitation du système.

- Dans la seconde catégorie, on observe deux noyaux dans la voie finale et leur énergie cinétique totale est à peu près égale à celle de la voie d'entrée. Un faible nombre de nucléons entrent en jeu et ces réactions sont généralement appelées quasi-élastiques.

- Dans la troisième catégorie, un grand nombre de nucléons entrent en jeu et une grande part de l'énergie cinétique incidente est transformée en énergie d'excitation, mais la mémoire de la voie d'entrée est conservée et il y a deux produits principaux dans la voie finale.

Les réactions très inélastiques sont des outils de choix pour étudier les propriétés de deux gros amas de matière nucléaire chargée en forte interaction. Dans ce travail, nous avons étudié les réactions très inélastiques que l'on peut observer avec des ions très lourds (projectile $\gtrsim 40$ u.m.a) et que nous avons appelées quasi-fission. Ce nouveau type de réaction semble prendre la place du processus de fusion complète que l'on observe fréquemment dans le cas des systèmes plus légers (projectile de masse $\lesssim 40$ u.m.a).

L'étude expérimentale de la quasi-fission sera faite dans le chapitre II. Nous rappellerons brièvement sa mise en évidence, puis, après avoir décrit le dispositif expérimental que nous avons mis en œuvre, nous présenterons les principales caractéristiques que nous avons mesurées pour quelques systèmes : distributions en énergie, distributions en masses, distributions angulaires et sections efficaces totales de quasi-fission.

Pour interpréter les résultats expérimentaux obtenus, nous utiliserons deux approches : une approche statique et une approche dynamique. Dans les deux cas, il sera nécessaire de calculer le potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd du système.

La construction d'un tel potentiel sera faite dans le chapitre I en utilisant le formalisme de la densité d'énergie dans le cadre de l'approximation soudaine. Il sera comparé aux autres potentiels actuellement disponibles dans le domaine des ions lourds. Nous décrirons donc ceux-ci avec quelques détails afin de voir les traits communs ainsi que les différences.

Les principales caractéristiques de ce potentiel, obtenu sans paramètres ajustables, seront étudiées et nous montrerons qu'il reproduit correctement les barrières d'interaction. Enfin, nous verrons que la partie nucléaire du potentiel satisfait à une loi d'échelle particulièrement intéressante.

Dans le chapitre III, nous ferons une comparaison entre la quasi-fission et les transferts très inélastiques (réactions très inélastiques que l'on observe lorsque l'on utilise des projectiles de masse ≈ 40 u.m.a). Nous verrons ensuite comment on peut calculer les sections efficaces de fusion complète et de quasi-fission dans le cadre d'une approche statique basée sur la notion de distance critique introduite par Galin et al. [GGLT74]. Enfin, nous effectuerons des calculs dynamiques classiques incluant des termes de dissipation en utilisant le potentiel construit dans le premier chapitre dans le cadre du modèle de Deubler et Dietrich [DD75] pour essayer de reproduire les principales caractéristiques du processus de quasi-fission.

CHAPITRE I

CALCULS DE POTENTIELS D'INTERACTION ION LOURD-ION LOURD

Un certain nombre de faits expérimentaux résultant de l'étude du processus de fusion et des réactions très inélastiques entre deux ions lourds doivent être expliqués. Ce sont notamment :

- Les fonctions d'excitation du processus de fusion et la diminution très importante du rapport de la section efficace de fusion à la section efficace de réaction pour les systèmes lourds (projectile de nombre de masse supérieure à 40).
- L'apparition d'un nouveau type de réaction : la quasi-fission, pour ces mêmes systèmes lourds.
- Les transferts très inélastiques mis en évidence pour le moment pour les systèmes plus légers (projectiles de masse inférieure ou égale à 40).
- La transformation d'une partie importante de l'énergie cinétique relative en énergie d'excitation des fragments pour les processus de quasi-fission et les transferts très inélastiques.
- Les transferts de masse importants d'un ion à l'autre qui s'y produisent.
- La distribution angulaire de ces produits et notamment l'effet de focalisation qui est observé.

Un traitement correct du problème consisterait à résoudre de manière microscopique l'équation de Schrödinger dépendant du temps :

$$H|\psi\rangle = i\hbar \left| \frac{\partial \psi}{\partial t} \right\rangle$$

dans l'état actuel des connaissances [B71], cela ne semble guère possible. On peut l'aborder de manière plus ou moins simplifiée, compte tenu des remarques suivantes :

Le grand nombre de nucléons présents dans chaque ion va permettre un traitement macroscopique de chacun d'eux. Un traitement microscopique sera, par contre, rendu plus ardu. Compte tenu du grand nombre de nucléons, les mouvements cohérents de plusieurs nucléons (mouvements collectifs) vont devenir importants. Il n'y aura pas seulement des excitations de particules individuelles, mais aussi des excitations collectives. Des couplages entre les deux types d'excitations [BMS2] pourront aussi avoir lieu.

La grande quantité de mouvement relatif ($\hbar k$) mise en jeu ($k \approx 10-40 \text{ fm}^{-1}$) va entraîner que la longueur d'onde réduite du système ($\lambda = \frac{1}{k} \ll 1 \text{ fm}$), qui donne un ordre de grandeur de l'extension du paquet d'onde associé à chaque ion, va être beaucoup plus faible que les dimensions de chaque ion ($\approx 1.2 \text{ A}^{1/3} \text{ fm}$). Donc, avec une bonne approximation, le processus de collision pourra être considéré comme l'interaction de deux systèmes macroscopiques.

Deux types d'interactions vont être importantes :

- L'interaction coulombienne des deux systèmes qui est répulsive et à longue portée (égale à $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$ si les deux systèmes sont sphériques et ne se recouvrent pas).
- L'interaction nucléaire qui est à courte portée et qui n'agira que lorsque les deux systèmes seront suffisamment proches l'un de l'autre.

La dimension caractéristique de la réaction est la distance d'approche minimum entre les deux ions lors d'une collision frontale, soit $a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E}$ (a plusieurs fermis) pour une collision au-dessous de la barrière d'interaction, et la somme des rayons moyens des deux ions pour une collision au-dessus de la barrière d'interaction. Cette dimension doit être comparée à la longueur d'onde réduite λ associée au mouvement relatif qui donne l'ordre de grandeur de la dimension du paquet d'onde. Pour les ions lourds, et dans le domaine d'énergie où l'on travaille, le rapport de ces deux quantités est très supérieur à 1. En d'autres termes, le paramètre de Sommerfeld $\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \gg 1$ ce qui signifie qu'avant l'interaction nucléaire, et après qu'elle ait eu lieu, le mouvement des deux ions peut être considéré comme classique, c'est-à-dire qu'ils se meuvent sur des orbites coulombiennes.

En ce qui concerne la région où l'interaction nucléaire agit, l'application d'une théorie classique [BW72] suppose les conditions suivantes réalisées :

$$\frac{\Delta E}{E} \ll 1 \quad \frac{\Delta m}{m} \ll 1 \quad \frac{\Delta Z}{Z} \ll 1 \quad \frac{\Delta l}{l} \ll 1 \quad (1)$$

où ΔE , Δm , ΔZ et Δl représentent respectivement le transfert d'énergie, de masse, de charge et de moment angulaire orbital qui se produit au cours de la réaction (E est l'énergie cinétique incidente dans le centre de masse). C'est-à-dire que l'interaction nucléaire se traduit par une perturbation peu importante de l'état initial. Ces conditions ne sont qu'approximativement satisfaites pour le cas des processus très inélastiques.

Le domaine d'énergie de bombardement est, en gros, situé entre une et deux fois la hauteur de la barrière coulombienne, donc la vitesse rela-

tive au moment du contact est plus petite que la vitesse du son dans la matière nucléaire (cette vitesse correspondrait à plus de 10 MeV/nucléon [WN74], [SMG74]), aussi la matière nucléaire peut être considérée approximativement comme incompressible.

De grands moments angulaires orbitaux (jusqu'à plus de 100 $\hbar$) sont mis en jeu dans la réaction et ceci pour une énergie cinétique incidente E relativement faible. Ceci a une grande influence sur les différents observables mesurés au cours du processus.

Lorsque le système résultant de la fusion des deux ions lourds pourra être obtenu, son énergie d'excitation sera généralement importante (> 30 MeV) et il pourra être formé avec une grande distribution de moments angulaires. S'il vit suffisamment longtemps pour qu'il y ait équilibre statistique (noyau composé), l'étude de sa désexcitation pourra se faire en appliquant les théories statistiques [L74].

Compte tenu de ces remarques, l'étude du processus de fusion se fait habituellement de manière beaucoup plus simple en scindant le problème en deux.

1. Après avoir choisi les degrés de liberté collectifs $\{q\}$ importants pour le décrire de manière la plus correcte possible, on évalue le potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd (surface d'énergie potentielle si on a plus d'un degré de liberté) en fonction de $\{q\}$ de manière statique.

2. On utilise le potentiel ainsi généré pour faire un traitement dynamique du problème en résolvant les équations du mouvement. Il est donc nécessaire d'évaluer les termes cinétiques et éventuellement les termes de dissipation.

On suppose donc que la vitesse de propagation des interactions peut être considérée comme infinie et que l'ensemble des degrés de liberté autres que ceux nécessaires à décrire le potentiel ($\{q\}$) n'imposent pas de contraintes trop fortes au système afin que le chemin qu'il suit dans l'espace de phases soit aussi proche que possible du chemin réel (contraintes sur les formes en particulier).

Ce chapitre sera décomposé en deux parties. Dans la première, nous ferons une brève revue de la situation actuelle en ce qui concerne les calculs de potentiels d'interaction ion lourd-ion lourd. Dans la seconde, nous décrirons le potentiel que nous avons utilisé dans le reste de ce travail. Nous le comparerons, à d'autres potentiels et nous verrons quelle loi d'échelle nous pouvons en déduire.

I - DIFFERENTS POTENTIELS D'INTERACTION ION LOURD-ION LOURD.

Il faut tout d'abord choisir les paramètres collectifs $\{q\}$ nécessaires pour décrire le processus. Ces paramètres agiront comme contraintes et permettront de décrire la surface d'énergie potentielle. Comme l'a souligné Swiatecki [SB72], au moins trois paramètres sont nécessaires pour penser pouvoir décrire la surface d'énergie potentielle de manière correcte. Ce sont :

- Un paramètre lié à la séparation des deux ions (élongation du système lorsque les deux ions ont un recouvrement important).

- Un paramètre d'asymétrie de masse.
- Un paramètre décrivant la forme du col.

Toutefois, à l'heure actuelle, les calculs ont été faits avec au maximum deux paramètres [SN73, NS74].

Chaque ion lourd est ensuite décrit, soit de manière macroscopique, soit de manière microscopique, ce qui donne un ensemble de f degrés de liberté (f). Une fois le choix fait des deux ensembles (q) et (f), il faut calculer le potentiel pour chaque valeur de (q). Ce potentiel étant calculé de manière statique, il va falloir faire des hypothèses sur l'état du système au point (q). Elles sont situées entre les deux hypothèses extrêmes suivantes : adiabatique ou soudaine.

L'hypothèse adiabatique suppose qu'en tout point (q), l'énergie du système est minimale. Cette hypothèse suppose que le système reste suffisamment longtemps au point (q) afin que les degrés de liberté (f) aient eu le temps de prendre un ensemble de valeurs conduisant à une valeur minimale de l'énergie du système. Donc, pour qu'une telle hypothèse soit valable, il est nécessaire que le temps de réaction soit assez grand pour que le système ait eu le temps de minimiser son énergie. En fait, cette minimisation se fait le plus souvent dans un espace fonctionnel plus petit que l'espace fonctionnel minimum pour décrire le processus de manière précise (par exemple, cela peut provenir de la contrainte sur les formes intervenant dans la réaction dans le cas de l'utilisation d'un modèle de type goutte liquide), aussi l'énergie calculée est-elle toujours supérieure à l'énergie que l'on obtiendrait par minimisation dans un espace fonctionnel correct (principe de Ritz).

L'hypothèse soudaine suppose au contraire que les deux ions lourds sont gelés au cours de la collision, donc que leur fonction d'onde reste la même à une phase près. Pour être valable, cela suppose que le temps de réaction soit suffisamment rapide pour qu'aucun des degrés de liberté (f) n'ait eu le temps de changer.

Qu'en est-il pour les cas qui nous intéressent ? Prenons par exemple la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ à 200 MeV dans le centre de masse. L'énergie cinétique d'un nucléon dans un noyau est typiquement de l'ordre de 40 MeV. Le temps nécessaire à ce nucléon pour effectuer une révolution est donc :

$$\frac{2\pi R}{\sqrt{2E_R/m}} \approx 3 - 4 \cdot 10^{-22} \text{ s}$$

Dans cette formule, R est le rayon de coupure franche du noyau, E_R l'énergie cinétique du nucléon et m sa masse.

Le temps typique de collision T peut être défini comme le temps nécessaire pour que les ions s'approchent l'un de l'autre depuis la distance $2a$ jusqu'à la distance a puis reviennent à $2a$ (où a est la distance minimum d'approche) [EG70].

$$T_C = \frac{4,6}{\alpha} a^{3/2}$$

où

$$\alpha = \left(\frac{2Z_1 Z_2 e^2}{\mu} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E}$$

Z_1 et Z_2 sont respectivement les numéros atomiques de chaque ion,

et la charge élémentaire, E l'énergie cinétique dans le centre de masse de la masse réduite du système.

Si l'on suppose le champ uniquement coulombien,

$$T_c \approx 8.10^{-22} \text{ s}$$

La période de vibration quadrupolaire (phonon $\hbar\omega \approx 3-1.2 \text{ MeV}$) est entre $\approx 3.10^{-21}$ et 10^{-20} s ; pour une vibration octupolaire ($\hbar\omega \approx 5 \text{ MeV}$) la période varie entre 2.10^{-21} et 4.10^{-21} s . L'examen de ces différents temps montre que nous sommes dans un cas où ni l'approximation adiabatique ni l'approximation adiabatique ne sont complètement valables. Le choix de l'une ou l'autre de ces hypothèses se fait donc plutôt sur des bases de possibilités de réalisation pratique des calculs.

Le potentiel d'interaction de deux ions lourds est généralement ni comme la différence entre l'énergie du système à la configuration considérée et l'énergie propre des deux ions à l'infini l'un de l'autre. exemple, si la distance R entre les centres de masse des deux ions le seul degré $\{q\}$ on choisit alors :

$$V(R) = E_p(R) - E_p(\infty) \quad (2)$$

$V(R)$ est le potentiel d'interaction à la distance R et E_p l'énergie potentielle du système au point R .

Le calcul statique du potentiel $V_L(R)$ pour une valeur L du moment cinétique orbital se fait habituellement en deux étapes :

- Calcul du potentiel d'interaction pour une onde s (collision frontale) $V(R)$.
- Addition à $V(R)$ d'un potentiel effectif centrifuge de la forme $\frac{L(L+1)\hbar^2}{2J}$ où J est le moment d'inertie.

$$V_L(R) = V(R) + \frac{L(L+1)\hbar^2}{2J} \quad (3)$$

Une telle décomposition n'est valable que lorsque le système possède une symétrie axiale (existence d'une variable kinosthénique).

Le calcul de $V(\{q\})$, consiste à calculer l'énergie totale d'un nombre de particules, donc à résoudre le problème à N corps. Dans le cadre d'une approche de particules indépendantes qui trouve sa signification dans le fait que l'énergie de liaison d'un nucléon (5-8 MeV) est comparable à son énergie cinétique ($\approx 40 \text{ MeV}$), une présentation schématisée des différentes possibilités est donnée dans la fig.1 inspirée de ce donnée par Myers [M71]. Comme on peut le constater, les calculs se répartissent à deux classes différentes d'importance inégale : les calculs macroscopiques phénoménologiques qui sont les plus développés à l'heure actuelle, parce que plus faciles techniquement, et les calculs microscopiques autocohérents qui commencent à se développer, mais qui n'ont été effectués jusqu'à présent que pour deux ions identiques, essentiellement ($^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, [F74, GMPZ74]) dans l'approximation de Hartree-Fock pour l'interaction effective phénoménologique. Nous allons rapidement les présenter dans le domaine des tentatives microscopiques qui ont pour but de décrire le noyau et dans un avenir plus ou moins proche de calculer des

PRINCIPALE APPROXIMATION →

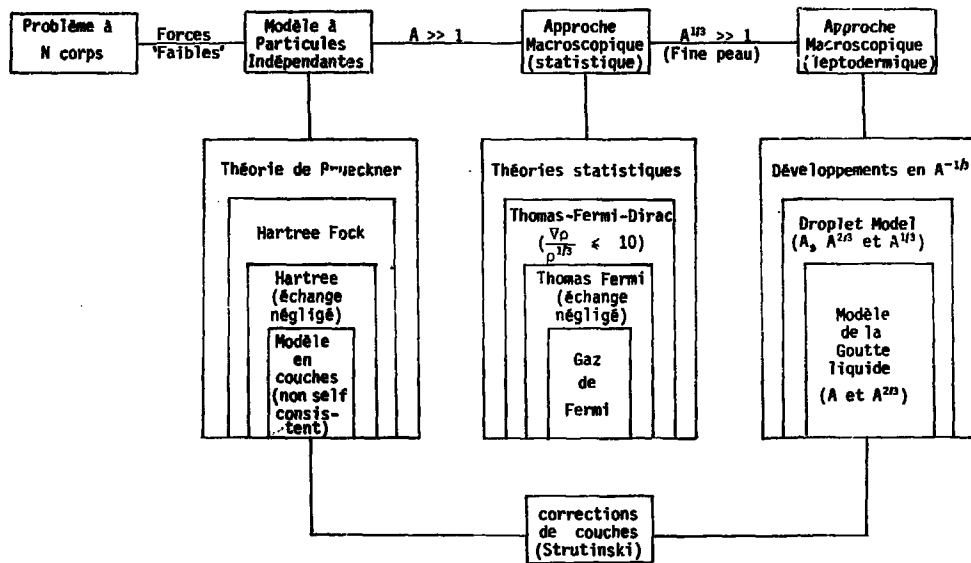


Fig.1. Présentation schématique des différentes approches théoriques.

potentiels d'interaction $V(\{q\})$ afin de voir quel degré de phénoménologie ils contiennent.

A - Les calculs microscopiques.

Le traitement microscopique autocohérent (self-consistent) du problème statique de la fusion consiste à partir d'une interaction effective nucléon-nucléon et à résoudre le problème à N corps dans l'approximation de Hartree-Fock. La première étape est donc de calculer ou de choisir l'interaction effective.

1°) On définit une interaction effective à deux corps de manière auto-cohérente (auto-cohérence de Brueckner) qui tient compte de la présence des autres particules (théorie de la matrice G [BL55]). Pour cela, on part d'une interaction qualifiée de réaliste qui doit reproduire au mieux les résultats expérimentaux de la diffusion nucléon-nucléon. Dans le cas de la matière nucléaire infinie, on n'a qu'un seul problème d'auto-cohérence à résoudre, mais cette théorie appliquée aux noyaux finis est beaucoup plus compliquée, car le calcul des fonctions d'onde des particules indépendantes fait intervenir en plus l'auto-cohérence de Hartree-Fock. Ce problème de double auto-cohérence fait que les calculs n'ont été effectués que pour des noyaux simples et isolés [DKB66, TD68, D69, DB70, DM71, DMS72]. L'application au processus de fusion ne sera donc que pour un avenir lointain.

2°) La deuxième approche consiste à scinder en deux le problème de double auto-cohérence, cela peut se faire de deux manières:

- En utilisant l'approximation de densité locale introduite par Brueckner, Gammel et Weitzner [BGW58] où l'on part d'une interaction réaliste et on suppose que dans un noyau fini l'interaction effective entre deux nucléons est donnée par la matrice G dans la matière nucléaire; les effets d'ordre supérieur sont ensuite introduits par une renormalisation de certains des paramètres et il ne reste alors plus qu'à obtenir l'auto-cohérence de Hartree-Fock en utilisant la matrice G comme interaction effective [C73].

- On peut aussi ignorer complètement l'auto-cohérence de Brueckner et paramétriser une interaction effective qui est alors phénoménologique [VV69, M70, VB70, VB72] et qui est choisie de manière à reproduire au mieux certaines propriétés générales des noyaux, comme les énergies de liaison, les moments quadrupolaires, la densité de charge et le spectre des états à une particule. Parmi les interactions effectives phénoménologiques, seules celles qui dépendent de la densité permettent de bien reproduire simultanément ces propriétés générales. Ces interactions effectives peuvent être à portée finie ou nulle telle que l'interaction de Skyrme simplifiée par Vautherin et Brink qui est pour le moment la seule utilisée en pratique dans les calculs auto-cohérents de potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd.

1. Calculs microscopiques Hartree-Fock de potentiels d'interaction.

Flocard [F74] et Glas et al. [GMPZ74] ont effectué des calculs Hartree-Fock contraint pour le système $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ en utilisant l'interaction effective phénoménologique de Skyrme. La contrainte, nécessaire pour décrire la courbe d'énergie potentielle $\{q\}$ a été prise sur le moment quadrupolaire pour le premier et sur la distance de séparation entre les

deux centres de masse pour les seconds, les deux calculs sont des calculs adiabatiques où l'on part du noyau ^{22}S que l'on déforme jusqu'à obtenir deux noyaux d' ^{16}O . Pendant son évolution le système est supposé garder la symétrie axiale et la symétrie droite gauche. Le problème est résolu par développement sur une base d'oscillateurs à deux centres, centrés au centre de masse de chaque ion pour Glas et al. et sur une base de polynômes orthogonaux définis par une fonction de poids appropriée à deux centres pour Flocard, les barrières d'interaction ainsi calculées, sont dans les deux cas à peu près en accord avec les résultats expérimentaux. Le plus gros défaut de ce type de calcul vient du fait que la correction due au mouvement du centre de masse n'est pas prise en compte ce qui entraîne que l'énergie totale des deux ^{16}O à l'infini n'est pas égale à la somme des énergies de liaison des deux ^{16}O . La courbe d'énergie potentielle obtenue est donc un peu distordue par rapport à la courbe plus correcte qui serait obtenue par exemple en appliquant un traitement de coordonnées génératrice. Une partie de la courbe calculée par Flocard est montrée sur la fig.12 (renormalisée sur les deux ^{16}O à l'infini).

2. Calculs microscopiques non auto-cohérents.

Ces calculs négligent les deux auto-cohérences précédemment citées. Le potentiel d'interaction est déterminé en utilisant des orbitales de type moléculaire [R72] ou des orbitales du modèle en couches [F71, RS75] dans une interaction effective phénoménologique essentiellement de Brink Boeker [BB67], de Volkov [V65] et de Skyrme [VB72]. Jusqu'à présent, de tels calculs n'ont été effectués que pour les systèmes symétriques dans le cadre d'une approximation soudaine, essentiellement pour le système $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$.

B - Les calculs macroscopiques.

Ce sont les plus utilisés, on peut les séparer en 3 classes :

- 1. Les modèles de type goutte liquide.
- 2. Les modèles de type convolution.
- 3. Les modèles de type statistique.

Dans ce paragraphe, nous ne parlerons que des deux premières classes, la troisième sera traitée dans la seconde partie de ce chapitre.

1. Calculs de type goutte liquide.

Soit un système physique où il existe une région de volume où la densité de matière est à peu près constante et une région superficielle mince (peau) où la densité de matière chute rapidement à zéro. Lorsque cette dernière partie est petite devant la première, un tel système est dit leptodermique [T69]. C'est le cas des noyaux où $A^{1/3} \gg 1$ (A est la masse du noyau considéré). Il est alors possible de calculer l'énergie de liaison du système comme un développement rapidement convergent [T69]. Pour le cas des noyaux le développement se fait selon les puissances de $A^{-1/3}$ et peut se poursuivre plus ou moins loin selon la précision désirée. Reprenons le diagramme schématique (fig.2) de Myers et Swiatecki [MS69] illustrant ce développement. Il s'effectue en fonction de deux variables $A^{-1/3}$ et comme il y a deux sortes de particules (protons et neutrons) du

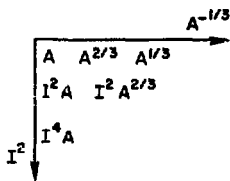


Fig. 2. Schéma du développement en fonction de $A^{-1/3}$ et de I^2 dans les modèles de type goutte liquide (tiré de [MS69]).

nombre I^2 où I est l'excès moyen de neutrons $I = \frac{N-Z}{N+Z}$. L'ordre zéro du développement

(terme en A) correspond à la matière nucléaire homogène infinie. La goutte liquide [MS66] correspond à tous les termes jusqu'à l'ordre 1 (volume, surface et symétrie de volume). Pour obtenir le modèle de la gouttelette (droplet) [MS69], il faut pousser le développement jusqu'à l'ordre 2. Deux nouveaux degrés de liberté sont ajoutés par rapport à la goutte liquide, l'un pour tenir compte de la faible compressibilité de la

matière nucléaire : $\epsilon = \frac{1}{3} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right)$, l'autre

pour tenir compte de l'asymétrie locale protons neutrons : $s = \frac{(\rho_n - \rho_p)}{\rho}$

d'où la possibilité d'obtenir pour un noyau isolé la peau de neutrons observée expérimentalement. (Dans ces formules, ρ_0 est la densité d'équilibre, ρ_n et ρ_p sont respectivement les densités locales de neutrons et de protons et $\rho = \rho_n + \rho_p$). Bien sûr, plus le développement est poussé loin, plus la partie coulombienne a besoin d'être évaluée avec exactitude souvent on ajoute au développement choisi le terme en A^0 qui provient du caractère discret des particules individuelles et correspond aux effets de couches et aux interactions résiduelles ; il doit être traité à part : c'est le principe de la méthode macroscopique-microscopique introduite par Strutinski ([S67], [MS66] voir également [N72]).

De tels développements ont donné de bons résultats pour calculer les tables de masse [MS66], ou pour calculer des barrières de fission [CS63], mais sont inapplicables sous cette forme pour étudier le processus de fusion lorsque les noyaux commencent à s'interpénétrer ou pour étudier le processus de fission au voisinage du point de scission, car dans les deux cas, il existe une région non négligeable où l'approximation leptodermique n'est plus valable. En effet, le col a des dimensions de l'ordre de grandeur de la diffusivité de la matière nucléaire. On peut se rendre compte de ce fait qualitativement en considérant deux noyaux dont les densités de matière peuvent être représentées par une distribution de fermi et en considérant les deux gouttes liquides à bords abrupts associées à chacun de ces noyaux, supposons de plus les deux noyaux gelés au cours de la collision (approximation soudaine). Si l'on considère les deux gouttes, l'interaction nucléaire ne se fera sentir que lorsqu'elles seront tangentes, alors qu'en fait les deux noyaux vont interagir de manière nucléaire de façon notable dès qu'il y aura un recouvrement suffisant de matière, c'est-à-dire avant la configuration de tangence des deux gouttes associées. Pour rendre compte du phénomène, il faut donc introduire un nouvel ingrédient qui corrige ou se substitue au développement leptodermique lorsqu'il existe un col fin. Deux méthodes sont possibles :

- On tient compte de la portée finie des forces nucléaires [KN73].
- On introduit des forces dites de proximité [RTS74].

2. Modèle à portée finie des forces nucléaires.

Krappe et Nix [KN73] ont introduit la portée finie des forces nucléaires dans le modèle de la goutte liquide, sous la forme suivante : l'énergie coulombienne d'une distribution de charge est :

$$E_C = \int \rho_C(\vec{r}) \frac{e^2}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \rho_C(\vec{r}') d^3\vec{r} d^3\vec{r}' \quad (4)$$

où $\rho_C(\vec{r})$ est la densité de charge au point $\vec{r}$. Par analogie ils ont évalué la partie nucléaire macroscopique de l'énergie d'un noyau sous la forme :

$$V_N = \int \rho(\vec{r}) V_{12}(\vec{r}-\vec{r}') \rho(\vec{r}') d^3\vec{r} d^3\vec{r}' \quad (5)$$

où $\rho(\vec{r})$ est la densité de nucléon au point $\vec{r}$ et V_{12} une interaction effective simple à deux corps. Ils ont pris $\rho(\vec{r}) = \rho_0$ à l'intérieur du volume de la goutte et $\rho(\vec{r}) = 0$ à l'extérieur. Pour $V_{12}(\vec{r}-\vec{r}')$, ils ont choisi un potentiel de Yukawa.

$$V_{12}(\vec{r}-\vec{r}') = \frac{V_0}{4\pi a^3} \frac{e^{-\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{a}}}{\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{a}} \quad (6)$$

où a est la portée de Yukawa et V_0 un paramètre qui est déterminé de manière à retrouver le modèle de la goutte liquide lorsque la portée devient négligeable. Ils ont remplacé le terme de surface de la goutte liquide par V_N . Pour une sphère de rayon R_0 , en utilisant le développement [M65] :

$$\frac{e^{ik|\vec{r}_1-\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_1-\vec{r}_2|} = 4\pi k \sum_{l=0}^{\infty} j_l(kr_<) \eta_l(kr_>) \sum_{m=-l}^{+l} Y_l^m(\vec{r}_1) Y_l^m(\vec{r}_2) \quad (7)$$

où j_l , η_l et Y_l^m sont respectivement les fonctions de Bessel sphérique, de Neumann et les harmoniques sphériques. On obtient :

$$V_N = V_0 \left[-\frac{4\pi}{3} R_0^3 + 2\pi a R_0^2 - 2\pi a^3 + 2\pi a(R_0+a)^2 e^{-2R_0/a} \right] \quad (8)$$

où R_0 est le rayon de la goutte liquide associée.

Le premier terme correspond à une énergie de volume, il faudra donc renormaliser le coefficient de volume de la goutte liquide. Toutefois, ce terme ne va pas intervenir dans le calcul du potentiel d'interaction car il est indépendant de la déformation. Le second terme correspond à une énergie de surface et permet de relier les paramètres a et V_0 au modèle de la goutte liquide car lorsque $\frac{a}{R_0} \ll 1$, les deux derniers termes sont négligeables devant lui. Pour une goutte liquide, l'énergie de surface est $C_S A^{2/3}$ où $C_S = a_s [1 - K_S^{-1}]$ (où $1 = \frac{N-2}{A}$). On doit donc avoir la relation :

$$C_s = 2 \pi V_0 a_0^2$$

les deux derniers termes dépendent fortement de la déformation et contiennent les effets associés à la portée finie des forces nucléaires. Il faut noter que le rayon R_0 correspond au rayon équivalent à bords abrupts de la matière nucléaire tel qu'il est défini par Myers [M73] d'où le paramètre $r_0 = 1,16$ fm. La portée a du Yukawa est choisie de manière à reproduire au mieux les barrières d'interaction, ce qui est réalisé avec une erreur inférieure à 5%. La valeur trouvée $a = 1,4$ fm est un peu plus grande que la portée des forces nucléaires pour simuler la diffusivité de la surface réelle qui est ici prise à bords abrupts. a_s et K_s sont déterminés en ajustant au mieux les barrières de fission pour des valeurs du paramètre de fissilité $x > 0,5$. On obtient ainsi : $a_s = 24,7$ MeV et $K_s = 4,0$, mais l'incertitude sur la détermination est grande (25% pour K_s) car a_s et K_s sont fortement corrélés. La valeur de a_s est en accord avec celle de Seeger [S71] mais supérieure de 6 MeV à celle de Myers et Swiatecki [MS67] à cause du choix du paramètre r_0 .

Nix et Sierk [SN73, NS74] ont utilisé ceci pour évaluer le potentiel d'interaction de deux ions lourds identiques en fonction de la distance entre les centres de masse. Les noyaux sont supposés rester sphériques et à bords abrupts au cours de la collision lorsqu'ils ne sont pas en contact. Après le point de contact, la densité de matière doit rester constante. Pour ce faire, la matière nucléaire emplit toute la région du col dont la forme est décrite par deux surfaces quadratiques de révolution qui sont raccordées de manière continue aux deux noyaux [N69] qui sont supposés rester sphériques avec le même rayon. Le résultat de ces calculs pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{86}\text{Kr}$ est montré sur la figure 11.

3. Potentiel et force de proximité.

La seconde manière d'aborder le problème du col très fin où l'approximation leptodermique n'est plus valable a été faite par Randrup, Swiatecki et Tsang [RST74] par l'introduction d'un potentiel de proximité entre deux noyaux supposés gelés (approximation soudaine).

Soient deux surfaces fermées ne présentant pas de singularités et dont les plans tangents dans la région $\mathcal{D}$ où l'approximation leptodermique n'est plus valable forment un angle faible entre eux. L'énergie de proximité peut être écrite sous la forme :

$$V_P = \int_{\mathcal{D}} e(D) d\sigma + \text{corrections} \quad (9)$$

$e(D)$ est une densité d'énergie par unité de surface de deux surfaces parallèles séparées par une distance D . $\mathcal{D}$ est le domaine d'intégration. Les corrections proviennent du fait que les éléments de surface courbes sont remplacés par des éléments de surface plans et parallèles. Les caractéristiques qualitatives de $e(D)$ sont les suivantes compte tenu de ce qui a été dit plus haut :

- Pour D bien plus grand que la diffusivité de la surface nucléaire $e(D) = 0$.
- Lorsque $D=0$, les deux surfaces sont tangentes, les densités se

sont ajoutées pour donner la densité constante qui règne dans la partie de volume, on a donc fait disparaître deux fois $d\sigma$ donc $e(0) = -2\gamma$, où γ est le coefficient de tension superficielle des deux noyaux.

- Lorsque $D < 0$, comme les noyaux sont considérés comme gelés, la somme des deux densités devient supérieure à la densité ρ_0 qui règne dans la partie de volume. Aussi, $e(D)$ croît fortement, car il doit refléter le fait que la matière nucléaire est incompressible, donc l'énergie qu'il faut fournir pour effectuer cette compression est très importante. Si l'on suppose de plus que chaque noyau est sphérique, et si z est l'axe de symétrie du système, alors :

$$V_p = \iint dx dy e(D) \quad (10)$$

en effectuant un développement de Taylor pour D :

$$D = s + \frac{x^2}{2R_{12}} + \frac{y^2}{2R_{12}} \quad \text{ou } s = R - R_1 - R_2 \quad (11)$$

R est la distance entre les centres de masse des deux ions et R_{12} est le rayon réduit des deux ions défini par : $R_{12} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$, où R_1 et R_2 sont les rayons définis selon Süssmann [S73] de chaque ion, d'où :

$$V_p = 2\pi R_{12} \int_{D=s}^{\infty} dD e(D) \quad (12)$$

la force dérivant de ce potentiel est :

$$F_p(s) = - \frac{dV}{ds} = -2\pi R_{12} e(s) \quad (13)$$

lorsque les deux gouttes représentant les noyaux sont tangentes :

$$e(s) = e(0) = -2\gamma \quad (14)$$

d'où :

$$F_p(0) = -4\pi R_{12}\gamma = -4\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \gamma \quad (15)$$

ainsi on retrouve bien la force de proximité (pour une configuration tangente des deux gouttes) introduite par Wilczynski [W73].

De (12), Randrup et al. ont déduit le théorème sur les forces de proximité suivant.

La force s'exerçant entre deux corps sphériques indéformables dont les surfaces ne comportent pas de singularités, est proportionnelle au potentiel d'interaction par unité de surface de deux surfaces planes et le coefficient de proportionnalité ne dépend que de la courbure de ces deux surfaces.

Il suffit donc d'évaluer le potentiel d'interaction par unité de surface $e(s)$ entre deux surfaces planes en fonction de leur distance de séparation s . $e(s)$ doit être une fonction universelle et ne doit pas

dépendre des noyaux considérés. Seul le facteur de proportionnalité $2\pi R_{12}$ en dépend.

Le calcul de $e(s)$ a été effectué par Randrup, Swiatecki et Tsang en utilisant le modèle de Seyler-Blanchard [SB61, SB63]. Ce modèle utilise une interaction effective phénoménologique à deux corps (de type Yukawa) dépendant quadratiquement de l'impulsion relative des deux nucléons (ce qui reproduit le caractère saturant des forces nucléaires) dans le cadre de l'approximation de Thomas Fermi. Le résultat de leur calcul conduit à ce que le potentiel de proximité peut être représenté grossièrement par la formule analytique suivante :

$$V_p(s) = -4\pi R_{12} \gamma s_0 \left\{ H(-s) \left(\frac{s}{3} - \frac{s}{s_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^2 \right) + H(s) \frac{s}{3} \left(1 + \frac{s}{s_0} \right) e^{-\frac{8}{5} \frac{s}{s_0}} \right\} \quad (16)$$

dans laquelle H est la fonction d'Heaviside et s_0 un paramètre valant ≈ 1 fm.

Comme exemple, nous avons calculé le potentiel de proximité pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$ en utilisant la formule analytique la plus précise de Randrup, Swiatecki et Tsang (formule (13) de la référence [RST74]). Le résultat de ce calcul est montré sur la figure 10.

D'après la formule (16), on a bien $\left(\frac{dV_p}{ds} \right)_{s=0} = 4\pi R_{12} \gamma$, de plus on retrouve bien une forme analogue à celle utilisée par Bass [B73] (qui en constitue un cas particulier valable dans une région limitée) pour son potentiel d'interaction lorsque $s > 0$.

$$V_N = - \frac{d}{R_{12}} a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} \exp \left(- \frac{r-R}{d} \right) \quad (17)$$

en effet, comme $s = r-R$, et $a_s = 4\pi R_{12} \gamma$

$$V_N = - 4\pi R_{12} \gamma d \exp \left(- \frac{s}{d} \right)$$

expression qui est proche de celle donnée par la formule (16) lorsque $s > 0$.

4. Potentiels convoluts.

La base de ce type de potentiel consiste à ne considérer que le terme Hartree-Fock direct, dans le cadre de l'approximation soudaine, de la partie réelle du potentiel optique, et donc de négliger la contribution des termes d'échanges et les corrections dues aux excitations des états intermédiaires des noyaux. De par là même, ce type de potentiel n'est valable que pour des recouvrements faibles des deux noyaux, on écrit donc :

$$V_N(\vec{R}) = \int p_1(\vec{r}_1) V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2 - \vec{R}) p_2(\vec{r}_2) d^3\vec{r}_1 d^3\vec{r}_2 \quad (18)$$

où $V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2 - \vec{R})$ est l'interaction effective entre un nucléon du noyau 1 et un nucléon du noyau 2. $p_1(\vec{r}_1)$ et $p_2(\vec{r}_2)$ sont respectivement les densités aux points $\vec{r}_1$ et $\vec{r}_2$ des noyaux 1 et 2 ces densités sont généralement choisies comme des distributions de Fermi. R est la distance



Fig.3. Schéma des différents rayons vecteurs. $\vec{R}$ est le rayon vecteur joignant le centre du noyau 1 à celui du noyau 2.

entre les deux centres de masse (fig.3). Pour l'application au problème qui nous intéresse, $V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2 - \vec{R})$ est choisi de manière simple, par exemple, comme proportionnel à une distribution delta ($\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2 - \vec{R})$) [DD75]. Le problème peut être simplifié si l'on remarque que le terme :

$$\int V_{12}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2 - \vec{R}) \rho_2(\vec{r}_2) d^3\vec{r}_2 \quad (19)$$

est la partie Hartree-Fock directe du potentiel optique nucléon noyau $V_2(\vec{r}_1 - \vec{R})$, d'où :

$$V_N(\vec{R}) = \int \rho_1(\vec{r}_1) V_2(\vec{r}_1 - \vec{R}) d^3\vec{r}_1 \quad (20)$$

on retrouve la forme introduite par Greenless, Pyle et Tsang [GPT68]. Pour calculer (4), il suffit de prendre pour $V_2(\vec{r}_1 - \vec{R})$ la partie réelle d'un potentiel optique phénoménologique nucléon-noyau. Généralement, c'est un potentiel de type Woods-Saxon qui est utilisé, c'est ce qui a été fait par Brink et Rowley [BR73] lorsque

les deux ions ont la symétrie sphérique. Dans ce cas (20) se simplifie et l'on obtient :

$$V_N(R) = \frac{2\pi}{R} \int \rho_1(r_1) V_2(r_2) r_1 r_2 dr_1 dr_2 \quad (21)$$

où les limites d'intégration sont données par les inégalités suivantes :

$$r_1 + r_2 \geq R \quad \text{et} \quad |r_1 - r_2| \leq R$$

si l'on passe en coordonnées elliptiques, on obtient :

$$\begin{cases} s = r_1 + r_2 \\ t = r_1 - r_2 \end{cases} \quad V_N(R) = \frac{\pi}{4R} \int_R^\infty ds \int_{-R}^{+R} dt \rho_1\left(\frac{s+t}{2}\right) V_2\left(\frac{s-t}{2}\right) (s^2 - t^2) \quad (22)$$

avec un bon choix de paramètres, les barrières d'interaction sont bien reproduites, mais le trait commun de tels potentiels réside dans le fait que passé la région superficielle d'interaction, ils sont beaucoup trop profonds pour être réalistes comme on peut le constater sur la figure 10 où nous avons calculé le potentiel convolué du système $^{86}\text{Kr} + ^{86}\text{Kr}$ avec les paramètres de Brink et Rowley.

Lorsque $R - (R_1 + R_2) \gg 1$, l'expression $V_N(R)$ obtenue par Brink et Rowley peut se simplifier et on obtient la formule approchée de Broglia et Winther [BW72] :

$$V_N(R) = -SR^2 \exp \left\{ -(R - (R_1 + R_2))/t \right\} \quad (23)$$

où S est un coefficient constant, cette expression a l'avantage d'être analytique et par là même, elle permet d'étudier de manière simple les réactions nucléaires de surface.

Le potentiel convolué utilisé sous la forme obtenue par Brink et Rowley présente aussi l'inconvénient qu'en général (en raison du choix du potentiel optique nucléon-noyau qui est fait de manière entièrement phénoménologique et des paramètres que l'on choisit) :

$$\left\{ V_N(R) \right\}_{12} = \int \rho_1(\vec{r}_1) V_2(\vec{r}_1 - \vec{R}) d^3\vec{r}_1$$

et

$$\left\{ V_N(R) \right\}_{21} = \int \rho_2(\vec{r}_2) V_1(\vec{r}_2 - \vec{R}) d^3\vec{r}_2 \quad (24)$$

sont différents, ce qui est en contradiction avec la formule (18). Cet inconvénient peut toutefois être éliminé en symétrisant le potentiel comme l'ont fait Gross et Kalinowski [GK74] :

$$V_N(R) = \frac{1}{2} \left(\left\{ V_N(R) \right\}_{12} + \left\{ V_N(R) \right\}_{21} \right)$$

Toutefois l'inconvénient le plus grave réside en l'absence de saturation de ce potentiel. Ceci peut être corrigé de manière phénoménologique en ajoutant à $V_N(R)$ un terme répulsif simulant l'incompressibilité de la matière nucléaire c'est ce qui a été fait par Deubler et Dietrich [DD75] qui ont ajouté le terme :

$$V_{\text{comp}}(R) = \frac{K}{18\rho_0} \int \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_1 - \vec{R}) d^3\vec{r}_1 \quad (25)$$

où K est le module de compression et ρ_0 la densité d'équilibre de la matière infinie. Nous avons effectué un tel calcul pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{86}\text{Kr}$, en ajoutant au terme $V_N(R)$ calculé ci-dessus le terme V_{comp} où $K = 2000$ MeV, ce qui correspond à une valeur très grande du module de compression. Le résultat se trouve sur la figure 10. On peut observer l'apparition d'un coeur répulsif dans le potentiel $V_N(R)$ et $V_{\text{comp}}(R)$. Il est intéressant de noter que si l'on fait une analyse de l'énergie potentielle par particule dans la matière nucléaire infinie, la partie répulsive de l'interaction effective dépendant de la densité est dominée par le terme en $\rho^{4/3}$ plutôt que par le terme en ρ^2 [L73, BL74]. Aussi un terme de compressibilité de la forme :

$$V_{\text{comp}}(R) = \frac{C}{2} \int \left\{ \rho_1^{1/3}(\vec{x}_1) \rho_2(\vec{x} - \vec{R}) + \rho_2^{1/3}(\vec{x}) \rho_1(\vec{x} - \vec{R}) \right\} d^3x \quad (26)$$

semble posséder une justification plus profonde que le terme de l'équation (25). Comme la densité est toujours inférieure à l'unité, l'expression (26) sera efficace pour des valeurs de la densité inférieures à celles qui donnent au terme (25) le même ordre de grandeur. Néanmoins, on retombe sur le même problème, à savoir la détermination des paramètres du potentiel. Nous voudrions souligner le fait que l'utilisation du potentiel convolué sous la forme introduite par Brink et Rowley nécessite l'utilisation d'un jeu de paramètres qui n'est pas unique. Tout ceci rend délicat à utiliser dans les problèmes où l'on cherche une extrapolation des résultats déjà connus.

II - APPLICATION DU FORMALISME DE LA DENSITE D'ENERGIE AU CALCUL DU POTENTIEL D'INTERACTION ION LOURD-ION LOURD.

La partie macroscopique de l'énergie peut se calculer en utilisant des méthodes statistiques qui ne nécessitent que le nombre de nucléons $A \gg 1$. La tâche principale de ces théories est la même que celle des modèles basés sur l'approximation leptodermique, c'est-à-dire de reproduire au mieux le plus grand nombre de propriétés générales des noyaux, telles que les énergies de liaison, les rayons moyens, les densités, etc... La méthode la plus simple consiste à utiliser l'approximation de Thomas Fermi avec des interactions nucléaires simples [G52, S56, SB56, BW56, W56, W58, B60]. Ces interactions doivent avoir un coeur répulsif pour que la théorie de Thomas Fermi soit applicable aux noyaux [M60, KLR63, BGW68, B68].

Le formalisme de la densité d'énergie dans la forme introduite par Bethe [B68] et par Brueckner, Buchler, Jorna et Lombard [BBJL68] s'est avéré donner de bons résultats pour le calcul des propriétés générales des noyaux [BBCL69, BLL69, L73, SG69]. L'idée de base consiste à exprimer l'énergie totale d'un système constitué de nombreux nucléons comme une fonctionnelle $E[\rho(r)]$ de la densité locale $\rho(r)$:

$$\langle \psi | \hat{H} | \psi \rangle = E[\rho(r)] = \int \varepsilon(\rho) d^3r \quad (27)$$

Son application au calcul des potentiels d'interaction ion lourd-ion lourd dans le cadre de l'approximation soudaine tel qu'il a été introduit par Brueckner, Buchler et Kelly [BBK68] pour le cas $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, consiste à écrire que le potentiel pour une onde s s'écrit sous la forme :

$$V(R) = \int \{ \varepsilon(\rho_1 + \rho_2) - \varepsilon(\rho_1) - \varepsilon(\rho_2) \} d^3r \quad (28)$$

ρ_1 et ρ_2 sont les densités des noyaux 1 et 2. Le potentiel $V_s(R)$ pour une onde l étant alors donné par l'expression (3) dans laquelle $\frac{1}{2} = \mu R^2$ où μ est la masse réduite du système.

L'approximation soudaine s'effectue sur les densités locales de chaque ion c'est-à-dire que l'on admet que chaque ion est gelé et que les densités se superposent. Leurs calculs ont donné des résultats encourageants. Plus récemment, Basile et al. [BGGLT72] et Galin et al. [GGGLT74] ont appliqué cette méthode pour des systèmes plus lourds et non symétriques. Nous avons essayé d'améliorer le calcul des potentiels d'interaction ion lourd-ion lourd afin d'essayer de reproduire le maximum de résultats expérimentaux. En effet, si le potentiel calculé par Galin et al. expliquait au premier ordre les résultats expérimentaux concernant le moment angulaire critique, la fonctionnelle utilisée ne reproduisait les énergies de liaison de chaque ion qu'à 10 à 20% près. De plus, les densités utilisées étaient des densités calculées par un modèle simplifié du type Thomas Fermi, si bien que les barrières d'interaction expérimentales n'étaient reproduites qu'à 10 à 20% près. Pour utiliser un tel potentiel dans un calcul dynamique, il est nécessaire de le calculer de la manière la plus exacte possible, et notamment de bien reproduire la zone de faible recouvrement. Nous avons utilisé l'approximation soudaine plutôt que l'approximation adiabatique parce que nous avons vu précédemment que la réalité est sans doute entre les deux. Il est plus facile techniquement d'effectuer un calcul soudain, de plus dans ce cas, nous pouvions utiliser des densités auto-cohérentes alors qu'un calcul adiabatique nous

aurait demandé de faire des hypothèses sur les densités [P72] qui n'étaient pas nécessairement justifiées.

A - Construction du potentiel.

Nous avons donc calculé le potentiel d'interaction de deux ions lourds supposés sphériques et gelés en fonction de la distance R entre les centres de masse des deux ions. Deux ingrédients ont été nécessaires pour effectuer le calcul :

- Avoir une bonne fonctionnelle.
- Avoir de bonnes densités.

1. Fonctionnelle utilisée.

Nous avons utilisé la fonctionnelle et les paramètres donnés par Lombard [L73] (ensemble II de la référence). Elle peut s'écrire sous la forme :

$$\epsilon(\rho) = \epsilon_{\text{vol}}(\rho, \alpha) + \frac{1}{2} \epsilon \rho_c \phi_c - 0,7386 e^2 \rho_c^{4/3} + \frac{\hbar^2}{8m} \eta (\nabla \rho)^2 \quad (29)$$

où

$$\rho(\vec{r}) = \rho_n(\vec{r}) + \rho_p(\vec{r}) \quad (30)$$

ρ_n et ρ_p étant respectivement les densités locales en neutrons et protons. α est l'excès local de neutron défini par :

$$\alpha = \frac{\rho_n(r) - \rho_p(r)}{\rho_n(r) + \rho_p(r)} \quad (31)$$

Pour un noyau donné, on a :

$$\begin{aligned} \text{et} \quad & 4\pi \int r^2 \rho_n(r) dr = N \\ & 4\pi \int r^2 \rho_p(r) dr = Z \end{aligned} \quad (32)$$

Le terme de volume ϵ_{vol} correspond à la densité d'énergie d'un milieu nucléaire homogène infini en l'absence d'interaction coulombienne. Il peut se décomposer en deux parties :

$$\epsilon_{\text{vol}}(\rho, \alpha) = V(\rho, \alpha) \rho + \tau(\rho, \alpha) \quad (33)$$

où le premier terme correspond à la partie potentielle et le second à la partie cinétique.

$$V(\rho, \alpha) = b_1(1+a_1\alpha^2)\rho + b_2(1+a_2\alpha^2)\rho^{4/3} + b_3(1+a_3\alpha^2)\rho^{5/3}$$

Les coefficients a_i et b_i ont été initialement déterminés par un calcul de matière nucléaire avec excès variable de neutrons par Brueckner

et al. [BCD68] ce qui leur a permis de reproduire les courbes de saturation à mieux de 1% pour les faibles valeurs de α . Ils ont été légèrement modifiés et permettent d'obtenir pour la matière nucléaire infinie : une énergie de liaison par particule E/A de 16 MeV, un moment de Fermi k_F égal à $1,36 \text{ fm}^{-1}$ et un module de compressibilité de la matière nucléaire K égal à 180 MeV. Brueckner et al. ont obtenu $E/A = 15,23 \text{ MeV}$, $k_F = 1,433 \text{ fm}^{-1}$ et $K = 172,6 \text{ MeV}$ avec le potentiel de Brueckner Gammel Teller. Ce léger réajustement des paramètres correspond à la renormalisation usuelle des calculs microscopiques avec interaction réaliste lorsqu'on l'applique aux noyaux finis et simule donc les termes d'ordre supérieur. Avec les paramètres ainsi réajustés, l'accord avec les courbes de saturation de la matière nucléaire est meilleur que 5%.

La partie cinétique $\tau(\rho, \alpha)$ est évaluée dans l'approximation de Thomas Fermi et vaut :

$$\tau(\rho, \alpha) = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3} \left\{ \frac{(1-\alpha)^{5/3} + (1+\alpha)^{5/3}}{2} \right\} \rho^{5/3} \quad (35)$$

de tous les termes de la fonctionnelle, c'est certainement le moins satisfaisant, car on sait que la théorie de Thomas Fermi n'est pas valable dans les zones de faible densité (dès que $\frac{\rho}{\rho_0} < 0,17$).

Le second terme de la fonctionnelle correspond à la densité d'énergie coulombienne et correspond au terme direct. ϕ_c est le potentiel coulombien au point $\vec{r}$.

$$\phi_c = e \int \frac{\rho_c(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}' \quad (36)$$

Le troisième terme est une expression approchée du terme coulombien d'échange.

Le dernier terme est une correction d'inhomogénéité (à la fois pour l'énergie cinétique et l'énergie potentielle) et tient compte de la surface nucléaire :

$$\eta = \eta_0 \left(1 - \kappa \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) \quad (37)$$

Le paramètre η_0 est déterminé de manière à bien reproduire l'énergie de liaison du ^{40}Ca . De tous les paramètres, c'est celui qui est le plus phénoménologique. Le terme $\kappa \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2$ est petit devant 1 et est équivalent à une énergie de symétrie de surface qui provient de la dépendance en isospin des forces nucléaires. κ est évalué pour la densité d'équilibre.

Cette fonctionnelle contient donc au total 8 paramètres $a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3, \eta_0$ et κ dont on trouve les valeurs numériques dans le tableau 1.

b_1	b_2	b_3	a_1	a_2	a_3	η_0	κ
- 818,25	1371,06	-556,55	-0,316	0,2	-1,646	15,2	2,15

Tableau 1. Valeur des coefficients utilisés dans la fonctionnelle. Ils correspondent à l'ensemble II de [L73].

Ces paramètres correspondent à l'ensemble n°2 de Lombard [L73], nous ne les avons pas changé, nos potentiels d'interaction sont donc calculés sans paramètre ajustable. Une

idée de la précision de la fonctionnelle est montrée dans le tableau n°2 où sont comparées les énergies de liaison expérimentales d :

Noyau	^{12}C	^{40}Ca	^{48}Ca	^{60}Ni	^{90}Zr	^{116}Sn	^{140}Ce	^{208}Pb	^{238}U
Energie calculée	128,3	342	422	524	780	986	1169	1627	1797
Energie exp.	127,6	342,1	416,0	526,9	783,9	988,7	1172,7	1636,5	1801,7

Tableau 2. Pour un certain nombre de noyaux, l'énergie de liaison calculée en utilisant les paramètres du tableau 1 pour la fonctionnelle et en résolvant le problème variationnel, est comparée à la valeur expérimentale. Ces résultats sont tirés de [L73].

les énergies de liaison expérimentales d : quelques noyaux et les énergies calculées par la fonctionnelle en résolvant le problème variationnel [L73].

L'accord très bon pour le ^{40}Ca provient essentiellement du fait que η_0 a été choisi dans ce but ; comme on peut le constater, l'accord est assez bon et le formalisme de la densité d'énergie est compétitif avec les formules de masses.

2. Densités utilisées.

La partie la plus intéressante du potentiel d'interaction correspond à un recouvrement pas trop important des densités des deux noyaux ($R > A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$). Il est donc important, pour obtenir un potentiel aussi réaliste que possible d'avoir une bonne description de la queue des densités de matière. Or, les densités obtenues à partir de la fonctionnelle ne décrivent pas très bien la surface nucléaire, c'est pour cela que nous avons préféré utiliser des densités obtenues de manière auto-cohérente (HF-BCS) qui décrivent bien la surface nucléaire. Ces densités nous ont été fournies par Beiner et Lombard qui ont traité le formalisme de la densité d'énergie de manière auto-cohérente [BL74]. Ils ont en effet étendu le formalisme de la densité d'énergie de manière à tenir compte des effets de couches. La densité d'énergie est calculée en utilisant une interaction effective phénoménologique dépendant de la densité. Ce formalisme est un formalisme sphérique, le terme spin-orbite est traité de la même manière que dans l'interaction de Skyrme [VB72]. La fonction d'onde de l'état fondamental est prise comme le produit de fonctions BCS. Toutes les caractéristiques de l'état fondamental sont obtenues en appliquant le principe variationnel ce qui conduit à des équations de type Hartree-Fock-BCS. Les énergies de liaison, les rayons, les distributions de charge et les niveaux proches de la mer de Fermi calculés sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Comme exemple, les distributions de neutrons ρ_n

de protons ρ_p , de charge ρ_c ainsi que la distribution totale $\rho_T = \rho_n + \rho_p$ sont montrées sur la figure 4 pour le noyau ^{121}Sb .

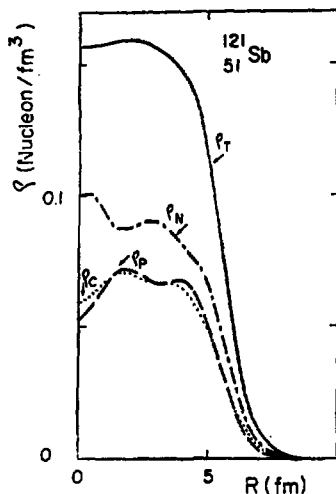


Fig.4. Exemple de densités auto-cohérentes utilisées dans nos calculs (noyau de ^{121}Sb). Elles nous ont été fournies par Beiner et Lombard [BL74]. ρ_p , ρ_n et ρ_c sont respectivement les densités de protons, neutrons et charge. $\rho_T = \rho_p + \rho_n$ est la densité totale de matière nucléaire.

3. Potentiels d'interaction obtenus.

Nous avons donc calculé les potentiels d'interaction pour des collisions frontales. Il est commode de séparer le potentiel total en une partie coulombienne $V_C(R)$ et une partie nucléaire $V_N(R)$, ce qui est possible grâce à la forme de la fonctionnelle :

$$V(R) = V_C(R) + V_N(R) \quad (38)$$

Un exemple typique est montré sur la figure 5 où le potentiel d'interaction du système $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$ est tracé en fonction de la distance de séparation des centres de masse des deux ions R. La partie nucléaire $V_N(R)$ possède un coeur répulsif comme l'ont montré Brueckner et al. [BBK68] qui provient essentiellement de l'approximation soudaine utilisée lorsque la somme des densités $\rho_1 + \rho_2$ devient supérieure à la densité d'équilibre ρ_0 de la matière nucléaire. Dans une approximation adiabatique, ce coeur répulsif n'aurait pas été présent [P72] et pour $R=0$, l'état fondamental du noyau de fusion aurait été obtenu.

La partie coulombienne $V_C(R)$ ne diffère de $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$ de plus de 1% que pour des valeurs de R inférieures à $\approx 1,07(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ le potentiel d'interaction total $V(R)$ présente une poche, mais cette poche n'existe pas toujours comme on peut le voir sur la figure 6 où le potentiel d'in-

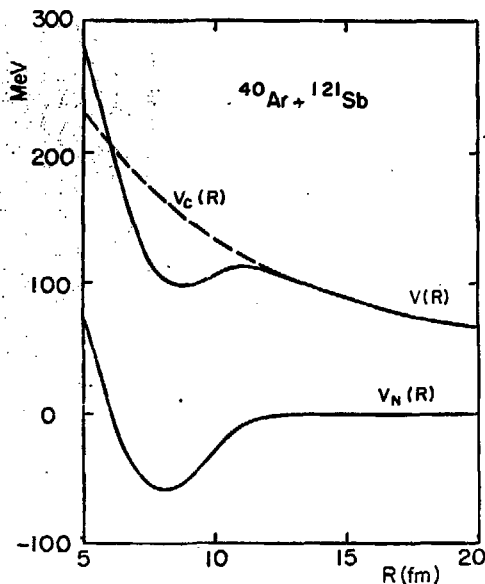


Fig.5. Le potentiel nucléaire $V_N(R)$, coulombien $V_C(R)$ et total pour une onde s $V(R) = V_N(R) + V_C(R)$ sont tracés en fonction de l'interdistance R des centres de masse des deux ions pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$. On notera l'existence d'une poche dans $V(R)$ car le produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques de chacun des ions est $\approx 2700-2800$.

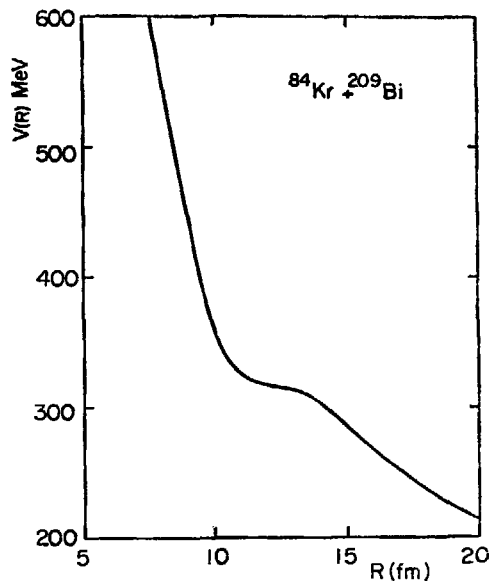


Fig.6. Le potentiel d'interaction total $V(R)$ est tracé en fonction de R pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$. Dans ce cas, le produit $Z_1 Z_2$ est élevé et on n'observe plus de poche dans $V(R)$.

teraction pour le système $^{86}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ a été tracé. La poche n'existe que pour des systèmes où le produit $Z_1 Z_2 \leq 2700-2800$; pour $Z_1 Z_2$ supérieur à cette valeur, la poche n'existe plus. On observe le même effet avec le potentiel de proximité.

B - Cohérence du modèle utilisé [NTBLMD75].

1. Influence du choix des densités auto-cohérentes.

Le fait que nous ayons utilisé des densités autocohérentes au lieu des densités générées par la fonctionnelle, nous amène à nous poser le problème de la cohérence d'un tel choix. Pour cela, nous avons calculé les énergies de liaison d'un certain nombre de noyaux en utilisant la fonctionnelle avec l'ensemble de paramètres II de la référence [L73] utilisée déjà ci-dessus et les densités HF-BCS. Les résultats sont montrés dans le tableau 3.

Noyau	B.G.T.	I	II	Expérimental	M.S.
^{16}O	-130,5	-129,3	-127,9	-127,6	-123
^{40}Ca	-336,4	-338,8	-332,5	-342,1	-340
^{208}Pb	-1581,8	-1673,1	-1666,5	-1636,5	-1627
^{238}U	-1743,8	-1846,7	-1844,4	-1801,7	-1805

Tableau 3. Pour un certain nombre de noyaux, l'énergie de liaison est calculée en utilisant trois ensembles différents de paramètres pour la fonctionnelle (BGT, I et II tirés de [L73]) et les densités auto-cohérentes calculées par Beiner et Lombard [BL74]. Elle est comparée à la valeur expérimentale et à celle calculée par Myers et Swiatecki [MS66].

On peut constater que les énergies de liaison expérimentales sont reproduites à mieux que 3%. Il s'ensuit que l'on ne pourra espérer estimer le potentiel d'interaction dans le cadre de l'approximation soudaine, avec une précision meilleure que ce pourcentage, pour autant que la fonctionnelle soit très bonne ; nous reviendrons sur ce point plus loin. A titre de comparaison, dans ce même tableau, sont portées les énergies de liaison calculées par Myers et Swiatecki [MS66] avec leur célèbre formule de masse.

2. Influence du choix de la fonctionnelle.

Bien que théoriquement "universelle" [HK64,KS67], la fonctionnelle ne peut être déterminée que de manière approximative en utilisant un certain nombre d'hypothèses. Cela explique que pour la fonctionnelle introduite par Brueckner et al., plusieurs jeux de paramètres permettent de reproduire de manière correcte un certain nombre de résultats expérimentaux. Nous avons voulu rendre compte de l'influence du choix des paramètres de la fonctionnelle sur la partie nucléaire $V_N(R)$ du potentiel d'interaction. Pour cela, nous avons utilisé les trois ensembles de paramètres (BGT, I et II) de la référence [L73]. L'ensemble BGT est directement obtenu à partir des calculs de matière nucléaire alors que les ensembles I et II correspondent à un léger changement des paramètres dont nous avons déjà parlé plus haut. Il est intéressant de noter, dans le tableau 4, les différentes valeurs de l'énergie de liaison par particule E/A , du moment de fermi k_F et du module de compressibilité K dans la

Quantité	B.G.T.	I	II
E/A (MeV)	- 15,23	- 16,59	- 16,0
k_F (fm ⁻¹)	1,435	1,447	1,36
K (MeV)	172,6	184,7	180,0

Tableau 4. Valeur de l'énergie de liaison par particule E/A , du moment de fermi k_F et du module de compressibilité K dans la matière nucléaire infinie associée aux différents ensembles de paramètres de la fonctionnelle [L73].

matière nucléaire infinie associés aux différents ensembles de paramètres utilisés. Dans les trois cas, nous avons utilisé les mêmes densités HF-BCS pour effectuer les calculs.

Tout d'abord, nous avons calculé les énergies de liaison obtenues avec ces trois ensembles pour un certain nombre de noyaux ; les résultats

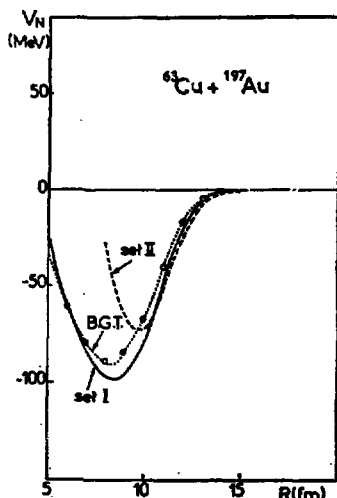


Fig.7. La partie nucléaire $V_N(R)$ du potentiel d'interaction pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ est calculée en utilisant trois ensembles différents de paramètres pour la fonctionnelle : BGT, I et II de [L73].

dans ce cas particulier.

On peut constater que la courbure au minimum de $V_N(R)$ ainsi que la pente du cœur répulsif sont à peu près égales pour les trois ensembles. Ceci ne fait que refléter le fait que la valeur du module de compression est à peu près la même pour les trois ensembles.

Les trois ensembles conduisent à des valeurs d'énergie de liaison qui sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. L'accord est un peu meilleur pour les ensembles I et II. Afin d'illustrer la variation de $V_N(R)$ en fonction de l'ensemble choisi, nous allons présenter les calculs effectués sur un exemple typique : le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$. Les résultats sont montrés sur la fig.7. Il est intéressant de remarquer qu'un certain nombre de caractéristiques de $V_N(R)$ peuvent être directement reliées aux propriétés de la matière nucléaire soit à densité d'équilibre, soit à faible densité.

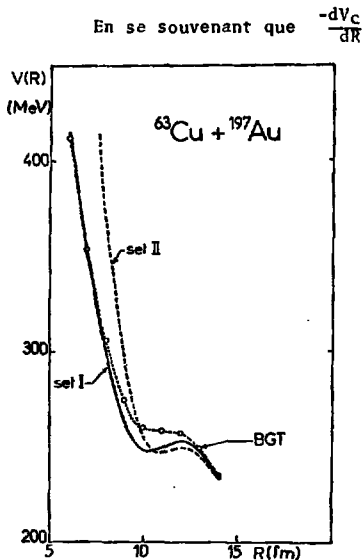
Le minimum de $V_N(R)$ a lieu pour une plus grande valeur de la distance R pour l'ensemble II que pour les deux autres ensembles. Cela provient essentiellement de la valeur du moment de fermi à l'équilibre (cf tableau 4) qui est plus petit pour l'ensemble II que pour les autres ensembles. En d'autres termes, la densité de saturation est plus petite pour l'ensemble II et sera donc atteinte pour un recouvrement plus faible des deux ions. Une autre conséquence est que le domaine de l'espace où l'interaction est appréciable est plus grand pour les ensembles BGT et I que pour l'ensemble II. Il s'ensuit un gain d'énergie potentielle d'attraction important qui est de l'ordre de 20-30 MeV

En ce qui concerne la partie extérieure et la queue de $V_N(R)$, la position relative des trois courbes reflète le comportement de $V_N(R)$ l'énergie potentielle par particule dans la matière nucléaire, qui est dominé par le terme linéaire, c'est-à-dire par la valeur du paramètre b_1 de la fonctionnelle. L'influence de l'énergie de liaison par particule dans la matière nucléaire infinie, E/A (cf tableau 4) peut être observée sur la profondeur de $V_N(R)$ dans la région extérieure où l'effet sur $V_N(R)$ est de l'ordre de 10% de sa valeur.

La partie coulombienne du potentiel d'interaction $V(R)$ est la même pour les trois ensembles de paramètres. Lorsqu'elle est ajoutée à $V_N(R)$ (fig.8), on retrouve, bien que de manière moins directe, les effets soulignés plus haut. L'apparition d'un extremum au point $\bar{R}$ dans la courbe $V(R)$ nécessite que l'égalité

$$\left(\frac{dV_N(R)}{dR} \right)_{R=\bar{R}} = - \left(\frac{dV_C(R)}{dR} \right)_{R=\bar{R}} \quad (39)$$

soit satisfaite.



prendre la force de répulsion coulombienne. Un coup d'oeil à la fig.8 nous permet de constater que les extremums de $V(R)$ sont déplacés pour des faibles valeurs de R comme on pouvait s'y attendre en considérant les différences entre les valeurs des densités d'équilibre des trois ensembles de paramètres. Mais, bien que les valeurs du minimum de $V_N(R)$, correspondant aux différents ensembles, diffèrent entre elles jusqu'à 30%, ces différences sont largement amorties dans $V(R)$ comme on pouvait s'y attendre. Dans le cas de l'ensemble BGT, la force nucléaire n'est jamais assez grande pour compenser la force coulombienne et faire ainsi apparaître un extremum dans $V(R)$ et on ne peut observer que la présence d'un point d'inflexion.

Fig.8. Même chose que la fig.7 mais pour le potentiel d'interaction total pour une onde s. On notera dans le cas de l'ensemble BGT la disparition de la poche.

Nous avons choisi le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ comme exemple, car le produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques des deux ions ($Z_1 Z_2 = 2291$) est voisin de la valeur critique 2700-2800, déterminée avec l'ensemble II, où la poche de $V(R)$ disparaissait. Nous voyons que cette valeur critique est fluctuante lorsque l'on change la valeur des paramètres de la fonctionnelle. De tels changements de forme de $V(R)$ dans cette région, en fonction de l'ensemble choisi, vont entraîner que lorsque $V(R)$ sera utilisé dans des calculs dynamiques de type classique, les trajectoires seront modifiées de façon sensible. Il est donc important d'essayer de choisir le meilleur ensemble de paramètres pour la fonctionnelle. Les ensembles I et II reproduisent mieux les énergies de liaison que l'ensemble BGT. D'autre part, si les énergies de liaison calculées avec les ensembles I et II sont aussi bonnes dans un cas que dans l'autre, il n'en n'est pas de même des rayons carré moyens générés qui sont meilleurs dans le cas de l'ensemble II. C'est pour cela que nous avons fixé notre choix sur l'ensemble II.

3. Influence de la diffusivité des densités.

Enfin, nous avons étudié pour l'ensemble II, l'influence de la diffusivité des densités sur $V_N(R)$. Pour ce faire, nous avons choisi pour les densités des fonctions de fermi :

$$\rho_i(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp \frac{r-R_i}{c}} \quad (40)$$

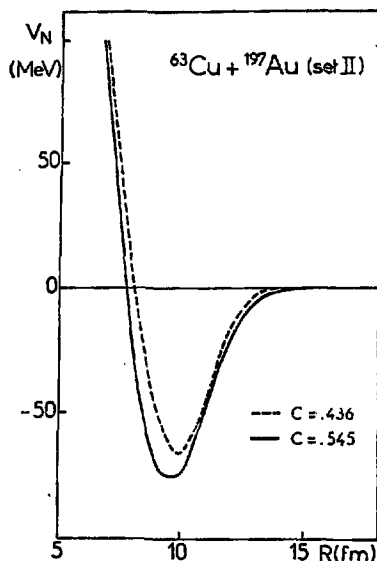
où $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ est le rayon du noyau i où la densité de matière nucléaire a chuté de moitié ; c est la diffusivité et ρ_0 la densité de matière au centre du noyau considéré. L'influence de la diffusivité a été étudiée en faisant varier c de la valeur "standard" $c = 0,545$ fm à la valeur $c = 0,436$ fm qui correspond à une diminution de 20% de c par rapport à la valeur standard. Les autres paramètres ρ_0 et r_0 sont déterminés par la condition de normalisation :

$$\frac{4\pi}{A_i} \int \frac{r^2 \rho_0}{1 + \exp \frac{r-R_i}{c}} dr = 1 \quad (41)$$

(où A_i est le nombre de masse du noyau i) et en gardant le rayon carré moyen $\langle r^2 \rangle$ constant (lorsque $c = 0,545$ fm, on choisit $r_0 = 1,07$ fm) donc :

$$\langle r^2 \rangle = \int \frac{r^4 \rho_0}{1 + \exp \frac{r-R_i}{c}} dr = \text{cte} \quad (42)$$

Pour le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$, les résultats du calcul de $V_N(R)$ faits en utilisant respectivement ces deux types de densités sont montrés sur



la figure 9. La différence est assez faible, on voit toutefois que le potentiel devient légèrement moins attractif et que le coeur répulsif est un peu plus intense dans le cas d'une diffusivité plus petite comme on pouvait s'y attendre. En fait, le point important est que les densités utilisées reproduisent de manière satisfaisante les rayons carrés moyens de noyaux ce qui est précisément fourni par les densités HF-BCS.

Fig.9. Influence de la pente de la partie superficielle des densités sur la partie nucléaire du potentiel $V_N(R)$ (voir texte).

C - Comparaison avec les autres potentiels [NTBLMD75].

Nous avons comparé le potentiel obtenu par utilisation du formalisme de la densité d'énergie décrit ci-dessus avec les différents potentiels décrits dans la première partie de ce chapitre. Des comparaisons entre les différents potentiels sont déjà accessibles dans la littérature [K74, H74], aussi serons-nous assez bref et n'insisterons-nous que sur les aspects qui n'apparaissent pas ou peu dans ces deux articles..

1. Comparaison avec les potentiels macroscopiques.

Nous avons choisi d'illustrer la comparaison de la partie nucléaire de notre potentiel $V_N(R)$ avec celles obtenues au moyen de calculs macroscopiques sur le système $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$. Sur la figure 10, différentes courbes pour $V_N(R)$ sont tracées et correspondent aux modèles suivants :

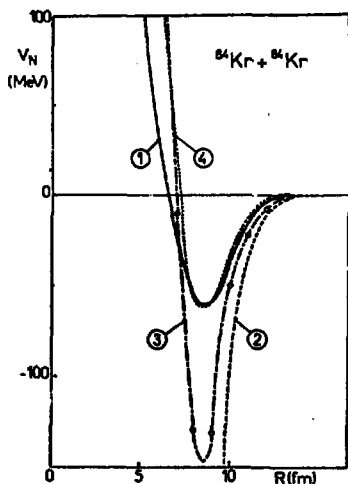


Fig.10. Comparaison de la partie nucléaire $V_N(R)$ de différents potentiels dans le cas du système $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$ (R est la distance entre les centres de masse des deux ions).
 ①. Potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie.
 ②. Potentiel convolué dans la version de Brink et Rowley [BR73]
 ③. Potentiel convolué modifié par le terme de compressibilité donné par l'expression (25) [DD75].
 ④. Potentiel de proximité de Randrup et al. [RST74].

- Courbe 1 : formalisme de la densité d'énergie.
- Courbe 2 : potentiel convolué sous la forme introduite par Brink et Rowley [BR73] calculée en utilisant leur jeu de paramètres (formule (20)).
- Courbe 3 : version modifiée du potentiel convolué proposée par Deubler et Dietrich [DD75] obtenue en ajoutant à la formule (20) la formule (25) (les paramètres utilisés sont décrits à la suite de ces formules).
- Courbe 4 : potentiel de proximité introduit par Randrup, Swiatecki et Tsang [RST74] calculé en utilisant la formule analytique la plus précise (formule (13) de leur référence).

Notons que tous ces potentiels ont été calculés en utilisant la même approximation soudaine. Le point principal que l'on peut observer est que la forme du potentiel pour de larges inter-distances (région de surface) est la même quel que soit le modèle. Ces potentiels vont donc produire qualitativement les mêmes effets sur les trajectoires d'effleurement lorsqu'ils sont utilisés dans un modèle dynamique classique. Le potentiel convolué quant à lui est beaucoup trop attractif pour les faibles interdistances et, même dans la version modifiée, le minimum reste trop profond. Un autre choix des paramètres, ainsi que l'utilisation de l'expression (26) au lieu de l'expression (25), permettrait sans doute d'améliorer la situation, mais l'extrapolation d'un tel potentiel reste toutefois hasardeuse.

On observe un très bon accord entre le potentiel de proximité et notre potentiel. Ceci n'est pas étonnant dans la mesure où les deux approches s'appuient sur un modèle semi-phénoménologique construit de manière à reproduire les propriétés globales des noyaux. Le fait que ce soit réalisé par l'intermédiaire d'une interaction effective phénoménologique simplifiée ou par une fonctionnelle de l'énergie importe peu dans la mesure où les détails de la structure nucléaire n'entrent pas en jeu et c'est le cas.

Sur la figure 11, le potentiel à portée finie est comparé à notre potentiel toujours pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$. Cette comparaison est inté-

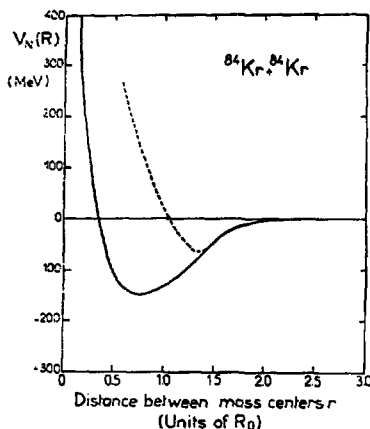


Fig.11. Comparaison entre la partie nucléaire du potentiel à portée finie de Krappe et Nix (NS74) (ligne pleine) et celle du potentiel obtenu par application du formalisme de la densité d'énergie (trait discontinu) pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{84}\text{Kr}$. Le premier est calculé en laissant les densités se réarranger (adiabatique) alors que le second les suppose gelées (soudain). R_0 est le rayon de la goutte liquide du noyau de fusion complète.

ressante car nous avons vu que le calcul de Nix et Sierk [NS74] est de type adiabatique. Bien que la contrainte sur les formes soit importante et rende le résultat intermédiaire entre un calcul soudain et un calcul adiabatique, on peut noter que jusqu'à une interdistance $R \approx A^{1/3} + A^{1/3}$ l'accord avec notre potentiel est très bon ce qui semblerait indiquer que jusqu'à un recouvrement des deux ions assez grand, l'hypothèse adiabatique et l'hypothèse soudaine conduisent à des résultats similaires. Bien sûr, pour de plus grand recouvrement, on observe bien un grand gain d'énergie dans le cas du potentiel de Sierk et Nix, dû essentiellement aux effets de réarrangement qui sont ici essentiellement le remplissage de la région autour du col.

2. Comparaison avec les potentiels microscopiques.

Nous avons calculé le potentiel d'interaction total $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $V(R)$, par le formalisme de la densité d'énergie, et nous l'avons comparé avec deux calculs microscopiques :

- Tout d'abord avec le calcul Hartree-Fock contraint de Flocard [F74] décrit plus haut et d'autre part avec le calcul non auto-cohérent

de Brink et Stancu [BS75]. Il est à noter que de tels systèmes sont tout juste à la limite d'application du formalisme de la densité d'énergie (N et Z ne sont pas très grands devant 1) et que notre potentiel est bien meilleur pour les systèmes plus lourds. Signalons aussi que les densités HF-BCS utilisées dans notre calcul sont aussi moins bonnes dans cette région [L75], le calcul auto-cohérent est adiabatique alors que le calcul de Brink et Stancu est soudain. Ils ont utilisé un oscillateur à deux centres pour construire la densité et la densité d'énergie cinétique. L'état fondamental des deux noyaux est pris comme un déterminant de Slater. Ceci est utilisé dans l'interaction effective phénoménologique de Skyrme. La comparaison des trois potentiels se trouve sur la figure 12.

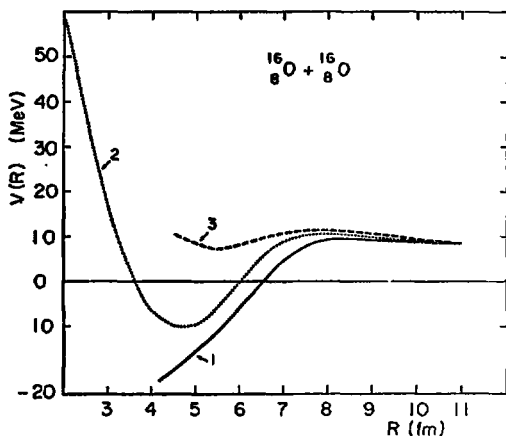


Fig. 12. Comparaison entre différents potentiels d'interaction $V(R)$ pour le système $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$:

1. Calcul Hartree-Fock contraint [F74] (approximation adiabatique).
2. Calcul par le formalisme de la densité d'énergie (approximation soudaine).
3. Calcul microscopique non auto-cohérent [BS75] (approximation soudaine).

On peut constater que notre potentiel se rapproche plus, du point de vue de la forme, du potentiel adiabatique, lorsque $R \propto A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$. Pour ce qui est de la profondeur en un point donné, il est normal que notre potentiel donne une valeur supérieure au potentiel autocohérent car ce dernier minimise l'énergie pour chaque R alors que nous ne le faisons pas (noyaux gelés). Il est toutefois intéressant de noter que le fait que les formes soient semblables pour $R > 2A_1^{1/3}$ va entraîner, comme nous l'avons signalé déjà plus haut, que les forces qui dérivent de ces potentiels auront le même type de variation. Il semble donc bien que le choix de l'approximation (adiabatique ou soudaine) n'influe pas trop la région du potentiel correspondant à $R \propto (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ comme nous en avons une indication plus haut.

Un problème que l'on peut se poser est de savoir si nous tenons compte de manière suffisamment correcte de l'antisymétrisation de la fonction d'onde totale du système dans le formalisme de la densité d'énergie. La réponse se trouve sur la fig. 13 où sont comparés $V_N(R)$ calculé par notre méthode pour le système $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ et différents potentiels calculés par Brink et Stancu [BS75] pour le même système. Quatre d'entre eux négligent l'échange $(1,2)_{\text{NOEX}}$ et $(1,2)_{\text{NOEX}}^{\text{TF}}$, les deux derniers étant calculés avec une densité d'énergie cinétique du type Thomas Fermi

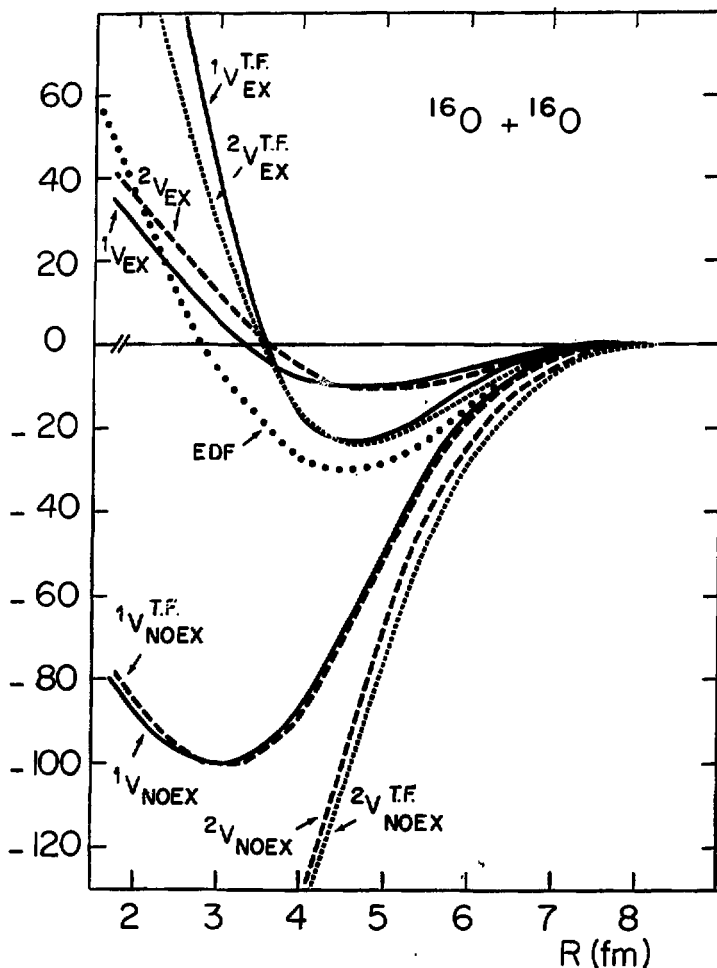


Fig.13. Les différentes parties nucléaires du potentiel $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ calculées par Brink et Stancu [BS75] de manière microscopique non auto-cohérente sont comparées à la partie nucléaire du potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie (EDF). $1V_{\text{NOEX}}$ ($1V_{\text{EX}}$) sont les résultats des calculs sans (avec) effets d'échange inclus, $1V_{\text{TF}}$ et $1V_{\text{EX}}$ sont calculés avec l'approximation de Thomas Fermi pour les énergies cinétiques. $2V_{\text{NOEX}}$, $2V_{\text{EX}}$, $2V_{\text{TF}}$ et $2V_{\text{EX}}$ sont calculés avec un autre ensemble de paramètres (voir [BS75]).

et les quatre autres en tiennent compte $(^{1,2})V_{EX}$ et $(^{1,2})V_{EX}^{TF}$ l'indice 1 et 2 se référant à des jeux de paramètres différents pour l'interaction de Skyrme. On peut constater qu'on tient compte de manière relativement correcte de cette antisymétrisation. En ce qui concerne le modèle de Brink et Stancu, on observe que le changement d'hypothèse de calcul (notamment le changement des paramètres de l'interaction effective) modifie de manière notable la forme du potentiel nucléaire.

0 - Test du potentiel : calcul des barrières d'interaction [NTGBL75].

1. Notion de barrière d'interaction.

Le terme de barrière d'interaction, quoique fréquemment utilisé, possède en fait une définition assez floue, nous allons préciser pourquoi. Lorsque l'on bombarde une cible par un projectile, pour étudier une réaction nucléaire, une des premières questions que l'on se pose est de savoir à partir de quelle énergie de bombardement cette réaction aura lieu avec une probabilité non négligeable. Cette énergie correspond au seuil de la réaction et sa connaissance est importante. Il est évident que pour chaque type de réaction, il existe une valeur d'énergie de seuil différente. Il y a deux manières d'aborder le problème des seuils de réaction que l'on peut présenter de la manière schématique suivante.

On part d'un système (A+B) et on étudie la probabilité de l'obtenir dans le même état après la réaction, c'est-à-dire on étudie la diffusion élastique du système (A+B). On peut faire cette étude, soit en fonction de l'angle, soit en fonction de l'énergie. Dans les deux cas, on trace le rapport de la section efficace élastique à la section efficace Rutherford $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ en fonction du paramètre choisi : énergie ou angle. A partir des résultats expérimentaux, on extrait une valeur de la barrière d'interaction grâce à l'utilisation d'un modèle (recette du point 1/4 par exemple de Blair [B54,B57]). Mais cette valeur de la barrière d'interaction ne correspond pas à un seuil de réaction précis, c'est en fait une moyenne sur les premiers seuils de réaction pondérée par leur section efficace. En effet, le rapport $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ à un angle ou à une énergie donnée, ne différera notablement de l'unité que si la somme des sections efficaces des réactions ouvertes à l'angle ou à l'énergie donnée devient d'un ordre de grandeur comparable à la section efficace Rutherford.

Dans la seconde manière d'aborder le problème, au lieu de regarder la voie élastique, on regarde une voie inélastique donnée (A+B → C+D par exemple) où le système final est différent du système initial. La mesure de la fonction d'excitation de la réaction permet, en principe, de déterminer le seuil de celle-ci. En fait, il est difficile d'avoir une valeur précise du seuil et même de le définir, car tout le problème réside dans l'extrapolation à une section efficace nulle de la fonction d'excitation.

A partir d'une valeur expérimentale de barrière d'interaction V_{int} , on définit habituellement un rayon d'interaction r_e défini par :

$$r_e = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{V_{int} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (43)$$

où Z_1, Z_2, A_1, A_2 sont les nombres et masses atomiques respectivement des ions 1 et 2. Si la partie nucléaire du potentiel d'interaction était très grande, de portée nulle et d'extension proportionnelle à $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, r_e devrait être une constante pour tous les systèmes. En fait, les résultats expérimentaux ont montré qu'il n'en n'est rien et comme l'a souligné Wong [W72], le rayon d'interaction ne doit être considéré que comme un moyen commode de paramétrer V_{int} , mais n'a aucune signification physique simple. Le calcul des barrières d'interaction va nous permettre de tester notre potentiel pour un recouvrement faible des deux ions en comparant nos calculs aux résultats expérimentaux.

Nous prendrons la même définition que Wong [W72] de la barrière d'interaction calculée, c'est-à-dire la hauteur correspondant au maximum le plus extérieur, lorsqu'il existe du potentiel d'interaction $V(R)$: soit V_{12} ; ce maximum a lieu pour une valeur $R=R_I$; en d'autres termes V_{12} et R_I sont définis par :

$$\left(V(R) \right)_{R=R_I} = V_{12} \quad \left(\frac{dV(R)}{dR} \right)_{R=R_I} = 0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{d^2V(R)}{dR^2} \right)_{R=R_I} < 0 \quad (44)$$

on voit que si l'énergie incidente est égale à V_{12} dans le centre de masse, et si la barrière d'interaction peut être approximée par une parabole au voisinage de $R=R_I$ ($\hbar\omega = \hbar \left[\left. \frac{d^2V(R)}{dR^2} \right|_{R=R_I} / \mu \right]^{1/2}$), alors la probabilité de franchir la barrière est 1/2 en appliquant la formule de Hill et Wheeler [HW53].

Mais V_{12} , tel qu'il vient d'être défini, n'est pas toujours facilement accessible directement expérimentalement ; de plus, le maximum n'apparaît pas obligatoirement. Remarquons que V_{12} a un rapport avec une barrière de fusion. En effet, classiquement, lorsque V_{12} existe, si l'énergie cinétique incidente dans le centre de masse est supérieure à V_{12} , on peut passer du côté de la poche, si ce n'est pas le cas on ne le peut pas. Galin et al. [GGLT74] ont montré que pour fusionner complètement, il était nécessaire d'atteindre une distance critique $R_C \approx r_C (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ où $r_C \approx 1$ fm au premier ordre. Nous développerons cette notion dans le troisième chapitre, mais admettons la pour le moment. Dans ce cas, trois possibilités peuvent se présenter qui sont illustrées sur la figure 14.

1. $V(R_C) < V_{12}$: dans ce premier cas, il faut que l'énergie incidente soit supérieure à V_{12} pour fusionner. V_{12} correspond donc à la barrière de fusion, c'est ce qui a lieu lorsque le produit $Z_1 Z_2 \lesssim 1700$.
2. $V(R_C) > V_{12}$: dans ce cas, c'est $V(R_C)$ qui est la barrière de fusion et V_{12} ne peut plus être considéré comme un seuil de fusion. Cela a lieu pour $1700 \lesssim Z_1 Z_2 \lesssim 2700-2800$.

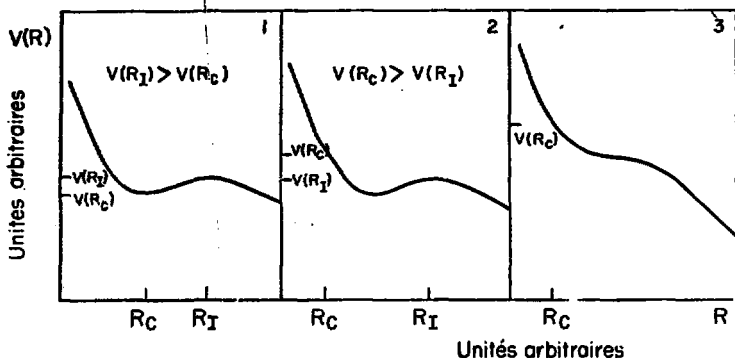


Fig.14. Schéma de trois types de potentiel d'interaction $V(R)$ que l'on peut rencontrer : 1. lorsque $Z_1 Z_2 \leq 1700$,
2. lorsque $1700 \leq Z_1 Z_2 \leq 2700$ -2800.
3. lorsque $Z_1 Z_2 \geq 2700$ -2800.

3. V_{12} n'existe plus auquel cas c'est $V(R_C)$ qui a le sens d'une barrière de fusion.

2. Comparaison des calculs avec les résultats expérimentaux.

Dans le cas où V_{12} existe, c'est-à-dire quand il y a une poche, nous avons comparé nos calculs avec les résultats expérimentaux de barrière de fusion. Les résultats expérimentaux proviennent essentiellement de la compilation faite par Vaz et Alexander [VA74]. La comparaison avec les calculs est illustrée par la fig.15 ainsi que par le tableau n°5. L'accord est en général meilleur que 5%. Pour deux cas toutefois, l'accord semble moins bon en valeur absolue, il s'agit des couples $^{86}\text{Kr}+^{111}\text{Cd}$ et $^{86}\text{Kr}+^{74}\text{Ge}$. Le premier cas $\text{Kr}+\text{Cd}$ s'explique facilement car $Z_1 Z_2 = 1728$; on se trouve précisément dans le cas où V_{12} n'est plus le paramètre significatif puisque c'est $V(R_C)$. Pour le deuxième cas, $\text{Kr}+\text{Ge}$, on a $V(R_C) \approx V_{12}$. Toutefois, les résultats expérimentaux de Gauvin et al. [GHLL74] semblent indiquer la présence d'un moment angulaire critique minimum au-dessous duquel il n'y aurait pas de fusion. En admettant ceci et en oubliant pour un instant la notion de distance critique, on peut déduire de nos calculs une valeur de $\approx 45\%$ pour ce moment angulaire critique minimum, valeur qui est en bon accord avec leur estimation. Toutefois, jusqu'à présent, nous n'avons pas d'explication cohérente de ce fait expérimental.

$Z_1 Z_2$	Système	V_c (MeV)	V_N (MeV)	V_{12} (MeV)	V_{exp} (MeV)	R_I (fm)	r_I (fm)	Ref.
1728	$^{84}Kr + ^{114}Cd$	214,5	- 16,5	198,0	204	11,6	1,257	GLLD72
1656	$^{40}Ar + ^{116}U$	193,9	- 12,9	181,0	177-170	12,3	1,279	T74-S67
1188	$^{40}Ar + ^{162}Dy$	146,8	- 10,7	138,1	135	11,5	1,296	LLV71
1152	$^{84}Kr + ^{132}Ge$	149,5	- 11,0	138,5	147	11,1	1,294	GLLD72
918	$^{40}Ar + ^{134}Sb$	120,2	- 8,6	111,6	110	11,0	1,315	GLP74
644	$^{11N} + ^{117}U$	79,3	- 4,6	74,7	74	11,7	1,359	VS62
552	$^{12}C + ^{214}U$	68,5	- 4,0	64,5	64	11,6	1,367	VS62
448	$^{12}S + ^{186}Ni$	66,5	- 4,7	61,8	59,5	9,7	1,577	GKB73
320	$^{12}S + ^{132}Ca$	49,5	- 3,7	45,8	43,5	9,3	1,410	GKB73
208	$^{12}S + ^{21}Al$	33,3	- 2,4	30,9	29,7	9,0	1,457	GKB73
192	$^{12}S + ^{21}Mg$	31,1	- 2,3	28,8	28,3	8,9	1,469	GKB73

Tableau 5. La barrière d'interaction calculée (V_{12}) est comparée à la valeur expérimentale (V_{exp}) pour un certain nombre de systèmes classés selon le produit $Z_1 Z_2$ de leur numéro atomique. V_c et V_N sont respectivement la valeur du potentiel coulombien et nucléaire à la distance R_I correspondant au sommet de la barrière d'interaction. r_I est le paramètre d'interaction défini par la relation (46). Les résultats expérimentaux proviennent pour la plupart de la compilation faite par Vaz et Alexander (VA74).

$Z_1 Z_2$	Système	V_c (MeV)	V_N (MeV)	V_{12} (MeV)	R_I (fm)	r_I (fm)
2668	$^{63}Cu + ^{214}U$	307,3	-21,2	286,1	12,5	1,228
2664	$^{84}Kr + ^{184}W$	314,0	-28,2	286,1	12,2	1,209
2500	$^{118}Sn + ^{118}Sn$	299,9	-24,3	275,6	12,0	1,225
2400	$^{114}Cd + ^{114}Sn$	287,9	-22,7	265,2	11,85	1,225
2291	$^{63}Cu + ^{197}Au$	272,7	-21,6	251,1	12,1	1,235
1494	$^{40}Ar + ^{209}Bi$	179,5	-12,0	167,3	12,0	1,283
900	$^{40}Ar + ^{118}Sn$	117,8	- 7,9	109,9	11,0	1,321
720	$^{84}Kr + ^{86}Ca$	98,7	- 6,4	93,3	10,5	1,316
612	$^{40}Ar + ^{82}Se$	83,9	- 5,5	78,4	10,5	1,357

Tableau 6. Idem au tableau 5 pour des systèmes où la mesure expérimentale n'était pas disponible.

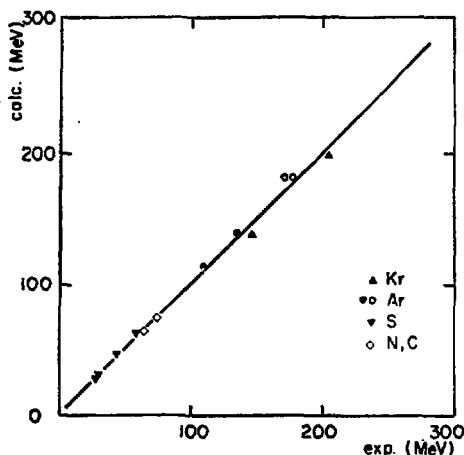


Fig. 15. Comparaison des barrières d'interaction calculées et expérimentales. Les symboles pleins correspondent aux cas où la barrière de fusion a été mesurée. Les symboles vides au cas où ce sont des mesures de seuil d'interaction qui ont été effectuées. Comme il est expliqué dans le texte, la valeur des barrières d'interaction expérimentales et celle des seuils d'interaction expérimentaux sont très voisines.

Dans le tableau 6, sont présentés, les résultats des calculs que nous avons effectués pour les systèmes où V_{12} existe, dont le produit $Z_1 Z_2$ est régulièrement espacé. A partir de R_I , on peut définir un paramètre de rayon d'interaction r_I :

$$r_I = \frac{R_I}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (46)$$

si l'on trace r_I en fonction de $\frac{Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$ (fig.16), on observe que r_I décroît de façon monotone en fonction de la variable choisie. Ce comportement reflète le fait que plus le produit $Z_1 Z_2$ augmente, plus la force d'attraction nucléaire a besoin d'être importante pour contrebalancer la force de répulsion coulombienne. En effet, l'existence de V_{12} est liée à la relation :

$$\left(\frac{dV_N}{dR} \right)_{R=R_I} = - \left(\frac{dV_C}{dR} \right)_{R=R_I} \quad (47)$$

la disparition de la poche a lieu lorsque R_I est inférieur à la distance correspondant au premier point d'inflexion de $V_N(R)$ que l'on rencontre lorsque R décroît. Plus le produit $Z_1 Z_2$ augmente, plus les noyaux ont besoin de s'interpénétrer ceci explique également la décroissance de $|V_N(R_I)|$ en fonction de r_I que l'on peut voir sur la fig.17. Il est intéressant de noter que les quantités tracées sur les fig.16 et 17 peuvent, avec une bonne précision, être représentées par les courbes en traits pleins passant au milieu des points calculés. Cela permet d'avoir une paramétrisation graphique simple de la barrière d'interaction.

En effet :

$$V_{12} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_I (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} + V_N(R_I) \quad (48)$$

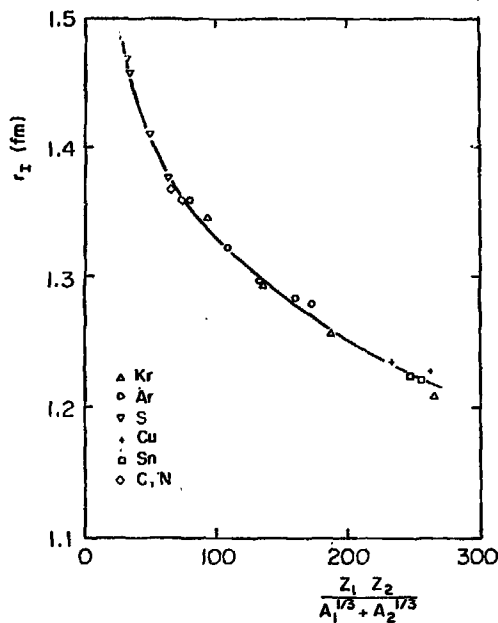


Fig.16. Les valeurs calculées de r_1 sont tracées en fonction de $Z_1 Z_2 / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. La courbe en trait plein représente le comportement moyen.

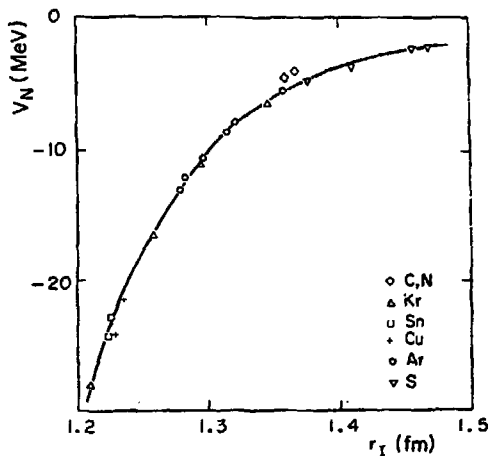


Fig.17. La partie nucléaire du potentiel V_N correspondant au sommet de la barrière est tracée en fonction de r_1 pour un certain nombre de systèmes. La courbe en trait plein représente le comportement moyen.

où R_I et $V_N(R_I)$ sont extraits des deux figures 16 et 17. Dans les tableaux 5 et 6, on peut remarquer que pour les grandes valeurs de $Z_1 Z_2$, la partie nucléaire du potentiel est très profonde

R(fm)	V(MeV)	V_N (MeV)
12	180,5	-18,1
12,1	180,8	-16,3
12,2	180,9	-14,5
12,3	180,9	-12,9
12,4	180,8	-11,4
12,5	180,6	-10,1
12,6	180,3	- 8,9
12,7	179,9	- 7,8
12,8	179,5	- 6,8
12,9	178,9	- 5,9
13,0	178,2	- 5,1
13,1	177,5	- 4,4
13,2	176,8	- 3,8
13,3	175,9	- 3,3
13,4	175,1	- 2,8
13,5	174,2	- 2,4
13,6	173,2	- 2,1

en $R=R_I$, ce qui signifie que pour de tels systèmes, beaucoup de voies de réactions seront ouvertes avant d'atteindre la distance R_I . Toutefois, le seuil de la plupart d'entre elles sera voisin de V_{12} car au voisinage de $R=R_I$, $V(R)$ varie lentement comme on peut le constater dans le tableau 7 sur un exemple typique.

Pour $V(R_I) > V_{12}$, bien que V_{12} n'ait plus le sens d'une barrière de fusion, compte tenu de la remarque précédente, il fournit une estimation raisonnable de la "barrière d'interaction". Pour les systèmes où il n'y a plus de poche, V_{12} n'existe plus. Il est toutefois possible d'estimer la valeur

Tableau 7. Variation du potentiel d'interaction $V(R)$ et de la partie nucléaire $V_N(R)$ du potentiel en fonction de R au voisinage de R_I pour le système $Ar+U$. Le potentiel d'interaction calculé $V(R)$ présente pour cet exemple une poche.

de la barrière d'interaction que l'on peut déterminer par l'étude de la diffusion élastique (seuil moyen d'interaction). En effet $\sigma_{el}/\sigma_{ruth}$ diffèrera notablement de l'unité lorsque $V_N(R)$ sera de l'ordre de l'énergie de séparation d'un neutron, soit ≈ 5 MeV. Le tableau 8 nous montre la comparaison avec les résultats expérimentaux. L'accord est bon (meilleur que 3%) bien que $V(R)$ varie rapidement dans cette région comme on peut le constater dans le tableau 9 sur un exemple typique.

$Z_1 Z_2$	système	$\bar{V}$ (MeV)	V_{exp} (MeV)	Réf.
3312	$^{86}Kr + ^{238}U$	330	335	LNPT72
3240	$^{86}Kr + ^{232}Th$	325	330	SML68
2988	$^{86}Kr + ^{208}Bi$	305	296	BR73
2952	$^{86}Kr + ^{208}Pb$	300	303	CJPA-ST72
2880	$^{76}Ge + ^{232}Th$	252	286	ONNPP73

Tableau 8. Estimation du seuil moyen d'interaction $\bar{V}$ pour des systèmes pour lesquels il n'est plus possible de définir une barrière d'interaction par la relation (44) (disparition de la poche dans le potentiel d'interaction). Cette valeur est comparée au résultat expérimental correspondant.

R(fm)	V_N (MeV)	V(MeV)
13	-16	310,8
13,5	- 8,5	306,3
14	- 4,2	299,4
14,5	- 1,9	291,2

Tableau 9. Pour le système $Kr+Pb$ pour lequel le potentiel d'interaction calculé $V(R)$ ne présente plus de poche, la valeur de $V_N(R)$ et de $V(R)$ est portée pour des valeurs de R correspondant à un faible recouvrement des densités de chaque ion. Contrairement au cas $Ar+U$ du tableau 7, $V(R)$ varie rapidement avec R ce qui rend difficile d'estimer le seuil moyen d'interaction.

Donc le potentiel d'interaction calculé par le formalisme de la densité d'énergie permet de bien reproduire les barrières d'interaction, cela tend à prouver que le comportement du potentiel en surface est assez réaliste.

E - Paramétrisation simple de la partie nucléaire du potentiel d'interaction [NTBLMD75].

Nous avons énoncé dans la première partie de ce chapitre le théorème de proximité introduit par Randrup, Swiatecki et Tsang. Comme nous supposons dans nos calculs de potentiel d'interaction que chaque noyau possède une symétrie sphérique, et qu'il reste gelé au cours de la collision (approximation soudaine), il est tentant d'essayer de voir si $V_N(R)$ satisfait la loi d'échelle suivante :

$$V_N(R) = \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} U_N(R) \quad (49)$$

où A_1 et A_2 sont respectivement la masse de chaque ion et $U_N(R)$ une fonction ne dépendant pas du système d'ions choisi. En d'autres termes, $V_N(R)$ satisfait-il au théorème de proximité ? En effet, le premier facteur de l'expression est proportionnel à l'inverse du rayon de courbure moyen calculé en supposant chaque ion représenté par une sphère de matière nucléaire ($\bar{R}_{12}$ de la formule 11). Nous allons d'abord présenter les résultats de nos calculs, puis nous essayerons de discuter leur signification physique.

1. Mise en évidence de la loi d'échelle.

Si l'on applique la transformation (49) à un grand nombre de courbes $V_N(R)$ correspondant à des systèmes d'ions de masse moyenne et lourde, on peut remarquer que les différentes courbes $U_N(R)$ générées pour chaque système se déduisent l'une de l'autre par translation. Soit R la valeur de l'interdistance entre les centres de masse des deux ions

où la fonction $U_N(R)$ est minimum $\left(\left(\frac{dU_N(R)}{dR} \right)_{R=R} = 0 \right)$, alors un simple changement de la forme.

$$s = R - \bar{R} \quad (50)$$

est suffisant pour que toutes les courbes $U_N(s)$ soient superposables à peu près parfaitement. De façon plus explicite, nous avons calculé $V_N(R)$ pour un ensemble de systèmes (donnés dans le tableau 10) pour des valeurs de R allant de 5 à 15 fermis avec un pas de 1 fm. La valeur $\bar{R}$ de R correspondant au minimum de $V_N(R)$, donc aussi de $U_N(R)$ est déterminée, puis on applique à $V_N(R)$ les deux transformations (49) et (50). Le résultat pour l'ensemble des systèmes calculés est montré sur la figure 18. On peut voir que tous les points se groupent autour d'une courbe moyenne $U_N(s)$. La dispersion autour de celle-ci est assez faible (de l'ordre de quelques MeV). Ceci est essentiellement dû aux fluctuations de la pente de la région superficielle des densités qui elles-mêmes proviennent d'une part des variations de l'excès local de neutron $\alpha(r)$ défini par la for-

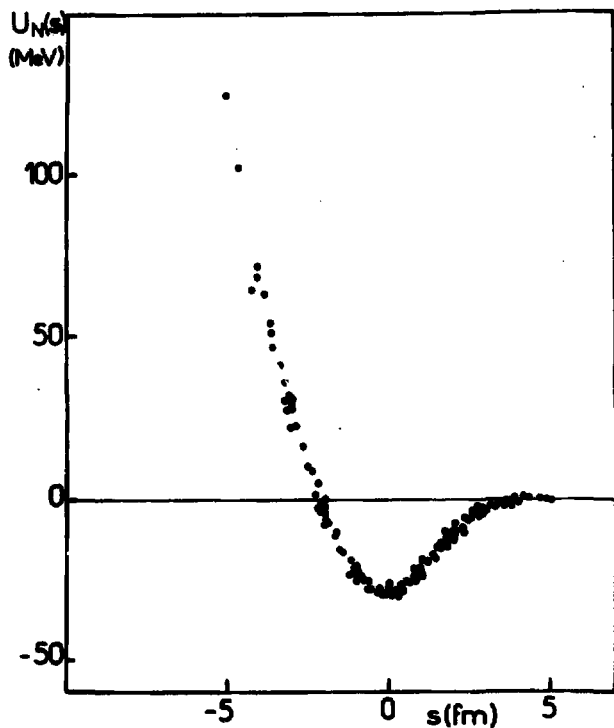


Fig.18. Ensemble de points obtenus pour les différents systèmes du tableau 10, en calculant $V_N(R)$ et en appliquant les transformations (49) et (50).

mule (31)) à la surface des noyaux (en fonction du nombre de neutrons N et du nombre de protons Z) et d'autre part des effets de couches. Il est bon, en effet, de rappeler que bien que la fonctionnelle utilisée ne tienne pas compte des effets de particules individuelles, ceux-ci sont contenus dans les densités HF-BCS utilisées et l'on en retrouve donc une partie dans $V_N(R)$.

Le paramètre $\bar{r}$ défini par la relation :

$$\bar{r} = \frac{\bar{R}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (51)$$

varie peu autour d'une valeur moyenne $\langle \bar{r} \rangle \approx 1$ fm, comme on peut le constater dans le tableau 10, où $\bar{r}$ a été calculé pour les différents systèmes étudiés.

Système	$\bar{r}$ (fm)	$\bar{V}$ (MeV)
$^{14}\text{N} + ^{108}\text{Ag}$	0,98	-27
$^{20}\text{Ne} + ^{13}\text{Cu}$	0,95	-28
$^{20}\text{Ne} + ^{13}\text{Ag}$	0,99	-30
$^{40}\text{Ar} + ^{63}\text{Cu}$	0,97	-30
$^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$	0,98	-30
$^{40}\text{Ar} + ^{116}\text{Sn}$	0,96	-30
$^{40}\text{Ar} + ^{121}\text{Sb}$	0,97	-29
$^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$	0,99	-31
$^{84}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$	0,96	-30
$^{84}\text{Kr} + ^{74}\text{Ge}$	0,98	-29
$^{84}\text{Kr} + ^{86}\text{Kr}$	0,99	-29
$^{84}\text{Kr} + ^{108}\text{Ag}$	1,00	-30
$^{84}\text{Kr} + ^{197}\text{Au}$	1,03	-29
$^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$	1,03	-27
$^{136}\text{Xe} + ^{63}\text{Cu}$	0,98	-30
$^{136}\text{Xe} + ^{108}\text{Ag}$	1,01	-38
$^{20}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	0,92	-30

$$\bar{V} = U_N(\bar{R}) \quad (51 \text{ bis})$$

reste aussi sensiblement constant. Les résultats précédents suggèrent une paramétrisation simple pour $V_N(R)$.

Tableau 10. Valeurs de $\bar{r}$ et $\bar{V}$ définies par les équations 51 et 51 bis pour différents systèmes. Leur faible dispersion autour d'une valeur moyenne ne fait que refléter la loi d'échelle définie par les équations (49) et (50).

- D'une part, la position $\bar{R}$ du minimum de $V_N(R)$ est calculée par la relation :

$$\bar{R} = \bar{r}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{avec } \bar{r} \approx 1 \text{ fm} \quad (52)$$

- D'autre part, la courbe moyenne $U_N(s)$ peut être raisonnablement lissée par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} U_N(s) &= -\bar{V} e^{-Q/27s^2} \quad s \geq 0 \\ U_N(s) &= -\bar{V} + 6,3s^2 \quad s \leq 0 \end{aligned} \quad (53)$$

$$\text{où } s = R - \bar{r}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = R - \bar{R} \quad \text{et} \quad \bar{V} \approx 30 \text{ MeV}.$$

(49). $V_N(R)$ se déduit ensuite aisément de $U_N(R)$ par la transformation

Il faut noter que l'influence de $\bar{r}$ sur $U_N(R)$ est plus importante que celle de V . En effet, si l'on varie $\bar{r}$ d'un certain pourcentage, la variation observée sur $U_N(R)$ sera plus importante que celle obtenue en variant V du même pourcentage. Bien sûr, les valeurs de $\bar{r}$ et de V que nous avons données ne sont qu'assez grossières et pourront être variées, lors d'applications pratiques, de manière raisonnable autour de ces valeurs. Par exemple, pour un système donné, on pourra chercher $\bar{r}$ autour de 1 fm de manière à reproduire la barrière d'interaction.

2. Démonstration de la loi d'échelle dans le cas d'un modèle semi-infini.

Il est difficile de montrer l'"universalité" de la fonction $U_N(s)$ directement à partir de l'équation (28). Toutefois, puisque la fonctionnelle $\epsilon(\rho)$ a elle-même un caractère "universel" et que le domaine qui contribue le plus dans l'intégration du membre de droite de l'équation (28) est la région de recouvrement des surfaces nucléaires des deux ions, une condition nécessaire et suffisante est que la forme de la surface de densité de matière nucléaire soit indépendante du nombre de neutrons N et du nombre de protons Z . On sait que cette condition est assez bien satisfaite pour les noyaux stables.

Il est possible d'utiliser des modèles simplifiés permettant de se rendre compte de cette situation et de confirmer nos arguments. Nous allons tout d'abord considérer le modèle semi-infini caractérisé par une densité constante dans une moitié de l'espace et devenant nulle de façon continue dans l'autre moitié de l'espace. Si le système est assez grand et si l'épaisseur de la surface (zone où la dérivée de la densité est différente de zéro de manière notable) est petite comparée à la dimension du système (système leptodermique), alors les effets de courbure peuvent être négligés. Les équations (28) et (29) deviennent alors des expressions à une dimension. Un tel type de modèle a déjà été utilisé par Berg et Wilets [BW56] pour étudier les propriétés de la surface nucléaire et il constitue un cas particulier de la fonctionnelle (29).

Considérons dans ce modèle semi-infini les deux ions en interaction et négligeons la distortion coulombienne des densités. Soit s la distance séparant les plans de chaque ion où la densité de matière nucléaire a diminué de moitié. Pour obtenir la loi d'échelle précédente, il faut que la forme de la partie superficielle de la densité nucléaire de tous les ions soit la même. En effet, l'énergie totale du système peut s'écrire [L73]:

$$E_{\text{tot}} = \int [E_0 \rho(x) + 2 \bar{n} (\nabla_x \rho(x))^2] dx \quad (54)$$

Dans cette expression, E_0 est l'énergie par particule dans la matière nucléaire infinie et ρ la distribution de matière nucléaire. Le second terme :

$$E_s = 2 \bar{n} \int (\nabla_x \rho)^2 dx \quad (55)$$

est l'énergie de surface (le coefficient $\bar{n}$ est le coefficient n de la formule (37) renormalisé pour assurer la bonne dimension à E_s). Nous obtenons alors pour le potentiel d'interaction évalué dans l'approximation soudaine :

$$U_N^0(s) = E(1+2) - E(1) - E(2) \quad (56)$$

soit :

$$U_N^0(s) = 2\bar{n} \int [\nabla_x(\rho_1(x) + \rho_2(s, x))]^2 dx - \int (\nabla_x \rho_1)^2 dx - \int (\nabla_x \rho_2)^2 dx$$

$$= 4\bar{n} \int \nabla_x \rho_1(x) \nabla_x \rho_2(s, x) dx \quad (57)$$

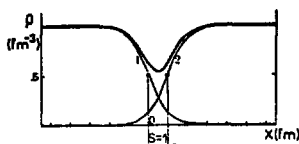
qui est alors une fonction "universelle" si les surfaces nucléaires ne dépendent pas de N et de Z.

Dans ce cas, nous avons :

$$\rho_2(s-x) = \rho_1(x) \quad (58)$$

Pour des surfaces qualifiées habituellement de "symétriques" définies par la relation :

$$\rho_1(x) + \rho_1(-x) = 2\rho_1(0) \quad (59)$$



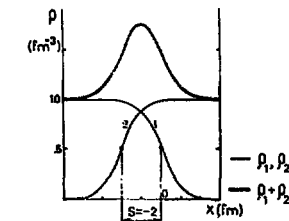
pour $s=0$, les deux plans de demi-densité coïncident et le minimum de $U_N^0(s)$ est alors atteint. Nous avons :

$$\nabla_x \rho_1 = -\nabla_x \rho_2 \quad (60)$$

et

$$U_N^0(0) = -4\bar{n} \int [\nabla_x \rho_1(x)]^2 dx = -2 E_s \quad (61)$$

ce qui est précisément un des résultats obtenus par Randrup et al. [RST74] et qui apparaît très naturellement dans ce modèle.



Pour illustrer les résultats des équations (57) et (61), considérons un exemple numérique calculé en utilisant pour les distributions de matière $\rho_1(x)$ et $\rho_2(s-x)$ deux fonctions de fermi. Sur la figure 19, la somme $\rho_1 + \rho_2$ est portée en fonction de s . Lorsque les deux plans de demi-densité s'approchent l'un de l'autre, le gradient de la somme $\rho_1 + \rho_2$ devient plus petit. Comme $U_N^0(s)$ apparaît comme la différence entre les énergies de surface seulement :

$$U_N^0(s) = E_s(1+2) - E_s(1) - E_s(2) \quad (62)$$

Fig.19. Modèle semi-infini. La somme des densités $\rho_1 + \rho_2$ est calculée pour quelques valeurs typiques de s .

Lorsque s décroît tout en restant positif, $U_N^0(s)$ devient de plus en plus négatif. Le minimum de $U_N(s)$ est atteint lorsque $s=0$ c'est-à-dire lorsque les deux plans de demi-densité coïncident. Dans ce cas, la somme $\rho_1 + \rho_2$ est constante et par conséquent $E_s(1+2) = 0$. Lorsque s décroît tout en restant négatif, la fonction $U_N(s)$ croît. Son comportement est symétrique par rapport au minimum. Toutefois, lorsque le recouvrement des deux ions devient de plus en plus important, le modèle unidimensionnel ne correspond plus à une situation physique.

3. Cas du modèle à trois dimensions.

Aux effets de courbure près, ces résultats doivent rester valables dans le cas à trois dimensions. Pour discuter ce point en détail, nous allons considérer deux noyaux sphériques dont la densité reste constante jusqu'à un rayon donné. Puis elle est supposée tomber à zéro de manière à ce que le système puisse être considéré comme leptodermique. Nous appellerons R_1 et R_2 les rayons correspondant à la sphère où la densité a diminué de moitié. La géométrie du système ainsi que les différentes coordonnées sont montrées sur la figure 20. Comme dans le paragraphe précédent, nous remarquons que :

$$s = R - R_1 - R_2 \approx R - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (63)$$

est un changement de variable commode car la partie la plus intéressante de l'interaction a lieu lorsque les deux surfaces nucléaires se recouvrent. R est la distance séparant les deux centres de masse des deux ions et r_0 le paramètre reliant R_1 à $A_1^{1/3}$. Le potentiel $U_N(s)$ dépendra essentiellement des variables x et y (définies sur la figure 20) décrivant la partie superficielle des densités et cela quelle que soit la taille des ions. Pour un volume infinitésimal dt on a :

$$dU_N(s) = E^0[\rho_1, \rho_2, r_1, r_2] dt = E^0[\rho_1, \rho_2, x, y] dt \quad (64)$$

Fig.20. Différentes coordonnées repérant les deux ions lourds utilisées pour calculer le volume élémentaire dt . Le domaine d'intégration est limité par les arcs de cercle R_1+st et R_2+st .

où $E^0 = E(1+2) - E(1) - E(2)$ est la partie de la fonctionnelle qui nous intéresse exprimée avec les variables x et y . E^0 possède la même signification mais avec les variables r_1 et r_2 définies sur la figure 20.

Si la partie superficielle des densités a le même comportement pour tous les noyaux, la fonctionnelle $E^0(x, y)$ sera la même pour toutes les

paire de noyaux et le fait de changer la taille des ions incidents n'entraînera qu'un changement du volume élémentaire $d\tau$. Pour deux noyaux sphériques on a :

$$d\tau = 2\pi \frac{r_1 r_2}{R} dx dy \quad (65)$$

Si l'on tient compte de la symétrie de la fonctionnelle :

$$E^o(x,y) = E^o(y,x) \quad (66)$$

du comportement en selle du produit $r_1 r_2$, et si l'on suppose que l'épaisseur de surface t est petite comparée aux rayons R_1 et R_2 (t est définie comme la distance, mesurée selon un rayon, séparant le point où la densité a diminué de 10% jusqu'au point où elle a diminué de 90%), alors on peut remplacer avec une bonne approximation le volume élémentaire $d\tau$ par le volume élémentaire $d\bar{\tau}$ (cf appendice) :

$$d\bar{\tau} = 2\pi \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} dx dy \quad (67)$$

ce qui fournit la loi d'échelle obtenue au paragraphe 1.

La factorisation du potentiel d'interaction $V_N(R)$ entre deux ions lourds en une fonction "universelle" (dont la forme analytique est simple) et un facteur géométrique permet d'avoir une formule analytique commode à utiliser et économisant beaucoup de temps de calcul particulièrement lorsque l'on veut étudier un grand nombre de systèmes différents.

4. Remarques.

Nous avons vu, lors de la comparaison de notre potentiel avec les autres potentiels, qu'il y avait un très bon accord avec le potentiel de proximité. La comparaison peut être poussée plus loin. En utilisant notre paramétrisation (53), nous pouvons constater que la force nucléaire attractive maximum a lieu pour $s = 1,36$ fm et est donnée par :

$$F_{\max} = -13,4 \frac{A^{1/3}_1 A^{1/3}_2}{A^{1/3}_1 + A^{1/3}_2} \quad (68)$$

Pour le potentiel de proximité, cette même quantité est donnée par :

$$F_{\max} = -4\pi\gamma \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (69)$$

où γ est le coefficient de tension superficielle et R_1 et R_2 les rayons à bords francs définis par Süßmann [573] et qui peuvent s'exprimer avec une bonne approximation sous la forme : $R_{1,2} = 1,15 A^{1/3}_{1,2}$ fm [M73]. En identifiant les coefficients entre les formules (68) et (69), on obtient $\gamma \approx 93$ MeV fm⁻² dans le cas du formalisme de la densité d'énergie, ce qui est en bon accord avec $\gamma \approx 95$ MeV fm⁻² trouvé par Myers et Swiatecki [MS67].

La loi d'échelle avec la paramétrisation (53) a été vérifiée sur un grand nombre de systèmes dont le produit $Z_1 Z_2$ est tel que :

$$300 \lesssim Z_1 Z_2 \lesssim 4000$$

(69)

Pour des valeurs de $Z_1 Z_2$ inférieures à environ 300, la paramétrisation (53) s'applique moins bien. Par exemple, dans le cas $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, un calcul complet est nécessaire. Cela provient du fait que la région superficielle des densités dans le cas des éléments légers est différente de celle des ions moyens et lourds. De plus, les ions légers ne peuvent plus être considérés comme des systèmes leptodermiques avec une bonne précision.

Pour des valeurs de $Z_1 Z_2$ supérieures à environ 4000, la différence pour chaque ion entre la forme de la partie superficielle des densités respectivement pour les protons et les neutrons devient importante, aussi la loi d'échelle n'est plus satisfaite avec une bonne approximation.

Pour conclure ce paragraphe, nous dirons que nos résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus par Randrup, Swiatecki et Tsang [RST74]. Nous avons confirmé de manière directe la validité du théorème de proximité dans le cas des ions lourds. Notre approche nous a permis aussi d'en étudier les limitations de manière systématique.

A P P E N D I C E

Le potentiel d'interaction $V_N(s)$ peut être écrit équation (164, 165) et figure 20.

$$V_N(s) = \frac{2\pi}{K} \int_{D(s)} r_1(x) r_2(y) E^0(x,y) dx dy \quad (1)$$

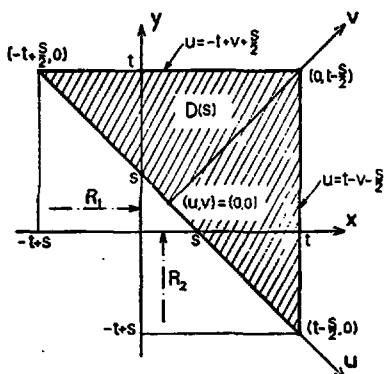


Fig.21. Représentation du domaine d'intégration $D(s)$ dans les systèmes de coordonnées (x,y) et (u,v) .

où le domaine d'intégration $D(s)$ ne dépend pas de la taille des ions incidents (figure 21). $E^0(x,y)$ décroît rapidement lorsque x et y croissent et nous avons :

$$E^0(x,y) = E^0(y,x) \quad (2)$$

Nous voulons montrer explicitement que l'expression :

$$V_N^0(s) = \frac{2\pi R_1 R_2}{K} \int_{D(s)} E^0(x,y) dx dy \quad (3)$$

$$(où R = R_1 + R_2, R_1 = R_1 + \frac{s}{2}$$

$$et R_2 = R_2 + \frac{s}{2} \quad (4)$$

représente une bonne estimation de (1) lorsque l'épaisseur de surface t est petite comparée aux rayons R_1 et R_2 .

Effectuons le changement de variables :

$$v = \frac{1}{2} (x + y - s) \quad u = \frac{1}{2} (x - y)$$

et

$$dx dy = 2 du dv \quad (5)$$

Nous avons :

$$E^o(x, y) + E(u, v, s) = E(-u, v, s) \quad (6)$$

$$r_1 = \tilde{R}_1 + u + v \quad r_2 = \tilde{R}_2 - u + v \quad (7)$$

$$r_1 r_2 = \tilde{R}_1 \tilde{R}_2 + Rv + (\tilde{R}_2 - \tilde{R}_1) u + v^2 - u^2 \quad (8)$$

la différence $\delta V_N(s)$ entre la valeur vraie (1) et la valeur approchée (3) du potentiel d'interaction est donnée par :

$$\delta V_N(s) = V_N(s) - V_N^o(s) = \frac{4\pi}{R} \int_{D(s)} (Rv + (\tilde{R}_2 - \tilde{R}_1) u + v^2 - u^2) E(u, v, s) du dv \quad (9)$$

Le second terme du membre de droite est nul compte tenu des symétries de E dans $D(s)$ et des symétries de $D(s)$ lui-même. Les deux derniers termes sont petits et du même ordre et tendent à s'annuler ensemble (comportement en selle de la fonction $r_1 r_2(u, v)$) soit :

$$F(v, s) = \int_{-t+v+s/2}^{t-v-s/2} E(u, v, s) du$$

le résultat de l'intégration de la fonction $E(u, v, s)$ par rapport à u dans $D(s)$, la différence $\delta V_N(s)$ devient alors (figure 21) :

$$\delta V_N(s) \approx 4\pi \int_0^{t-s/2} v F(v, s) dv \ll 4\pi \frac{\tilde{R}_1 \tilde{R}_2}{R} \int_0^{t-s/2} F(v, s) dv = V_N^o(s)$$

Comme la fonction $F(v, s)$ décroît très rapidement lorsque v croît, on obtient finalement :

$$\frac{\tilde{R}_1 \tilde{R}_2}{R} = \frac{(R_1 + s/2)(R_2 + s/2)}{R_1 + R_2 + s} \approx \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

Nous avons donc justifié l'utilisation de l'élément de volume $d\tilde{r}$ (I66) qui permet de factoriser le potentiel d'interaction $V_N(R)$.

CHAPITRE III

ETUDE DU PROCESSUS DE QUASI FISSION

Les réactions très inélastiques ont été mises en évidence expérimentalement pour la première fois par Kaufman et Wolfgang [KW59, KW61] dans le cas des projectiles légers (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F) par une méthode radiochimique. Ils les appelèrent collisions d'effleurement, ce qui à présent, est un terme un peu mal choisi. Il s'est écoulé un certain temps avant qu'elles soient à nouveau étudiées à Dubna et à Orsay, toujours en utilisant des ions légers [WVD67, VGZC69, GGLPTB69, GVW70, GGLPTB70, G71, AAEGMVW71, AAGMVW71]. Toutefois, les données les plus intéressantes ont été obtenues depuis que les faisceaux d'ions très lourds ($> {}^{20}\text{Ne}$) ont été disponibles. Les études peuvent être divisées en deux grandes catégories.

Dans la première, des projectiles de masse inférieure à 40 u.m.a sont utilisés à une énergie de bombardement bien au-dessus de la barrière d'interaction (généralement le rapport entre cette énergie et la valeur de la barrière d'interaction étant $\geq 1,5$). Les produits légers sont détectés à différents angles d'observation. Leur numéro atomique est identifié ainsi que parfois leur masse. Pour ces réactions, différents noms ont été utilisés : collisions d'effleurement [KW59], fusion incomplète [GGL71], collisions dures [FA74], réactions de type fission [MHJGT73], transferts très inélastiques [AGMVW73, V74, GGLPTGCGN74, CFJRS DPR74, JCDFPRASW73], collisions relaxées [TMJBGF GH74]. Comme il faut choisir parmi ce grand nombre d'appellations, nous utiliserons dans la suite le terme transfert très inélastiques. Ils sont beaucoup étudiés, essentiellement à Berkeley, Dubna et Orsay.

Dans la seconde catégorie, des projectiles de masse plus lourde que celle de ^{40}Ar ont été utilisés, essentiellement le ^{84}Kr et le ^{63}Cu à faible énergie au-dessus de la barrière d'interaction (généralement, le rapport entre l'énergie de bombardement dans le centre de masse et la barrière d'interaction est $\leq 1,5$). Ces réactions ont été appelées : fusion incomplète [LNPT73], quasi-fission [HLNPT74], collisions fortement amorties [WUHB FV74]. Nous utiliserons dans la suite le terme de quasi-fission. Plus précisément, nous appellerons quasi-fission la partie des événements très inélastiques dont l'énergie cinétique dans le moment relatif est pratiquement complètement relaxée (l'énergie cinétique totale des deux fragments est alors typiquement celle observée lors d'une réaction de fission).

L'étude de ce type de réaction constitue l'essentiel du travail expérimental que nous avons effectué et qui est décrit dans ce chapitre.

I - MISE EN EVIDENCE DU PROCESSUS DE QUASI-FISSION [LNPT73].

A - But de cette étude.

Lorsque l'on bombarde avec des projectiles ayant une masse inférieure ou à peu près égale à celle de l'argon des noyaux de masse moyenne ou lourde, le processus de fusion complète est hautement probable dès que l'énergie de bombardement est supérieure à la barrière d'interaction. La section efficace de fusion constitue alors une grande part de la section efficace totale de réaction. Comme nous disposons à Orsay de l'ensemble Alice qui permet d'accélérer des ions de masse supérieure à celle de l'argon : krypton et cuivre, nous avons voulu voir s'il était possible d'extrapoler nos connaissances à ces projectiles très lourds et si de nouveaux phénomènes apparaissaient. Il est en effet important de connaître l'importance du phénomène de fusion par rapport aux autres réactions car un certain nombre de tentatives permettant de mettre en évidence un flot de stabilité super-lourd, prévu par des calculs théoriques [JNS70], étaient, ces dernières années, essentiellement basées sur une réaction de fusion entre deux ions lourds convenablement choisis [L72]. De telles expériences, mises en oeuvre à Orsay [CGJLPRST72], en utilisant un faisceau de krypton et une cible de plomb avaient été négatives. Cela pouvait provenir soit du canal d'entrée de la réaction, soit du canal de sortie. En effet, cet flot de stabilité peut ne pas exister du tout, soit n'être pas situé dans la région prévue par les théoriciens. D'autre part, si un noyau superlourd est formé, il peut avoir une durée de vie trop courte pour être détecté. Enfin, il est également possible qu'on ne puisse former un noyau superlourd non pas parce qu'il n'existe pas, mais parce que la fission des deux ions très lourds n'est pas possible. Nous nous étions attaché à ce dernier point à savoir : la fusion entre deux ions très lourds est-elle possible ? et sinon qu'observe-t-on à la place ?

B - Dispositif expérimental utilisé [CNPT74,T74].

La principale voie de désexcitation d'un noyau de fusion complète de numéro atomique $Z \geq 92$, est la fission binaire. Le grand moment angulaire orbital mis en jeu dans la réaction a pour effet d'accroître encore fortement cette tendance. Donc la totalité de la section efficace de fusion apparaît sous l'aspect du phénomène de fission en deux fragments. Ceci est notamment le cas lorsque l'on bombarde des noyaux d'uranium par des ions légers (carbone, azote, oxygène) et cela a été mis à profit par Sikkeland et al. ([SVH62],[S68]) pour mesurer la part de la section efficace de réaction qui conduit à un noyau de fusion. En effet, on mesure les énergies cinétiques et l'angle de corrélation des deux fragments détectés en coïncidence. Si l'on suppose connue la masse totale du noyau fissionnant, ceci permet de remonter au rapport des masses et à la quantité de mouvement du noyau reculant à partir duquel la fission a eu lieu. Cette quantité de mouvement est elle-même directement calculable lorsque ce noyau correspond à la fusion complète des deux partenaires. En d'autres termes, par un calcul itératif, on peut déduire les masses des produits détectés à partir de leurs énergies cinétiques, à condition que la somme des masses de ceux-ci soit à peu près égale à la somme des masses de l'ion incident et du noyau cible, c'est-à-dire si le processus est binaire. Donc, l'analyse des énergies et des masses des fragments détectés en coïncidence permet de

déduire le nombre d'événements correspondant à la formation du noyau de fusion complète. Cette méthode a montré toute son efficacité dans le cas des mesures de sections efficaces de fission induite par ions argon et des distributions de masse et d'énergie cinétique des fragments. Le traitement des données ainsi que les précautions prises lors du dépouillement sont décrits en détail dans la thèse de Tamain [T74] ainsi que par Cabot et al. [CNPT74] aussi n'y reviendrons nous pas et nous nous référons à cette méthode comme étant celle des "deux énergies". Les expériences ont été conduites avec le faisceau Kr^{24+} de 500 MeV accéléré par Alice à Orsay, sur des cibles d'uranium, de bismuth et de tungstène. D'autre part, une cible d'holmium a été bombardée avec des ions Kr^{23+} de 454 MeV. Pour les quatre cibles, l'énergie des projectiles était d'environ 50 MeV supérieure à la barrière d'interaction calculée (pour les systèmes $^{86}Kr+^{181}W$ et $^{86}Kr+^{165}Ho$) ou déterminée expérimentalement par mesure du rapport de la section efficace de diffusion élastique à la section efficace Rutherford, soit en fonction de l'énergie (pour le système $^{86}Kr+^{238}U$ [LNPT72]), soit en fonction de l'angle (pour le système $^{86}Kr+^{209}Bi$ [CJPRST72]). Un détecteur à barrière de surface X était placé à un angle fixe θ_x par rapport à la direction du faisceau. Un deuxième détecteur Y permettait de balayer une région d'angle θ_y assez large, de façon à explorer tous les angles de corrélation possibles entre les deux fragments.

Nous avons préalablement calculé, de manière approximative, la valeur de θ_x en appliquant au noyau de fusion complète la quantité de mouvement initiale, et en donnant aux fragments l'énergie cinétique prévue par Nix [N69] pour la fission symétrique de ce noyau. De plus, on a calculé le domaine de variation de θ_y entraîné par la diminution d'énergie cinétique qui accompagne la variation du rapport de masse des fragments. En fixant θ_x à 54° pour le système $^{86}Kr+^{209}Bi$ par exemple, ceci conduisant à faire varier θ_y entre 42° et 54° , selon que le rapport de masses passait de 1 à 2,5. Expérimentalement, nous avons exploré une zone plus vaste comprise entre 26° et 80° .

Afin de recueillir les fragments qui auraient pu être écartés du plan de réaction par l'évaporation de neutrons, le détecteur X avait une ouverture angulaire de $\Delta\phi = 7,5^\circ$ de part et d'autre de ce plan. L'ouverture dans le plan était $\Delta\phi_x = \pm 4^\circ$. Par contre $\Delta\phi_y$ était faible, et $\Delta\theta_y$ était de $\pm 5^\circ$, de façon à couvrir avec peu de mesures l'ensemble de la zone de corrélation. On a ensuite corrigé l'imprécision sur l'angle d'émission dans le traitement sur ordinateur des données rassemblées sur bande magnétique, en exigeant, à l'issue des calculs de transformation dans le système du centre de masse, que les deux fragments en corrélation soient émis à 180° .

De surplus, la différence de temps de vol entre les deux fragments était mesurée, ce qui permettait d'éliminer des événements fortuits ou correspondant à une masse du noyau fissionnant très différente de celle du noyau de fusion.

C - Résultats obtenus.

Système	E_{CM} (MeV)	$\sigma_{cf}(mb)$	$\sigma_R(mb)$
$^{84}Kr + ^{165}Ho$	305 ± 3	≈ 200	800
$^{84}Kr + ^{184}W$	346 ± 4	≈ 150	990
$^{84}Kr + ^{209}Bi$	357 ± 4	< 40	800
$^{84}Kr + ^{238}U$	370 ± 4	< 10	610

Tableau 11. Section efficace de fusion complète σ_{cf} comparée à la section efficace de réaction calculée σ_R pour les systèmes étudiés.

1. Système $^{84}Kr + ^{209}Bi$ à 500 MeV.

La présentation des résultats pour ce système est donnée sur la figure 22, où on a porté pour chaque paire de fragments détectés en coin-

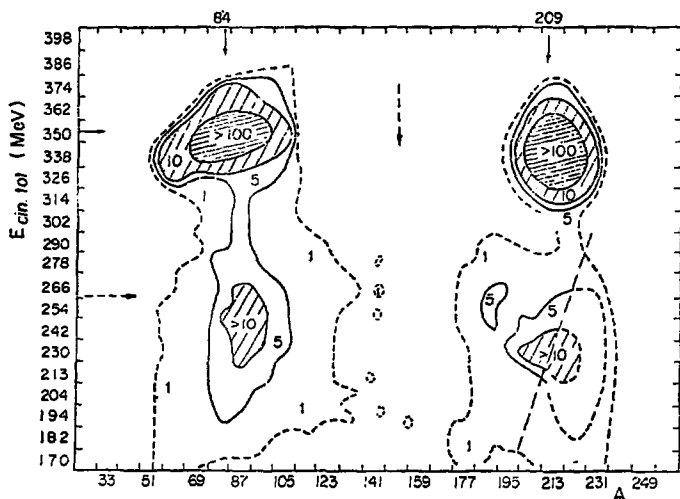


Fig. 22. Courbes de niveau indiquant le nombre d'événements sur les détecteurs X et Y en fonction de la masse de chaque partenaire détecté en coïncidence et de l'énergie cinétique totale dans le centre de masse. Dans la région de la diffusion élastique, $A=84$ et $A=209$ le nombre d'événements atteint 1000, mais la finesse du pic ne permet pas de le porter sur la figure. La flèche en pointillé indique la place attendue des événements de fission binaire symétrique. Le trait en pointillé sur la droite de la figure marque l'emplacement des seuils expérimentaux : la partie de la figure située à droite de cette ligne n'a pas été obtenue expérimentalement mais par symétrisation.

cidence, dans la région de corrélation angulaire indiquée précédemment, la masse du partenaire reçu par le détecteur fixe à 55° et l'énergie cinétique totale dans le centre de masse. Une telle présentation est usuelle dans le domaine de la fission. On remarque tout d'abord la présence de deux pics correspondant à une énergie cinétique totale égale à ≈ 350 MeV, c'est-à-dire à peu près égale à celle de la voie d'entrée. Chacun d'entre eux correspond à une masse à peu près égale à 84 u.m.a et à 209 u.m.a. Ils correspondent en majeure partie à la diffusion élastique du système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à cette énergie. En effet, le noyau cible diffusé élastiquement par le projectile reçu à 55° est observé à 53° , et le projectile est diffusé à 52° lorsque le noyau cible est à 55° , ce qui tombe précisément dans le domaine d'angles explorés. Ces pics sont très élargis en masses et en énergie. Cela provient des événements de transfert quasi élastique et de diffusion inélastique dont la corrélation angulaire est voisine de celle de la diffusion élastique.

En principe les événements de fission binaire issus d'un noyau de fusion complète devraient apparaître surtout autour des masses 120 à 160 et pour une énergie cinétique totale de 240 à 280 MeV d'après Nix [N69], donc au centre de la figure 22. C'est dans cette zone qu'apparaissent les événements de fission induite à énergie d'excitation de plusieurs dizaines de MeV, quelle que soit la masse des projectiles, des protons aux argons. Dans le cas présent, la figure 22 montre seulement 5 à 6 événements correspondant à un rapport de masse compris entre 1 et 1,1. Ceci correspond à une section efficace de 0,2 mb/sr dans le système du centre de masse et il n'est pas certain que tout soit de la fission symétrique. Pour des rapports de masse supérieurs, il est difficile de distinguer les événements de fission des autres produits de réaction. En admettant une largeur de distribution de masses d'une centaine d'unités de masse, on peut toutefois estimer la section efficace maximale de fission. De plus, en admettant une distribution en $1/\sin\theta$, comme cela est habituel pour les fissions de noyaux ayant un grand moment cinétique, et comme cela a été montré expérimentalement dans le cas $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ (275 MeV) pour des rapports de masse peu différents de l'unité [TNPLNP75], on obtient une valeur maximum de section efficace totale de fission aux environs de 40 mb. Ceci est aussi la section efficace de fusion complète qui est très faible (5%) comparée à la section efficace de réaction ($\sigma_R = 800$ mb).

On observe par contre 80 mb/sr d'événements inattendus, correspondant à des noyaux de masse comprise entre à peu près 60 et 150 u.m.a d'une part, et entre 160 et 220 u.m.a de l'autre, comme s'il s'agissait d'une fission de caractère très asymétrique. L'énergie cinétique totale, autour de 230 MeV, est très inférieure à celle de la diffusion au voisinage du pic élastique. Elle correspond à peu près à l'énergie cinétique que l'on attendrait pour des fragments de fission du noyau de fusion complète avec une telle asymétrie de masse. En d'autres termes, l'énergie cinétique totale de ces événements est celle de deux noyaux fortement déformés (comme ils peuvent l'être dans une configuration de scission) tangents selon leur grand axe (dans une image du modèle de goutte liquide) se repoussant sous la seule action de l'interaction coulombienne.

Une coupe à la masse 90 des courbes de niveau montrerait un spectre en énergie avec un maximum très prononcé à 356 MeV, puis une diminution du nombre d'événements pour les énergies plus faibles, avec un passage à très bas niveau autour de 300 MeV, et un second pic très étendu entre 270 et 220 MeV. Le même spectre apparaît autour de la masse 200, bien que pour ces masses très lourdes le seuil expérimental ait supprimé des détectations de fragments de faible énergie (le trait pointillé sur la droite de la figure

marque l'emplacement du seuil expérimental). Ces événements inattendus sont ce que nous avons appelé des événements de quasi-fission. La dénomination a été choisie en considérant l'énergie cinétique totale de ces produits qui est, comme nous l'avons signalé plus haut, semblable à celle que l'on peut attendre dans une réaction de fission très asymétrique.

La corrélation angulaire des événements de quasi-fission est indiquée sur la figure 23 et comparée à celle des événements quasi élastiques.

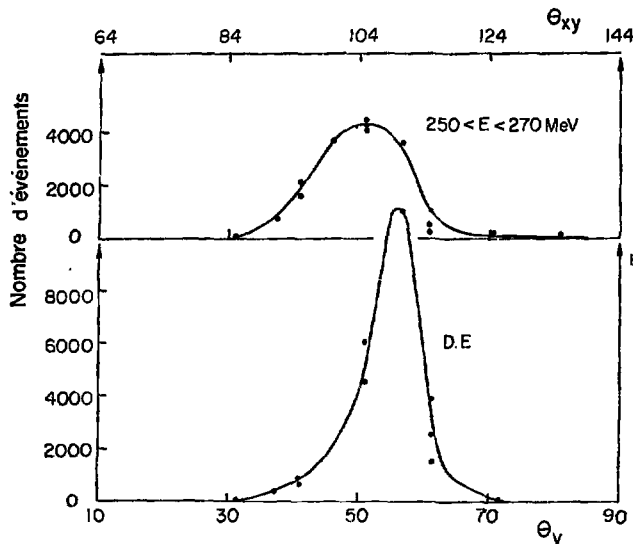


Fig. 23. Mesure de la corrélation angulaire entre les fragments détectés. En ordonnée, nombre d'événements, en abscisse, angles θ_y et $\theta_{xy} = \theta_x + \theta_y$. En bas, corrélation pour une énergie cinétique correspondant à celle de la diffusion élastique (360 MeV c.m.). En haut, corrélation pour une énergie cinétique totale d'environ 260 MeV c.m.

Le maximum est placé à un angle un peu inférieur, comme cela est logique, puisque l'énergie cinétique des fragments est plus faible, donc la contribution de l'énergie de recul de l'ensemble est relativement plus importante.

La section efficace différentielle de ces événements de quasi-fission est élevée (70 mb/sr) à cet angle. Il est très important de connaître la section efficace totale de quasi-fission afin de la comparer à la section efficace de réaction. En effet, le phénomène de quasi-fission remplace-t-il le phénomène de fusion complète dans le cas des ions lourds? Pour cela, il est nécessaire de mesurer la distribution angulaire de ces produits, c'est à quoi nous nous sommes attachés par la suite.

Il est à noter que les événements de quasi-fission apparaissent déjà sur les données brutes (résultats dans le système du laboratoire) obtenues au cours de l'expérience comme on peut le voir sur la figure 24. Elle représente un spectre à deux dimensions du nombre d'événements en

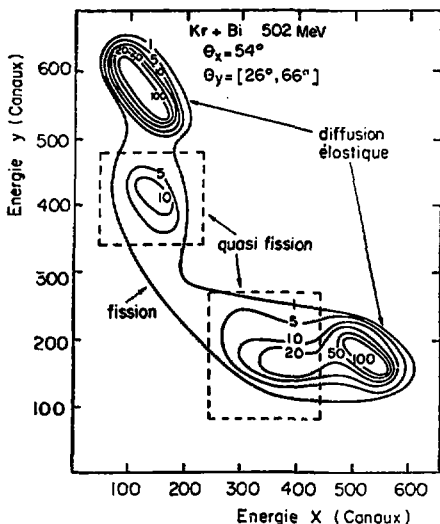


Fig.24. Diagramme à deux dimensions des énergies de laboratoire : la présence des quasi-fissions apparaît déjà.

2. Autres systèmes.

Les résultats obtenus pour les systèmes $^{84}\text{Kr} + ^{166}\text{W}$ et $^{84}\text{Kr} + ^{165}\text{Ho}$ sont analogues à ceux du système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ et sont montrés sur les figures 25 et 26 analogues de la figure 22. On notera toutefois que la section efficace de fusion complète est plus élevée comparée à la section efficace totale de réaction pour ces systèmes que pour les systèmes $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ et $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ (tableau 11).

En ce qui concerne le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$ à 500 MeV, le spectre à deux dimensions du nombre d'événements détectés en fonction de la hauteur d'impulsion délivrée par chaque détecteur est montré sur la fig. 27. Le détecteur X était placé à 55° et le détecteur Y couvrait la zone d'angle indiquée. On peut observer dans ce spectre plusieurs événements dus à la fission, soit du noyau d'uranium, soit du noyau très voisin de lui obtenu par transfert de quelques nucléons. Ce type d'événements a également été observé pour le système $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ et dans une moindre proportion pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$. Toutefois, comme cela est expliqué dans [TNPH75], de tels événements peuvent être éliminés quand les résultats sont transformés dans le système du centre de masse. Le spectre correspondant est montré dans la figure 28 et est semblable à celui du

coïncidence observés aux angles indiqués en fonction de l'énergie de chacun des fragments. Les deux pics à haute énergie contenant un grand nombre de coups correspondent aux pics de diffusion élastique élargis par les événements quasi élastiques. L'endroit où se trouve la fission est indiqué, les événements y sont très peu nombreux. Enfin, les deux pics renfermant les événements de quasi-fission sont à l'intérieur des rectangles tracés en pointillés. En ce qui concerne les événements de quasi-fission, la séparation avec les événements élastique-quasi élastique est très bonne pour le détecteur Y qui a couvert un domaine d'angle de dix en dix degrés de 26° à 66° . Elle l'est moins en ce qui concerne les événements reçus par le détecteur X, c'est-à-dire à l'angle fixe de 54° . Cela semble indiquer qu'à certains angles bien particuliers, la séparation en énergie entre les événements de quasi-fission et ceux élastiques-quasi élastiques n'est pas tellement marquée. Nous discuterons ce point plus en détail plus loin.

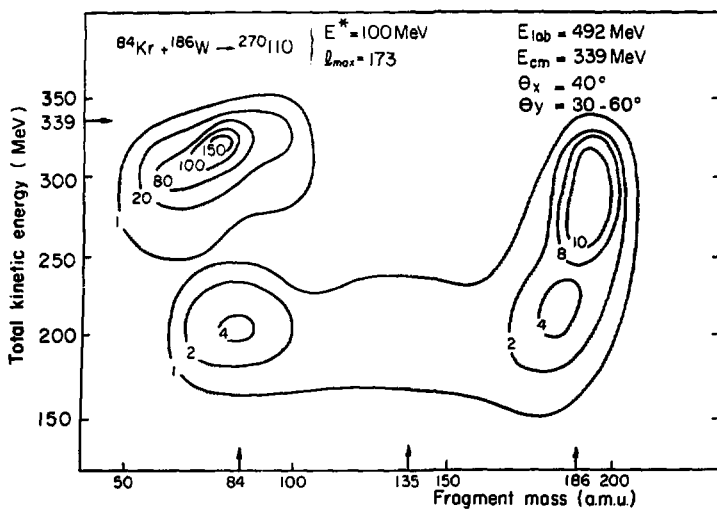


Fig.25. Môme spectre que la fig.22 pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{186}\text{W}$.

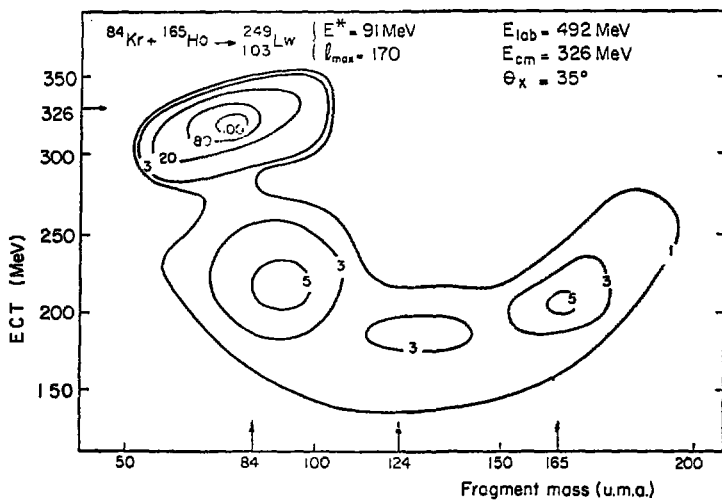


Fig.26. Môme spectre que la figure 22 pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{165}\text{Ho}$.

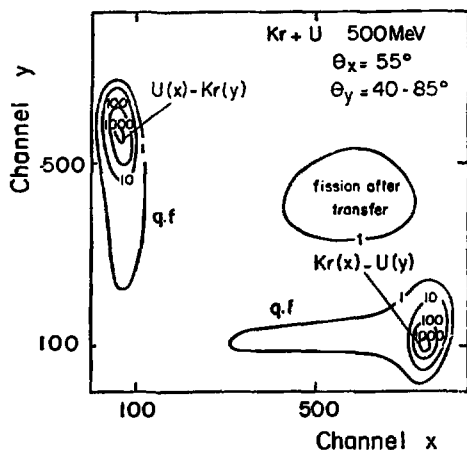


Fig. 27. Courbe de niveau, dans le système du laboratoire, indiquant le nombre d'événements sur les détecteurs X et Y en fonction de la hauteur d'impulsion (énergie) sur chacun d'entre eux. Le détecteur X était fixé à $\theta_x = 55^\circ$, le détecteur Y pouvait se déplacer de manière à couvrir le domaine indiqué.

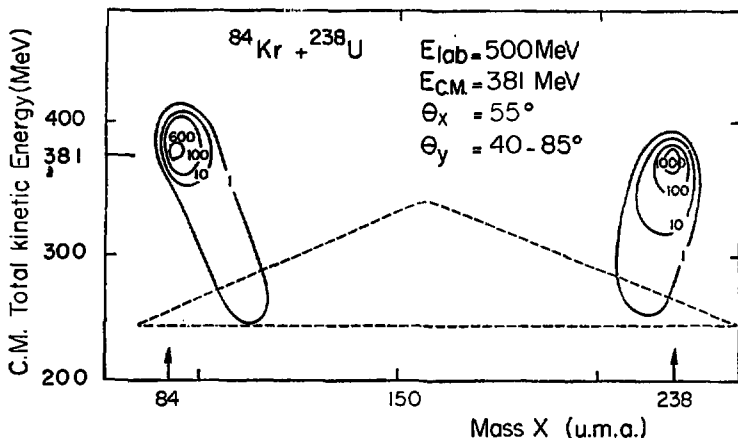


Fig. 28. Même spectre que la fig. 22 pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$. Il résulte de la transformation du spectre de la fig. 27, mais les événements "ternaires" ont été éliminés. Le triangle en trait discontinu représente le domaine où les événements de fission suivant fusion complète sont attendus.

système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$. Remarquons, toutefois, dans le tableau II que la section efficace différentielle des événements de quasi-fission est faible comparée à celle des autres systèmes. Ceci est dû à deux choses:

Les mesures ont été effectuées à 50° , c'est-à-dire bien en avant de l'angle d'effleurement du projectile. Nous verrons plus loin que dans ces conditions il est normal que la section efficace différentielle soit très faible.

D'autre part, les produits de quasi-fission lourds, dont la majorité d'entre eux ont une masse voisine de l'uranium, ont une grande probabilité de fissionner même si leur énergie d'excitation n'est que de quelques MeV. Une partie des événements ternaires de la figure 28 sont dus à ce processus en deux étapes : quasi fission-fission et ceci a été confirmé par Kratz et al. [KNS74] sur le même système à 600 MeV.

En ce qui concerne la fusion complète, nous n'en avons pas observé ce qui, compte tenu de la sensibilité de notre dispositif expérimental, correspond à une section efficace de fusion complète inférieure à 10 mb, soit moins de 3% de la section efficace totale de réaction.

3. Conclusion.

Ces résultats expérimentaux nous amènent donc aux conclusions suivantes :

1. La fusion complète devient un processus peu probable pour les systèmes très lourds (projectile de masse supérieure à celle de l'argon).

2. Apparition d'un nouveau type de réaction : la quasi-fission. Le processus de quasi-fission possède les caractéristiques suivantes :

- Deux corps principaux sont présents dans la voie finale.
- Leur masse est voisine de la masse des deux partenaires dans la voie d'entrée. La mémoire du système initial a donc été en partie conservée pour ce degré de liberté.
- Grande dissipation d'énergie dans le mouvement relatif. Une grande partie des événements observés possède une énergie cinétique typique d'une réaction de fission très asymétrique, indiquant ainsi une grande déformation des deux partenaires au moment de leur séparation. L'énergie cinétique emportée étant pratiquement exclusivement de source coulombienne.
- Grande section efficace différentielle dans la zone d'angles explorée. Cela laisse présager une section efficace intégrée importante comparée à la section efficace totale de réaction.

D'autres données expérimentales sont nécessaires pour connaître un peu mieux ce nouveau mécanisme, et en tout premier lieu, il faut répondre aux questions suivantes :

- Le mécanisme est-il réellement à deux corps principaux ?

- Quelle est la distribution angulaire de ces produits de quasi-fission ?
- Quelle est leur section efficace totale comparée à la section efficace totale de réaction ?
- L'énergie cinétique totale de ces produits varie-t-elle avec l'angle de détection ? avec l'énergie cinétique incidente ?
- Quelle est la distribution de masse des produits ? varie-t-elle en fonction de l'angle de détection ?

II - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Le dispositif des "deux énergies" que nous avons brièvement décrit précédemment permet d'accéder aux masses des produits lorsque le processus est binaire, c'est-à-dire pour nous si l'on observe deux corps principaux dans la voie finale. Par corps principal, nous entendons un agrégat de nucléons en nombre tel qu'un ensemble formé de quelques nucléons soit négligeable devant lui (par exemple un noyau ^{40}Ar sera considéré comme un corps principal et un nucléon ou une particule alpha comme un corps négligeable). L'avantage d'un tel dispositif est le grand angle solide de détection qu'il présente, ce qui permet de l'utiliser avec des faisceaux d'ions dont l'intensité est faible. Son inconvénient provient du fait que les masses sont obtenues par un calcul supposant que la réaction est binaire. De plus, son emploi n'est aisé que dans le cas où l'angle de corrélation n'est pas trop dissymétrique par rapport à l'axe du faisceau. Il est donc difficile d'obtenir la distribution de masse des produits pour un grand domaine d'angles. Nous avons utilisé ce dispositif lorsque l'intensité du faisceau était faible c'est-à-dire lorsque le projectile utilisé était du krypton.

Lorsque nous avons utilisé le faisceau de cuivre, dans la plupart des cas, l'intensité était plus grande que dans le cas du faisceau de krypton (10-20 nA comparé à 0,5-1 nA). Ceci nous a permis de travailler en utilisant des angles solides de détection plus petits et par conséquent de mettre en oeuvre un nouveau dispositif expérimental permettant d'accéder directement à la masse d'un des produits et à son énergie.

A - Principe des mesures.

Nous voulons pouvoir mesurer l'énergie et identifier la masse de tous les produits de réactions lourdes ($M \geq 20$ u.m.a) qui arrivent à un angle donné. Pour ce faire, nous avons utilisé un système temps de vol-énergie (voie X). La différence de temps qui sépare le passage du produit détecté dans une feuille de scintillateur mince (associée à un photomultiplicateur) et son arrivée sur le détecteur X (qui permet une mesure de son énergie) permet d'accéder à sa masse. Lorsque ce produit détecté provient d'un processus à deux corps principaux (fission par exemple), nous voulons, lorsque cela est possible, mesurer l'énergie du produit complémentaire. Ceci a été possible grâce à l'utilisation de deux détecteurs Y_1 et Y_2 placés en coïncidence avec le détecteur X qui permettent de détecter et de mesurer l'énergie du produit complémentaire lorsqu'ils sont placés à un angle convenable. Une mesure de la différence de temps séparant l'arrivée d'un produit sur le détecteur X et sur soit Y_1 , soit Y_2 a été aussi faite.

B - Détecteurs.

1. Détecteurs semi-conducteurs.

Nous avons utilisé des détecteurs semi-conducteurs à barrière de surface spéciaux fission. L'épaisseur de la zone de déplétion était d'environ 80 μ aussi tous produits lourds qui nous intéressaient étaient complètement arrêtés. Le détecteur X avait une surface de 600 mm², il était muni d'un collimateur de 25 mm de diamètre afin d'éliminer les effets de bords. Sa distance au centre de la chambre était de 97,4 cm ce qui correspond à une ouverture de 1,47° et à un angle solide de 5,17 10⁻² sr. La surface des deux détecteurs Y₁ et Y₂ était de 400 mm², ils étaient collimatés par un trou rectangulaire de 13,4 mm de largeur et de 22 mm de hauteur. Leur distance au centre de la chambre était de 11,4 cm, soit 6,7° d'ouverture en largeur et 10,9° en hauteur, soit un angle solide de 2,27 10⁻² sr. Cette dernière valeur a été choisie de manière à recueillir la plupart des produits provenant d'un processus à deux corps principaux (voir paragraphe 1.B).

Le centre des deux détecteurs Y₁ et Y₂ étaient séparés de 20° si bien qu'en trois mesures, il était possible de couvrir un domaine d'angle de 40° sans chevauchement ni recoupement. Devant les détecteurs Y₁ et Y₂, ont été placés des cylindres permettant d'empêcher que la partie du faisceau éventuellement diffusée avant l'entrée de la chambre n'arrive sur les détecteurs. Afin de diminuer le bruit de fond dû aux électrons et aux rayons X de basse énergie créés ou arrachés dans la cible par le faisceau, nous avons placé des aimants permanents produisant un champ de quelques centaines de Gauss à l'avant des détecteurs (diminution d'un facteur 100 du bruit de fond dû aux électrons) et des feuilles de nickel de 120 μ g/cm² tendues sur les collimateurs pour arrêter les rayons X de basse énergie.

2. Le scintillateur.

Lorsqu'un ion lourd traverse une feuille mince de scintillateur, il perd de l'énergie et une partie de cette énergie est transformée en lumière. Le rendement lumineux dépend de plusieurs paramètres dont la masse de l'ion, sa charge et son énergie [MG73, MCGPEH74] qualitativement on peut dire que plus l'ion est lourd, moins le rendement lumineux est bon, ce qui rend difficile l'identification des ions très lourds. La lumière émise par le scintillateur est collectée par un miroir de forme elliptique en aluminium poli qui la renvoie sur la photocathode d'un photomultiplicateur. Le gain en lumière d'un tel dispositif de collection par rapport au dispositif classique du guide de lumière en contact optique avec un côté du plastique est de l'ordre de 2 à 3. La résolution en temps est de plus améliorée. Le photomultiplicateur utilisé était un XP2020 de RTC, alimenté par une embase ORTEC271, puis par une embase effectuée au laboratoire [ECR75]. Le plastique scintillant utilisé était du NE111 sous forme d'une feuille mince de 145 μ g/cm². Le choix de cette épaisseur nous a été dicté par le souci d'avoir suffisamment de lumière sans que toutefois la perte en énergie de l'ion détecté dans la feuille soit trop importante. La fabrication d'une telle feuille mince se fait à partir d'une solution de NE111 dans l'acétate d'éthyle. Une lame de verre préalablement pesée est trempée verticalement suivant la tranche dans cette solution et mise à égoutter dans la même position dans une atmosphère d'acétate d'éthyle. Après demi-heure environ, cette plaque est mise à sécher puis pesée. Les deux feuilles de NE111 (recto-verso de la plaque)

sont décollées en trempant verticalement la lame dans de l'eau distillée. Chaque feuille est ensuite recueillie sur un cadre de plexiglas. L'épaisseur du plastique, déjà déduite de la pesée, est vérifiée en mesurant la perte d'énergie des particules alpha du dépôt actif du thoron ou des fragments de californium.

C - Montage électronique.

Un schéma de principe du dispositif électronique est montré sur la figure 49. On peut le décomposer en trois parties :

- Une partie linéaire mesurant des signaux proportionnels à des énergies (traits gras).
- Une partie permettant de mesurer la différence de temps séparant deux signaux rapides (traits fins).
- Une partie purement logique (traits pointillés).

Les deux premières parties sont esclaves de la troisième (maître).

1. Généralités.

A chaque détecteur X , Y_1 et Y_2 est associée une voie linéaire aboutissant aux convertisseurs analogiques digitaux (ADC n°1, 2 et 3). Des circuits de prise de temps permettent de donner un signal lorsque le produit détecté passe dans le scintillateur mince S ou arrive sur l'un des trois détecteurs X , Y_2 ou Y_1 . Ce qui est mesuré, c'est la différence de temps entre S et X d'une part (temps de vol) et la différence de temps entre $(X-Y_1)$ ou $(X-Y_2)$ lorsqu'il y a un événement en coïncidence d'autre part. Ceci est réalisé à l'aide de convertisseurs temps amplitude. Les deux mesures sont digitalisées respectivement par les convertisseurs ADC4 et ADC5. Les voies logiques permettent d'une part de générer un signal d'ordre d'analyse noté O.A. et d'autre part de fournir un marquage utilisé pour repérer le type d'événement analysé.

2. Les voies linéaires.

Elles sont classiques, elles comportent chacune :

- Un préamplificateur de charges pouvant supporter des détecteurs de capacité élevée sans détérioration notable de la résolution en énergie (en effet la capacité d'un détecteur de $80 \mu\text{m}$ et de 600 mm^2 est de 800 pF).
- Un amplificateur linéaire qui met en forme l'impulsion et filtre le bruit de fond.
- Un amplificateur à retard pour mettre en temps signaux linéaires et signaux logiques.
- Enfin des portes linéaires qui ne sont ouvertes que par l'ordre d'analyse O.A. délivré par le système CALI.

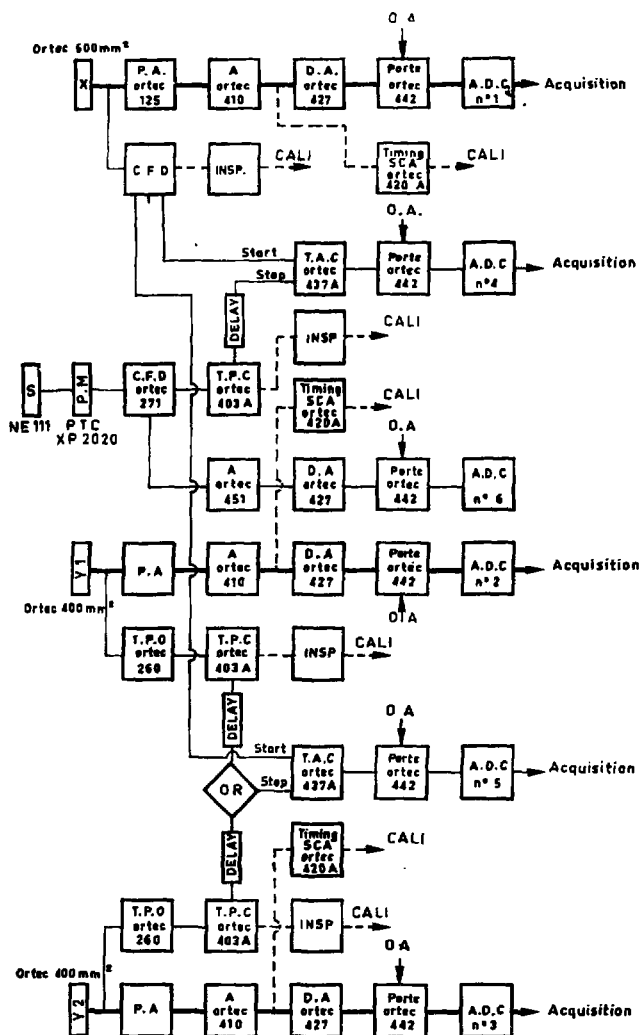


Fig.29. Schéma électronique jusqu'au dispositif d'acquisition.

3. Les voies temps de vol.

Quatre circuits de prise de temps ont été utilisés : un pour chaque détecteur X , Y_1 , Y_2 et le dernier pour le plastique scintillant S .

Au niveau du photomultiplicateur, la prise de temps se fait grâce à un discriminateur à fraction constante inclus dans l'embase ORTEC 271, dont le seuil a été calé juste au-dessus du bruit de fond.

Au niveau du détecteur X , la prise de temps se fait par un système analogue à celui de Sherman et al. [SRM68], constitué d'un préamplificateur de tension monté en parallèle avec le préamplificateur de charges. Ce préamplificateur de tension est suivi d'un discriminateur à fraction constante qui donne le signal temps [Po74].

Pour les détecteurs Y_1 et Y_2 , la prise de temps s'effectue au moyen de "time pick-off".

Pour ce qui est de la mesure de la différence de temps séparant le passage du produit détecté dans S et son arrivée dans X , chronologiquement, c'est le signal temps du PM qui est le premier. Toutefois, pour diminuer le temps mort du convertisseur temps amplitude, ce signal est retardé de manière à arriver dans tous les cas après le signal temps fourni par le détecteur X . La résolution en temps du système PM-jonction est de 270ps pour un ion donné à une énergie donnée (diffusion élastique).

Lors de la mesure de la différence de temps séparant l'arrivée d'un produit sur X et l'arrivée du produit correspondant sur Y_1 ou Y_2 , le signal temps des voies Y_1 ou Y_2 est retardé pour la même raison que précédemment de manière à arriver à l'entrée "stop" du convertisseur temps amplitude après le signal temps provenant de la voie X qui arrive à l'entrée "start".

4. Les voies logiques.

Les voies logiques fonctionnent en maître et décident s'il faut délivrer un ordre d'analyse O.A. qui ouvrira les portes linéaires et permettra le stockage des informations. La pièce maîtresse du système est un module : "CALI" fabriqué au service électronique du laboratoire par J. Pouthas [Po74]. Le but de ce circuit est de faire une coïncidence lente entre les signaux logiques issus des monocanaux pour une fonction logique donnée et de générer des bits de marquage qui permettront d'identifier le type d'événement analysé. Ce circuit se décompose schématiquement en deux parties. Une partie qui effectue une coïncidence pendant un temps pouvant aller de 20 ns à plusieurs μ s (500 ns dans notre cas) entre les différentes entrées qui sont au nombre maximum de 4 et dans lesquelles on rentre les signaux logiques issus des monocanaux (SCA). Cette partie examine le type d'événement (X seul, X et Y_1 etc...) et décide s'il est intéressant, ce qui est programmé avant chaque run au moyen d'interrupteurs qui réalisent une fonction logique (par exemple, on ne veut analyser que si on a des coïncidences entre X et Y_1 ou X et Y_2). Si l'événement est intéressant, l'analyse continue et passe à la seconde partie sinon il y a remise à zéro du système. La seconde partie du système CALI, vérifie si les impulsions étudiées sont ou non empiilées en contrôlant si l'un des inspecteurs délivre un signal ; si oui, un bit de marquage est généré par CALI en même temps que sont délivrés l'ordre d'analyse O.A. et les bits d'identification de l'événement. L'ordre d'analyse ouvre les portes linéaires, la conversion analogique digitale des impulsions linéaires commence

et le résultat est envoyé vers la partie acquisition. Lorsque l'acquisition est terminée, elle envoie un signal à CALI pour le remettre à zéro et permettre à nouveau l'analyse, car dès que CALI commence le cycle d'analyse, ses entrées sont bloquées jusqu'à ce qu'il reçoive un ordre de remise à zéro, soit du système d'acquisition, soit de lui-même si l'événement n'est pas considéré comme intéressant.

5. La partie acquisition [VDF75].

Elle a pour but de stocker les informations préalablement digitalisées. L'acquisition se fait grâce à une console numérique d'interconnexion (CI32) réalisée par le service électronique du laboratoire. Cette console peut se décomposer de la manière suivante :

- Un châssis avec alimentation et lignes omnibus dans le standard CAMAC.
- Un tiroir de commande et de visualisation précâblé.
- Divers coupleurs d'entrée et de sortie qui servent d'interfaces d'entrée et de sortie.

Les convertisseurs analogiques digitaux présentent le résultat de leur conversion aux coupleurs d'entrée. Le tiroir de commande vient échantillonner successivement chaque coupleur. Les informations (32 bits au maximum par coupleur) sont transmises par les lignes omnibus et prélevées par les coupleurs de sortie intéressés. Ceux-ci les transmettent aux divers organes de mémorisation.

Les organes de mémorisation que nous avons utilisés sont :

- Une unité de bande magnétique où l'écriture en 800 BpI s'effectue par l'intermédiaire de deux mémoires tampons de 1592 octets.
- Des blocs mémoires de visualisation pour permettre un contrôle de l'expérience pendant le déroulement de celle-ci.

D - Etalonnages.

Pour transformer les signaux linéaires, obtenus sur chaque détecteur X , Y_1 , Y_2 , en énergies, il est nécessaire d'avoir un étalonnage en énergie. De même, pour les signaux issus des convertisseurs temps amplitude, il est nécessaire d'avoir un étalonnage en temps. Nous considérerons d'abord les étalonnages de la voie X .

1. Voie X.

Sur cette voie, nous voulons non seulement avoir une bonne mesure de l'énergie du produit, mais aussi pouvoir identifier sa masse avec la meilleure précision possible. La masse du produit est reliée aux mesures que nous effectuons par la relation :

$$N = \frac{2Et^2}{l^2}$$

où E est l'énergie du produit, t le temps séparant son passage dans le scintillateur S et son arrivée dans le détecteur X (temps de vol), λ est la distance séparant le plastique scintillant du détecteur X (base de temps de vol).

$$\text{Donc : } \frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta t}{t} + 2 \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

le troisième terme est ici négligeable car la base de temps de vol a été mesurée à 1 mm près ($\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{774} \approx 10^{-3}$) l'incertitude sur la masse provient donc essentiellement de l'incertitude sur l'énergie et de l'incertitude sur le temps de vol. Il est donc nécessaire de mesurer le plus correctement possible ces deux grandeurs.

a. Etalonnage en énergie.

L'utilisation des détecteurs à barrière de surface pour la détection des ions lourds pose toujours des problèmes lorsque la masse de la particule détectée est importante [Bo73] : l'amplitude du signal délivré par le détecteur apparaît comme une fonction non linéaire de l'énergie et dépend également de la masse de l'ion détecté. Tout se passe comme si pour les ions très lourds une partie des ionisations n'était, ou pas complètement collectée dans la jonction (défaut d'ionisation). Cet effet augmente de manière notable avec la masse de la particule détectée. Au cours de nos expériences, nous détectons des produits qui ont une masse A qui va de 50 à 220 u.m.a et une énergie qui peut aller de 20-30 MeV à plus de 250 MeV. Le choix de l'étalonnage est donc important. Nous sommes partis de l'étalonnage de Schmitt et Kiker [SKW65] qui s'avère bon pour les fragments de fission. Cet étalonnage permet de relier la hauteur d'impulsion x analysée à l'énergie E du produit par une relation du type :

$$E = (a + a'M)x + (b + b'M)$$

où M est la masse du produit détecté et a, a', b, b' sont des constantes déterminées à partir des valeurs P_L et P_H des hauteurs d'impulsion correspondant respectivement aux pics léger et lourd du spectre de fission du ^{252}Cf , par l'intermédiaire des relations :

$$a = \frac{24,0203}{P_L - P_H} \quad b = \frac{0,03574}{P_L - P_H}$$

$$a' = 89,6093 - a P_L \quad b' = 0,1370 - a' P_L$$

les coefficients déterminés par cette méthode fournissent un bon étalonnage en énergie pour les ions de masse voisine de celle des fragments de fission du californium. Celui-ci est moins bon pour les produits de masses voisines des projectiles que nous avons employés ($^{63}\text{Cu}, ^{86}\text{Kr}$) qui sont très énergétiques. Il est encore moins bon pour les produits de masse voisine de celle de la cible ($^{197}\text{Au}, ^{209}\text{Bi}$) qui possèdent peu d'énergie cinétique (< 50 MeV), c'est-à-dire une zone où le défaut d'ionisation est important. Afin d'obtenir un étalonnage qui soit bon pour les masses légères, moyennes et lourdes, nous avons légèrement réajusté la valeur des coefficients de la relation de Schmitt et Kiker a, a', b, b' , de manière à reproduire de manière correcte les énergies de diffusion élas-

tique des noyaux cibles et des noyaux de projectiles, pour un certain nombre d'angles sélectionnés, par un lissage de moindres carrés. Par exemple, dans le cas du système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV dans le laboratoire, nous avons obtenu une précision meilleure que 2% pour tous les ions d'énergie supérieure à ≈ 40 -50 MeV. Pour les ions de masse proche de celle de l'or, la résolution en énergie décroît jusqu'à atteindre environ 4-5% au niveau du seuil des monocanaux.

b. Étalonnage en temps de vol.

Le temps de vol est déterminé par la relation suivante :

$$t = cy + t_0$$

dans laquelle y est le numéro du canal correspondant au temps de vol, c et t_0 sont deux coefficients d'étalonnage à déterminer, c correspondant à la pente du convertisseur temps amplitude. Il est obtenu en envoyant aux entrées "start" et "stop" du convertisseur temps amplitude la même impulsion dédoublée en deux, dont l'une d'entre elle est retardée d'un retard variable mais connu. Le tracé de la hauteur d'impulsion digitalisée en fonction du retard permet d'accéder au coefficient c . Le paramètre t_0 tient compte des différents retards dans l'électronique (câbles, commutations, etc...). C'est de loin le paramètre le plus délicat à déterminer. Nous avons pour cela utilisé le pic de diffusion élastique du projectile à un angle donné, dont l'énergie est connue ce qui permet de calculer le temps de vol théorique. Ce paramètre dépend de plusieurs choses : de la masse et du numéro atomique de l'ion détecté ainsi que de son énergie. Sa variation en fonction des différents facteurs atteint au maximum 1 ns. La masse étant le facteur dominant, si A_1 et A_2 sont les masses respectives du projectile et de la cible, si $(t_0)_{A_1}$ et $(t_0)_{A_2}$ sont les paramètres t_0 déterminés pour les ions A_1 et A_2 , nous avons utilisé pour $(t_0)_A$:

$$(t_0)_A = (t_0)_{A_1} + \frac{A-A_1}{A_2-A_1} \left\{ (t_0)_{A_2} - (t_0)_{A_1} \right\}$$

Ce dispositif nous a permis d'avoir une résolution en masse comprise entre 1 et 2 u.m.a au voisinage du cuivre diminuant progressivement jusqu'à 5 u.m.a au niveau de l'or.

2. Voies Y_1 et Y_2 .

Pour les voies Y_1 et Y_2 , nous avons utilisé l'étalonnage de Schmitt et Kiker. En effet, la procédure utilisée pour la voie X n'était ici pas réalisable à cause de la grande ouverture angulaire des détecteurs. La précision relative sur l'énergie est restée en moyenne égale à 3%.

III - CARACTERISTIQUES DU PROCESSUS DE QUASI-FISSION [HLNPT74, HNPT74, PNT75].

Nous allons à présent examiner en détail les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

A. Systèmes étudiés.

Nous avons principalement étudié les systèmes $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV et $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ à 365 MeV. Quelques caractéristiques des systèmes $^{63}\text{Cu}+^{186}\text{W}$ à 395 MeV et $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ à 443 MeV ont également été mesurées.

L'avantage du système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ est la grande valeur du produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques. Nous avons vu que pour de tels systèmes, la fusion devenait un processus peu probable et que la quasi-fission semblait la remplacer. L'énergie de bombardement a été choisie à peu près égale à celle pour laquelle nous avons mis en évidence le phénomène de quasi-fission, soit environ 15% au-dessus du seuil d'interaction expérimental. L'étude de ce système s'est faite grâce à la méthode des "deux énergies". La plupart des résultats ont été obtenus par décomposition des spectres en énergie des voies simples.

Le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ représente un système intermédiaire entre le système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ et par exemple le système $^{40}\text{Ar}+^{209}\text{Bi}$, où l'on sait que la fusion est un processus important [HNPT73, BHNPT74]. Il est donc intéressant de savoir s'il possède les caractéristiques du système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$, celles du système $^{40}\text{Ar}+^{209}\text{Bi}$, ou bien les deux. L'étude de ce système s'est faite à l'aide du dispositif d'identification directe en masse décrit dans le paragraphe précédent, car l'intensité du faisceau de cuivre (10-20 nA) délivrée par l'ensemble Alice permet de réduire l'angle solide de détection. Le choix de l'énergie de bombardement (365 MeV) et de la cible ($200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d' ^{197}Au autoporteur) nous a été dicté par les considérations suivantes.

- Le moment angulaire maximum mis en jeu dans la réaction est de l'ordre de 100M. Si le noyau de fusion complète est formé (^{266}X), il aura une énergie d'excitation de 60 MeV donc il se désexcitera essentiellement par fission binaire symétrique. La mesure de la section efficace de fission binaire constitue donc une mesure de la section efficace de fusion.

- Les résultats expérimentaux bruts ne seront pas perturbés par des événements de fission après transfert, car de tels processus n'ont été observés avec les ions ^{40}Ar et ^{84}Kr qu'avec des cibles plus lourdes que l'or [774].

- L'énergie de bombardement est 1,1 fois la barrière d'interaction, donc nous sommes placés dans une situation analogue à celle où les événements de quasi-fission ont été déjà observés dans le cas du krypton.

B - Extraction des événements de quasi-fission parmi les autres événements observés.

Nous allons brièvement décrire, sur deux exemples typiques, comment il est possible de séparer les événements de quasi-fission à partir des données brutes, des autres événements que nous détectons au cours de la même expérience.

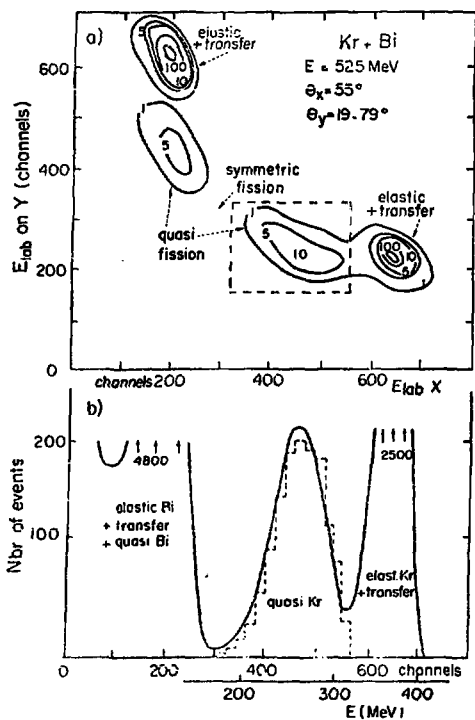


Fig.30. (a) Voir aussi la fig. 27.

(b) la courbe pleine représente le spectre en énergie de toutes les particules (corrélées ou non) reçues sur le détecteur X ; le trait discontinu représente la projection convenablement normalisée des événements de quasi-fission étudiés dans le rectangle de contour de la fig.30a. On peut constater qu'il n'y a pas de contribution aux événements.

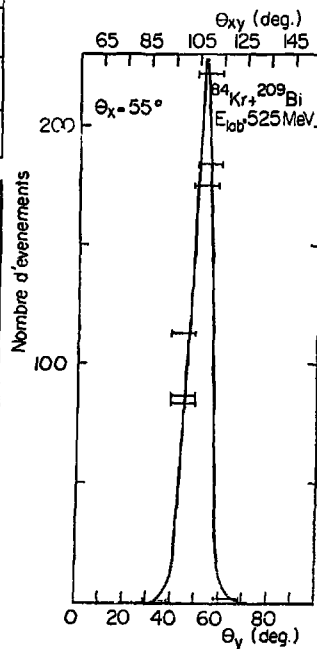


Fig.31. Corrélation angulaire des événements de quasi-fission lorsque l'un des fragments est reçu sur le détecteur X fixé à $\theta_x = 55^\circ$ ($\theta_x = \theta_y = \theta_{xy}$).

En ce qui concerne la méthode des deux énergies, pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV, sur la figure 30a est tracé le spectre à deux dimensions, où le nombre d'événements détectés en coïncidence est porté en fonction de l'énergie de chaque fragment. Les résultats sont présentés dans le laboratoire. Le détecteur X était positionné à 55° alors que les détecteurs Y1 et Y2 étaient positionnés à différents angles et déplacés entre chaque mesure de manière jointive ce qui a permis de décrire un domaine d'angle compris entre 19° et 79° sans chevauchement ni recouplement. Les résultats de chaque mesure ont été normalisés et sommés entre eux pour conduire au spectre de la figure 30b. Grâce à ce procédé, nous sommes sûrs de pouvoir détecter tous les événements de fission binaire suivant fusion complète car nous avons exploré un domaine d'angle bien plus grand que la corrélation de fission que l'on peut prévoir avant l'expérience et qui dans tous les autres cas s'est trouvée vérifiée [RHNPT74]. D'autre part, nous avons détecté tous les événements de quasi-fission arrivant à cet angle. En effet sur la figure 31 est montrée la corrélation angulaire de ces produits observés au cours de la même expérience. Sa largeur est faible, une quinzaine de degrés et elle est centrée à peu près vers 50° . Le domaine d'angle couvert par les détecteurs Y1 et Y2 est donc largement suffisant. La première observation concernant le spectre de la figure 30a est l'absence de fragments de fission d'égale énergie qui devraient provenir de la fission du noyau de fusion complète. Bien que l'énergie cinétique incidente soit 58 MeV au-dessus de la barrière d'interaction, on n'observe pas de fusion complète ; c'était déjà le cas lorsque l'énergie de bombardement était de 500 MeV dans le laboratoire, ce qui correspondait à 42 MeV au-dessus de la barrière d'interaction. Quatre zones peuvent être observées. Deux d'entre elles correspondent à une grande énergie sur un des deux détecteurs, elles sont associées aux produits élastiques ainsi qu'aux produits quasi-élastiques : leur nombre est élevé. Les deux autres, contenant un faible nombre d'événements correspondent aux produits de quasi-fission. Elles sont bien séparées des deux premières et correspondent à une énergie cinétique sur l'un des détecteurs plus faible que celle des produits élastiques et quasi-élastiques.

Le deuxième exemple est relatif au dispositif expérimental permettant d'accéder directement à la masse du produit détecté. Le système étudié est $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV. L'angle de détection était égal à 56° (environ 90° centre de masse). La masse et l'énergie cinétique de tous les produits arrivant à cet angle ont été mesurés et leur nombre est porté en fonction de leur masse et de leur énergie cinétique dans le système du laboratoire sur la figure 32. Trois zones peuvent être distinguées. Deux d'entre elles de surface assez petite mais contenant un grand nombre d'événements correspondent aux produits élastiques et quasi-élastiques. La troisième, s'étendant sur une large surface, contient les produits de quasi-fission ainsi que les produits de fission. Cette zone est bien séparée de la zone contenant les produits élastiques et quasi-élastiques légers, mais elle est mal séparée de celle contenant les produits lourds. Cela provient de la mauvaise résolution en masse et en énergie que l'on a pour ces produits très lourds et très lents. De plus, pour des raisons cinématiques, aucun événement de quasi-fission très asymétrique n'est attendu à cet angle. Ils ne peuvent être observés que pour des angles plus petits.

A la plupart des angles d'observation, les événements de quasi-fission légers sont bien séparés des événements quasi-élastiques, inélastiques et élastiques, ce qui permet de les extraire facilement. Toutefois, nous verrons plus loin qu'il existe un domaine d'angle où la séparation devient difficile pour les produits de quasi-fission dont la masse est voisine de celle du projectile.

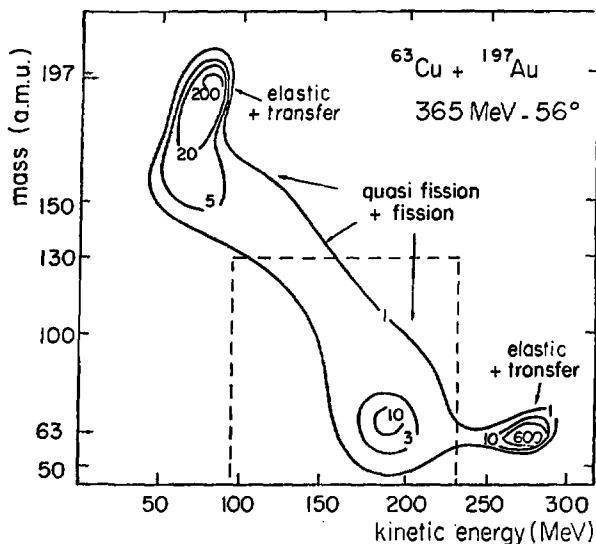


Fig. 32. Courbe de niveau, dans le système du laboratoire, indiquant le nombre d'événements reçus sur le détecteur X ($0_x=56^\circ$) en fonction de la masse du fragment et de son énergie cinétique. Les événements situés dans le rectangle discontinu sont des fragments de quasi-fission légers ainsi que les fragments de fission éventuels suivant fusion complète.

C - Processus binaire.

Il y a un certain nombre de faits expérimentaux qui montrent que les réactions de quasi-fission sont des processus binaires. Par binaire nous entendons deux produits principaux dans la voie finale. Déjà, lors de l'étude du système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ à 500 MeV, les énergies cinétiques et les angles de corrélation des produits étaient cohérents avec l'hypothèse d'une réaction à deux corps principaux : la somme des angles calculés dans le centre de masse était en moyenne voisine de 180° . Les écarts avec cette valeur pouvant être attribués à l'évaporation de particules avant que les produits arrivent sur les détecteurs.

Pour le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$, où nous avons mesuré directement la masse d'un des deux produits, nous avons vérifié que lorsque deux fragments étaient détectés en coïncidence, cette somme était aussi en moyenne de 180° .

Pour savoir si tous les événements de quasi-fission étaient binaires, nous avons détecté tous ceux arrivant sur le détecteur X, placé à un angle donné, et nous avons comparé ce nombre aux événements de quasi-fission arrivant sur le détecteur X, mais en coïncidence avec un produit arrivant sur les détecteurs Y1 ou Y2. Plusieurs mesures étaient effectuées de manière à ce que les détecteurs Y1 et Y2 couvrent un large domaine angulaire dans le plan de réaction. Nous avons effectué ces mesures pour différents angles du détecteur X pour le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ à 305 MeV et à un angle donné pour le système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV. Nous avons constaté que dans tous les cas plus de 90% des événements de quasi-fission avaient un produit en coïncidence et que la corrélation angulaire dans laquelle étaient observés ces

événements était étroite (figure 31). Ceci est illustré pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV sur la figure 30b où le spectre en énergie constitué de traits correspond à la projection des événements de quasi-fission observés en coïncidence qui sont dans le rectangle de la figure 30a. Les traits pleins constituent le spectre en énergie observé directement sur le détecteur X (sans sommer les mesures faites en coïncidence). On peut constater que l'on n'a pratiquement perdu aucun événement de quasi-fission.

Les 10% d'événements de quasi-fission qui n'ont pas été retrouvés en coïncidence peuvent provenir du fait que l'ouverture angulaire hors plan des détecteurs Y1 et Y2 n'était pas tout à fait assez grande pour recueillir tous les produits après évaporation de particules. Donc, s'il existait des événements de nature ternaire, analogue par exemple à ceux prévus théoriquement par Deubler et Dietrich [DD75], leur pourcentage est faible comparé aux événements binaires, tout au plus de quelques pourcents.

Notons que dans le cas $^{84}\text{Kr} + ^{238}\text{U}$, nous avons obtenu un nombre assez élevé d'événements ternaires (trois corps principaux dans la voie finale) mais ils résultaient de deux réactions binaires consécutives : quasi-fission puis fission binaire du fragment lourd de quasi-fission qui possède une grande probabilité de fissionner compte tenu de sa faible barrière de fission facilement franchie par une légère énergie d'excitation.

La conclusion de ce paragraphe est donc que les réactions de quasi-fission sont des processus binaires (deux produits principaux dans la voie finale).

D - Energie de répulsion coulombienne et angle d'effleurement.

1. Energie de répulsion coulombienne.

Nous utiliserons souvent dans la suite de ce travail le terme d'énergie de "répulsion coulombienne". Nous allons définir brièvement ce que nous entendons par là.

L'énergie de répulsion coulombienne est l'énergie cinétique totale que vont acquérir deux fragments dans une configuration de scission. Cette énergie n'a rien à voir avec la barrière d'interaction. En effet, la barrière d'interaction est relative à deux noyaux initialement à l'infini se rapprochant l'un de l'autre. Leur configuration à la distance où le potentiel d'interaction est égal à la barrière d'interaction est sensiblement celle de deux noyaux à peu près sphériques. Au contraire, l'énergie de "répulsion coulombienne" est celle de deux noyaux initialement en forte interaction donc ayant un fort recouvrement de leur matière nucléaire. Lors de leur séparation, ces noyaux sont donc fortement déformés et reliés par un co-plus ou moins allongé. La configuration correspondante est une configuration de scission. L'énergie de répulsion coulombienne est l'énergie cinétique totale minimum que deux fragments chargés peuvent acquérir lorsqu'ils se séparent l'un de l'autre après une interaction mettant en jeu un grand nombre de nucléons lorsque leur vitesse relative au point de scission est pratiquement nulle. L'existence d'une énergie cinétique totale minimum essentiellement de nature coulombienne provient de la courte portée des forces nucléaires comparée aux forces coulombiennes.

L'énergie de répulsion coulombienne est assez difficile à calculer. Dans le cas d'une réaction de quasi-fission, par exemple, comme chaque fragment a un grand nombre de nucléons, l'énergie de répulsion coulombienne peut être approximativement calculée comme l'énergie coulombienne entre deux fragments déformés dans une configuration de scission. Toutefois le choix de cette configuration est délicat et dépend de la paramétrisation choisie pour décrire les différentes configurations conduisant à la scission puis à la séparation des deux fragments. Habituellement on procède de la manière suivante : pour deux fragments donnés, on connaît le noyau composé associé. Pour un tel noyau, l'énergie cinétique totale libérée au cours d'une fission binaire symétrique est généralement connue soit expérimentalement, soit calculée théoriquement avec une bonne précision [N69]. On prend donc cette valeur et on l'extrapole au cas asymétrique qui nous intéresse en faisant l'hypothèse que l'énergie cinétique totale ne dépend que du produit $Z_1 Z_2$, des deux numéros atomiques des deux fragments. Si une telle extrapolation est bonne lorsqu'elle est appliquée à une faible asymétrie telle que celles obtenues en fission binaire (rapport de masses inférieur à deux), elle est bien moins bonne lorsque les deux fragments sont très différents l'un de l'autre, car la variation de la configuration de scission lorsque l'on passe du cas symétrique au cas asymétrique devient importante. Par exemple : considérons le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$. La valeur de la barrière d'interaction est $V_{12} \approx 250$ MeV. La valeur de l'énergie de "répulsion coulombienne", extrapolée à partir de l'énergie cinétique totale libérée au cours d'une fission binaire (≈ 225 MeV), est de ≈ 180 MeV pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ qui correspond à un rapport de charges de 79/29.

L'intérêt de la notion d'énergie de "répulsion coulombienne" provient du fait que sa comparaison avec l'énergie cinétique totale des deux fragments résultant d'un processus binaire donne un ordre de grandeur de l'intensité de l'amortissement du mouvement relatif.

2. Angle d'effleurement.

Nous utiliserons également souvent le terme d'angle d'effleurement. Il doit être compris comme l'angle de déflexion d'une trajectoire d'effleurement du système initial. Il existe deux angles d'effleurement, l'un associé au projectile et l'autre associé à la cible. Leur somme est égale à 180° dans le centre de masse. Pour ce qui est de l'angle d'effleurement du projectile, il a parfois été mesuré expérimentalement en étudiant les produits diffusés élastiquement (angle correspondant au point où le rapport de la section efficace élastique sur la section efficace Rutherford vaut $1/4$ [B54, B57]), mais dans les autres cas, il a été simplement évalué en utilisant un modèle à bords francs. En effet, le paramètre d'impact correspondant à la trajectoire d'effleurement b_G est donné par l'équation :

$$r_e (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = a + \sqrt{a^2 + b_G^2}$$

dans laquelle r_e est le paramètre d'interaction, A_1 et A_2 la masse de chaque ion et a la moitié de la distance d'approche minimum pour une collision frontale. L'angle d'effleurement θ_G est donné par :

$$b_G = a \cotg \frac{\theta_G}{2}$$

il dépend donc du paramètre r_e choisi [LLP74] et la valeur ainsi

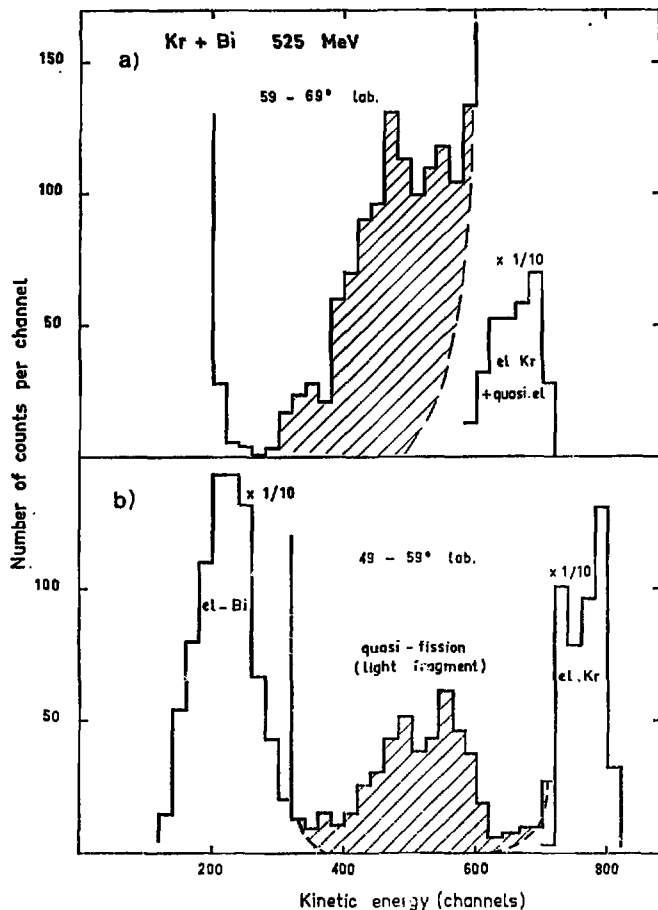


Fig.33. Spectres en énergie cinétique des produits reçus pour une zone d'angle donné. L'angle d'effleurement pour le projectile est à peu près égal à 75°. La partie hachurée de chaque spectre a été attribuée aux produits de quasi-fission légers. Lorsque l'on est loin de l'angle d'effleurement, la séparation avec les produits quasi-élastiques voisins du projectile est bonne (b). Elle est moins bonne au voisinage de l'angle d'effleurement (a). On notera aussi que la grande ouverture du détecteur (10°) contribue à rendre cette séparation encore plus difficile.

calculée n'est donc qu'approximative.

L'angle d'effleurement a un proche rapport avec les produits quasi-élastiques. En effet, la majorité d'entre eux ont un angle de déflexion voisin de l'angle d'effleurement. En ce qui concerne les produits de quasi-fission, nous comparerons la position du maximum de la distribution angulaire des produits de quasi-fission à l'angle d'effleurement, mais ce ne sera pour nous qu'un repère dont la valeur n'a pas besoin d'être connue très précisément.

E - Distributions en énergie des produits de quasi-fission.

1. Distributions en énergie.

Revenons à la figure 32 concernant le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$. Une projection de ce spectre sur l'axe correspondant à l'énergie cinétique permet d'observer une bonne séparation entre les événements de quasi-fission légers et les événements quasi-élastiques, inélastiques et élastiques. Une telle situation est également observée pour le spectre de la figure 30a correspondant au système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ si l'on fait une projection sur l'axe correspondant à l'énergie cinétique mesurée sur le détecteur X. Ceci est montré par la courbe en trait plein de la figure 30b. Toutefois une séparation en énergie aussi bonne entre les produits de quasi-fission légers et les produits de quasi-fission lourds n'est pas toujours observée. Par exemple, pour le système $\text{Kr}+\text{Bi}$ à 525 MeV, sur la figure 33, sont montrés les spectres en énergie de tous les produits arrivant sur un détecteur couvrant le domaine d'angle indiqué. On observe par exemple que lorsque l'angle de détection couvre la zone $49^\circ-59^\circ$, la situation est analogue à celle décrite plus haut. On a une séparation claire entre les produits de quasi-fission légers et les produits élastiques et quasi-élastiques. Par contre pour une zone d'angle égale à $59^\circ-69^\circ$, la séparation entre les deux composantes est faible : on observe seulement un épaulement. Ceci est assez général lorsque l'angle de détection est situé au voisinage de l'angle d'effleurement du projectile, on observe toujours une mauvaise séparation entre la composante quasi-fission et la composante élastique-quasi-élastique. Par contre, lorsque l'angle d'observation est différent de l'angle d'effleurement (de plus de 15°), on observe une bonne séparation des deux composantes. Pour le système $\text{Kr}+\text{Bi}$ à 525 MeV, l'angle d'effleurement pour le projectile vaut à peu près 75° et pour le système $\text{Cu}+\text{Au}$ à 365 MeV, il vaut à peu près 90° (déterminé par diffusion élastique (fig. 34)). Cette séparation, souvent très facile à faire entre les deux composantes sera mise à profit pour obtenir des distributions angulaires des produits de quasi-fission légers, notamment pour le système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ à

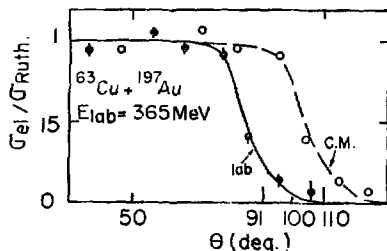


Fig. 34. Le rapport de la section efficace σ_{eff} à la section efficace Rutherford σ_{Ruth} en fonction de l'angle nous permet de déterminer l'angle d'effleurement du projectile (en utilisant la recette du point 1/4). Cette valeur (91° dans le laboratoire et 110° dans le centre de masse) est grossière car nous n'avons pu séparer la diffusion inélastique de la diffusion élastique. Les points et le trait correspondent aux résultats dans le système du laboratoire, le trait discontinu et les ronds sont les résultats transformés dans le centre de masse.

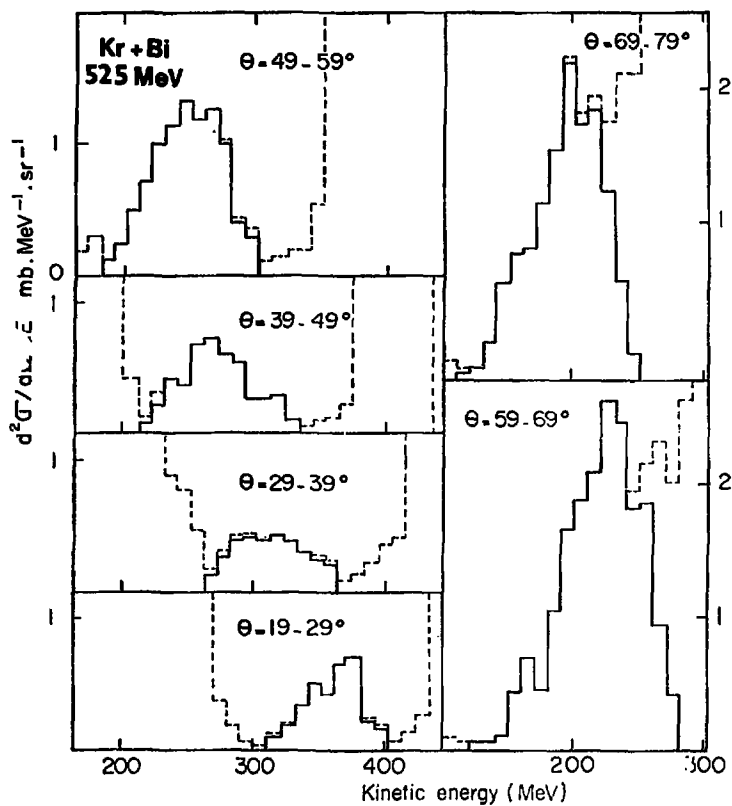


Fig.35. Spectres en énergie cinétique des produits de quasi-fission légers (traits pleins) extraits des spectres totaux (traits pointillés).

525 MeV où compte tenu de la faible intensité de faisceau, cette méthode permet d'obtenir une distribution angulaire pour un temps d'utilisation du faisceau raisonnable. Sur la fig.35 sont montrés des spectres en énergie correspondant au produit de quasi-fission léger, obtenus par une telle décomposition, correspondant à différentes zones d'angle d'observation. La valeur de l'énergie cinétique qu'aurait un noyau de ^{84}Kr en supposant que le fragment complémentaire est un noyau de ^{209}Bi et que ce système ait une énergie cinétique totale égale à l'énergie de répulsion coulombienne obtenue par extrapolation est à tous les angles assez proche du maximum de la distribution en énergie des produits de quasi-fission. Donc le mouvement relatif de la voie d'entrée semble s'être complètement amorti. Les mêmes remarques sont applicables pour les systèmes $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ et $^{63}\text{Cu}+^{186}\text{W}$.

La mauvaise séparation entre les produits de quasi-fission légers

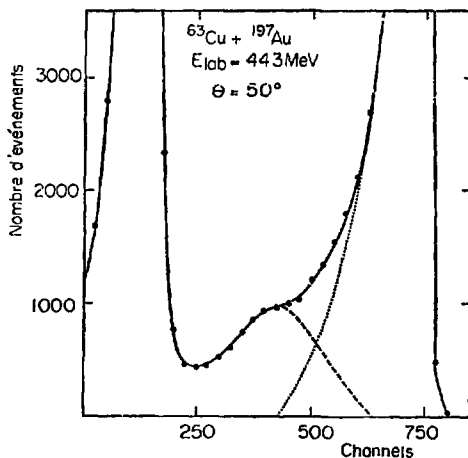


Fig.36. Distribution en énergie cinétique dans le système du laboratoire (trait plein) observée à un angle voisin de l'angle d'effileurement (56°). Les tirets ainsi que les pointillés correspondent à la décomposition que l'on peut effectuer entre les événements de quasi-fission et les autres. On notera la présence d'événements incomplètement relaxés.

et les produits quasi-élastiques persiste lorsque l'on augmente l'énergie de bombardement comme on peut le constater sur la figure 36 où les spectres en énergie au voisinage de l'angle d'effileurement sont montrés pour le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ à 365 MeV et à 443 MeV.

Donc au voisinage de l'angle d'effileurement il semble y avoir une évolution pratiquement continue des produits de transferts quasi-élastiques vers les produits de quasi-fission. Les produits qui correspondent à la zone de transition entre ces deux composantes ne sont pas complètement relaxés en énergie cinétique. Comme les transferts quasi-élastiques proviennent de trajectoires dont le moment angulaire orbital l est voisin de l_{max} correspondant à la trajectoire d'effileurement, il est probable que ces produits incomplètement relaxés proviennent de trajectoires correspondant à un domaine de moment angulaire situé juste au-dessous de celui des produits quasi-élastiques.

Cette transition continue entre les produits quasi-élastiques et les produits complètement relaxés (quasi-fission) rend difficile l'extraction des événements de quasi-fission au voisinage de l'angle d'effileurement.

2. Energie cinétique totale.

Tournons-nous à présent vers la valeur de l'énergie cinétique totale moyenne des produits de quasi-fission. Considérons le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV où nous avons effectué une identification en masse des produits, et regardons les produits de quasi-fission dont la masse est 60 u.m.a. L'énergie cinétique dans le centre de masse E_{60} de ce produit peut être facilement calculée en faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas émission de particules avant la détection. En supposant que le processus de quasi-fission est binaire, ce que nous avons montré plus haut, l'énergie dans le centre de masse E_L du produit lourd émis en coïncidence peut être alors obtenue. On trouve alors que l'énergie cinétique totale moyenne est inférieure de 90 MeV à l'énergie cinétique initiale du système. Nous avons supposé que cette énergie a été dissipée par évaporation de neutrons et émission de photons, ce qui peut être estimé à environ 9 neutrons. Un certain nombre d'entre eux a pu être émis par le produit détecté dont la masse est égale à 60 u.m.a aussi son énergie cinétique incidente E_L due au processus de quasi-fission était supérieure à E_{60} . Nous avons fait des corrections pour l'émission de neutrons selon trois hypothèses et nous avons dans chaque cas calculé E_L et E_H .

1. Tous les neutrons sont évaporés avant séparation des deux fragments (cercles de la fig.37) :

$$E_L = E_{60} \quad E_H = E_L \times \frac{60}{197}$$

2. Tous les neutrons ont été émis après séparation mais seulement par le fragment lourd (points de la fig.37) :

$$E_L = E_{60} \quad E_H = E_L \times \frac{60}{200}$$

3. Tous les neutrons sont évaporés après séparation mais par les deux fragments en proportion de leurs masses respectives (triangles de la fig.37) :

$$E_L = E_{60} \times \frac{260}{257}$$

$$E_H = E_L \left(60 \times \frac{260}{257} \right) \left(260 - 60 \times \frac{260}{257} \right)$$

Les résultats sont indiqués sur la figure 37 où l'énergie cinétique totale moyenne des deux fragments avant désexcitation est tracée en fonction de l'angle de détection dans le centre de masse du produit léger. Elle semble à peu près constante avec l'angle, augmentant quelque peu lorsque le produit léger est détecté plus en avant. Ceci est en accord avec les résultats de Wolf et al. [WUHB-V74] mais compte tenu des incertitudes expérimentales, il est difficile de conclure de manière définitive sur ce point.

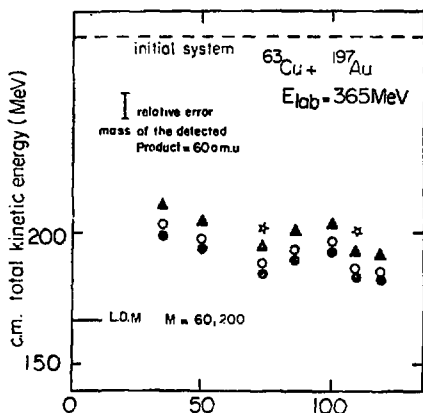


Fig. 37. Énergie cinétique totale dans le centre de masse des produits de quasi-fission donnant un fragment de masse 60 u.m.a en fonction de l'angle de détection de ce fragment dans le centre de masse. Les différents symboles correspondent à différentes hypothèses pour tenir compte de l'évaporation des neutrons (voir texte). La flèche indique l'énergie de répulsion coulombienne extrapolée à partir de celle calculée pour une fission symétrique par le modèle de la goutte liquide. Le trait discontinu correspond à la valeur de l'énergie cinétique totale initiale.

Pour deux angles, nous avons effectué le calcul de l'énergie cinétique totale événement par événement en utilisant la masse et l'énergie cinétique du produit arrivant sur le détecteur X et l'énergie cinétique du produit corrélé arrivant sur le détecteur Y1 ou Y2. L'hypothèse 3 pour l'évaporation des neutrons a été utilisée dans ce cas. La valeur moyenne de la distribution des énergies cinétiques totales obtenues correspond aux étoiles de la figure 37. On peut constater que le résultat est pratiquement identique au calcul effectué sur les valeurs moyennes des distributions en énergie avec la même hypothèse pour l'évaporation des neutrons.

Il n'est pas possible d'effectuer ce calcul lorsque le détecteur X est positionné à des angles plus petits car les détecteurs Y1 et Y2 sont alors positionnés à des angles où le produit lourd a une énergie cinétique peu élevée dans le système du laboratoire et cela rend la méthode très sensible aux imprécisions d'étalonnage et aux défauts de résolution. Ceci montre les limites de la méthode dite des "deux énergies".

L'énergie cinétique moyenne des produits de quasi-fission dont la masse du produit léger est éloignée de celle du projectile ne varie pas lorsque l'énergie de bombardement augmente. Nous avons vérifié ce point pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV et à 443 MeV. Il en est de même pour les produits de masse voisine de celle du projectile si l'angle de détection est éloigné de l'angle d'effleurement. Au voisinage de l'angle d'effleurement, la transition continue entre les produits quasi-élastiques et les produits très inélastiques fait que l'énergie cinétique moyenne d'une grande part des produits inélastiques n'est pas complètement relaxée et augmente donc avec l'énergie de bombardement.

Pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à une énergie de bombardement égale à 500 MeV dans le laboratoire, nous avons mesuré, à un angle éloigné de

l'angle d'effleurement, une énergie cinétique totale moyenne pour l'ensemble des produits de quasi-fission égale à ≈ 270 MeV dans le centre de masse en supposant l'hypothèse 3 ci-dessus pour l'évaporation des neutrons. Une telle quantité possède un sens même si la moyenne est effectuée sur toutes les masses car dans le processus de quasi-fission la majorité des produits ont une masse proche des masses initiales. Wolf et al. [WUHBFW74] ont obtenu, pour le même système à 600 MeV et par le même procédé, une valeur égale à 275 MeV. Compte tenu des incertitudes expérimentales, ces deux valeurs sont en bon accord et indiquent que dans les deux cas les produits sont complètement relaxés.

La conclusion de ce paragraphe est donc qu'il y a amortissement complet du mouvement relatif de la voie d'entrée aux angles qui ne sont pas dans le voisinage de l'angle d'effleurement, ce qui caractérise donc le processus de quasi-fission. Au voisinage de l'angle d'effleurement, en plus des produits de quasi-fission, sont observés des produits correspondant à un amortissement partiel du mouvement relatif. La présence de ces produits intermédiaires devient particulièrement nette lorsque l'énergie de bombardement augmente.

F - Distributions de masse.

Les distributions de masse des produits de quasi-fission légers pour le système Cu+Au à 365 MeV sont montrés sur la figure 38. Chaque spectre correspond à un angle de détection différent. L'angle d'effleurement du projectile est à peu près égal à 90° dans le laboratoire, donc la plupart de nos mesures ont été effectuées en avant de l'angle d'effleurement. Les points marquants de ces distributions sont les suivants.

- Le maximum de la distribution de masse est déplacé vers des grandes valeurs de masse lorsque l'angle de détection décroît.

- La section efficace différentielle $da/d\Omega$ obtenue par intégration de ces distributions par rapport à la masse décroît lorsque l'angle de détection décroît.

- Le maximum des distributions est pour la plupart des produits centré autour de la masse 60. Si l'on se souvient que ces produits ont été détectés après désexcitation, cela veut dire qu'avant désexcitation, ils étaient proches de la masse initiale qui est égale à 63 u.m.a.

- La largeur de la distribution de masse croît lorsque l'échange de masse devient important, c'est-à-dire lorsque l'angle décroît.

- Un faible nombre de fragments peuvent éventuellement être attribués à la fission suivant fusion complète car la distribution de tels fragments serait centrée autour de la masse 126.

Une évolution opposée du maximum de la distribution de masse a été observée par Wolf et al. [WUHBFW74] sur le système Kr+Bi à 600 MeV, mais compte tenu des incertitudes expérimentales (méthode des "deux énergies") ce résultat doit être pris avec précautions [H75]. Toutefois un tel changement dans l'évolution des distributions de masse n'est pas contradictoire et serait lié au temps de réaction comme l'a montré qualitativement Plasil [P75] pour ces systèmes.

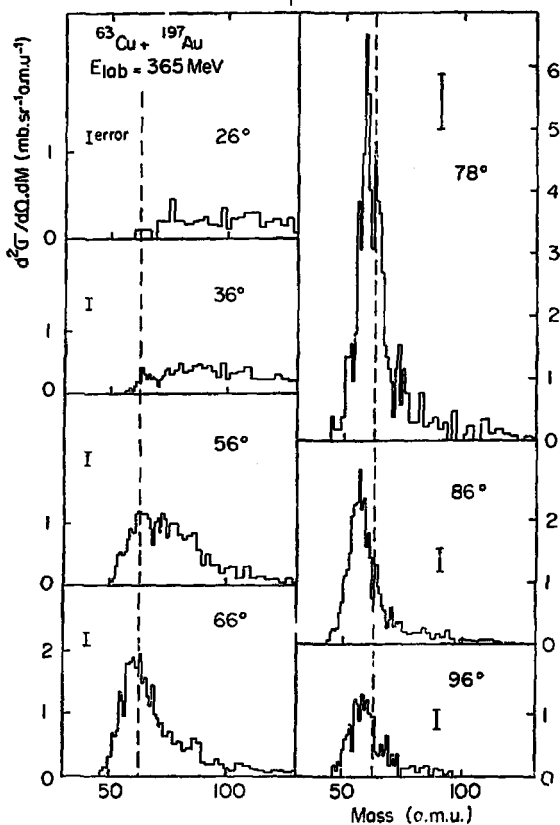


Fig.38. Distributions de masse des produits de quasi-fission légers à différents angles de détection dans le laboratoire. Compte tenu de la résolution en masse du dispositif expérimental, les résultats sont donnés toutes les u.m.a. jusqu'à $M=75$ u.m.a., toutes les 2 u.m.a. pour $75 \text{ u.m.a.} \leq M \leq 100 \text{ u.m.a.}$ et toutes les 3 u.m.a. pour $M \geq 100 \text{ u.m.a.}$ Le trait discontinu repère la masse du projectile.

Le processus de quasi-fission étant binaire, les propriétés des distributions de masse des fragments lourds peuvent facilement être déduites de celles des fragments légers. Il est difficile de détecter le produit de quasi-fission lourd d'une part parce que pour cette zone de masses, la résolution est mauvaise (~ 5 u.m.a) et d'autre part parce que compte tenu de leur forte masse et de leur faible vitesse dans le centre de masse, ils sont ramenés aux angles très avant dans le laboratoire et dans une faible zone d'angle.

Nous montrerons toutefois trois spectres de masses, pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV, aux angles de détection indiqués (figure 39). Ces spectres ont été obtenus en détectant le produit de quasi-fission léger

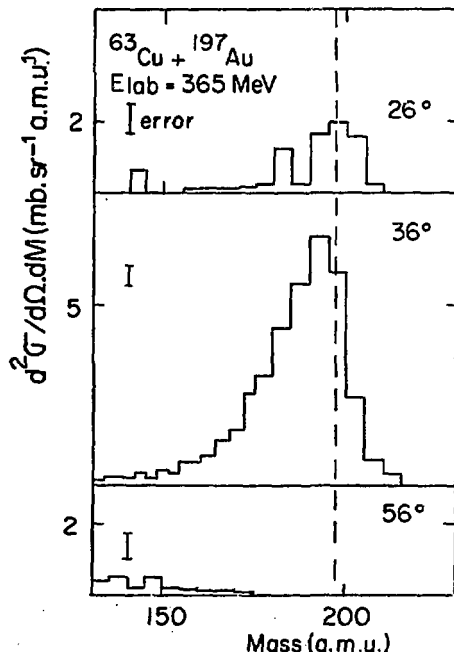


Fig.39. Même chose que la figure 38 pour les produits de quasi-fission lourds. Les résultats sont donnés toutes les 5 u.m.a compte tenu de la résolution en masse et de la statistique. A 36° les résultats sont donnés toutes les 3 u.m.a jusqu'à $M=150$, 4 u.m.a jusqu'à $M=175$ et 5 u.m.a au-dessus. Le trait discontinu repère la masse de la cible.

sur le détecteur Y1 ou Y2 et en identifiant le produit de quasi-fission lourd arrivant sur le détecteur X en coïncidence. L'angle d'effleurement pour la cible est égal à 35° dans le laboratoire. A 56°, comme on pouvait s'y attendre, le spectre de masse est large et son maximum correspond à une faible masse. Il faut noter que ce spectre est tronqué vers les grandes masses pour des raisons cinématiques. En effet, compte tenu de leur faible vitesse comparée à la vitesse du centre de masse du système, aucun produit lourd ne peut arriver à cet angle. Les autres spectres sont

exactement l'analogue des spectres des produits légers.

En conclusion de ce paragraphe, nous dirons que le degré d'asymétrie de masse est très peu relaxé comme en témoignent les diverses distributions de masses. De plus, les spectres des produits légers semblent indiquer que le temps de réaction a été plus long pour les produits détectés loin de l'angle d'effleurement que pour les produits détectés dans son voisinage. Comme l'énergie du phonon associée au degré d'asymétrie de masse est typiquement de l'ordre de 1 à 2 MeV [N69], cela signifie que le temps de réaction est de l'ordre, ou un peu plus petit que le temps d'oscillation de ce degré de liberté qui est $2 \text{ à } 4 \cdot 10^{-21} \text{ s}$.

G - Distributions angulaires.

La distribution angulaire des produits de quasi-fission légers du système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV est montrée sur la figure 40. Elle a été

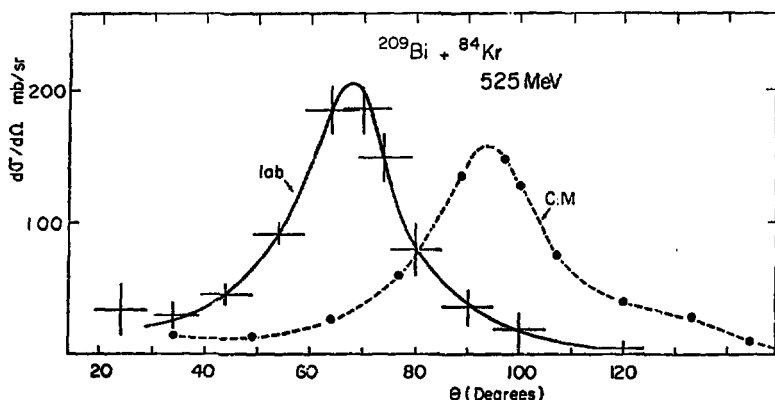


Fig.40. Distribution angulaire des produits de quasi-fission légers dans le système du laboratoire (trait plein) et transformée dans le système du centre de masse (tirets).

obtenue en intégrant à chaque angle par rapport à l'énergie les spectres de la figure 35. Le fait marquant est qu'elle possède un pic et que celui-ci est situé un peu en avant de l'angle d'effleurement. Ce résultat est général : pour tous les systèmes étudiés jusqu'à présent les produits de quasi-fission légers ont une distribution angulaire dont le maximum est situé en avant de l'angle d'effleurement du projectile. Ceci a été confirmé par plusieurs auteurs [WUHBGV74, VWT75].

La section efficace du processus obtenu à partir de la distribution angulaire (420 mb) est une grande part de la section efficace totale de réaction (920 mb), ceci joint à la forme de la distribution angulaire indique qu'un grand nombre d'ondes partielles aboutissent à des angles de

déflexion voisins (phénomène de focalisation) et qu'une certaine mémoire de la voie d'entrée a été conservée.

Il est intéressant de voir comment la distribution angulaire évolue en fonction de la masse du produit détecté. Pour cela nous allons considérer le système Cu+Au à 365 MeV. Sur la figure 41 sont tracées les distributions angulaires correspondant à différentes tranches de masses. A gauche les résultats sont dans le système du laboratoire et à droite ils ont été transformés dans le système du centre de masse. Les principales caractéristiques sont les suivantes.

- Pour des masses au voisinage de celle du projectile, la distribution angulaire est fortement piquée et presque symétrique. Sa largeur à mi-hauteur est faible (25°) et la section efficace intégrée correspondante représente une bonne part de la section efficace de réaction. Le maximum de la distribution angulaire est un peu en avant de l'angle d'effleurement du projectile.

- Pour la tranche de masses comprise entre 71 et 90 u.m.a., on observe encore une distribution angulaire piquée mais la largeur à mi-hauteur est plus grande et la section efficace intégrée correspondante est plus petite que précédemment. Le maximum de la distribution angulaire a lieu pour un angle bien plus en avant de l'angle d'effleurement.

- Pour les masses dont la valeur est comprise entre 19 et 110 u.m.a., on n'observe plus de maximum dans la zone d'angle explorée. La distribution angulaire croît lorsque l'angle de détection décroît. La section efficace intégrée correspondante est faible.

- Pour les masses supérieures à 110 et jusqu'à 130 u.m.a qui correspond à la moitié de la masse du noyau de fusion complète, la distribution angulaire est assez plate, augmentant quelque peu aux faibles angles. Une distribution en $1/\sin\theta$ dans le centre de masse n'est pas incompatible avec les points expérimentaux. Toutefois des mesures à des angles plus petits de même qu'à des angles plus grands seraient nécessaires pour confirmer ce résultat.

L'examen de ces distributions angulaires suggère une évolution continue du mécanisme lorsque le transfert de masse du noyau cible au noyau projectile augmente. Deux interprétations de ces résultats peuvent être faites.

1. Nous pouvons supposer que les événements détectés appartiennent à deux types de réaction : quasi-fission et fission suivant fusion complète. Pour effectuer la séparation de ces deux composantes, nous avons supposé que la distribution angulaire de fission suivant fusion complète était en $1/\sin\theta$ et que la largeur de la distribution de masse correspondante était égale à environ 50-60 u.m.a. Pour un système un peu plus léger ($^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$) nous avons montré que la distribution angulaire des produits de fission suivant fusion complète était en $1/\sin\theta$ pour des produits dont le rapport d'asymétrie est inférieur à 1,2 [TNPLPN75], l'extrapolation de ce résultat à notre système semble donc raisonnable. D'autre part, la largeur de la distribution en masse choisie est de l'ordre de grandeur de celle mesurée pour d'autres systèmes ([T74]). Avec ces hypothèses, nous

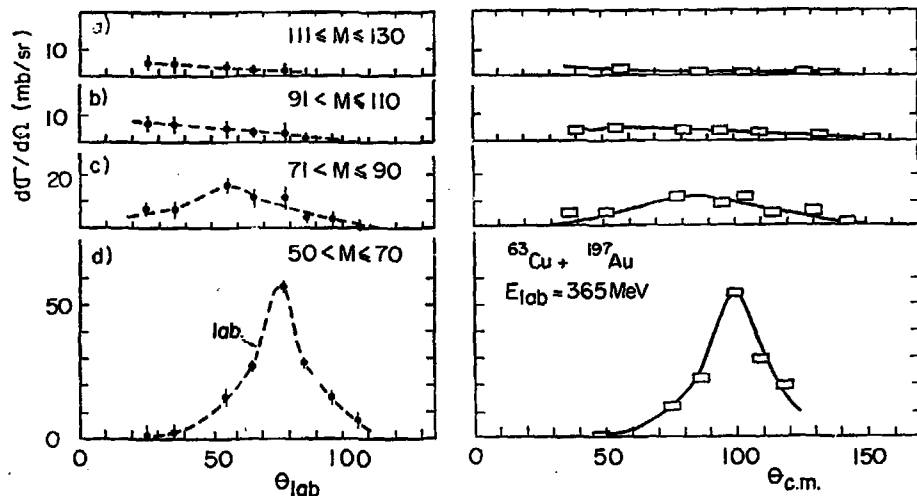


Fig.41. Distributions angulaires des produits de fission pour les tranches de masse indiquées dans le laboratoire (résultats de gauche) et transformées dans le centre de masse (résultats de droite), pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV.

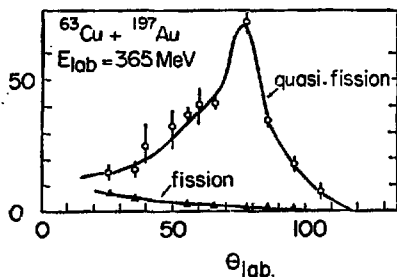


Fig. 42. Distributions angulaires des produits de quasi-fission légers et des produits de fission suivant fusion complète séparés comme il est expliqué dans le texte.

obtenons les deux distributions angulaires de la figure 42 correspondant à toutes les masses jusqu'à une valeur de 130 u.m.a. La section efficace de fusion complète maximum que l'on peut déduire est de $30 \text{ mb} \pm 12 \text{ mb}$. Ceci est faible comparé à la section efficace de quasi-fission qui vaut dans ces conditions $250 \text{ mb} \pm 50 \text{ mb}$.

2. La seconde interprétation consiste à supposer que tous les événements que nous avons détectés proviennent du processus de quasi-fission et que nous n'avons pas observé de fission suivant fusion complète. Les différentes distributions angulaires $d\sigma/d\theta$ correspondant aux différentes tranches de masses ainsi que les distributions de masse à un angle donné, peuvent alors être interprétées en utilisant l'idée que Wilczynski a introduite pour expliquer les transferts très inélastiques [W73] et que Nörenberg [N75] a suggéré d'appliquer aussi au processus de quasi-fission. Il est supposé que la distribution angulaire $d\sigma/d\theta$ peut s'étendre jusqu'aux angles négatifs, c'est-à-dire de l'autre côté de la direction du faisceau. En effet, considérons un paramètre d'impact donné. S'il n'y avait pas d'interaction nucléaire, un ion ayant ce paramètre d'impact aurait un angle de déflexion θ_C que l'on peut aisément calculer. Si l'on ajoute maintenant l'interaction nucléaire, l'angle de déflexion deviendra θ_N . Il se peut alors que la différence $\theta_N - \theta_C$ qui est due à l'interaction nucléaire soit telle que θ_N soit un angle négatif. Mais plus $|\theta_N - \theta_C|$ est grand, plus le temps pendant lequel l'interaction nucléaire agit est grand, donc plus le transfert de masse peut être grand. Ceci est illustré dans la figure 43. La distribution angulaire en traits pleins correspond aux paramètres d'impact qui sont du côté de l'angle de détection, ceux en tirets de l'autre, la distribution angulaire en traits pointillés correspond à la somme des deux et c'est elle qui est observée expérimentalement (figure 43a). Donc à un angle d'observation donné, on observe deux contributions, l'une correspondant à un faible transfert de masse de la cible vers le projectile est associé aux angles positifs et correspond à une grande valeur de la section efficace différentielle. L'autre correspondant à un grand transfert de masse est associée aux angles négatifs et correspond à une faible valeur de la section efficace différentielle (figure 43b).

Nous avons effectué une telle décomposition et elle est montrée sur la figure 44. Les résultats sont dans le centre de masse. La distribution angulaire correspondant aux paramètres d'impacts du même côté de l'angle de détection ainsi que les distributions de masse aux différents angles sont montrés. Il est également possible d'expliquer les résultats obtenus par Wolf et al. [WUHFV74] par une telle décomposition comme on peut le voir sur la figure 45.

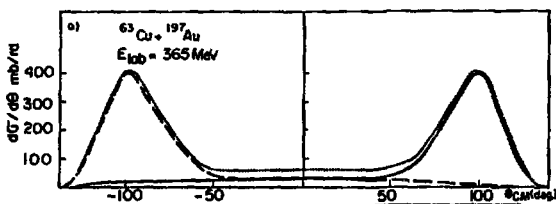


Fig. 43. Interprétation des résultats expérimentaux en utilisant des angles négatifs (voir texte). Les résultats sont dans le centre de masse.

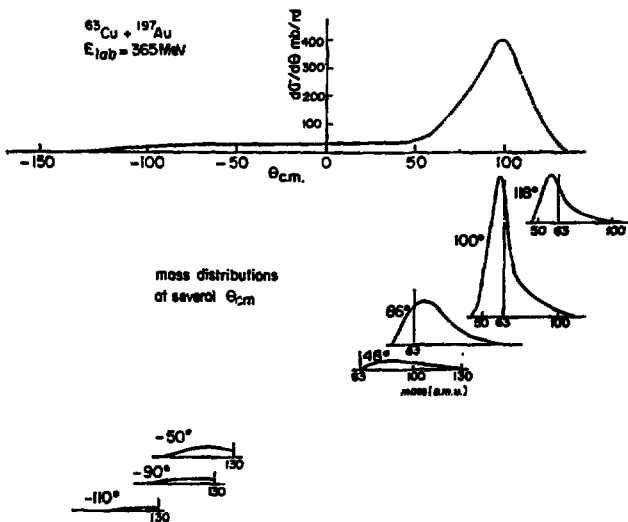
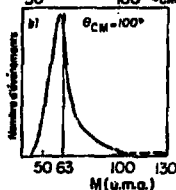


Fig. 44. Interprétation des résultats expérimentaux en utilisant des angles négatifs (voir texte).

$^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$
 $E_{\text{lab}} = 600 \text{ MeV}$

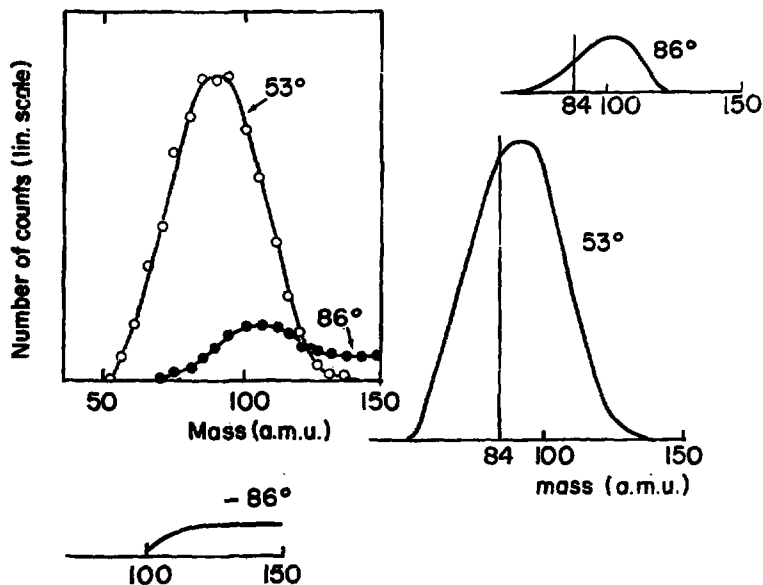
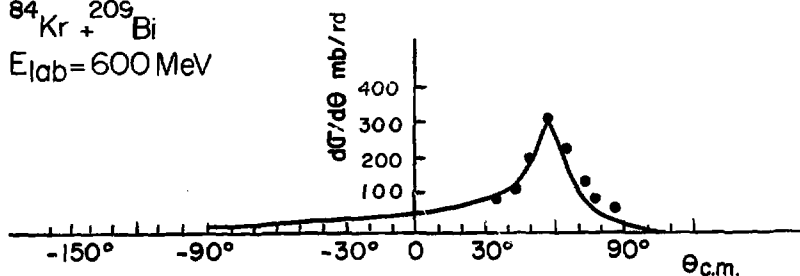


Fig.45. Meme chose que la figure 44 pour un autre système.

Il faut noter que les deux décompositions que nous avons faites sont déjà une interprétation des résultats bruts expérimentaux et que d'autres sont possibles par exemple intermédiaires entre celles que nous avons décrites. Par conséquent un modèle devra plutôt essayer de reproduire les résultats non transformés.

La distribution angulaire des produits légers pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{186}\text{W}$ à 396 MeV est montrée sur la figure 46. On remarque un début de

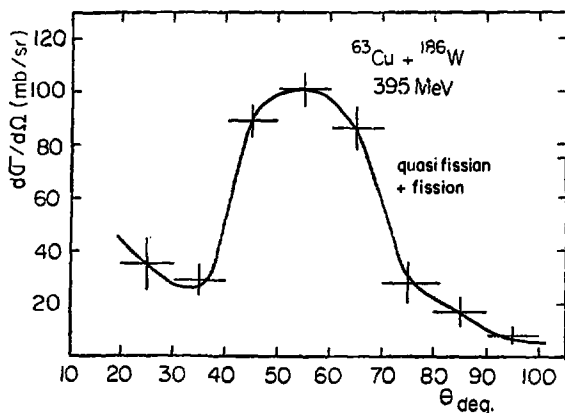


Fig. 46. Distribution angulaire des produits complètement relaxés (quasi-fission+fission) pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{186}\text{W}$ à 395 MeV.

remontée de la distribution angulaire aux faibles angles. On peut penser que cela provient des produits de fission suivant fusion complète et retirer ceux-ci en postulant une distribution en $1/\sin\theta$ et en supposant qu'à l'angle le plus avant on n'observe que de la fission. Dans ce cas, on observe pour les produits de quasi-fission légers la distribution de la figure 47. Mais il est également possible qu'une partie de la remontée de la distribution angulaire provienne d'événements de quasi-fission aussi une décomposition telle que nous avons faite peut fortement surestimer la fission suivant fusion complète. Il serait nécessaire de connaître la distribution de masse des produits. Des résultats analogues semblent avoir été récemment observés par Huizenga et al. pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Bi}$ à 712 MeV [H75]. Mais dans ce cas non plus il n'y a pas eu d'identification en masse des produits détectés, ce qui rend difficile de conclure.

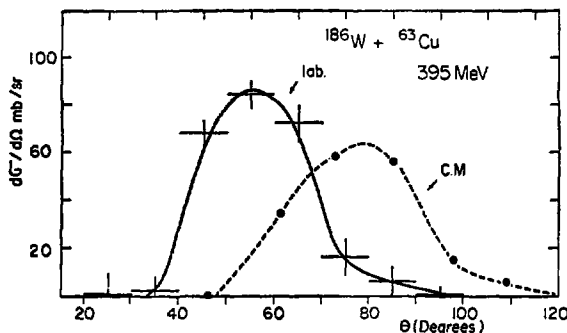


Fig.47. Distribution angulaire des produits de quasi-fission légers résultant de l'extraction des événements de fission suivant comme il est expliqué dans le texte.

La distribution angulaire des produits de quasi-fission lourds

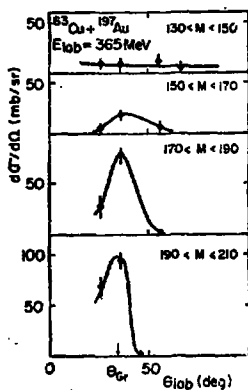


Fig.48. Distribution angulaire des produits de quasi-fission lourds pour les tranches de masse indiquées.

peut être déduite de la distribution angulaire des produits légers correspondants car le processus est binaire. Peu de mesures ont été faites à cause de la grande difficulté d'identifier ces produits. Nous présenterons toutefois les distributions des produits lourds en coïncidence avec un produit léger sur la figure 48. Il faut noter qu'une partie de ces distributions angulaires peut être tronquée pour des raisons cinématiques ; toutefois, compte tenu de ceci, les caractères généraux sont analogues à ceux que l'on peut déduire de l'examen des distributions angulaires des fragments légers correspondants. Notamment, pour les produits voisins de la cible, le maximum de la distribution angulaire est légèrement en arrière de l'angle d'effleurement de la cible. Un tel résultat a été également observé par Bimbot et al. [BGR75] sur le système $^{63}\text{Cu} + \text{Sm}$ en détectant les isotopes de dysprosium dont l'énergie est entièrement relaxée.

Pour conclure ce paragraphe, nous dirons que les distributions angulaires des produits de quasi-fission témoignent qu'une grande mémoire de la voie d'entrée a été conservée et qu'une focalisation d'un grand nombre d'ondes partielles a eu lieu. Plus le transfert de masse devient important, plus le système oublie la voie d'entrée et plus la distribution angulaire ressemble à une distribution en $1/\sin\theta$.

H - Sections efficaces.

Système	$Z_1 Z_2$	$E_{lab} (MeV)$	$\sigma_{qf} (mb)$	$\sigma_f (mb)$	$\sigma_R (mb)$	Ref.
$^{12}C_{12} + ^{197}Au$	2116	395	250	700	1000	ce travail
$^{63}Cu + ^{197}Au$	2281	365	250-280	0-50	500	ce travail
$^{86}Kr + ^{238}Pu$	2988	525	450	0	920	ce travail
$^{86}Kr + ^{238}Pu$	2988	600	1500	0	1800	KHIBPV74
$^{86}Kr + ^{238}U$	3512	450-600	170	55	1130	KNS74

Tableau 12. Section efficace de quasi-fission σ_{qf} et de fusion complète σ_{cf} comparées à la section efficace de réaction calculée σ_R pour un certain nombre de systèmes dont le produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques et l'énergie de bombardement dans le système du laboratoire E_{lab} sont indiqués.

Les sections efficaces totales du processus de quasi-fission σ_{qf} , de fusion complète σ_{cf} et de réaction σ_R sont dans le tableau 12. σ_{qf} a été obtenue par intégration de la distribution angulaire correspondante après soustraction de ce que nous avons estimé pouvant être de la fission suivant fusion complète. σ_{qf} est égale

à la section efficace de fission suivant fusion complète évaluée en supposant une distribution angulaire en $1/\sin\theta$ dans le centre de masse. Les événements de fission ont été extraits des événements détectés, comme il a été décrit dans le paragraphe des distributions angulaires. En fait, la valeur de σ_{qf} est un minimum et celle de σ_{cf} un maximum. Les résultats concernant le système $^{86}Kr + ^{238}U$ de Kratz et al. [KNS74] doivent être pris comme des ordres de grandeur car ils résultent d'hypothèses sur la décomposition de la distribution de masse des produits de réactions obtenus par méthode radiochimique. Nous ferons les remarques suivantes :

- Dans tous les cas étudiés, la section efficace de quasi-fission est une part très importante de la section efficace totale de réaction.

- Pour un même système, lorsque l'énergie de bombardement augmente, la section efficace de quasi-fission augmente.

- Pour un rapport entre l'énergie de bombardement dans le centre de masse et la barrière d'interaction à peu près constant, le rapport σ_{cf}/σ_R diminue fortement avec le produit $Z_1 Z_2$ des deux numéros atomiques. En même temps le rapport σ_{qf}/σ_R augmente.

Tout se passe donc comme si la quasi-fission remplaçait la fusion complète pour les systèmes ayant un grand produit $Z_1 Z_2$.

CHAPITRE III

INTERPRETATIONS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Compte tenu des résultats expérimentaux décrits dans le chapitre précédent, deux questions importantes se posent :

1. Quel rapport existe-t-il entre la quasi-fission et les transferts très inélastiques ? Malgré le manque de données expérimentales, nous essaierons, dans la première partie de ce chapitre, de répondre à cette question après une brève description des propriétés des transferts très inélastiques.

2. Comment peut-on expliquer l'existence des réactions très inélastiques et notamment de la quasi-fission ? Pourquoi n'observe-t-on pas ou peu de fission complète entre des ions dont le produit $Z_1 Z_2$, des numéros atomiques est élevé ($Z_1 Z_2 \gtrsim 2000$) ? Nous décrirons les modèles statiques et dynamiques que nous avons utilisés pour essayer d'expliquer une partie des résultats expérimentaux.

Les réactions très inélastiques sont difficiles à interpréter théoriquement. En effet, la perte d'énergie importante dans le mouvement relatif entraîne que les interactions qui en sont responsables ne peuvent se traiter comme des perturbations. L'étude expérimentale de ces phénomènes a entraîné l'apparition de nouveaux modèles tentant de les expliquer. Ceux-ci sont pour le moment simples et aucun d'entre eux ne permet d'expliquer de manière satisfaisante l'ensemble de toutes les observations expérimentales. La situation possède une forte ressemblance avec celle qui existait lors des premières expériences sur la fission, et les modèles introduits jusqu'à présent donnent une interprétation souvent plus qualitative que quantitative des phénomènes observés.

I - COMPARAISON DE LA QUASI-FISSION AVEC LES TRANSFERTS TRÈS INÉLASTIQUES.

Nous allons comparer successivement les différentes caractéristiques des transferts très inélastiques à celles de la quasi-fission que nous avons décrites dans le chapitre précédent. Nous nous souviendrons que ces réactions ont le plus souvent été étudiées pour des systèmes très différents (projectiles jusqu'à ^{40}Ar pour les transferts très inélastiques et au-dessus pour la quasi-fission) et dans des domaines d'énergie de bombardement différents (grande énergie au-dessus de la barrière d'interaction pour les transferts très inélastiques et faible pour la quasi-fission). La qualité ainsi que l'étendue des mesures expérimentales est également différente. En ce qui concerne les transferts très inélastiques, le numéro atomique est obtenu avec une bonne précision mais jusqu'à $Z \approx 30$ à peu près. Pour la quasi-fission, l'identification en masse n'est que de 1-2 u.m.a au voisinage du projectile et de 5 u.m.a au voisinage de la cible, mais un très grand domaine de masses est exploré. Compte tenu des résultats expérimentaux peu nombreux dans ce domaine de la physique des ions lourds qui vient de naître, il sera difficile de tirer une conclusion définitive quant à la relation entre ces deux phénomènes. Examinons successivement les différents points que nous avons décrits au chapitre II pour la quasi-fission.

A - Processus binaire.

Le mécanisme des transferts très inélastiques semble être essentiellement binaire, c'est-à-dire avec deux corps principaux dans la voie finale, par exemple, Thompson et al. [TMJBGF74] ont montré en étudiant le système $\text{Ar}+\text{Ag}$ à 288 MeV que la somme des angles de détection dans le centre de masse est à peu près égale à 180° .

Par conséquent en ce qui concerne ce point, la quasi-fission et les transferts très inélastiques sont analogues.

B - Distributions en énergie des produits légers.

- Pour les produits loin du projectile, l'énergie cinétique dans le mouvement relatif est complètement relaxée et l'énergie cinétique moyenne d'un produit est celle d'un fragment en répulsion coulombienne.

- Pour les produits proches du projectile, l'énergie cinétique dans le mouvement relatif n'est pas complètement relaxée dans la majorité des cas, et on observe une transition continue des événements quasi-élastiques vers les événements très inélastiques. Ceci a lieu au voisinage de l'angle d'effleurement du projectile.

On obtient une bonne illustration des deux points précédents lorsque l'on considère une série d'isotopes proche du projectile : lorsque la masse de l'isotope s'éloigne de celle du projectile, on observe très bien une transition entre les deux situations précédentes [GGGLPTCGN75].

- L'énergie cinétique totale moyenne semble indépendante de la voie d'entrée (du système aussi bien que de l'énergie de bombardement) [TMJBGF74].

- L'énergie cinétique moyenne, dans le centre de masse d'un produit complètement relaxé voisin du projectile, augmente légèrement lorsque l'angle de détection dans le centre de masse décroît jusqu'à l'angle d'effileurement [GGGLPTCGN75].

Il semble donc qu'en ce qui concerne les distributions en énergie, il n'y ait pas de différence essentielle entre la quasi-fission et les transferts très inélastiques. Cela signifie que dans les deux cas, le temps de réaction a été assez long pour relaxer complètement le mouvement relatif.

C - Distribution des numéros atomiques.

Il est difficile d'obtenir des résultats complets, d'une part parce qu'il est difficile d'identifier un numéro atomique supérieur à 30 avec une résolution meilleure ou égale à une unité, et d'autre part parce qu'il est difficile d'effectuer des mesures à très faible angle, une région où malheureusement la section efficace différentielle des transferts très inélastiques est grande.

- Aux angles étudiés, il apparaît que la section efficace différentielle pour un numéro atomique donné peut croître, décroître ou rester à peu près constante avec le numéro atomique.

- Une donnée expérimentale très intéressante a été obtenue par Gatty et al. [GGGLPTCGN75] qui ont montré que l'équilibre de charge était atteint pour les produits dont le numéro atomique est supérieur à 10. En d'autres termes, le rapport du nombre de neutrons au nombre de protons des fragments avant désexcitation est égal à celui du système composite. Le degré de liberté d'asymétrie de charge semble donc complètement relaxé (comme le phonon associé à ce degré de liberté est le phonon de la résonance géante dipolaire qui vaut de 12 à 20 MeV, cela signifie que le temps de réaction est supérieur à $2-4 \cdot 10^{-22}$ s). Par conséquent, la distribution de masse des produits de transferts très inélastiques à un angle donné est analogue à celle des numéros atomiques. Ces distributions de masse sont très différentes de celles observées dans le cas de la quasi-fission. Il est probable que l'équilibre de charge soit également atteint dans le cas du processus de quasi-fission, étant donnée la grande énergie du phonon de la résonance géante dipolaire.

D - Distributions angulaires des produits légers.

- Dans tous les cas étudiés, la distribution angulaire d'un produit de transfert très inélastique léger donné est toujours piquée vers l'avant, et quelquefois aussi vers l'arrière, dans le système du centre de masse. Aucune mesure jusqu'à zéro degré n'a jamais été effectuée jusqu'à présent, toutefois, si la distribution angulaire possède un maximum à un angle différent de zéro, cet angle doit être très petit et jusqu'ici il n'y a pas de preuve expérimentale concernant ce point.

- L'évolution de la distribution angulaire en fonction du numéro atomique est parfois très intéressante : lorsque le nombre de nucléons transférés de la cible vers le projectile, ou du projectile vers la cible, augmente, la forme de la distribution angulaire se rapproche parfois d'une distribution en $1/\sin\theta$. Par exemple, Galin et al. [GGGLPTCGN75] ont montré

pour le système Ar+Ni à 280 MeV, que les produits très légers ($Z \leq 11$) ont une distribution angulaire voisine de $1/\sin\theta$. La même constatation a été faite par Thompson et al. [TMJBGF74] pour le système Ar+Au à 288 MeV mais pour les produits plus lourds que le projectile ($Z \geq 27$). Mais ceci n'a pas encore été montré expérimentalement sur un même système, à la fois pour les Z faibles et les Z élevés.

Les distributions angulaires sont différentes pour les transferts très inélastiques et la quasi-fission, cependant, dans les deux cas, on observe une forte focalisation d'un grand nombre d'ondes partielles. La différence pourrait provenir d'une part de l'énergie de bombardement et du produit $Z_1 Z_2$, des numéros atomiques qui rendraient la dynamique des processus différente bien que provenant du même mécanisme. De plus, dans les deux cas également, il y a une tendance à obtenir une distribution en $1/\sin\theta$ lorsque le degré d'asymétrie de masse est plus relaxé.

E - Sections efficaces.

La situation est moins claire que dans l'étude de la quasi-fission pour deux raisons :

1. Seule une partie des produits de transferts très inélastiques légers sont détectés.

2. Des extrapolations dans des domaines d'angles, où la section efficace différentielle est importante et varie rapidement, sont nécessaires pour obtenir la section efficace totale de transferts très inélastiques car des mesures ne peuvent y être effectuées facilement.

- A faible énergie de bombardement, au-dessus de la barrière d'interaction, la section efficace ne représente qu'une faible partie de la section efficace totale de réaction [BESGPF75].

- La section efficace croît fortement avec l'énergie de bombardement et à haute énergie, au-dessus de la barrière d'interaction, elle correspond à une grande part de la section efficace totale de réaction.

La différence essentielle avec la quasi-fission est à basse énergie, où nous avons vu que la quasi-fission représentait toujours une grande part de la section efficace totale de réaction.

F - Conclusions.

Les réactions très inélastiques (transferts très inélastiques et quasi-fission) semblent avoir un temps de réaction de l'ordre de quelques 10^{-21} s compte tenu de la faible relaxation du degré d'asymétrie de masse. C'est-à-dire que leur temps de réaction est intermédiaire entre celui des réactions quasi-élastiques et des réactions de fusion complète. L'interaction entre les deux noyaux est beaucoup plus forte que les réactions quasi-élastiques (forte perte d'énergie dans le mouvement relatif) mais la fusion complète n'est pas atteinte ce qui se traduit par un grand souvenir de la voie d'entrée.

La différence majeure entre les transferts très inélastiques et la quasi-fission sont les distributions angulaires et les distributions de

masse qui sont d'ailleurs fortement liées, mais ceci pourrait provenir de la grande différence d'intensité du champ coulombien comparé au champ nucléaire pour les systèmes étudiés. En effet, pour les systèmes dont le produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques de chacun des ions a une valeur pas trop élevée ($\lesssim 2000$), le champ nucléaire est intense comparé au champ coulombien, il va donc jouer un grand rôle lors de la collision, notamment en ce qui concerne la distribution angulaire et la distribution de masse et cela surtout à grande énergie, au-dessus de la barrière d'interaction, où la pénétration des deux ions incidents est grande. C'est pour ces systèmes que la plupart du temps ont été étudiés les transferts très inélastiques.

Par contre, pour les systèmes où le produit $Z_1 Z_2$ est élevé ($\gtrsim 2000$) et surtout à faible énergie, au-dessus de la barrière d'interaction, le champ coulombien sera si intense qu'il va éclipser le champ nucléaire et qu'il va, en grande partie, gouverner la collision, d'où ce rapport étroit de la distribution angulaire des produits avec l'angle d'effileurement. On peut donc espérer qu'à haute énergie, au-dessus de la barrière d'interaction, on trouvera peut-être des résultats analogues à ceux des transferts très inélastiques, toutefois, compte tenu du champ coulombien très intense, il sera nécessaire que le rapport entre l'énergie de bombardement dans le centre de masse et la barrière d'interaction soit bien plus élevé que dans le cas où les transferts très inélastiques ont été étudiés.

L'étude à faible énergie, au-dessus de la barrière d'interaction, des systèmes légers ($Z_1 Z_2 \lesssim 1000$) peut ne pas donner des produits très inélastiques ayant les caractéristiques de la quasi-fission car le champ coulombien n'est pas très intense comparé au champ nucléaire. Par contre, pour les systèmes intermédiaires ($1000 \lesssim Z_1 Z_2 \lesssim 2000$), on peut espérer à faible énergie, au-dessus de la barrière d'interaction, pouvoir observer des produits ayant les caractéristiques de la quasi-fission.

Il serait intéressant de connaître quelles sont les ondes partielles, concernées dans les deux cas. En effet, séparons en trois zones de moment angulaire l la distribution des sections efficaces des différentes ondes partielles en attribuant chacune d'entre elles aux principales classes de réaction que nous avons vues : fusion complète, réactions très inélastiques et réactions quasi-élastiques. Nous savons que la zone correspondant aux plus grands l est associée aux réactions quasi-élastiques et pour les systèmes légers, la zone des faibles l est attribuée à la fusion complète. La zone intermédiaire pourrait donc être associée aux transferts très inélastiques. Pour les systèmes lourds, lorsque le produit $Z_1 Z_2$ augmente, la zone conduisant à la fusion devient de plus en plus petite et on n'est même plus sûr qu'elle corresponde toujours aux plus faibles valeurs de l (la fusion complète aurait alors lieu pour des valeurs de l appartenant à une fenêtre) et il y a des indications expérimentales en faveur d'une telle supposition [GHLL74]. Par conséquent, il y aurait des faibles valeurs de l qui pourraient conduire à des réactions très inélastiques. L'existence d'une fenêtre en moment angulaire conduisant à la fusion n'apparaîtrait que lorsque le produit $Z_1 Z_2$ serait suffisant et ses deux extrémités se rapprocheraient lorsque $Z_1 Z_2$ augmente. Par conséquent, pour les systèmes très lourds, on n'observerait qu'une zone conduisant aux réactions très inélastiques (quasi-fission) et la fusion aurait disparu.

Pour conclure, disons qu'il y a une forte probabilité pour que les transferts très inélastiques et la quasi-fission proviennent du même type de mécanisme. Les différences observées proviendraient, dans ce cas, de

l'importance du potentiel nucléaire par rapport au potentiel coulombien.

II - UTILISATION D'UN MODELE STATIQUE.

Dans les modèles statiques, on suppose que les propriétés du système sont uniquement déterminées par son énergie potentielle. Tout effet dû aux termes cinétiques est donc négligé. Ces modèles ont pour but essentiel de reproduire au mieux les sections efficaces de fusion ou les moments angulaires critiques qui en sont déduits.

A - Notion de moment angulaire critique.

Lorsque l'on utilise des projectiles jusqu'à l'argon, la fusion complète est l'un des processus nucléaires les plus probables dès que l'énergie de bombardement est supérieure à la barrière d'interaction et la section efficace de fusion complète σ_{cf} représente une large part de la section efficace totale de réaction σ_R . σ_{cf} est généralement représentée en terme de moment angulaire critique l_{crit} . Redéfinissons rapidement cette notion introduite par Kowalski, Jodogne et Miller [KJM68].

σ_R peut s'écrire dans un développement en ondes partielles sous la forme :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \quad (1)$$

T_l est le coefficient de transmission relatif à l'onde l et k est le nombre d'onde. Dans les réactions par ions lourds, les T_l passent rapidement de 1 à 0 dans un domaine de l étroit, si bien qu'un modèle de coupure franche semble raisonnable pour calculer σ_R . C'est-à-dire $T_l = 1$ pour $l \leq l_{max}$ et $T_l = 0$ pour $l > l_{max}$, dans ce cas :

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l_{max}} (2l+1) = \frac{\pi}{k^2} (l_{max}+1)^2 \quad (2)$$

La fusion étant un processus nécessitant une interaction nucléaire profonde, il est généralement admis que ce sont les ondes de plus faible l qui y contribuent. Donc, en utilisant à nouveau un modèle de coupure franche :

$$\sigma_{cf} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{l_{crit}} (2l+1) = \frac{\pi}{k^2} (l_{crit}+1)^2 \quad (3)$$

Ainsi s'introduit la notion de moment angulaire critique qui est la borne supérieure de la sommation. Dans le modèle de coupure franche, c'est la dernière onde qui conduit à la fusion.

$$\text{d'où} \quad \frac{\sigma_{cf}}{\sigma_R} = \frac{(l_{crit}+1)^2}{(l_{max}+1)^2} \quad \text{ou} \quad l_{crit} = \sqrt{\frac{\sigma_{cf}}{\pi k^2}} \quad (4)$$

avec $\chi = \frac{1}{\epsilon}$. Il a été montré expérimentalement par Zebelman et Miller [ZM73] que le moment angulaire dépendait de la voie d'entrée. D'autre part, il dépend également de l'énergie incidente. Un certain nombre de modèles statiques ont cherché à expliquer et à calculer le moment angulaire critique. Le modèle de la goutte liquide tournante de Cohen, Plasil et Swistiecki [CPS74] ne peut s'appliquer, dans ce cas, car il ne considère que les propriétés du noyau composé éventuellement formé et ne tient pas compte de la voie d'entrée. Le premier modèle statique qui fait intervenir la voie d'entrée de manière explicite est dû à Wilczynski [Wi73] mais la dépendance en énergie de ϵ_{crit} n'est pas reproduite. Les seuls modèles statiques permettant d'expliquer au premier ordre les résultats expérimentaux dans un grand domaine d'énergie sont dus à Galin et al. [GGLT74] et à Bass [B73, B74]. L'existence d'une distance critique qu'il est nécessaire d'atteindre pour fusionner a été déduite par Galin et al. à partir des résultats expérimentaux alors que Bass l'a postulée a priori.

B - Notion de distance critique.

Galin et al. ont calculé, par le formalisme de la densité d'énergie, le potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd dans l'approximation soudaine pour une collision frontale $V(R)$. Le potentiel pour une onde $\epsilon, V_\epsilon(R)$, est donné par l'expression (3) du chapitre I, où $\tilde{v} = \mu R^2$ (μ est la masse réduite et R la distance entre les centres de masse des deux ions). Partant des résultats expérimentaux, ils ont remarqué que pour un système donné, l'intersection définie par l'équation :

$$E = V(R)_{\epsilon_{crit}} = V(R) + \frac{\epsilon_{crit}(\epsilon_{crit} + i)\tilde{v}^2}{2 \mu R^2} \quad (5)$$

dans laquelle E est l'énergie de bombardement, se faisait toujours à une distance R_c (distance critique) à peu près constante en fonction de l'énergie de bombardement. Lorsqu'ils changeaient de système, bien que la distance critique R_c change, le paramètre de distance critique :

$$r_c = \frac{R_c}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (6)$$

restait à peu près constant au premier ordre avec $r_c \approx 1$ fm.

La notion de distance critique a été retrouvée par Glass et Mosel [GM74] en appliquant la théorie de Landau Zener aux croisements de niveaux de particules individuelles. Toutefois, dans les réactions par ions lourds, les conditions nécessaires à l'application de la théorie de Landau Zener ne semblent pas satisfaites comme l'ont montré Wilets [W64] et Gross et al. [GKD74].

La question que l'on peut donc se poser est de savoir si la notion de distance critique ne dépend pas du modèle utilisé pour calculer le potentiel d'interaction et si les résultats obtenus par Galin et al. ne reflètent pas le fait que dans la région $R = R_c$, $V_\epsilon(R)$ est une fonction qui croît rapidement.

C - Indication expérimentale de la notion de distance critique.

Nous allons montrer qu'il est possible de mettre en évidence la notion de distance critique sans avoir à calculer un potentiel d'interaction. De l'équation (5) on peut tirer :

$$l_{\text{crit}}(l_{\text{crit}}+1) = \frac{2 \mu R_c^2}{\hbar^2} (E - V(R_c)) \approx (l_{\text{crit}}+1)^2 \quad (7)$$

La dernière relation a lieu si $l_{\text{crit}} \gg 1$ ce qui est généralement le cas. En reportant dans (3), on obtient :

$$\sigma_{\text{cf}} = \pi R_c^2 \left(1 - \frac{V(R_c)}{E} \right) \quad (8)$$

Si la distance critique est bien le paramètre qui gouverne le processus de fusion, alors pour un système donné, le tracé de la section efficace de fusion en fonction de l'inverse de l'énergie incidente $1/E$ doit être une droite de pente proportionnelle au carré de la distance critique et dont l'ordonnée à l'origine permet d'obtenir $V(R_c)$. Glas et Mosel [GM674, GM75] et Lefort [Le74] ont montré que c'est ce que l'on observe pour un certain nombre de systèmes où les mesures expérimentales avaient été effectuées à une énergie de bombardement suffisamment haute. Mais généralement, ces auteurs ont observé, pour un système donné, un ensemble de deux segments de droite se raccordant de manière continue, que l'on peut expliquer de la manière suivante :

- Lorsque l'énergie incidente est légèrement supérieure à la barrière d'interaction V_{12} , pour un grand nombre de systèmes, on a la relation :

$$V_l(R_l) > V_l(R_c) \quad (9)$$

où R_l est la distance de séparation des deux ions pour laquelle $\left(\frac{dV_l(R)}{dR} \right)_{R=R_l} = 0$. En d'autres termes, $V_l(R_l)$ est la barrière d'interaction pour une onde l . Si l'égalité a lieu pour toute valeur de l jusqu'à l_{max} , c'est $V_l(R_l)$ qui est le paramètre important. Dans ce cas, en supposant que R_l varie peu avec l on a :

$$R_l \approx R_{l=0} \approx R_I \quad (10)$$

$$\text{et} \quad \sigma_{\text{cf}} \approx \pi R_I^2 \left(1 - \frac{V(R_I)}{E} \right) = \pi R_I^2 \left(1 - \frac{V_{12}}{E} \right) \quad (11)$$

pour reprendre les notations du premier chapitre.

La pente ainsi que l'ordonnée à l'origine du segment de droite correspondant aux faibles valeurs de E permet d'obtenir la valeur de $V_{1,2}$ et de R_l . De telles mesures ont été effectuées par Gutbrod et al. [GWB73].

- Lorsque l'énergie incidente est bien supérieure à la barrière d'interaction $V_{1,2}$, alors, soit R_l n'existe plus (plus de maximum pour une onde l), soit il existe des ondes partielles de $l < l_{\max}$ telles que :

$$V_l(R_c) > V_l(R_l) \quad (12)$$

Dans ces deux cas, c'est la distance critique qui gouverne le processus de fusion. Cela correspond au segment de droite associé aux grandes valeurs de E . Donc, au-dessus d'une certaine valeur E_{tr} , la section efficace de fusion peut se calculer en appliquant la formule (8). Une telle explication apparaît naturellement lorsque l'on utilise le potentiel d'interaction que nous avons décrit au chapitre I (cf paragraphe II.D.1 et figure 14). Pour les systèmes dont le produit $Z_1 Z_2 \gtrsim 1700-1800$, nous pouvons également prévoir la disparition du segment de droite correspondant aux faibles énergies car pour toutes les ondes partielles $V_l(R_c) > V_l(R_l)$. De plus, pour le système dont le produit $Z_1 Z_2 \gtrsim 2700-2800$, il n'y a plus de poche dans la courbe de potentiel, si bien qu'on ne peut plus définir R_l . C'est donc la distance critique qui est le paramètre dominant le processus de fusion. Néanmoins, nous reviendrons sur ce point plus loin lorsque nous examinerons l'utilisation de la notion de distance critique aux systèmes dont le produit $Z_1 Z_2$ est élevé.

Une systématique des paramètres de distance critique effectuée par Lefort [Le74] en utilisant cette méthode a conduit à $r_c \approx 1,05$ fm. Nous allons présenter, à présent, sur une même figure, les résultats expérimentaux de section efficace de fusion à haute énergie permettant de mettre en évidence, sans calculer un potentiel d'interaction, l'existence d'un paramètre critique r_c à peu près constant au premier ordre.

En effet, supposons que la notion de distance critique existe et que r_c soit à peu près constant. Alors pour $l = l_{\text{crit}}$ et $R = R_c$, l'égalité (5) est réalisée, c'est-à-dire :

$$E = V(R_c) + \frac{l_{\text{crit}}(l_{\text{crit}}+1)\hbar^2}{2 \mu R_c^2} \quad (13)$$

soit

$$E = V(R_c) + \frac{1}{r_c^2} \frac{l_{\text{crit}}^2 \hbar^2}{2(A_1^{1/2} + A_2^{1/2})^2} \frac{A_1 A_2}{A_1 A_2} \quad (14)$$

compte tenu de (6) et du fait que $l_{\text{crit}}(l_{\text{crit}}+1) \approx l_{\text{crit}}^2$. Les seules hypothèses que nous avons faites sont que les deux noyaux sont gelés au cours de la collision, qu'il est possible d'écrire le potentiel centrifuge sous cette forme et qu'avant d'atteindre la distance critique, il n'y a pas eu d'amortissement du mouvement relatif. Dans ce cas, si la notion de paramètre de distance critique est à peu près vraie, alors pour chaque système, la courbe :

$$\frac{E^2_{crit}}{2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2} = \frac{A_1 + A_2}{A_1 A_2} = f(E) \quad (15)$$

est à peu près une droite dont la pente est $\frac{1}{f^2}$. C'est ce que l'on peut voir sur la figure 49 où les différents points expérimentaux ont été portés pour différents systèmes ainsi que les barres d'erreurs. Parmi ces points, il est possible de faire passer une série de droites parallèles de pente correspondant à une valeur du paramètre de distance critique $r_c = 1,03$ fm. Mais, compte tenu des barres d'erreurs, on voit combien cette notion est approchée (à peu près à 10%).

D - Prédiction des sections efficaces de fusion pour les systèmes tels que $Z_1 Z_2 \lesssim 1700-1800$.

C'est pour des systèmes dont le produit $Z_1 Z_2 \lesssim 1700-1800$ que la distance critique a été mise en évidence. Nous avons voulu voir, pour les systèmes satisfaisant cette condition, s'il était possible de faire des prédictions de sections efficaces de fusion en utilisant cette notion de distance critique et le potentiel d'interaction calculé en utilisant le formalisme de la densité d'énergie dans le cadre de l'approximation soudaine tel qu'il a été décrit dans le chapitre I. Nous avons choisi pour le paramètre r_c la valeur arrondie de $r_c = 1,05$ fm, et nous avons aussi effectué les calculs avec deux valeurs extrêmes de r_c : $r_c = 1,00$ fm et $r_c = 1,08$ fm afin de voir l'influence de ce paramètre sur les sections efficaces de fusion calculées.

Rappelons qu'il est essentiel de bien faire attention à la valeur de l'énergie de bombardement afin de savoir s'il faut utiliser la formule (8) ou (11) pour calculer σ_{cf} . L'utilisation de la mauvaise formule peut conduire à des résultats complètement erronés. En fait, pour une énergie au voisinage de la barrière d'interaction, (11) n'est plus applicable car il faut tenir compte des effets quantiques de pénétration de la barrière. Glas et Mosel [GM74, GM75] ont donné une formule générale applicable quelle que soit la valeur de l'énergie de bombardement (formule (7) de [GM75]). Les expressions (8) et (11) n'en sont que des cas particuliers valables toutefois dans un grand domaine d'énergie qui est celui qui nous intéresse. Leur expression suppose que la relation (10) est satisfaite aussi nous vérifierons ce point.

1. Détermination de $V(R_c)$.

Plutôt que de calculer pour chaque système $V(R_c)$ en calculant exactement le potentiel d'interaction au point $R = R_c$, nous avons préféré trouver une forme analytique pour $V(R_c)$ plus souple et plus rapide à utiliser. La formule analytique du potentiel obtenue au chapitre I à partir de l'expression "universelle" n'est pas assez précise pour ce type de calcul, aussi nous avons cherché s'il existait une meilleure expression analytique permettant de reproduire $V(R_c)$ pour différents systèmes. Nous avons calculé exactement $V(R_c)$ pour des systèmes dont le produit $Z_1 Z_2$ est régulièrement espacé, pour les trois valeurs du paramètre r_c . Les résultats

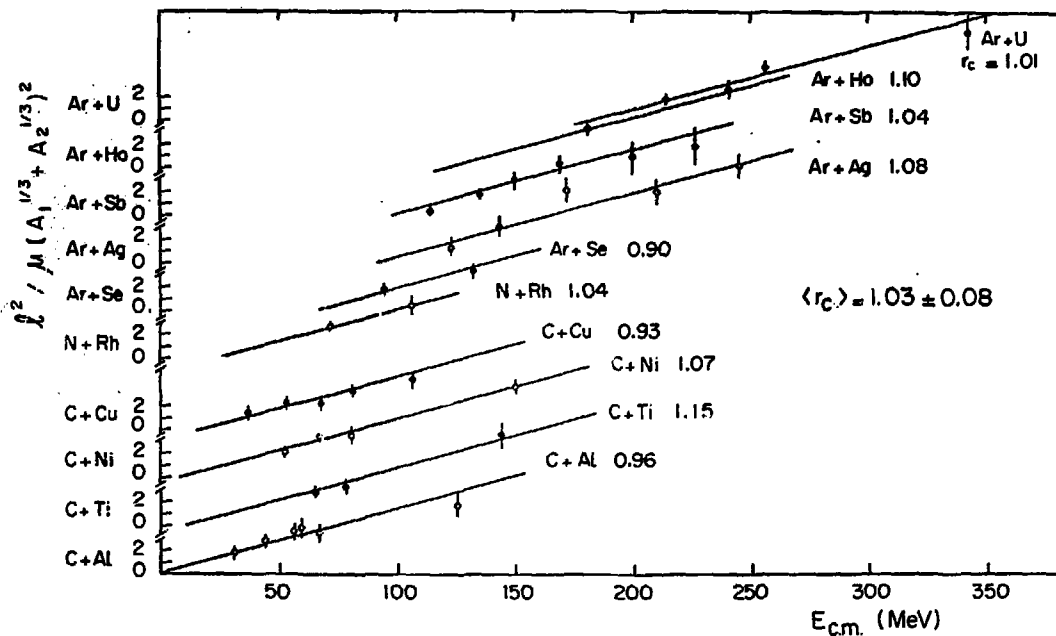


Fig.49. Indication expérimentale de la notion de distance critique (voir texte).

sont dans le tableau 13. Si l'on trace dans les trois cas $V(R_C)$ en fonction du produit $Z_1 Z_2$, on obtient pratiquement une droite comme cela est illustré dans la figure 50 dans le cas où $r_C = 1.08$ fm. Nous avons groupé les points en trois régions que nous avons lissées par la méthode des moindres carrés par trois droites afin d'obtenir la meilleure précision possible. Les résultats ainsi que la précision de ceux-ci comparés aux calculs exacts sont les suivants :

Pour $r_C = 1,05$ fm :

$$\begin{aligned} Z_1 Z_2 < 1000 \quad V(R_C) &= (-14,8 + 0,11961 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 7\% \\ 1000 < Z_1 Z_2 < 4000 \quad V(R_C) &= (-0,8 + 0,10932 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 3\% \quad (16) \\ 4000 < Z_1 Z_2 \quad V(R_C) &= (57,9 + 0,095425 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 0,5\% \end{aligned}$$

Pour $r_C = 1,00$ fm :

$$\begin{aligned} Z_1 Z_2 < 1000 \quad V(R_C) &= (-17,6 + 0,124275 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 7\% \\ 1000 < Z_1 Z_2 < 4000 \quad V(R_C) &= (-6,9 + 0,11705 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 3\% \quad (17) \\ 4000 < Z_1 Z_2 \quad V(R_C) &= (58,4 + 0,10197 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 0,5\% \end{aligned}$$

Pour $r_C = 1,08$ fm :

$$\begin{aligned} Z_1 Z_2 < 800 \quad V(R_C) &= (-13,5 + 0,1225 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 7\% \\ 800 < Z_1 Z_2 < 4000 \quad V(R_C) &= 0,107 Z_1 Z_2 \text{ MeV} & \text{erreur} < 3\% \quad (18) \\ 4000 < Z_1 Z_2 \quad V(R_C) &= (60,5 + 0,922615 Z_1 Z_2) \text{ MeV} & \text{erreur} < 0,5\% \end{aligned}$$

2. Détermination de l'énergie E_{th} .

Il faut chercher la valeur de $l(l_{tr})$ telle qu'il existe encore un point extérieur à R_C où le potentiel d'interaction en ce point $V_{l_{tr}}(R_l)$ soit égal à $V_{l_{tr}}(R_C)$. En d'autres termes, il faut résoudre l'équation :

$$V(R_C) + \frac{l_{tr}(l_{tr}+1)\hbar^2}{2\mu R_C^2} = V(R_{l_{tr}}) + \frac{l_{tr}(l_{tr}+1)\hbar^2}{2\mu R_{l_{tr}}^2} \quad (19)$$

Pour ce faire, il est nécessaire de calculer exactement le potentiel d'interaction entre la distance R_C et la distance R_l . Nous allons illustrer ceci sur un exemple. Considérons le système $^{20}\text{Ne} + ^{108}\text{Ag}$. Les calculs exacts donnent :

$$\text{avec } r_C = 1,05 \text{ fm donc } R_C = 7,85 \text{ fm : } V(R_C) = 41,35 \text{ MeV}$$

$$R_l = 10,3 \text{ fm et } V_{12} = 31,6 \text{ MeV}$$

La résolution de l'équation (19) conduit à :

$Z_1 Z_2$	Système	$V(R_c)$ $r_c = 1,0 \text{ fm}$	$V(R_c)$ $r_c = 1,05 \text{ fm}$	$V(R_c)$ $r_c = 1,08 \text{ fm}$
64	$^{16}_8\text{O} + ^{16}_8\text{O}$	- 9,3	- 7,4	- 5,9
78	$^{12}_6\text{C} + ^{27}_{13}\text{Al}$	- 7,8	- 5,8	- 4,1
174	$^{12}_6\text{C} + ^{64}_{28}\text{Cu}$	3,8	5,8	7,6
208	$^{32}_{16}\text{S} + ^{27}_{13}\text{Al}$	7,5	10	12,1
354	$^{12}_6\text{C} + ^{141}_{54}\text{Pr}$	25,8	26,4	27,9
400	$^{40}_{20}\text{Ca} + ^{40}_{20}\text{Ca}$	34,2	36,1	36,1
448	$^{32}_{16}\text{S} + ^{56}_{28}\text{Ni}$	40,0	41,9	44,0
550	$^{20}_{10}\text{Ne} + ^{133}_{55}\text{Cs}$	49,5	50,0	51,7
612	$^{40}_{20}\text{Ar} + ^{80}_{34}\text{Se}$	59,5	59,7	61,1
644	$^{14}_7\text{N} + ^{238}_{92}\text{U}$	57,5	56,0	56,8
846	$^{40}_{20}\text{Ar} + ^{107}_{47}\text{Ag}$	88,6	87,7	88,9
918	$^{40}_{20}\text{Ar} + ^{121}_{51}\text{Sb}$	97,5	95,7	96,2
1152	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{72}_{32}\text{Ge}$	129,6	126,5	125,7
1188	$^{40}_{20}\text{Ar} + ^{159}_{67}\text{Dy}$	128,6	124,7	124,6
1494	$^{40}_{20}\text{Ar} + ^{209}_{83}\text{Bi}$	163,6	157,6	156,7
1728	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{146}_{54}\text{Cd}$	200,3	193,1	191,7
1944	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{136}_{54}\text{Xe}$	227,2	216,6	213,6
2291	$^{64}_{28}\text{Cu} + ^{197}_{79}\text{Au}$	259,8	250,5	247,2
2412	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{167}_{67}\text{Ho}$	278,8	266,3	262,5
2576	$^{58}_{28}\text{Ni} + ^{238}_{92}\text{U}$	286,5	275,0	271,8
2664	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{181}_{74}\text{W}$	307,1	292,0	287,1
2988	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{209}_{83}\text{Bi}$	344,0	327,5	321,8
3312	$^{84}_{36}\text{Kr} + ^{238}_{92}\text{U}$	375,5	355,7	348,5
3996	$^{136}_{54}\text{Xe} + ^{174}_{74}\text{W}$	463,9	437,5	427,2
4968	$^{136}_{54}\text{Xe} + ^{238}_{92}\text{U}$	566,5	532,6	518,7
6724	$^{208}_{82}\text{Pb} + ^{208}_{82}\text{Pb}$	746,1	703,1	685,0
8464	$^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U}$	919,9	863,4	838,5

Tableau 13. Potentiel d'interaction $V(R_c)$ (évalué à la distance critique R_c) correspondant à trois valeurs du paramètre de distance critique r_c pour différents systèmes classés en fonction du produit $Z_1 Z_2$ de leurs numéros atomiques.

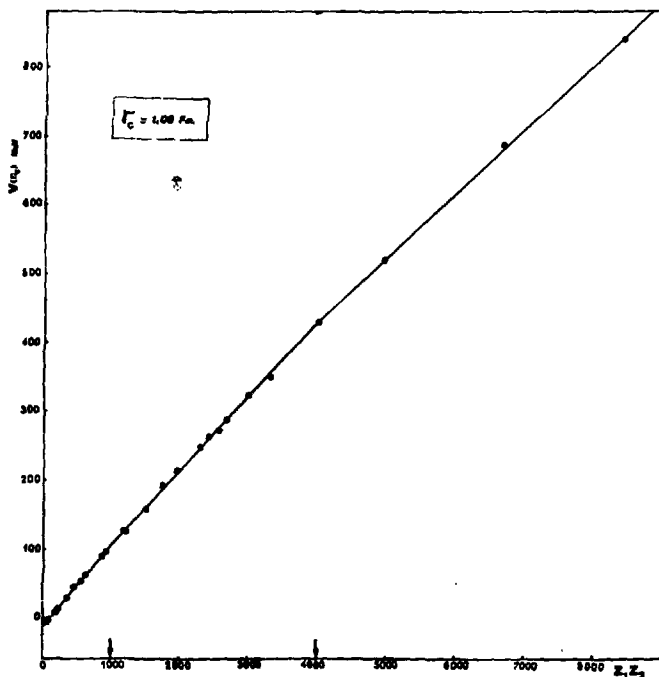


Fig.50. Potentiel d'interaction $V(R_C)$ (évalué à la distance R_C calculée avec le paramètre $r_C=1,08 \text{ fm}$) en fonction du produit $Z_1 Z_2$, des numéros atomiques des deux ions incidents. Il est possible de reproduire le résultat des calculs, avec une bonne précision, par un ensemble de trois segments de droite (formule 18) se raccordant pour les valeurs de $Z_1 Z_2$ indiquées par les flèches. On peut constater que la pente de chacun d'entre eux est à peu près la même.

$$l_{tr} = 51 \text{ fm} \quad \text{soit} \quad E_{tr} \approx 95 \text{ MeV}$$

l	R_l (fm)	$V_N(R_l)$ (MeV)	$V(R_l)$ (MeV)	$V_A(R_l)$ (MeV)	$V_A(R_l)$ (MeV)
0	10,3	-4,1	61,6	61,6	11,4
20	10,2	-4,7	61,5	66,5	49,8
40	9,8	-4,4	60,5	81,7	74,3
50	9,5	-12,2	58,8	93,8	92,7
55	9,2	-17,0	56,3	101,4	123,3

Tableau 14. La position du sommet de la barrière d'interaction R_l , le potentiel nucléaire $V_N(R_l)$, coulombien $V_C(R_l)$ et total $V_l(R_l) = V_N(R_l) + V_C(R_l) + \frac{4(e^2)R_l^2}{20R_l^2}$ sont donnés pour

quelques ondes partielles pour le système $^{16}\text{Ne} + ^{16}\text{O}$. La valeur $V_A(R_l)$ du potentiel d'interaction total pour une onde l évalué à la distance critique R_l calculée avec $r_c = 1,05$ fm est également donnée. Au-dessus d'une valeur de l comprise entre 55 et 60, la poche de $V_l(R)$ n'existe plus.

potentiel obtenue au chapitre I (expression

$$R_l^{\min} \approx \left(1 + \frac{1}{0,54(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \right) (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (21)$$

pour un système de deux noyaux de masse A_1 et A_2 . Soit dans notre cas : $R_l^{\min} \approx 9,3$ fm. En utilisant le potentiel d'interaction calculé exactement, on trouve $R_l^{\min} \approx 9,2$ fm. La formule analytique donne donc un accord correct.

Nous remarquons que $R_l^{\min}$ est environ 10% inférieur à R_l aussi l'approximation (10) quel que soit l est assez grossière. Comme $V(R_l)$ reste à peu près constant, il s'ensuit que l'erreur faite lors de l'utilisation de la formule (11) (ou de la formule (17) de [GM75]) provient essentiellement du terme R_l^2 . Comme $\frac{dR_l}{dE}$ est d'autant plus grand que R_l se rapproche de $R_l^{\min}$, l'erreur sera d'autant plus importante que $R_{l_{tr}}$ sera proche de $R_l^{\min}$.

Plutôt que d'utiliser le potentiel d'interaction calculé exactement pour évaluer l_{tr} puis $R_{l_{tr}}$, on peut procéder de la manière suivante :

1. Calculer $V(R_l)$ en utilisant la formule analytique (16).
2. Calculer R_l et V_{12} par la méthode graphique décrite au chapitre I (formule (48) et figures (16) et (17)).
3. Supposer dans l'équation (19) que $R_l \approx R_l$, ce qui conduit à résoudre :

Le tableau 14 illustre la variation de R_l , $V(R_l)$ et $V_l(R_l)$ en fonction de l . R_l décroît lorsque l croît. La plus petite valeur de R_l : $R_l^{\min}$ est définie par l'équation :

$$\left(\frac{d^2 V_N(R)}{dR^2} \right)_{R=R_l^{\min}} = 0 \quad (20)$$

En effet, $R_l^{\min}$ correspond à la distance où la force nucléaire est la plus attractive. Pour obtenir un ordre de grandeur de $R_l^{\min}$, utilisons l'expression analytique du (53)). On obtient :

$$\frac{l_{tr}(l_{tr}+1)\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{1}{R_c^2} - \frac{1}{R_I^2} \right) = V_{12} - V(R_c) \quad (22)$$

Appliquée au même exemple $^{20}\text{Ne} + ^{108}\text{Ag}$, on obtient :

$$l_{tr} \approx 53 \hbar \quad \text{et} \quad E_{tr} \approx 100 \text{ MeV}$$

ce qui est en bon accord avec les valeurs déduites par le calcul exact.

3. Prédiction de la section efficace de fusion lorsque $V_{12} < E < E_{tr}$.

Nous ne ferons que comparer nos calculs de R_I et V_{12} avec les données expérimentales de Gutbrod et al. [GWB73] (tableau 15) qui ont

Système	V_{12} (MeV)	V_{exp} (MeV)	R_I (fm)	R_{exp} (fm)
$^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$	28,8	28,3	8,9	$8,7 \pm 0,2$
$^{28}\text{Si} + ^{27}\text{Al}$	30,9	29,7	9,0	$8,5 \pm 0,2$
$^{38}\text{S} + ^{40}\text{Ca}$	45,8	42,5	9,3	$9,2 \pm 0,2$
$^{38}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$	61,8	59,5	9,7	$8,5 \pm 0,25$

Tableau 15. Comparaison de la barrière d'interaction calculée V_{12} et de sa position R_I avec les résultats obtenus en appliquant la formule (11) aux données expérimentales.

extrait ces mêmes paramètres graphiquement en utilisant la formule (11). L'accord est en moyenne meilleur que 5%.

4. Prédiction de la section efficace de fusion lorsque $E > E_{tr}$.

Nous avons effectué les calculs avec $r_c = 1,00, 1,05$ et $1,08$ fm. Les formules analytiques (16), (17) et (18) ont été utilisées. Nous avons tiré les résultats expérimentaux de l'article de revue de Lefort et al. [LLPe74] en choisissant ceux pour lesquels la condition $E > E_{tr}$ est satisfaite. Les résultats sont montrés dans le tableau 16. En ce qui concerne le moment angulaire critique calculé, le fait de changer la valeur du paramètre r_c de $1,00$ fm à $1,08$ fm change l_{cr} en moyenne de 6% pour les cas considérés. La figure 51 permet une comparaison plus facile entre les moments angulaires critiques calculés et expérimentaux dans le cas où $r_c = 1,05$ fm. Les résultats expérimentaux sont reproduits au premier ordre (à 10-15%). Nambodiri et al. [NGNK75] ont effectué un tel calcul en utilisant le modèle de Bass [B74] qui implique la notion de distance critique (avec un paramètre $r_c = 1,07$ fm). L'accord entre les moments angulaires calculés et ceux mesurés expérimentalement n'est que de l'ordre de 15 à 30% dans la majorité des cas.

Projectile	Cible	Noyau composé	E_{CM} (MeV)	Ref.	σ_{cf} (nb) exp	σ_{crit} expérimental	$r_c=1,00fm$ σ_{crit}	$r_c=1,00fm$ σ_{cf}	$r_c=1,05fm$ σ_{crit}	$r_c=1,05fm$ σ_{cf}	$r_c=1,08fm$ σ_{crit}	$r_c=1,08fm$ σ_{cf}
^{12}C	^{27}Al	^{27}K	30,5	NO72 MON74	1040	70	20	1107	21	1145	21	1158
^{12}C	^{27}Al	^{27}K	124,5	NO72 MON74	834	36,5	38	935	39	1012	40	1058
^{12}N	^{27}Al	^{13}Ca	172,5	NO72 MON74	945	48	48	953	50	1037	51	1087
^{14}O	^{27}Al	^{27}Sc	105,5	NO72 MON74	860	37	40	1000	41	1079	42	1125
^{16}O	^{27}Al	^{27}V	78	NO72 MON74	1178	40,5	38	1045	39	1120	40	1160
^{16}O	^{27}Al	^{27}V	128	NO72 MON74	850	42	46	1040	48	1124	49	1172
^{18}O	^{27}Al	^{27}Cu	154	NO72 MON74	680	48	62	1134	65	1234	66	1289
^{12}C	^{27}Al	^{27}Ni	65	NO72 MON74	943	30	32	1123	33	1197	34	1233
^{12}C	^{27}Al	^{27}Ni	144	NO72 MON74	1200	50,5	48	1112	50	1207	51	1262
^{12}N	^{27}Cr	^{27}Ga	208	NO72 MON74	1224	65,5	63	1167	66	1273	67	1335
^{12}C	^{27}Ni	^{27}Se	53	NO72 MON74	956	28	29	1119	30	1183	31	1205
^{12}C	^{27}Ni	^{27}Se	149	NO72 MON74	1170	51,5	51	1166	53	1268	54	1325
^{12}N	^{27}Ni	^{27}Rr	211	NO72 MON74	1563	76	65	1200	68	1311	70	1374
^{12}C	^{27}Ga	^{27}Br	54	NO72 MON74	1110	30,5	30	1143	31	1210	31	1232
^{12}C	^{27}Ga	^{27}Br	81	NO72 MON74	1070	37	38	1173	39	1260	40	1301
^{12}N	^{27}Ga	^{27}Te	72	OG78W74	-	(48)	38	1109	40	1191	40	1203
^{12}N	^{27}Ga	^{27}Te	106	OG78W74	-	(53)	50	1261	52	1368	52	1409
^{12}N	^{27}Ga	^{27}Te	95	OG78W74	701	(52)	52	722	55	797	54	773
^{12}N	^{27}Ga	^{27}Te	132	OG78W74	914	(70)	74	1046	78	1154	79	1170
^{12}C	^{27}Ni	^{27}I	77	GOL771	1156	38,5	39	1208	40	1299	40	1324
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	69	GOL771	985	36	37	1071	38	1148	38	1153
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	144	P74	920	77	72	823	76	926	76	909
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	146	P72	900	77	73	842	78	947	77	932
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	172	P74	1520	108	88	1034	94	1156	94	1164
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	204	P72	1250	107	104	1201	110	1337	111	1365
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	218	P74	1238	187	107	1227	112	1366	114	1387
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	246	P74	1450	126	121	1355	128	1504	130	1550
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	150	11P76 GLP74	900	79	73	785	78	889	77	885
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	171	GOL772	1018	87	85	958	90	1070	91	1080
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	223	GOL772	1170	110	115	1250	120	1400	122	1450
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	180	ZM73	940	40	49	1447	51	1572	52	1618
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	190	NO72 MON74	961	41	45	1447	51	1572	52	1618
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	117	ZM73	1696	47	52	1552	54	1505	55	1548
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	116	ZM73	1262	37	55	1210	58	1335	59	1348
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	127	ZM73	1450	71	61	1117	64	1251	65	1286
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	241	P74M73	910	120	114	1105	121	1253	126	1350
^{12}C	^{27}Ni	^{27}I	81	EL-262	1000	37,5	37	1012	39	1099	38	1084
^{12}C	^{27}Ni	^{27}I	90,4	LLS72	1158	40	34	954	37	1058	37	1014
^{12}C	^{27}Ni	^{27}I	256	P74M73	1220	128	102	784	112	948	118	1043
^{12}N	^{27}Ni	^{27}I	342	968	1330	155	153	1517	164	1515	170	1533

Tableau 16.

Comparaison avec les résultats expérimentaux, des moments angulaires critiques et des sections efficaces de fusion expérimentales calculées pour trois valeurs différentes du paramètre r_c .

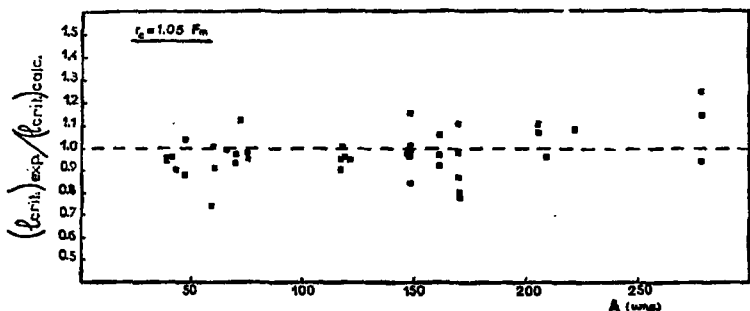


Fig. 51. Le rapport de la valeur du moment angulaire critique expérimental sur celle calculée en utilisant $r_c = 1,05$ fm est porté en fonction de la masse du noyau de fusion complète.

Sur la figure 52, il est porté le rapport entre la section efficace de fusion complète expérimentale et calculée pour différents systèmes pour les trois valeurs du paramètre r_c choisi. Les sections efficaces de fusion complète sont reproduites en moyenne à mieux de 30% près. Cette large erreur provient du fait que c'est l_{cr}^2 qui intervient dans σ_{cf} . Lorsque la valeur du paramètre de distance critique vaut $r_c = 1$ fm, il semble que pour les systèmes légers on a un meilleur accord des calculs avec l'expérience que pour les systèmes plus lourds. Cette situation s'inverse progressivement lorsque r_c croît jusqu'à $r_c = 1,05$ fm ce qui est en bon accord avec la fig. 49. Par contre, $r_c = 1,08$ fm semble un peu trop fort. Une telle tendance avait déjà été observée par Galin et al. [GGL74].

Pour les systèmes dont le projectile est léger, à très haute énergie de bombardement au-dessus de la barrière d'interaction ($^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ 154 MeV, $^{11}\text{B} + ^{16}\text{Tb}$ 108 MeV), σ_{cf} est mal reproduite en utilisant la notion de distance critique. Le paramètre r_c déduit des résultats expérimentaux est très petit ($r_c \approx 0,75$ fm) [KLMLDK75]. Il semblerait que cette notion ne soit pas applicable pour ce type de systèmes mais des expériences sont nécessaires pour confirmer ce point.

La notion de distance critique est un moyen commode de paramétriser les résultats expérimentaux. Son utilisation pour calculer les sections efficaces de fusion permet d'obtenir pour beaucoup de systèmes un ordre de grandeur correct.

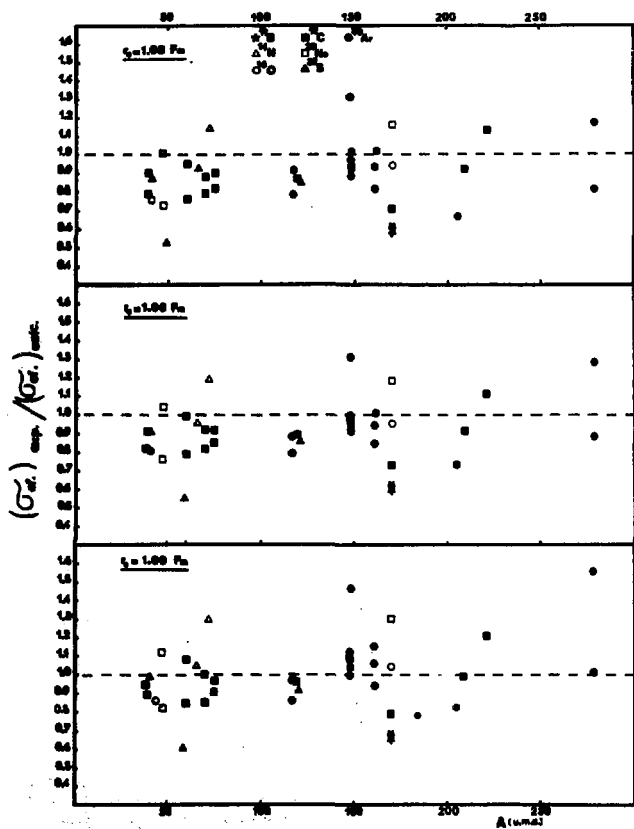


Fig.52. Le rapport de la valeur de la section efficace de fusion complète sur celle calculée pour différentes valeurs de r_0 est porté en fonction de la masse du noyau de fusion complète.

E - Utilisation de la notion de distance critique pour les systèmes tels que $Z_1 Z_2 \gtrsim 1700-1800$.

La notion de distance critique a été mise en évidence et utilisée pour les systèmes dont la masse du projectile est inférieure à 40. Nous l'avons appliquée pour des systèmes lourds où la masse du projectile utilisé était supérieure. Nous avons calculé la section efficace de fusion auquel on peut s'attendre en appliquant la formule (8) avec une valeur de $r_c = 1,05$ fm. (Dans les cas étudiés, le produit $Z_1 Z_2 \gtrsim 1700$ et la distance critique est le paramètre important quelle que soit l'énergie de bombardement). Les résultats sont dans le tableau 17. Nous constatons que

Système	E_{lab} (MeV)	σ_{qf} (mb)	σ_{cf} (mb)	$\sigma_{qf} + \sigma_{cf}$ (mb)	σ_{dc} (mb)	Ref.
Cu+W	395	250	200	450 ± 120	670	ce travail
Cu+Au	365	250-280	0-30	280 ± 50	320	ce travail
Kr+Bi	525	450	0	450 ± 80	480	ce travail
Kr+Bi	600	1500	0	$1500 \pm ?$	900	VUHBV74
Kr+U	450-600	470	55	525 ± 80	480	KNS74

Tableau 17. Comparaison de la section efficace de quasi-fission σ_{qf} , de fusion complète σ_{cf} et de leur somme $\sigma_{qf} + \sigma_{cf}$ avec la valeur calculée σ_{dc} en utilisant la notion de distance critique.

l'accord avec les résultats expérimentaux est mauvais et que l'ordre de grandeur n'est même pas reproduit. Par contre, si l'on ajoute la section efficace de quasi-fission σ_{qf} à la section efficace de fusion complète σ_{cf} , nous observons que cette somme est à peu près égale dans la majorité des cas à la section efficace calculée en utilisant la notion de distance critique σ_{dc} . Nous sommes ainsi amenés à la conclusion suivante : pour les systèmes lourds, la notion de distance critique s'applique au processus de fusion complète et de quasi-fission. Ceci n'est pas étonnant dans la mesure où dans le chapitre II nous avons vu que pour les systèmes lourds la quasi-fission sem-

blait prendre la place de la fusion complète.

Pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 600 MeV, on peut remarquer que $\sigma_{cf} = 1500$ mb alors que $\sigma_{dc} = 900$ mb. Ce désaccord provient probablement du fait que des événements non complètement relaxés (détectés au voisinage de l'angle d'effleurement) ont été inclus dans le processus de quasi-fission.

III - MODELES DYNAMIQUES.

Les modèles statiques ne pouvaient qu'essayer d'expliquer les sections efficaces de fusion et éventuellement celles de quasi-fission. L'étape suivante dans la compréhension des phénomènes très inélastiques consiste à effectuer un traitement dynamique. Swiatecki et Bjornholm [SB72] ont suggéré d'introduire des termes dissipatifs afin d'expliquer la transformation de l'énergie cinétique incidente en énergie d'excitation. L'approche du problème est une approche collective dynamique. Nous allons brièvement décrire les principaux modèles utilisés, puis nous utiliserons l'un d'entre eux pour essayer de reproduire une partie des résultats expérimentaux que nous avons observés.

A - Modèles utilisés.

Rappelons les principales propriétés du processus de quasi-fission qu'un modèle doit essayer de reproduire :

1. La grande perte d'énergie dans le mouvement relatif.
2. L'effet de focalisation observé dans la distribution angulaire.
3. Les sections efficaces de quasi-fission et de fusion complète.
4. Les transferts de masse d'un ion à un autre (distributions de masse).

Les modèles utilisés appartiennent à deux classes principales.

1. Modèles utilisant la dynamique classique.

a) Equations du mouvement.

Comme la plus grande partie des produits de quasi-fission ont une masse qui est voisine de celle du projectile ou de la cible, les modèles généralement utilisés pour expliquer ce phénomène supposent qu'il n'y a pas de transfert de masse. Ces modèles se proposent donc d'expliquer les propriétés 1.2.3. du processus de quasi-fission.

Comme la longueur d'onde réduite λ associée au mouvement relatif est très petite comparée à la taille géométrique du système, un traitement classique du problème n'est pas injustifié. Ceci se fait par résolution des équations du mouvement que l'on obtient à partir du formalisme Lagrangien. On choisit un ensemble de degrés de libertés $\{q_i\}$ pour décrire l'évolution du système, et on écrit le Lagrangien $\mathcal{L}$:

$$\mathcal{L} = T - V = \frac{1}{2} \sum_{i,j} a_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j - V(\{q_i\}) \quad (23)$$

T est l'énergie cinétique, c'est une forme quadratique des vitesses généralisées $\dot{q}_i = \frac{dq_i}{dt}$ et V est l'énergie potentielle qui est prise égale au potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd que l'on a choisi.

La minimisation de l'action du système conduit aux équations d'Euler Lagrange.

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0 \quad (24)$$

Mais de telles équations sont relatives à un processus élastique. Pour tenir compte de l'amortissement du mouvement relatif, il est nécessaire d'introduire un terme dissipatif. Cela peut se faire grâce à la fonction de dissipation de Raleigh :

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2} \sum_{i,j} c_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j \quad (25)$$

d'où dérivent des forces proportionnelles aux vitesses généralisées qui sont non conservatives. C_{ij} est le tenseur de dissipation. Les équations de mouvement deviennent alors :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = - \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{q}_i} \quad (26)$$

L'introduction de tels termes dissipatifs qui ignorent la structure interne de chaque ion trouve sa justification dans la grande valeur de l'énergie cinétique du mouvement relatif qui est transformée en énergie d'excitation des ions. En effet, cette énergie est bien plus grande que l'énergie d'une excitation élémentaire, ce qui autorise à négliger la structure exacte d'une excitation et à considérer que cette énergie d'excitation résulte d'un grand nombre d'excitations élémentaires moyennes.

Quel est le fondement microscopique d'un tel formalisme Lagrangien? Beck et Gross [BG73] sont partis de l'équation de Schrödinger dépendant du temps exprimée en terme de matrice densité (équation de Liouville) :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho(t) = [\hat{H}, \rho(t)] \quad (27)$$

où le second membre représente le commutateur de l'hamiltonien et de la matrice densité. Ils ont montré en appliquant le théorème d'Ehrenfest à la distance séparant les centres de masse des deux ions et en utilisant la théorie des perturbations dépendant du temps jusqu'au second ordre, qu'à la limite classique ($\hbar \rightarrow 0$), le couplage des degrés de liberté internes au degré de mouvement relatif, pouvait se traiter comme un problème d'équations du mouvement classique avec un terme dissipatif. Ils ont relié la partie imaginaire du potentiel optique qui contrôle la disparition du flux dans la voie élastique, au tenseur de dissipation qui transforme une partie de l'énergie cinétique relative en énergie d'excitation. Toutefois, leur démonstration suppose notamment que la perte d'énergie dans le mouvement relatif n'est pas trop importante pour que l'on puisse la considérer comme une perturbation.

D'autres auteurs ont également essayé de relier le processus de dissipation à la partie imaginaire du potentiel optique [GL075] mais l'application d'un tel formalisme reste difficile.

Il faut remarquer que l'utilisation d'un potentiel imaginaire correspond au fait que l'énergie dissipée se fait par une série de processus tellement compliqués, qu'il n'est pas nécessaire de considérer chaque processus isolément. En ce sens, on peut noter la similitude entre l'utilisation d'un potentiel imaginaire et celle d'un terme dissipatif classique.

La résolution des équations de Lagrange avec un terme dissipatif nécessite la connaissance de trois choses :

- Le potentiel d'interaction du système considéré.
- Le tenseur d'inertie a_{ij} .
- Le tenseur de dissipation C_{ij} .

Comme l'a souligné Swiatecki [S72], si on a une connaissance à peu près correcte du terme potentiel d'interaction, celle du tenseur d'inertie est moins bonne et celle du tenseur de dissipation franchement mauvaise.

b) Choix du potentiel d'interaction.

Ce peut être un simple potentiel de type Woods Saxon [BSS75] ou l'un de ceux que nous avons décrits dans le chapitre I : potentiel convolué dans la forme introduite par Brink et Rowley [GK74, GKD74] ou dans sa forme modifiée [DD75], potentiel à portée finie de Krappe et Nix [SN73, NS74], potentiel de proximité [Ts74, SSS75] ou dérivé [B74], potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie [SSS75].

Dans tous les cas, ce potentiel est calculé pour une collision frontale et le potentiel d'interaction pour une onde λ est alors donné par la formule (3) du chapitre I. Le moment d'inertie du système est généralement pris sous la forme $J = \mu R_{12}^2$. Mais au moment du contact, lorsque les deux ions sont représentés par des sphères de rayon R_1 et R_2 , certains auteurs [NS74, B73, B74] supposent que les deux ions, considérés comme des corps rigides, se fixent l'un à l'autre à leur point de contact. Le moment d'inertie du système devient alors :

$$J = \mu R_{12}^2 + \frac{2}{5} A_1 R_1^2 + \frac{2}{5} A_2 R_2^2$$

où $R_{12} = R_1 + R_2$. Il s'ensuit une discontinuité dans la courbe de potentiel pour l'onde λ [voir NS74 par exemple].

c) Choix du tenseur d'inertie.

- Le tenseur d'inertie est évalué en supposant que les noyaux sont des corps rigides [B74, GK74, GKD74, Ts74, BSS75, DD75, SSS75]. Cette approximation est bonne si les fragments ont une énergie d'excitation élevée et un moment angulaire intrinsèque élevé [M60, MV60] ce qui semble être le cas compte tenu de l'énergie dissipée.

- Le tenseur d'inertie est évalué pour un liquide irrotationnel généralement en utilisant la méthode de Werner-Wheeler [N69]. Bien que le fluide ne soit pas irrotationnel, cette approximation ne serait pas trop mauvaise lorsque la déformation est grande et l'énergie d'excitation élevée [NS74].

d) Choix du tenseur de dissipation.

Le choix est fait de manière intuitive. Il est généralement pris sous forme diagonale :

$$c_{ij} = \delta_{ij} c_i f_i(q_i) \quad (28)$$

les c_i sont des paramètres ajustés de manière à reproduire les résultats expérimentaux. Les fonctions $f_i(q_i)$ sont des facteurs de forme qui en fait sont choisis de manière phénoménologique. Habituellement ils sont pris comme proportionnels : au volume de recouvrement [Ts74, BSS75], à l'intégrale sur tout l'espace du produit des densités de chaque ion [DD75], au carré du gradient du potentiel d'interaction [GKD74], à une distribution de fermi [GK73] et même parfois à une distribution de Dirac [B74].

e) Résultats obtenus dans le cadre de ces modèles.

1. La grande perte d'énergie dans le mouvement relatif n'est bien reproduite que dans le cadre des modèles faisant intervenir explicitement la déformation des fragments [DD75]. Les modèles sphériques peuvent expliquer une grande perte d'énergie dans le mouvement relatif, mais ne peuvent pas reproduire les résultats expérimentaux sans artifice.

2. L'effet de focalisation d'un grand nombre d'ondes partielles est généralement bien reproduit soit par l'existence d'un angle de rainbow auquel contribue un nombre d'ondes partielles beaucoup plus grand qu'en l'absence de terme dissipatif [GK74, GK75, BSS75], soit par l'existence d'un second angle de rainbow [DD75, BSS75, BDW74].

Sauf en ce qui concerne la position du maximum, la distribution angulaire des produits est mal reproduite. En effet, classiquement, la section efficace différentielle devient infinie à l'angle de rainbow. De plus, la distribution obtenue n'existe que d'un côté de cet angle, aucune onde partielle ne contribuant de l'autre côté.

3. Avec le même jeu de paramètres de dissipation, dans le cadre du même modèle, les moments angulaires critiques ne sont que grossièrement reproduits [GK74, GK75, BSS75] et, dans la plupart des cas, le modèle utilisant la notion de distance critique, décrit précédemment, donne de meilleurs résultats. Néanmoins, ces modèles mettent bien en évidence l'importance de la voie d'entrée et de l'énergie incidente sur le moment angulaire critique.

2. Modèles de type statistique.

Ces modèles ont pour but de reproduire les distributions de masses observées. Le transfert de masse est considéré comme un phénomène de transport et des équations de type Fokker-Planck sont obtenues à partir d'une équation maîtresse. De tels modèles n'ont, pour le moment, été appliqués qu'aux réactions de transferts très inélastiques [N74, MS74].

L'introduction des équations de diffusion dans le cadre d'un modèle dynamique classique devrait permettre d'essayer de mieux expliquer l'ensemble des propriétés du processus de quasi-fission.

B - Inclusion du formalisme de la densité d'énergie dans le modèle sphérique de Deubler et Dietrich [DD75].

1. Description du modèle.

a) Formalisme.

Deubler et Dietrich [DD75] ont utilisé un modèle classique à quatre degrés de liberté pour essayer d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus pour le système $^{86}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV. Leur idée est d'expliquer l'effet de focalisation observé pour les produits de quasi-fission par l'apparition d'un second angle de rainbow (arc-en-ciel) dans la fonction

de déflexion (figure S3). Il faut noter que cette idée est différente de celle de Wilczynski [W73] et de Gross et al. [GK74, GKD74].

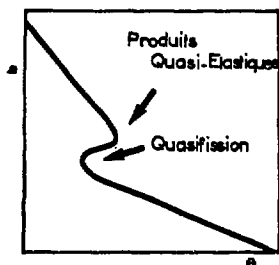


Fig.S3. Schéma du type de fonction de déflexion obtenu dans le modèle de Deubler et Dietrich [DD75]. Le paramètre d'impact b est porté en fonction de l'angle de déflexion θ . Le premier angle de rainbow est associé aux produits quasi-élastiques. Le second angle de rainbow permet d'expliquer la focalisation des événements de quasi-fission.

Les quatre degrés de liberté choisis pour décrire le processus sont (figure S4) :

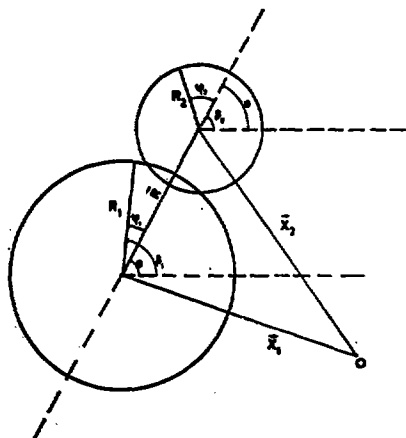


Fig.S4. Définition des différentes variables utilisées dans le modèle sphérique.

- La distance séparant les centres de masse des deux ions : R .

- L'orientation θ entre $\vec{R}$ et la direction initiale ($\theta=0$ lorsque le temps $t \rightarrow -\infty$).

- L'orientation de chaque noyau B_1 et B_2 repérée par rapport à la direction initiale ($\theta_1=\theta_2=0$ à $t = -\infty$). Ces deux degrés de liberté traduisent la quantité de moment angulaire orbital transformé en énergie de rotation propre à chaque noyau. Si φ_1 et φ_2 sont les orientations de chaque noyau repérées par rapport à la direction $\vec{R}$, on a :

$$\theta_1 = \varphi_1 + \theta \text{ et}$$

$$\theta_2 = \varphi_2 + \theta \quad (29)$$

le Lagrangien du système s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \mu \dot{R}^2 + \frac{1}{2} \mu R^2 \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} \mathcal{I}_1 \dot{\theta}_1^2 + \frac{1}{2} \mathcal{I}_2 \dot{\theta}_2^2 - V(R) \quad (30)$$

où les termes d'inertie sont pris égaux à ceux de corps rigides. $V(R)$ est le potentiel d'interaction pour une collision frontale tel qu'il a été défini dans le chapitre I. μ est la masse réduite du système :

$$\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \text{ ou } A_1 \text{ et } A_2 \text{ sont les nombres de masse de chaque ion. } \mathcal{I}_1 \text{ et } \mathcal{I}_2$$

sont les moments d'inertie des noyaux 1 et 2 par rapport à un axe passant par leur centre et perpendiculaire au plan de réaction.

Le tenseur de dissipation défini dans la fonction de Raleigh est supposé diagonal.

Les équations du mouvement avec dissipation peuvent s'écrire :

$$J_1(\ddot{\theta} + \ddot{\varphi}_1) = K_t \quad (a)$$

$$J_2(\ddot{\theta} + \ddot{\varphi}_2) = K_t \quad (b)$$

$$2 \mu R \ddot{R} + \mu R^2 \ddot{\theta} + 2 K_t = 0 \quad (c)$$

$$\mu \ddot{R} - \mu R \dot{\theta}^2 + \frac{\partial V}{\partial R} = K_R \quad (d)$$

On remarquera que l'équation (31c) exprime la conservation du moment angulaire total du système. K_R est le terme de dissipation dans le sens radial et K_t celui dans le sens tangentiel qu'ils ont pris égaux :

$$K_R = -C_r \dot{R} \int \rho_1(|\vec{X}-\vec{X}_1|) \rho_2(|\vec{X}-\vec{X}_2|) d^3X = -C_r \dot{R} f(R)$$

$$K_t = -C_t \left\{ \dot{\varphi}_1 \int |\vec{X}-\vec{X}_1| \rho_1(|\vec{X}-\vec{X}_1|) \rho_2(|\vec{X}-\vec{X}_2|) d^3X \right. \\ \left. + \dot{\varphi}_2 \int |\vec{X}-\vec{X}_2| \rho_2(|\vec{X}-\vec{X}_2|) \rho_1(|\vec{X}-\vec{X}_1|) d^3X \right\} \quad (32)$$

$$K_t \approx -C_t \left\{ \dot{\varphi}_1 \frac{R+R_1-R_2}{2} f(R) + \dot{\varphi}_2 \frac{R+R_2-R_1}{2} f(R) \right\}$$

$\vec{X}_1$ et $\vec{X}_2$ repèrent les centres de chaque ion par rapport à une origine fixe O. C_r et C_t sont les coefficients d'amortissement respectivement dans le sens radial et dans le sens tangentiel. On peut remarquer que les forces de friction sont supposées être de portée nulle.

Le potentiel utilisé est de type convolué avec comme interaction effective une interaction de portée nulle :

$$V(R) = -V_0 \int \rho_1(|\vec{X}-\vec{R}_1|) \rho_2(|\vec{X}-\vec{R}_2|) d^3X \quad (33)$$

b) Résultats obtenus avec un tel modèle.

Ils n'ont appliqué leur modèle qu'au cas Kr+Bi à 525 MeV, leurs résultats peuvent se résumer comme suit :

- Il est possible de trouver des valeurs des paramètres V_0 , C_r et C_t de manière à obtenir deux angles de rainbow dans la fonction de déflexion, l'un étant attribué aux produits de réactions quasi-élastiques l'autre aux produits de quasi-fission sans transfert de masse (figure 53).

- Une perte d'énergie importante est obtenue pour les trajectoires correspondant à des paramètres d'impact inférieurs à ceux correspondant au second rainbow. Toutefois, la perte d'énergie ne représente que la moitié de celle qui est observée expérimentalement, de plus elle est une fonction monotone douce du paramètre d'impact.

- L'effet de la friction tangentielle sur la perte d'énergie est faible et pour une variation de C_t de 0 à C_r , seulement 10% de moment angulaire sont transférés à chaque noyau.

- L'existence d'un second angle de rainbow n'est possible que si les potentiels d'interaction utilisés ne présentent pas de poche pour des valeurs de $k \lesssim 50$.

- La section efficace pour les produits de quasi-fission est trop petite d'un facteur deux par rapport à la section efficace expérimentale.

2. Utilisation du potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie.

a) Modifications.

Nous avons utilisé le modèle sphérique de Deubler et Dietrich en effectuant les modifications suivantes :

- Le potentiel convolué a été remplacé par le potentiel calculé par application du formalisme de la densité d'énergie décrit au chapitre I.

- Le facteur de forme est pris proportionnel au potentiel lorsque la force nucléaire est attractive et constant lorsque la force nucléaire est répulsive. De manière à pouvoir comparer nos calculs avec ceux effectués par Deubler et Dietrich, nous avons pris pour $f(R)$ (en utilisant la forme analytique du potentiel du chapitre I (formule 53)) :

$$f(R) = \frac{+30}{V_0} \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} e^{-0,27(R - \bar{r}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))^2}$$

$$\text{lorsque } s = R - \bar{r}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) > 0. \quad (34)$$

et

$$f(R) = \frac{30}{V_0} \quad \text{lorsque } s < 0$$

où V_0 est défini dans la formule (33) et vaut 63 MeV.

Les équations (31) ont été intégrées, numériquement, en utilisant la méthode de Adams Moulton [H62].

Nous avons appliqué ce modèle à deux systèmes :

- $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV.

- $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV et 600 MeV.

b) Remarques.

Lorsque nous avons utilisé le potentiel nucléaire calculé exactement lors de l'intégration des équations du mouvement, nous avons constaté que le premier angle de rainbow était dans les trois cas inférieur à l'angle d'effilement expérimental ou calculé par un modèle à bords francs tel qu'il a été décrit dans le second chapitre. L'angle de rainbow dépend essentiellement du rapport de l'énergie incidente E à la hauteur de la barrière d'interaction V_{12} [S74]. Or dans les trois cas considérés ce rapport est inférieur à 1,5 c'est-à-dire une région où une très faible variation de ce rapport entraîne une grande variation de l'angle de rainbow (voir figure 2 de la référence [S74]). Toutefois l'angle de rainbow augmente lorsque le rapport E/V_{12} diminue. Cela signifierait que la barrière d'interaction calculée est trop petite comparée à la valeur expérimentale. Si nous regardons le tableau 5 du chapitre I, nous nous apercevons, au contraire, que dans la majorité des cas, la barrière V_{12} calculée est légèrement supérieure à la valeur expérimentale. La solution de ce problème semble être plutôt de nature dynamique. En effet, rappelons que nous avons calculé les potentiels d'interaction dans l'approximation soudaine qui suppose qu'il n'y a pas de réarrangement des densités. L'utilisation de tels potentiels dans un calcul dynamique suppose que l'énergie de bombardement est élevée comparée à la barrière d'interaction, ce qui n'est pas le cas pour les trois cas considérés, surtout pour les systèmes $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV et $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV. En effet, le temps typique de collision est à peine plus petit que le temps de vibration quadrupolaire d'un des deux partenaires. Par conséquent, les noyaux incidents peuvent s'aplatir avant le contact, ce qui a pour effet de diminuer la distance où l'interaction nucléaire va devenir notable, donc la barrière d'interaction dynamique sera augmentée ce qui va augmenter l'angle de rainbow coulombien. Deubler et Dietrich bien qu'utilisant l'approximation soudaine pour le calcul de leur potentiel, ont, en fait, corrigé cet effet dynamique par un choix adéquat des paramètres du potentiel. Cela se traduisait par une valeur de la barrière d'interaction bien plus haute que la valeur expérimentale et par conséquent par des sections efficaces de fusion et de quasi-fission calculées notablement trop petites.

Nous avons essayé de corriger l'approximation soudaine de manière phénoménologique. Pour cela, nous avons cherché les transformations qui, appliquées au potentiel, permettent de reproduire convenablement l'angle de rainbow coulombien. Par raison de simplicité, nous les avons choisies parmi celles qui génèrent un nouveau potentiel satisfaisant toujours au théorème de proximité. Utilisons, pour ce faire, la forme analytique approchée du potentiel nucléaire (formules (49) et (53) du chapitre I) :

$$V_N(R) = \frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \left(-V e^{-0,27s^2} H(s) + (-V+6,3s^2) H(-s) \right) \quad (35)$$

$$\text{où} \quad s = R - \bar{R}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

$H(s)$ est la fonction d'Heaviside définie par :

$$\begin{aligned} H(x) &= 1 & \text{pour } x > 0 \\ \text{et} \quad H(x) &= 0 & \text{pour } x < 0 \end{aligned} \quad (36)$$

les autres symboles ont été définis dans le chapitre I (formules (49) et (53)).

On voit immédiatement que les deux transformations : $\bar{V} \rightarrow k\bar{V}$ et $\bar{r} \rightarrow k'\bar{r}$ satisfont à ces conditions. Nous voulons, de plus, que k et k' soient le plus proches possible de l'unité pour que le potentiel transformé ne diffère pas trop du potentiel de départ. Il faut une grande variation de $\bar{V}$ pour changer notablement la valeur du rainbow coulombien. Par contre une faible variation de $\bar{r}$ produit le même effet. Nous avons donc choisi $k=1$ et cherché k' de manière à retrouver l'angle de rainbow coulombien. Cela nous a conduit à choisir $k'=0,92$ dans le cas du système $^{86}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ et $k'=0,94$ dans le cas du système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$, soit des valeurs proches de l'unité. Nous verrons que dans le cadre du modèle déformé il n'est pas nécessaire d'effectuer ces transformations.

3. Résultats.

Pour chaque système nous avons effectué les calculs avec trois ensembles de paramètres différents :

1. $C_r = 100 \text{ MeV fm } 10^{-23} \text{ s}$ $C_t = 0 \text{ MeV fm } 10^{-23} \text{ s}$.
2. $C_r = 200$, $C_t = 0$.
3. $C_r = 200$, $C_t = 200$.

a) Perte d'énergie dans le mouvement relatif.

Les résultats sur les trois systèmes se trouvent sur la figure 55. Dans les trois cas, la perte d'énergie calculée croît de façon monotone

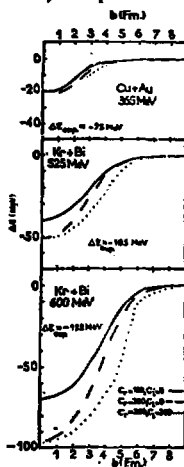


Fig.55. Perte d'énergie dans le mouvement relatif AE en fonction du paramètre d'impact b pour différentes valeurs des paramètres de dissipation. Pour le système Cu+Au, deux cas courbes s'arrêtent brusquement lorsque b diminue car le système est alors capturé dans la poche de potentiel (fusion complète).

lorsque le paramètre d'impact diminue. Mais la valeur maximum est inférieure d'un facteur à peu près égal à deux à la valeur expérimentale. Ceci est normal car durant toute la durée de la collision, les deux noyaux restent sphériques, ce qui est une contrainte énorme et non réaliste puisque dans la voie finale les deux fragments sont certainement très déformés car on retrouve une énergie caractéristique de la fission. Pour obtenir la bonne perte d'énergie, un artifice aurait consisté à augmenter la portée du facteur de forme du terme dissipatif dans la voie de sortie, cela aurait permis de simuler l'effet de déformation des fragments dans la voie finale. Nous ne l'avons pas fait car cela n'introduit pas d'idée physique nouvelle et nous avons préféré suivre la démarche de Deubler et Dietrich qui ont tenu compte explicitement de la déformation dans le traitement dynamique comme nous le verrons plus loin.

La perte d'énergie obtenue par friction tangentielle est faible comparée à celle obtenue par friction radiale. D'autre part, peu de moment angulaire a été transféré à chaque noyau. Par exemple en prenant $C_r = 200$ et $C_t = 200$, le spin maximum des fragments dans la voie de sortie est de 11h pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV, de 16h pour le même système à 600 MeV et de 5h pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ à 365 MeV.

b) Effet de focalisation.

Dans les trois cas l'effet de focalisation des produits de quasi-fission s'observe grâce à l'apparition d'un second angle de rainbow (angle de rainbow nucléaire) (figures 56-57-58).

- Pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV, étudié déjà par Deubler et Dietrich, on observe le même type de variation des angles de rainbow lorsque les paramètres de dissipation C_r et C_t varient. A 525 MeV et à 600 MeV, on observe un accord correct avec les résultats expérimentaux.

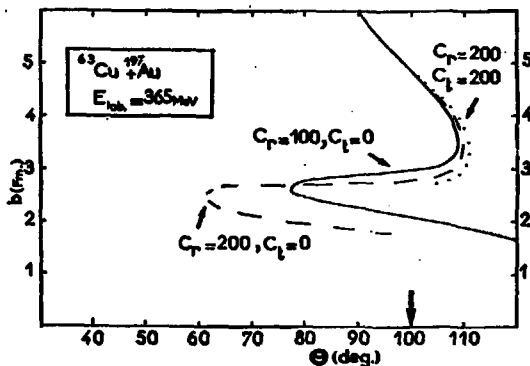
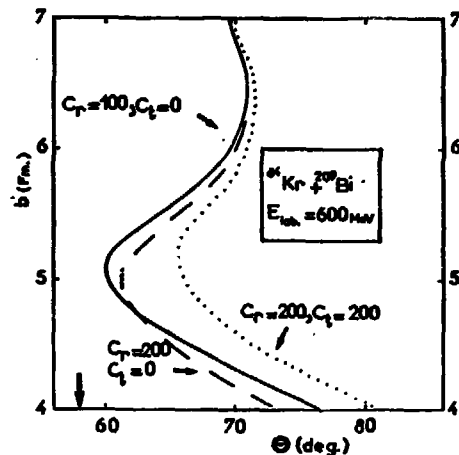
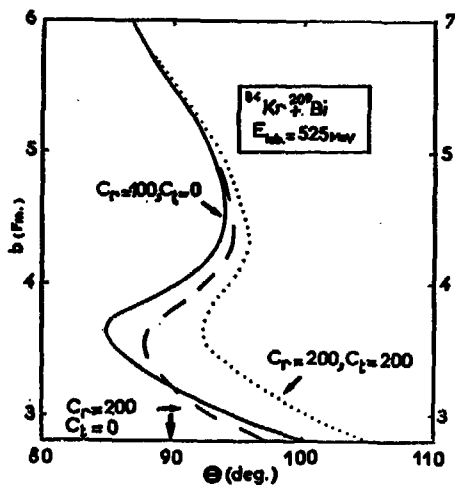
- Pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$, l'angle de rainbow nucléaire disparaît dès que l'on introduit une dissipation tangentielle notable. Lorsqu'il n'y a que de la dissipation radiale, l'angle de rainbow expérimental est trop petit comparé aux résultats expérimentaux. En fait, il est difficile d'avoir un bon accord avec l'expérience dans le cas du système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ car il existe une poche peu profonde (< 3 MeV) dans le potentiel d'interaction. La profondeur de cette poche, bien que très faible, a un effet important sur l'angle de rainbow nucléaire. Or nous avons vu, dans le chapitre I, que suivant le choix des paramètres de la fonctionnelle, cette poche peut ou ne peut pas exister. Compte tenu de la précision avec laquelle nous calculons le potentiel d'interaction, il n'est pas possible, dans cette région de produit $Z_1 Z_2$, de savoir quand la poche va disparaître ou devenir très peu profonde. Par conséquent, le résultat des calculs dynamiques est essentiellement qualitatif en ce qui concerne la fonction de déflexion.

a) Sections efficaces.

La section efficace d'un processus où les paramètres d'impact compris entre 0 et b interviennent est :

$$\sigma = \pi b^2 \quad (37)$$

Pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV, dans ce modèle, tous les paramètres d'impact jusqu'à $b \approx 4$ fm conduisent aux réactions de quasi-



Figs.56-57-58. Fonctions de déflexion obtenues pour les différents systèmes avec différentes valeurs des paramètres de dissipation. Pour le système Cu/Au , pour deux ensembles de paramètres, le système est capturé pour les petits paramètres d'impact (fusion complète). La flèche, pointant sur l'axe des abscisses, indique l'emplacement du maximum mesuré de la distribution angulaire des produits de quasi-fission légers.

fission, ce qui correspond à $\sigma_{qf} \approx 500$ mb, c'est-à-dire égale à la valeur expérimentale. A 600 MeV, tous les paramètres d'impact jusqu'à $\sigma_{qf} \approx 5,7$ fm conduisent aux réactions de quasi-fission ce qui correspond à $\sigma_{qf} \approx 1000$ mb résultat plus faible que le résultat expérimental (1500 mb). La même remarque que celle du paragraphe II.E s'applique ici.

Pour le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$, tous les paramètres d'impacts jusqu'à $b \approx 3$ fm conduisent soit au processus de quasi-fission, soit à la fusion complète (lorsqu'il y a capture dans la poche). Cela correspond à $\sigma_{qf} \approx 280$ mb c'est-à-dire égal au résultat expérimental (280 mb). Par contre, la répartition de cette section efficace entre le processus de fusion complète et le processus de quasi-fission est mal reproduite. Par exemple dans le cas où la dissipation tangentielle est présente ($C_t=200$, $C_r=200$), on calcule ≈ 250 mb de fusion complète. Lorsqu'il n'y a que de la dissipation dans le sens radial, si l'intensité de celle-ci n'est pas trop élevée ($C_t=100$), la section efficace de fusion complète est nulle. Mais pour une valeur de C_r plus importante ($C_r=200$),

Système	E_{lab}	$(\sigma_{qf})_{exp}$ (mb)	$(\sigma_{cf})_{exp}$ (mb)	Modèle sphérique		Modèle déformé	
				σ_{qf}	σ_{cf}	σ_{qf}	σ_{cf}
$^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$	525	500	0	480	0	525	0
$^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$	600	1500	0	1000	0	1100	0
$^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$	365	250-280	30-0	0-280	280-0	20	0

Tableau 18. Comparaison de la section efficace de quasi-fission σ_{qf} et de fusion complète σ_{cf} avec les valeurs calculées en utilisant le modèle sphérique et le modèle déformé. Pour le système $\text{Cu}+\text{Au}$, la somme $\sigma_{qf}+\sigma_{cf}$ calculée par le modèle sphérique reste constante. La répartition entre la fusion complète et la quasi-fission dépend des paramètres de dissipation choisis (voir texte).

on obtient $\sigma_{qf} \approx 100$ mb, c'est-à-dire une valeur plus élevée que le maximum de section efficace de fusion complète que nous avons estimé (30 mb). La séparation entre fusion complète et quasi-fission pour ce système dépend essentiellement de l'importance de la poche, aussi il ne faut pas espérer obtenir un résultat quantitatif compte tenu des remarques précédentes. Les résultats sont résumés dans le tableau 18.

4. Conclusions.

L'utilisation d'un potentiel calculé en utilisant le formalisme de la densité d'énergie dans le cadre de l'approximation soudaine ne modifie pas les résultats qualitatifs que Deubler et Dietrich avaient obtenus pour le système $^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$ en utilisant un potentiel convolué.

Toutefois, bien que son utilisation impose une contrainte supplémentaire, puisque les paramètres du potentiel ont été pratiquement gardés fixes ($k' \approx 0,93$), nous avons réussi à reproduire qualitativement et parfois quantitativement les résultats expérimentaux pour trois systèmes. Notamment le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ peut être qualitativement expliqué alors que le modèle initial nécessitait un changement important de paramètres dans le potentiel.

L'amélioration la plus importante réside dans la valeur des sections efficaces calculées qui sont à présent en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Les paramètres de friction c_r et c_t peuvent être variés dans de larges limites sans pour cela changer considérablement le résultat des calculs.

Comme la perte d'énergie expérimentale n'est pas reproduite par le modèle sphérique, nous avons utilisé le modèle déformé de Deubler et Dietrich.

C - Inclusion du formalisme de la densité d'énergie dans le modèle déformé de Deubler et Dietrich [DD75].

Le but du modèle déformé est de reproduire quantitativement la perte d'énergie observée en plus des autres caractéristiques.

1. Description du modèle.

a) Formalisme.

Chaque ion est supposé sphérique à l'infini et lors de la collision, seules les déformations ellipsoïdales sont prises en compte. Ce modèle est à alignement, c'est-à-dire qu'il est supposé que les axes de symétrie de chacun des deux noyaux coïncident durant toute la durée de la réaction. Ceci revient à simuler une force de friction tangentielle puisque son effet reviendrait à produire le même effet. Toutefois, dans un tel modèle, il n'est pas possible de définir l'existence de cette dernière.

Chaque ion, noté 1 ou 2, est donc considéré par son demi axe perpendiculaire à son axe de symétrie : $a_{1,2}$ et par son axe perpendiculaire à son axe de symétrie $c_{1,2}$. Donc pour chaque ion, représenté par un sphéroïde, on introduit un degré de liberté de déformation défini par l'équation :

$$q_{1,2} = \frac{a_{1,2}}{c_{1,2}} \quad (38)$$

remarquons que $q_i=1$ pour une sphère. Le Lagrangien du système $\mathcal{L}$ s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^2 \left[\frac{B_i}{2} \dot{q}_i^2 - E_i(q_i) \right] + \frac{1}{2} \mu \dot{R}^2 + \frac{\chi^2 X^2}{2\mu R^2} - V_N(R, q_1, q_2) - V_C(R, q_1, q_2) \quad (39)$$

- Le premier terme $\frac{B_i}{2} \dot{q}_i^2$ correspond à l'énergie cinétique vibrationnelle de chaque noyau. Les paramètres d'inertie B_i sont choisis de manière à reproduire les énergies des états de vibration ainsi que les pro-

babilités de transition $B(E2)$ des deux noyaux 1 et 2.

- Le terme $E_i(q_i)$ est l'énergie du noyau i possédant la déformation q_i calculée par le modèle de la goutte liquide. L'état de référence est le noyau sphérique de rayon $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ où $r_0 = 1,2249$ fm (donc $E_i(1)=0$). On suppose qu'il y a conservation du volume au cours de la déformation. En laissant tomber les indices ($E(q) = E_i(q_i)$), on a :

$$E(q) = E_s(q) + E_{Cb}(q) + E_{CV}(q) \quad (40)$$

$E_s(q)$ est l'énergie de surface :

$$E_s(q) = \sigma(S(q) - S(1)) \quad (41)$$

où $S(q)$ est la surface de l'ellipsoïde et σ le coefficient de tension superficielle ($\sigma = 0,9$ MeV fm⁻²) :

$$S(q) = 2\pi R^2 q^{2/3} \left\{ 1 + H(1-q) \frac{\text{Arcsin} \sqrt{1-q^2}}{q\sqrt{1-q^2}} + H(q-1) \frac{\log(\sqrt{q^2-1}+q)}{q\sqrt{q^2-1}} \right\} \quad (42)$$

$H(x)$ est la fonction d'Heaviside.

$E_{Cb}(q)$ est l'énergie coulombienne :

$$E_{Cb}(q) = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left\{ H(1-q) \left(\frac{q^{2/3}}{2\sqrt{1-q^2}} \log \frac{1+\sqrt{1-q^2}}{1-\sqrt{1-q^2}} \right) + H(q-1) \left(\frac{q^{2/3}}{\sqrt{q^2-1}} \arctg \sqrt{q^2-1} \right) - 1 \right\} \quad (43)$$

$E_{CV}(q)$ est l'énergie de courbure :

$$E_{CV}(q) = \gamma_0 A^{1/3} (B_{curv}(q) - 1) \quad \text{avec } \gamma_0 = 6,5 \text{ MeV}$$

$$B_{curv}(q) = \frac{1}{8\pi R} \int dS \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (44)$$

R_1 et R_2 sont les rayons de courbure gaussiens de l'élément de surface dS .

$$B_{curv}(q) = \frac{1}{2} \left(q^{-2/3} + H(q-1) \frac{q^{2/3}}{\sqrt{q^2-1}} \arctg \sqrt{q^2-1} + H(1-q) \frac{q^{2/3}}{2\sqrt{1-q^2}} \log \frac{1+\sqrt{1-q^2}}{1-\sqrt{1-q^2}} \right) \quad (45)$$

- Le terme $\frac{1}{2} \mu \dot{R}^2$ est l'énergie cinétique, dans le mouvement relatif et $\frac{1}{2} \mu \dot{R}^2$ est le potentiel centrifuge.

- Le terme $V_N(\tilde{R}(R, q_1, q_2))$ est la partie nucléaire du potentiel d'interaction. R est la distance séparant les centres de masse de chacun des ions et $\tilde{R}$ est la distance séparant les centres de masse de chacune des deux sphères osculatrices aux extrémités de chacun des deux sphéroïdes (figure 59).

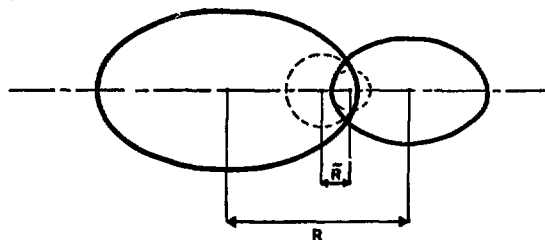


Fig.59. L'interaction entre les deux ellipsoïdes (traits pleins) dont les centres de masse sont séparés d'une distance R est remplacée par l'interaction entre les deux sphères osculatrices en traits discontinus dont les centres sont séparés par la distance $\tilde{R}$.

$$\text{on a : } \tilde{R} = R - r_0 A_1^{1/3} q_1^{-2/3} (1 - q_1^2) - r_0 A_2^{1/3} q_2^{-2/3} (1 - q_2^2) \quad (46)$$

Le potentiel $V_N(\tilde{R}(R, q_1, q_2))$ est pris comme étant égal à celui entre les deux sphères osculatrices. Il peut être décomposé en deux termes:

$$V_N(\tilde{R}(R, q_1, q_2)) = V_R^{(BR)}(\tilde{R}(R, q_1, q_2)) + V_R^{(comp)}(\tilde{R}(R, q_1, q_2)) \quad (47)$$

Le premier terme est pris égal au potentiel convolué de Brink et Rowley entre les deux sphères osculatrices. Le second terme est un terme simulant les effets d'échange et est pris égal à la formule (25) du chapitre I appliquée aux deux sphères osculatrices. Les paramètres choisis sont donnés dans la référence [DD75]. Ils diffèrent entre la voie d'entrée et la voie de sortie.

- Le dernier terme de l'expression est le potentiel d'interaction coulombien entre les deux noyaux. Il est pris égal à :

$$V_C(R, q_1, q_2) = V_C^{(MM)}(R) + V_C^{(MQ)}(R, q_1, q_2) + V_C^{(QM)}(R, q_1, q_2) + V_C^{(QQ)}(R, q_1, q_2) \quad (48)$$

$V_C^{(MM)}(R)$ est l'interaction monopole-monopole.

$V_C^{(MQ)}(R, q_1, q_2) + V_C^{(QM)}(R, q_1, q_2)$ est la somme des interactions quadrupole-monopole.

$V_C^{(QQ)}(R, q_1, q_2)$ est l'interaction quadrupole-quadrupole.

Le moment quadrupolaire d'un sphéroïde de déformation q est :

$$Q(q) = \frac{Ze}{5} R^2 q^{2/3} \left(\frac{1}{q^2} - 1 \right) \quad (49)$$

Ce modèle possède donc trois degrés de liberté : R , q_1 et q_2 . Les équations de Lagrange s'écrivent donc :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (B_1 \dot{q}_1) + \frac{\partial L_1}{\partial q_1} (q_1) + \frac{\partial V_N}{\partial q_1} (\dot{R}) + \frac{\partial V_C(R, q_1, q_2)}{\partial q_1} &= 0 \\ \frac{d}{dt} (B_2 \dot{q}_2) + \frac{\partial E_2}{\partial q_2} (q_2) + \frac{\partial V_N}{\partial q_2} (\dot{R}) + \frac{\partial V_C(R, q_1, q_2)}{\partial q_2} &= 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\mu}{2} \dot{R}^2 \right) - \frac{\hbar^2 k^2}{\mu R^3} + \frac{\partial V_N}{\partial R} (\dot{R}) + \frac{\partial V_C}{\partial R} (R, q_1, q_2) &= -C_T \dot{R} f(\dot{R}) \end{aligned} \quad (50)$$

Le facteur de forme $f(\dot{R})$ du terme dissipatif est le même facteur de forme que dans le modèle sphérique mais entre les deux sphères osculatrices. La portée de l'une des deux densités ayant été augmentée pour simuler la portée finie des forces nucléaires. Les équations sont résolues numériquement en double précision par la méthode de prédiction correction de Hamming modifiée [RW60].

b) Résultats obtenus avec un tel modèle.

Deubler et Dietrich ont appliqué leur modèle au système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 525 MeV leurs conclusions sont les suivantes :

- Comme dans le cas du modèle sphérique, la fonction de déflexion présente deux angles de rainbow. L'angle de rainbow nucléaire explique la focalisation des produits de quasi-fission.

- La perte d'énergie est en accord avec les résultats expérimentaux, car dans la voie de sortie de grandes déformations allongées sont obtenues pour les fragments et le facteur de forme $f(\dot{R})$ est différent de zéro pour des interdistances plus grandes que dans le cas du modèle sphérique.

- Les sections efficaces des produits de quasi-fission sont toujours trop petites d'un facteur deux.

- Pour des cibles comme ^{235}U , l'énergie de déformation peut être supérieure à celle de la barrière de fission. Le noyau d' ^{235}U pourrait alors fissionner à l'approche du projectile (en quelque sorte une fission induite par le champ nucléaire par analogie à la fission induite par le champ coulombien). Un des fragments de fission pourrait même fusionner avec le projectile d'où une façon possible de fabriquer les éléments superlourds.

2. Utilisation du potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie.

a) Modifications.

Les modifications sont analogues à celles qui ont été effectuées pour le modèle sphérique :

- $V_N(R(q_1, q_2))$ a été pris égal au potentiel obtenu par le formalisme de la densité d'énergie donné par la formule analytique (formules (49) et (53) du chapitre I) appliquée aux deux sphères osculatrices. Les paramètres $\bar{V}$ et $\bar{r}$ ont été pris respectivement égaux à 30 MeV et à 1 fm valeurs moyennes qui avaient été déterminées au chapitre I. Bien sûr le coefficient $\frac{A_1^{1/3} A_2^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}}$ a été remplacé par $\frac{A_1'^{1/3} A_2'^{1/3}}{A_1'^{1/3} + A_2'^{1/3}}$, où A_1' et A_2' sont la masse de chaque sphère osculatrice. Comme le rayon de chaque sphère osculatrice est égal à :

$$R'_i = \frac{a_i^2}{c_i} = r_0 A_i^{1/3} q_i \quad (51)$$

$$\text{on a : } A'_i = A_i q_i^2$$

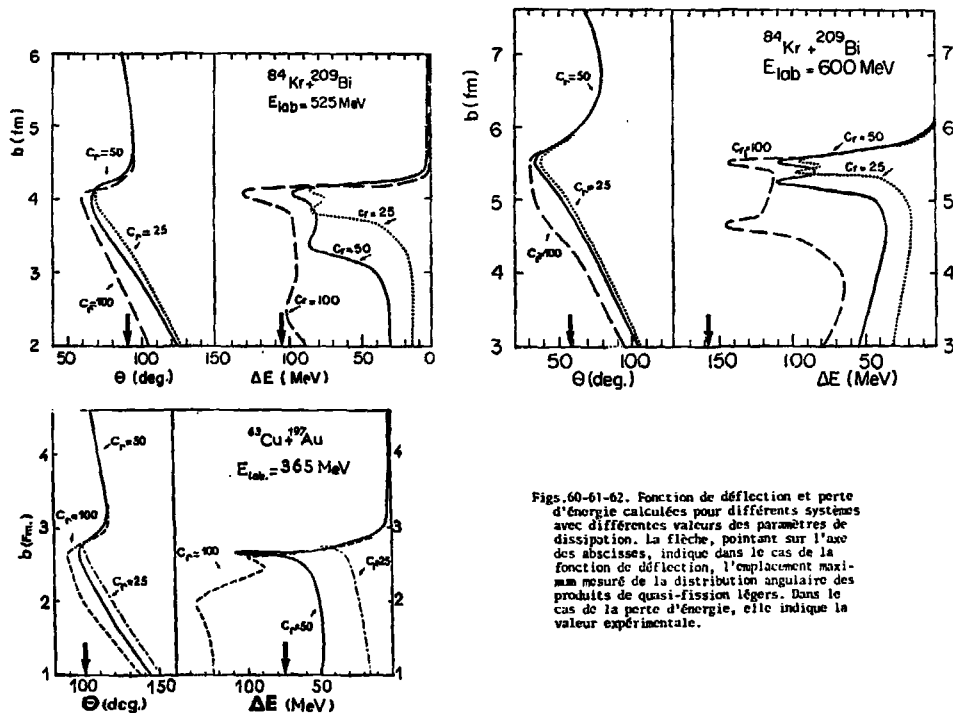
- Le facteur de forme est le même que celui du modèle sphérique appliqué aux deux sphères osculatrices. La valeur du paramètre V_0 de la formule (33) a été pris égal à $\bar{V}$. Nous n'avons pas pris la valeur de V_0 utilisée par Deubler et Dietrich, car celle-ci change entre la voie d'entrée et la voie de sortie. $\bar{V}$ est, en moyenne, trois fois supérieur à leur valeur. Par conséquent, le coefficient C_r doit être multiplié par trois avant d'être comparé aux valeurs qu'ils ont utilisées.

b) Remarques.

- Le modèle ne possède plus, à présent, qu'un paramètre ajustable: la constante de friction radiale puisque les paramètres du potentiel ont été gardés constants pour tous les systèmes étudiés. Ceci est particulièrement intéressant si l'on se souvient que, dans le modèle initial, l'intensité du potentiel dans la voie de sortie devait être prise différente de celle de la voie d'entrée.

- Il faut remarquer que l'utilisation des deux sphères osculatrices pour calculer le potentiel d'interaction n'est que l'application du théorème de proximité puisqu'à chaque instant chaque sphéroïde peut être considéré comme gelé puisque les vitesses de vibrations q_1 et q_2 sont petites devant R lorsque l'on n'est pas trop proche du point tournant.

- Ce calcul peut être considéré comme pratiquement adiabatique pour les degrés de liberté q_1 et q_2 puisqu'au cours de la collision on laisse ceux-ci se réarranger.



Figs. 60-61-62. Fonction de déviation et perte d'énergie calculées pour différents systèmes avec différentes valeurs des paramètres de dissipation. La flèche, pointant sur l'axe des abscisses, indique dans le cas de la fonction de déviation, l'emplacement maximum mesuré de la distribution angulaire des produits de quasi-fission légers. Dans le cas de la perte d'énergie, elle indique la valeur expérimentale.

3. Résultats.

Pour chaque système nous avons effectué les calculs avec trois valeurs différentes pour le paramètre de friction radiale :

$$C_r = 25 - 50 - 100 \text{ MeV fm } 10^{-23} \text{ s}.$$

a) Perte d'énergie dans le mouvement relatif.

Les résultats pour les trois systèmes se trouvent sur les figures 60-61-62. La flèche indique la valeur mesurée expérimentalement. Dans les trois cas, on observe une perte d'énergie importante comparable à celle qui est observée expérimentalement pour une tranche de paramètres d'impact conduisant à un angle de déflexion localisé au voisinage de l'angle de rainbow nucléaire. Il se produit une sorte de résonance entre le temps de contact et la période de vibration de chacun des deux noyaux comme on peut le constater sur la figure 63 où l'énergie de vibration des fragments dans la voie finale est

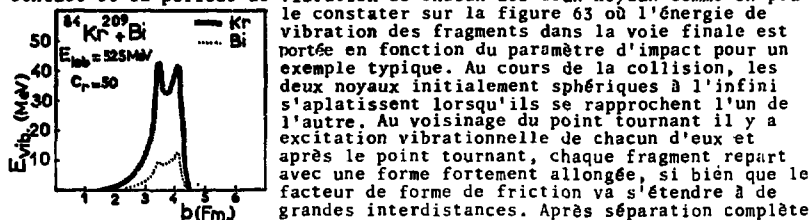


Fig. 63. Energie vibrationnelle des fragments dans la voie finale pour un exemple typique.

portée en fonction du paramètre d'impact pour un exemple typique. Au cours de la collision, les deux noyaux initialement sphériques à l'infini s'aplatissent lorsqu'ils se rapprochent l'un de l'autre. Au voisinage du point tournant il y a excitation vibrationnelle de chacun d'eux et après le point tournant, chaque fragment repart avec une forme fortement allongée, si bien que le facteur de forme de friction va s'étendre à de grandes interdistances. Après séparation complète des deux fragments, ceux-ci vont s'éloigner l'un de l'autre en vibrant. Ceci est illustré sur la figure 64 pour un exemple typique.

b) Effet de focalisation.

Dans les trois cas considérés, on obtient un second angle de rainbow dont la position est en accord avec le maximum de la distribution angulaire des produits de quasi-fission pour le système $^{63}\text{Cu} + ^{197}\text{Au}$ et un peu plus petit pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ aux deux énergies. L'inclusion de la friction tangentielle qui dans le modèle sphérique a pour effet d'augmenter l'angle de rainbow nucléaire, permettrait sans doute d'obtenir un meilleur accord.

c) Sections efficaces.

Les sections efficaces de quasi-fission sont bien reproduites sauf pour le système $^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$ à 600 MeV (voir paragraphe II.E) comme on peut le voir dans le tableau 18.

4) Conclusions.

Le modèle déformé de Deubler et Dietrich reproduit bien mieux la situation expérimentale que leur modèle sphérique. L'utilisation du potentiel calculé par le formalisme de la densité d'énergie permet de réduire

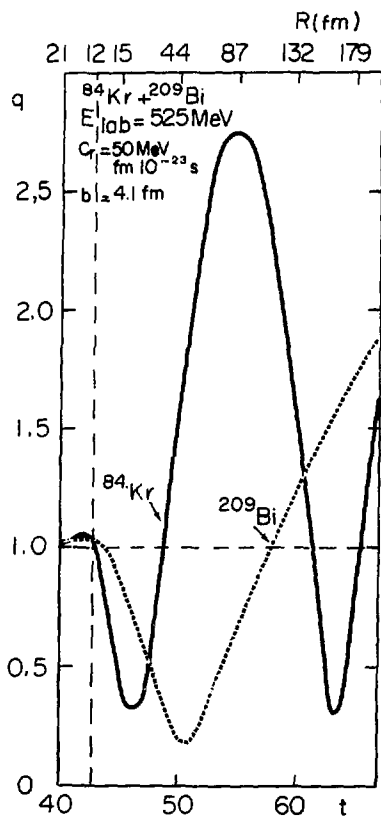


Fig. 64. Le rapport des demi-axes de chaque fragment q est porté en fonction du temps (échelle linéaire) et de la distance R (échelle non linéaire). Pour un exemple typique, $q=1$ correspond à la forme sphérique. La ligne verticale discontinue correspond à la distance minimum d'approche. L'unité de longueur est $d_0 = 1,07(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ et l'unité de temps $t_0 = d_0/v_0$ où v_0 est la vitesse relative à l'infini. L'origine des temps est prise lorsque $R=40 d_0$. On observe qu'avant de se séparer, les fragments sont fortement allongés.

le nombre de paramètres ajustables à un paramètre de friction radiale et nous avons vu que ce n'est pas un paramètre très sensible. La perte d'énergie et l'effet de focalisation restent convenablement reproduits et les sections efficaces de quasi-fission sont à présent bien reproduites.

Un tel modèle semble indiquer que l'apparition du phénomène de quasi-fission est lié à la disparition de la poche de potentiel, c'est-à-dire au fait que le champ coulombien devient très important pour ces systèmes comparés au champ nucléaire.

En ce qui concerne les systèmes plus légers, on peut espérer faire apparaître un second angle de rainbow dans la fonction de déflexion si l'énergie de bombardement est très élevée au-dessus de la barrière d'interaction, une région où les transferts très inélastiques ont été observés. Comme l'angle de rainbow coulombien sera situé très en avant, le second angle de rainbow sera voisin de zéro degré. Par conséquent, la distribution angulaire sera probablement piquée à zéro degré compte tenu de la contribution des angles négatifs. L'interpénétration des deux noyaux étant forte et le champ nucléaire étant important par rapport au champ coulombien, on peut s'attendre à des transferts de masse importants. Donc la masse de la majorité des produits ne sera pas au voisinage des masses initiales.

C O N C L U S I O N

Nous sommes au début de l'étude du processus de quasi-fission, bien d'autres expériences seront nécessaires pour avoir une connaissance complète de ce type de réaction. En guise de conclusion, nous allons résumer brièvement les résultats que nous avons obtenus.

Lorsque les projectiles utilisés sont des ions de masse supérieure à 40 u.m.a, nous avons montré que le processus de fusion complète devenait très peu probable. A la place, il apparaît des réactions très inélastiques que nous avons appelées quasi-fission. Les principales propriétés de ce processus sont les suivantes :

- Il est essentiellement binaire (deux corps principaux dans la voie finale).

- L'énergie cinétique des produits finaux est typiquement celle que l'on peut observer au cours d'une réaction de fission donnant ces mêmes produits : donc l'énergie cinétique dans le mouvement relatif est complètement relaxée. Au voisinage de l'angle d'effleurement, on note la présence de produits incomplètement relaxés et, dans cette région d'angle, il semble y avoir une transition continue entre les produits quasi-élastiques et les produits de quasi-fission.

- La masse des produits obtenus est dans la plupart des cas voisine des masses initiales.

- La distribution angulaire de la majorité des produits est piquée à un angle voisin de l'angle d'effleurement (un peu en avant de celui du projectile dans le cas du fragment léger) : un grand nombre d'ondes partielles a été focalisé dans un petit domaine d'angle. Lorsque le degré de liberté d'asymétrie de masse est de plus en plus relaxé, la distribution angulaire des produits de quasi-fission correspondant se rapproche de plus en plus d'une forme en $1/\sin\theta$ dans le système du centre de masse.

- La section efficace totale des produits de quasi-fission est une part importante de la section efficace totale de réaction : la quasi-fission semble remplacer la fusion complète.

Bien qu'un certain nombre de caractéristiques de la quasi-fission soient semblables à celles des transferts très inélastiques (processus essentiellement binaire, distributions en énergie) elle en possède d'autres qui sont différentes (distributions en masses, distributions angulaires, sections efficaces). Il est probable que ces deux types de réaction proviennent du même mécanisme mettant en jeu la forte interaction de deux amas de matière nucléaire. Toutefois, la quasi-fission semble fortement influencée par la grande interaction coulombienne entre les deux ions incidents (grand produit $Z_1 Z_2$ des deux numéros atomiques).

Nous avons interprété les résultats expérimentaux d'une part avec un modèle statique, d'autre part avec un modèle dynamique. Ceci nous a amené à construire un potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd en utilisant le formalisme de la densité d'énergie dans le cadre de l'approximation soudaine. Ce potentiel a été calculé sans paramètres ajustables et reproduit de manière satisfaisante les barrières d'interaction expérimentales. Nous avons montré que la partie nucléaire satisfait à une loi d'échelle simple : la partie nucléaire du potentiel d'interaction ion lourd-ion lourd d'un système donné peut s'écrire comme le produit d'un facteur ne dépendant que de la masse de chaque ion considéré, par une fonction indépendante du système. Ceci nous a permis de donner une formule analytique particulièrement facile à utiliser.

Dans l'approche statique, nous avons montré qu'il était possible de reproduire correctement les sections efficaces de fusion pour les systèmes légers ($Z_1 Z_2 \lesssim 2000$) en utilisant la notion de distance critique. Nous avons constaté que la valeur calculée représentait la somme de la section efficace de quasi-fission et de la section efficace de fusion complète. Ceci nous a confirmé que le phénomène de quasi-fission prenait la place du phénomène de fusion complète.

Nous avons utilisé successivement la version sphérique puis la version déformée du modèle dynamique de Deubler et Dietrich dans lesquelles nous avons utilisé le potentiel d'interaction que nous avons calculé. Le modèle est de type classique avec termes de dissipation. Les modèles dynamiques nous ont indiqué que le phénomène de quasi-fission apparaît dès que le potentiel d'interaction ne possède plus de poche ou que celle-ci est très petite, par conséquent, pour les systèmes dont le produit $Z_1 Z_2 \gtrsim 2000$. La version sphérique nous a permis de reproduire qualitativement et parfois quantitativement les résultats expérimentaux. La version déformée nous a permis de reproduire quantitativement la plupart des propriétés du phénomène de quasi-fission à savoir :

- La perte d'énergie dans le mouvement relatif.
- L'effet de focalisation observé dans la distribution angulaire.
- Les sections efficaces de quasi-fission.

REFERENCES

- [AAEGMVW71] A.G. ARTUKH, A.G. AVDEICHIKOV, J. ERO, G.F. GRIDNEV, V.L. MIKHEEV, V.V. VOLKOV et J. WILCZYNSKI, Nucl. Phys. A160 (1971) 511.
- [AAGMVW71] A.G. ARTUKH, V.V. AVDEICHIKOV, G.F. GRIDNEV, V.L. MIKHEEV, V.V. VOLKOV et J. WILCZYNSKI, A168 (1971) 321.
- [AGMVW73] A.G. ARTUKH, G.F. GRIDNEV, V.L. MIKHEEV, V.V. VOLKOV et J. WILCZYNSKI, Nucl. Phys. A215 (1973) 91.
- [B54] J. BLAIR, Phys. Rev. 95 (1954) 1218.
- [B57] J. BLAIR, Phys. Rev. 108 (1957) 827.
- [B60] A.R. BODMER, Nucl. Phys. 17 (1960) 388.
- [B67] R. BERINGER, Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 1006.
- [B68] H.A. BETHE, Phys. Rev. 167 (1968) 879.
- [B71] H.A. BETHE, Ann. Rev. Nucl. Sci. 21 (1971) 93.
- [B73] R. BASS, Phys. Lett. 47B (1973) 139.
- [B74] R. BASS, Nucl. Phys. A231 (1974) 45.
- [Bo73] B. BORDERIE, Thèse de 3e cycle, Orsay (1973) et références citées.
- [BB67] D.M. BRINK et E. BOEKER, Nucl. Phys. A91 (1967) 1.
- [BBJL68] K.A. BRUECKNER, J.R. BUCHLER, S. JORNA et R.J. LOMBARD, Phys. Rev. 171 (1968) 1188.
- [BBK68] K.A. BRUECKNER, J.R. BUCHLER et M. KELLY, Phys. Rev. 173 (1968) 944.
- [BBCL69] K.A. BRUECKNER, J.R. BUCHLER, R.C. CLARK et R.J. LOMBARD, Phys. Rev. 181 (1969) 1543.
- [BCD68] K.A. BRUECKNER, S.A. COON, J. DABROWSKI, Phys. Rev. 168 (1968) 1184.

- [BDW74] R.A. BROGLIA, C.M. DASSO et Aa. WINTHER, Phys. Lett. 53B (1974) 301.
- [BESGPF75] H.C. BRITT, B. ERKKILA, R.H. STOKES, H.H. GUTBROD, F. PLASIL, R.L. FERGUSON et M. BLANN, Preprint (1975).
- [BGGL72] R. BASILE, J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT et X. TARRAGO, J. Phys. 33 (1972) 9.
- [BG73] R. BECK, D.H.E. GROSS, Phys. Lett. 47B (1973) 143.
- [BGHMR74] R. BIMBOT, D. GARDES, R.L. HAHN, Y. DE MORAS et M.F. RIVET, Nucl. Phys. A228 (1974) 85.
- [BGR75] R. BIMBOT, D. GARDES et M.F. RIVET, Communication personnelle.
- [BGW58] K.A. BRUECKNER, J.L. GAMMEL et H. WEITZNER, Phys. Rev. 110 (1958) 431.
- [BHNPT74] B. BORDERIE, F. HANAPPE, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Nucl. Phys. A220 (1974) 93.
- [BL55] K.A. BRUECKNER et C.A. LEVINSON, Phys. Rev. 97 (1955) 1344.
- [BL74] M. BEINER et R.J. LOMBARD, Ann. Phys. 86 (1974) 262.
- [BLL69] K.A. BRUECKNER, W.F. LIN et R.J. LOMBARD, Phys. Rev. 181 (1969) 1506.
- [BLS68] R. BIMBOT, M. LEFORT et A. SIMON, Journ. Phys. 29 (1968) 563.
- [BMS2] A. BOHR, Dan. Mat. Fys. Medd. 26 (1952) n°4 ;
A. BOHR et B.R. MOTTELSON, Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) n°16.
- [BP72] M. BLANN et F. PLASIL, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 303.
- [BR73] D.M. BRINK et N. ROWLEY, Nucl. Phys. A219 (1974) 79.
- [BS75] D.M. BRINK et F. STANCU, Nucl. Phys. A243 (1975) 175.
- [BSS75] J.P. BONDORF, M.I. SOBEL et D. SPERBER, Phys. Lett. Rep. 15C (1975) 83.
- [BW56] R.A. BERG et L. WILETS, Phys. Rev. 101 (1956) 201.
- [BW72] R.A. BROGLIA et A. WINTHER, Phys. Lett. Rep. 4C (1972) 153.
- [C73] F. CAMPI-BENET, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1973) et références citées.
- [CFJRSDPR74] P. COLOMBANI, N. FRASCARIA, J.C. JACMART, M. RIOU, C. STEPHAN, H. DOUBRE, N. POFTE et J.C. ROYNETTE, Phys. Lett. 55B (1975) 45.
- [CJPRST72] P. COLOMBANI, J.C. JACMART, N. POFTE, M. RIOU, C. STEPHAN et J. TYS, Phys. Lett. 42B (1972) 197.

- [CGJLPRST72] P. COLOMBANI, B. GATTY, J.C. JACMART, M. LEFORT, J. PETER, M. RIOU, C. STEPHAN et X. TARRAGO, Phys. Lett. 42B (1972) 208.
- [CNPT74] C. CABOT, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Nucl. Instr. and Meth. 114 (1974) 41.
- [CPS74] S. COHEN, F. PLASIL et W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. 82 (1974) 557.
- [CS63] S. COHEN et W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. 22 (1963) 406.
- [D69] K.T.R. DAVIES, Phys. Rev. 177 (1969) 1569.
- [DB70] K.T.R. DAVIES et M. BARANGER, Phys. Rev. C1 (1970) 1640.
- [DD75] H.H. DEUBLER et K. DIETRICH, Phys. Lett. 56B (1975) 241.
- [DKB66] K.T.R. DAVIES, S.J. KRIEGER et M. BARANGER, Nucl. Phys. 84 (1966) 545.
- [DM71] K.T.R. DAVIES et J. Mc. CARTHY, Phys. Rev. C4 (1971) 81.
- [DMS72] K.T.R. DAVIES, R.J. Mc. CARTHY et P. SAUER, Preprint (1974).
- [EG70] J.M. EISFENBERG et W. GREINER, Nuclear Models Vol.I (1970) 391 (North Holland Publishing Company).
- [ECR75] M. ENGRAND, P. COURTAT et A. RICHARD, Service d'électronique physique (1975) non publié.
- [F71] T. FLIESSBACH, Z. Physik 247 (1971) 117.
- [F74] H. FLOCARD, Phys. Lett. 49B (1974) 129.
- [FA74] A. FLEURY et J.M. ALEXANDER, Ann. Rev. Nucl. Sc. 24 (1974) 279.
- [FW59] K.W. FORD et J.A. WHEELER, Ann. Phys. 7 (1959) 259 et Ann. Phys. 7 (1959) 287.
- [G52] P. GOMBAS, Ann. Phys. 10 (1952) 253.
- [G71] J. GALIN, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1971).
- [GGGLPTCGN75] J. GALIN, B. GATTY, D. GUERREAU, M. LEFORT, J. POUTHAS, X. TARRAGO, B. CAUVIN, J. GIRARD et H. NIFENECKER, Preprint (1975).
- [GGGRSV74] J. GALIN, B. GATTY, D. GUERREAU, C. ROUSSET, U.SCHLOTHAUER-VOOS et X. TARRAGO, Phys. Rev. C9 (1974) 1126.
- [GGLLPT75] H. GAUVIN, D. GUERREAU, Y. LE BEYEC, M. LEFORT, F. PLASIL et X. TARRAGO, Preprint 1975.
- [GGLPTB69] J. GALIN, B. GATTY, M. LEFORT, J. PETER, X. TARRAGO et R. BASILE, Phys. Rev. 182 (1969) 1267.
- [GGLPTB70] J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT, J. PETER, X. TARRAGO et R. BASILE, Nucl. Phys. A159 (1970) 461.

- [GGLPTGCGN74] B. GATTY, D. GUERREAU, M. LEFORT, J. POUTHAS, X. TARRAGO, J. GALIN, B. CAUVIN, J. GIRARD et H. NIFENECKER, Lett. J. Phys. 35 (1974) L117.
- [GGLPTGCGN75] B. GATTY, D. GUERREAU, M. LEFORT, J. POUTHAS, X. TARRAGO, J. GALIN, B. CAUVIN, J. GIRARD et H. NIFENECKER, Z. Phys. A273 (1975) 65.
- [GGLT71] J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT et X. TARRAGO, J. Phys. 32 (1971) 7.
- [GGLT74] J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT et X. TARRAGO, Phys. Rev. C9 (1974) 1018.
- [GHLL74] H. GAUVIN, R.L. HAHN, Y. LE BEYEC et M. LEFORT, Phys. Rev. C10 (1974) 722.
- [GK74] D.H.E. GROSS et H. KALINOWSKI, Phys. Lett. 48B (1974) 302.
- [GKD74] D.H.E. GROSS, H. KALINOWSKI et J.N. DE, Proc. Heidelberg Symposium on heavy ion reactions (1974), Lecture notes in Physics 33 (1975) 194.
- [GLLD72] H. GAUVIN, Y. LE BEYEC, M. LEFORT et C. DEPRUN, Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 697.
- [GLO75] B. GIRAUD, J. LE TOURNEUX et E. OSNES, Phys. Rev. C11 (1975) 82.
- [GLP74] H. GAUVIN, Y. LE BEYEC et N.T. PORILE, Nucl. Phys. A223 (1974) 103.
- [GM74] D. GLAS et U. MOSEL, Phys. Lett. 49B (1974) 301.
- [GMO74] D. GLAS et U. MOSEL, Phys. Rev. C10 (1974) 2620.
- [GM75] D. GLAS et U. MOSEL, Nucl. Phys. A237 (1975) 429.
- [GMPZ74] D. GLAS, U. MOSEL, K.H. PASSLER et P.G. ZINT, Proc. XIIth Int. Winter Meeting on nuclear physics, Villars (1974) 1.
- [GPT68] G.W. GREENLEES, G.J. PYLE et Y.C. TANG, Phys. Rev. 171 (1968) 1115.
- [GVW70] G.F. GRIDNEV, V.V. VOLKOV et J. WILCZYSKI, Nucl. Phys. A142 (1970) 385.
- [GWB73] H.H. GUTBROD, W.G. WINN et M. BLANN, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1259 ; Nucl. Phys. A213 (1973) 267.
- [H62] P. HENRICI, Discrete variable methods in ordinary differential equations, New York/John Wiley (1962) 192-249. P. HENRICI, Elements of numerical analysis, New York/John Wiley (1964). Bibliothèque Univac (Orsay).
- [H74] J. HUIZENGA, Summer School of nuclear physics, Warsaw Pologne (1974) UR-NSRL-90.

- [H75] J. HUIZENGA, Communication personnelle (1975).
- [HG70] H. HOLM et W.G. GREINER, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 404.
- [HK64] P. HOHENBERG et W. KOHN, Phys. Rev. 136B (1964) 864.
- [HLNPT74] F. HANAPPE, M. LEFORT, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 738.
- [HNPT73] F. HANAPPE, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Proc. of the 3rd IAEA Symposium on the physics and chemistry of fission, Rochester, Vol.II (1973) 289 (IAEA Vienne).
- [HNPT74] F. HANAPPE, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Proc. of Int. Conf. reactions between complex nuclei, Nashville (1974) I 116, edited by Robinson Mc Gowan, Ball and Hamilton (North-Holland).
- [HSSG70] H. HOLM, D. SCHARNWEBER, W. SCHEID et W.GREINER, Z. Phys. 231 (1970) 450.
- [HW53] D.L. HILL et J.A. WHEELER, Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- [JNS70] T. JOHANSON, S.G. NILSSON et Z. SZYMANSKI, Ann. Phys. 5 (1970) 377 et références citées.
- [JCDFPRRSW73] J.C. JACMART, P. COLOMBANI, H. DOUBRE, N. FRASCARIA, N. POFPE, M. RIOU, J.C. ROYNETTE, C. STEPHAN et A. WEIDINGER, Nucl. Phys. A242 (1975) 175.
- [JW71] A.S. JENSEN et C.Y. WONG, Nucl. Phys. A171 (1971) 1.
- [K74] H.J. KRAPPE, Proc. Heidelberg Symposium on heavy ion reactions (1974). Lecture notes in Physics 33 (1975) 24.
- [KJM68] L. KOWALSKI, J. JODOGNE et J.M. MILLER, Phys. Rev. 169 (1968) 894.
- [KLMLDK75] R.L. KOZUB, N.H. LU, J.M. MILLER, D. LOGAN, T.W. DEBIAK et L. KOWALSKI, Phys. Rev. C11 (1975) 1497.
- [KLR63] K. KUMAR, K.J. LECOUTEUR et M.K. ROY, Nucl. Phys. 42 (1963) 524.
- [KMKLL74] R.L. KOZUB, J.M. MILLER, L. KOWALSKI, D. LOGAN et N.H. LU, Proc. of Int. Conf. reactions between complex nuclei, Nashville (1974) I 112, edited by Robinson Mc Gowan, Ball and Hamilton (North-Holland).
- [KN73] H.J. KRAPPE et J.R. NIX, Proc. of the 3rd, IAEA Symposium on the physics and chemistry of fission, Rochester Vol.I (1973) 159 (IAEA Vienne).
- [KNS74] J.V. KRATZ, A.E. NORRIS et G.T. SEABORG, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 502.
- [KS67] W. KOHN et L.J. SHAM, Phys. Rev. A137 (1967) 1697.
- [KW59] R. KAUFMANN et R.WOLFGANG, Phys. Rev. Lett. 3, (1959) 232.

- [KW61] R. KAUFMANN et R. WOLFGANG, Phys. Rev. 121 (1961) 192.
- [L72] M. LEFORT, J. Phys. 33 (1972) C5-73 et références citées.
- [L73] R.J. LOMBARD, Ann. Phys. 77 (1973) 380.
- [L74] M. LEFORT, Lecture E. Fermi Summer School, Varenna (1974).
- [Le74] M. LEFORT, Proc. Heidelberg Symposium on heavy ion reactions (1974) Lecture notes in physics 33 (1975) 274.
- [L75] R.J. LOMBARD, Communication personnelle (1975).
- [LLP74] M. LEFORT, Y. LE BEYEC et J. PETER, Revista Nuovo Cimento 4 (1974) 79.
- [LLPe74] M. LEFORT, Y. LE BEYEC et J. PETER, Proc. of Int. Conf. reactions between complex nuclei, Nashville (1974) II 81 edited by Robinson, Mc Gowan, Ball and Hamilton (North-Holland).
- [LNPT72] M. LEFORT, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Nucl. Phys. A197 (1972) 485.
- [LNPT73] M. LEFORT, C. NGÔ, J. PETER et B. TAMAIN, Nucl. Phys. A216 (1973) 166.
- [LLS72] Y. LE BEYEC, M. LEFORT et M. SARDA, Nucl. Phys. A192 (1972) 405.
- [LLV71] Y. LE BEYEC, M. LEFORT et A. VIGNY, Phys. Rev. C3 (1971) 1268.
- [M60] B.R. MOTTELSON, Proc. Int. Conf. on nuclear structure, edited by D.A. Bromley and E.W. Vogt (North-Holland) (1960) 525.
- [M65] A. MESSIAH, Mécanique quantique, Masson (1965) 422.
- [M70] S.A. MOSZKOWSKI, Phys. Rev. C2 (1970) 402.
- [M71] W.D. MYERS, Dynamic Structure of nuclear states, Proc. of the 1971 Mont Tremblant, Int. Sum. School Toronto Press (1972).
- [M73] W.D. MYERS, Nucl. Phys. A204 (1973) 465.
- [MBGT75] L.G. MORETTO, R.P. BABINET, J. GALIN et S.G. THOMPSON, Berkeley preprint (1975) LBL-3444.
- [MCGPEH74] L. MUGA, A. CLEM, G. GRIFFITH, H.S. PLENDL, R. EAKER et R. HOLUB, Nucl. Inst. Meth. 119 (1974) 255.
- [MG73] L. MUGA et G. GRIFFITH, Nucl. Inst. Meth. 109 (1973) 289.
- [MHJGT73] L.G. MORETTO, D. HEUNEMAN, R.C. JARED, R.C. GATTI et S.G. THOMPSON, Proc. of the 3rd IAEA Symposium on the physics and chemistry of fission, Rochester Vol.II (1973) 351 (IAEA Vienne).

- [MS66] W.D. MYERS et W.J. SWIATECKI, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
- [MS67] W.D. MYERS et W.J. SWIATECKI, Ark. Fys. 36 (1967) 343.
- [MS69] W.D. MYERS et W.J. SWIATECKI, Ann. Phys. 55 (1969) 395.
- [MS74] L.G. MORETTO et J.S. SVENETK, Berkeley Preprint LBL-3443 (1975).
- [MV60] B.R. MOTTELSON et J.C. VALATIN, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 511.
- [N69] J.R. NIX, Nucl. Phys. A130 (1969) 241.
- [N72] J.R. NIX, Ann. Rev. Nucl. Sc. 22 (1972) 65.
- [N74] W. NÖRENBERG, Phys. Lett. 53B (1974) 289.
- [N75] W. NÖRENBERG, Séminaire (Saclay) 1975.
- [NCN72] J.B. NATOWITZ, E.T. CHULIK et M.N. NAMBOODIRI, Phys. Rev. C6 (1972) 2133.
- [NCNK74] M.N. NAMBOODIRI, E.T. CHULIK, J.B. NATOWITZ et R.A. KENEFICK, Conf. reactions between complex nuclei, Nashville (1974) I 115, edited by Robinson, Mc Gowan, Ball and Hamilton (North-Holland).
- [NCNK75] M.N. NAMBOODIRI, E.T. CHULIK, J.B. NATOWITZ et R.A. KENEFICK, Phys. Rev. C11 (1975).
- [NS74] J.R. NIX et A.J. SIERK, Nobel Symposium on superheavy elements Ronneby (1974) Phys. Script. 10 A (1974) 401.
- [NTBLMD75] C. NGÔ, B. TAMAIN, M. BEINER, R.J. LOMBARD, D.MAS et H.H. DEUBLER, Preprint IPNO-TH-75-13 (1975) à paraître dans Nucl. Phys.
- [NTGBL75] C. NGÔ, B. TAMAIN, J. GALIN, M. BEINER et R.J. LOMBARD, Nucl. Phys. A240 (1973) 353.
- [ONNPP73] Yu.Ts. OGANESYAN, D.M. NADKARNI, An. NGUYEN THAK, Yu.E. PENIONSHKEVICH et B.I. PUSTYLNİK, Preprint P7-7391 Dubna (1973).
- [P72] J.D. PEREZ, Nucl. Phys. A191 (1972) 19.
- [P74] F. PLASIL, Communication personnelle (1974).
- [P75] F. PLASIL, Proc. Int. Workshop, Hirscheg (1975) 97.
- [Po74] J. POUTHAS, Thèse de 3e cycle, Orsay (1974).
- [PHNT73] J. PETER, F. HANAPPE, C. NGÔ et B. TAMAIN, Conf. Int. on Nuclear Physics, Munich (1973) rapport IPNO-RC-73-07.
- [PNT75] J. PETER, C. NGÔ et B. TAMAIN, Lett. J. Phys. 36 (1975) L23.

- [PNTa75] J. PETER, C. NGÔ et B. TAMAIN, Preprint Orsay (1975)
IPHO-RC-75-03.
- [R72] G. REIDEMEISTER, Nucl. Phys. A197 (1972) 631.
- [RST74] J. RANDRUP, W.J. SWIATECKI et C.F. TSANG, Berkeley Preprint
LBL-3603 (1974).
- [RW60] A. RALSTON et H.S. WILF, Mathematical Methods for Digital
Computers, J. Wiley New York/London (1960) 95-109.
A. RALSTON, "Runge-Kutta methods with minimum errors bounds"
MTAC Vol.16 n°80 (1962) 431-437.
IBM System 1360 Scientific subroutine package version 3 ;
programmers manual.
- [S56] T.H.R. SKYRME, Phil. Mag. 1 (1956) 1093.
- [S64] F.J. SMITH, Physica 30 (1964) 497.
- [S66] V.M. STRUTINSKY, Yad. Fiz. 3 (1966) 614.
Nucl. Phys. A95 (1967) 420.
Nucl. Phys. A122 (1968) 1.
- [S67] T. SIKKELAND, Ark. Fys. 36 (1967) 539.
- [S68] T. SIKKELAND, Phys. Lett. 27B (1968) 277.
- [S71] P.A. SEEGER, Atomic masses and fundamental constants (Proc.
Fourth Conf. Teddington 1971), Plenum, London (1972) 255.
- [S73] G. SÜSSMANN, Berkeley Laboratory Report LBL-1615 (1973).
- [S74] R. DA SILVEIRA, Phys. Lett. 50B (1974) 237.
- [SB56] R.G. SEYLER et C.H. BLANCHARD, Phys. Rev. 131 (1956) 355.
- [SB61] R.G. SEYLER et C.H. BLANCHARD, Phys. Rev. 124 (1961) 227.
- [SB63] R.G. SEYLER et C.H. BLANCHARD, Phys. Rev. 131 (1963) 355.
- [SB72] W.J. SWIATECKI et S. BJORNHOLM, Phys. Lett. Rep. 4C (1972)
326.
- [SG69] W. SCHEID et W. GREINER, Z. Phys. 226 (1969) 364.
- [SKW65] H.W. SCHMITT, W.E. KIKER et C.W. WILLIAMS, Phys. Rev. 137
(1965) B837.
- [SMG74] W. SCHEID, H. MÜLLER et W. GREINER, Phys. Rev. Lett. 32
(1974).
- [SML68] T. SIKKELAND, J. MALY et D.E. LEBECK, Phys. Rev. 169 (1968)
1000.
- [SN73] A.J. SIERK et J.R. NIX, Proc. of the 3rd IAEA Symposium on
the physics and chemistry of fission, Rochester Vol.II
(1973) 273 (IAEA Vienne).
- [SRM68] I.S. SHERMAN, R.G. RODDICK et A.J. METZ, IEEE Trans. Nucl.
Sci. NS15 3 (1968) 500.

- [SVH62] T. SIKKELAND, V.E. VIOLA et E.L. HAINES, Phys. Rev. 125 (1962) 1350.
- [SSS75] E. SEGLIE, D. SPERBER et A. SHERMAN, Phys. Rev. C11 (1975) 1227.
- [T69] C.F. TSANG, PHD (1969) Berkeley UCRL-18899.
- [T74] B. TAMAIN, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay (1974).
- [Ts74] C.F. TSANG, Nobel Symp. on superheavy elements, Ronneby (1974).
- [TD68] R.M. TARBUTTON et K.T.R. DAVIES, Nucl. Phys. A120 (1968) 1.
- [TMJBGFGH74] J.G. THOMPSON, L.G. MORETTO, R.C. JARED, R.P. BABINET, J. GALIN, M.M. FOWLER, R.C. GATTI et J.B. HUNTER, Nobel Symp. on superheavy elements, Ronneby (1974).
- [TNPH75] B. TAMAIN, C. NGÔ, J. PETER et F. HANAPPE, Preprint, Orsay (1975).
- [TNPLPN75] B. TAMAIN, C. NGÔ, J. PETER, R. LUCAS, J. POITOU et H. NIFENECKER, Rapport IPNO-RC-75-04 (Orsay) (1975).
- [V65] A.B. VOLKOV, Nucl. Phys. 74 (1965) 33.
- [V74] V.V. VOLKOV, Proc. Heidelberg Symp. on heavy ion reactions (1974) Lecture notes in physics 33 (1975) 253.
- [VA74] L.C. VAZ et J.M. ALEXANDER, Phys. Rev. C10 (1974) 464.
- [VB70] D. VAUTHERIN et D.M. BRINK, Phys. Lett. 32B (1970) 149.
- [VB72] D. VAUTHERIN et D.M. BRINK, Phys. Rev. C5 (1972) 626.
- [VDF75] P. VOLKOV, J.C. DAVID et E. FESTA, 2nd ISPRAN nuclear electronics symposium (1975).
- [VGZC69] V.V. VOLKOV, G.F. GRIDNEV, G.N. ZORIN, L.P. CHELNOKOV, Nucl. Phys. A126 (1969) 1.
- [VS62] V.E. VIOLA Jr. et T. SIKKELAND, Phys. Rev. 128 (1962) 767.
- [VV69] D. VAUTHERIN et M. VENERONI, Phys. Lett. 29B (1969) 203.
- [VWT75] R. VANDENBOSH, T.D. WEBBS et M.B. THOMAS, Preprint (1975).
- [WS6] L. WILETS, Phys. Rev. 101 (1956) 1805.
- [WS8] L. WILETS, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 542.
- [W64] L. WILETS, Theories of nuclear fission (Oxford University Press London) (1964).
- [W68] C.Y. WONG, Phys. Lett. 26B (1968) 120.
- [W72] C.Y. WONG, Phys. Lett. 42B (1972) 186.

- [W73] J. WILCZYNSKI, Phys. Lett. 47B (1973) 484.
- [W173] J. WILCZYNSKI, Nucl. Phys. A216 (1973) 386.
- [WUHB-V74] K.L. WOLF, J.P. UNIK, J.R. HUIZENGA, J. BIRKELUND,
H. FRIEISLEBEN et V.E.VIOLA, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1105.
- [WGL70] L. WILETS, A. GOLDBERG et F.H. LEWIS, Phys. Rev. C2 (1970)
1576.
- [WDV67] J. WILCZYNSKI, V.V. VOLKOV et P. DEZOWSKI, Yad. Fiz. 5
(1967) 942.
- [WW74] C.Y. WONG et T.A. WELTON, Phys. Lett. 49B (1974) 243.
- [ZM73] A.M. ZEBELMAN et J.M.MILLER, Phys. Rev. Lett. 30 (1973)
27.
- [ZKMBEJKL74] A.M. ZEBELMAN, L. KONALSKI, J. MILLER, K. BEG, Y. EYAL,
G. JAFFE, A. KANDIL et D. LOGAN, Phys. Rev. C10 (1974) 200.

