

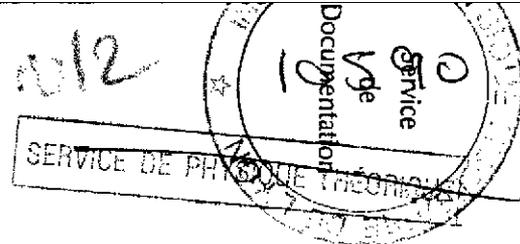
ECOLE JOLIOT CURIE

1982

« Collisions nucléaires aux énergies voisines de l'énergie de Fermi »
Bombannes – 1^{ère} session – 13-17 septembre 1982

Table des matières détaillée

Avant-propos	
P. Quentin	p.i
I - Données expérimentales sur les phénomènes dissipatifs et leur évolution en fonction de l'énergie incidente	
B. Tamain	p. 1
II - Couplage des mouvements collectifs et individuels : Théories de champ moyen : résultats et développements	
H. Flocard	p. 107
III - Couplage des mouvements collectifs et individuels : phénomènes de transport	
J. Richert	p. 161
IV - Collisions entre ions lourds aux énergies relativistes	
J. Hüfner	p. 229
V - Condensation de pions	
R. Babinet	p. 263
VI - Comparaison entre hydrodynamique et modèle de cascade intranucléaire	
J. Cugnon	p. 265
VII - L'influence de la dynamique dans le processus de fusion-évaporation les limites du modèle statistique	
D. Guerreau	p. 287
VIII - Quelques aspects des réactions noyau-noyau aux énergies moyennes	
C. Guet	p. 301
IX - Mesures de sections efficaces totales de réaction	
J. Menet	p. 317
X - La production de pions dans les collisions des ions lourds entre 80 MeV/A et 300 MeV/a	
H.J. Pirner	p. 319
Liste des participants	p. 331



ECOLE JOLIOT-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Village-Vacances de Bombannes

1^o session - 13-17 septembre 1982

Sous le patronage de
l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
I N2 P3

**COLLISIONS NUCLEAIRES
AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE
DE FERMI**

H. FLOCARD
J. HÜFNER
J. RICHERT
B. TAMAIN

R. BABINET
J. CUGNON
D. GUERREAU
C. GUET
J. MENET
H. PIRNER

COMITE D'ORGANISATION DE
L'ECOLE JOLIOT-CURIE DE PHYSIQUE NUCLEAIRE 1982

<i>Bordeaux (CEN)</i>	A. FLEURY
<i>Bordeaux (LPT)</i>	Y. ABGRALL, P. QUENTIN
<i>Caen (LPC)</i>	H. DOUBRE
<i>Grenoble (ISN)</i>	J.-M. LOISEAUX, B. VIGNON
<i>Lyon (IPN)</i>	J. DELORME, M. MEYER
<i>Orsay (CSNSM)</i>	M. EPHERRE, J.-P. THIBAUD
<i>Orsay (IPN)</i>	A. BOUYSSY, S. GALES, J. GALIN, D. VAUTHERIN
<i>Strasbourg (CRN)</i>	E. ASLANIDES, J. RICHERT

Ces cours peuvent être obtenus sur demande au :
Service des Relations Extérieures
I N2 P3
20, rue Berbier du Mets
75013 Paris (France)

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS	
P. QUENTIN.....	1
I. DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES PHENOMENES DISSIPATIFS ET LEUR EVOLUTION EN FONCTION DE L'ENERGIE INCIDENTE	
B. TAMAIN.....	1
Introduction.....	3
Chapitre I : La compétition entre les mécanismes observés à basse énergie.....	4
I. Introduction.....	4
II. Hypothèses soudaine et adiabatique.....	6
III. L'approximation soudaine ne conduit pas à des résultats trop faux.....	7
IV. Introduction de la dynamique dans les modèles.....	11
V. Amélioration des modèles dynamiques.....	13
VI. La comparaison avec l'expérience : l' "extra-push".....	16
VII. La fission rapide.....	20
VIII. Conclusion.....	28
Chapitre II : Les transferts très inélastiques en-dessous de 10 MeV/nucléon.....	30
I. Introduction.....	30
II. Les variables observables.....	30
III. Les variables relatives aux fragments eux-mêmes.....	30
IV. Transformation des données expérimentales.....	40
V. L'interprétation de ces résultats.....	42
VI. Les autres données relatives aux fragments.....	43
VII. Introduction aux paragraphes VIII et IX.....	48
VIII. Relaxation du moment angulaire dans les transferts très inélastiques.....	48
IX. Que devient l'énergie cinétique perdue dans les transferts très inélastiques ?.....	65
X. Conclusion.....	73
Chapitre III : Que se passe-t'il au-dessus de 10 MeV/nucléon ?.....	75
I. Introduction.....	75
II. Les devenir possibles des nucléons échangés.....	76
III. Ce que doit fournir l'expérience et les problèmes qui en résultent.....	78
IV. Qu'apportent les ions lourds par rapport aux protons ?.....	79
V. Introduction aux résultats expérimentaux.....	82
VI. Mesure du moment linéaire emporté par les gros fragments.....	82
VII. Informations données par les particules légères.....	85
VIII. Interprétation en termes de températures.....	87
IX. Point chaud (boule de feu) ou cascade.....	90
X. Les fragments de masse moyenne.....	93
XI. Les noyaux légers.....	96
XII. La détection des pions.....	97
XIII. Conclusion : Retour sur les différents mécanismes d'émission.....	98
Références bibliographiques.....	102
II. COUPLAGE DES MOUVEMENTS COLLECTIFS ET INDIVIDUELS : THEORIES DE CHAMP MOYEN : RESULTATS ET DEVELOPPEMENTS	
H. FLOCARD.....	107
Leçon I : L'approximation Hartree-Fock dépendante du temps.....	109

1.	Introduction.....	109
2.	Dérivations de l'équation TDHF.....	109
3.	Symétries et invariants.....	112
4.	TDHF : Une dynamique de gaz de fermions quasi-libres.....	114
5.	Résultats TDHF pour les collisions d'ions lourds.....	115
6.	Etude de résonances géantes.....	122
Leçon II : L'intégrale de chemins et son application en physique nucléaire.....		125
1.	Introduction.....	125
2.	Quelques résultats de mécanique classique.....	127
3.	Définition de l'intégrale de chemins.....	129
4.	Relation avec la mécanique quantique.....	131
5.	Applications de la méthode des intégrales de chemins.....	133
6.	L'intégrale de chemins pour des systèmes à N corps.....	143
7.	L'intégrale de chemins dans l'espace des coordonnées du champ moyen.....	146
8.	Une approximation de type champ moyen pour la matrice S.....	148
9.	Conclusion.....	150
Leçon III : Un principe variationnel pour la mesure de la valeur moyenne d'une observable et de sa dispersion.....		152
1.	Caractéristiques générales du principe variationnel.....	152
2.	Principe variationnel pour la valeur moyenne d'un observables-équations-symétries.....	153
3.	Modification du principe pour le calcul des dispersions.....	155
4.	Application au calcul de la valeur moyenne et de la dispersion des mesures d'un observable à un corps.....	157
5.	Conclusion.....	159
Références.....		160

III. COUPLAGE DES MOUVEMENTS COLLECTIFS ET INDIVIDUELS : PHENOMENES DE TRANSPORT

J. RICHERT.....	161
I. Introduction.....	163
II. Concepts généraux et modèles.....	163
1. Quelques caractéristiques expérimentales.....	163
2. Diverses théories et modèles.....	165
3. Théories et modèles de transport.....	165
4. Plan du cours.....	168
III. Approche phénoménologique des collisions d'ions lourds ; équations de transport et exemples d'application.....	168
1. Variables collectives et équation de Langevin.....	168
2. Equation de transport et relations entre les coefficients de transport... ..	169
3. Application d'équations de transport phénoménologiques à la description des résultats expérimentaux.....	172
IV. Connection microscopie-macroscopie : temps caractéristiques et exemple de dérivation des coefficients de transport.....	176
1. Estimation des temps caractéristiques d'évolution des degrés de liberté collectifs et intrinsèques et conditions de validité des équations de transport.....	176
2. Exemple de dérivation des coefficients de transport classiques.....	180
V. Description du transfert dans les collisions d'ions lourds : masse, charge et moment angulaire.....	186
1. Transfert de neutrons et de protons.....	186
2. Corrélations des moments angulaires de rotation dans les collisions d'ions lourds.....	197
3. Description du transfert de masse ; exemples de collisions entre ions lourds de masse moyenne.....	202
VI. Problèmes ouverts et perspectives.....	212
1. Limites des modèles phénoménologiques.....	212

2. Problèmes théoriques : validité de l'approximation classique ; dérivation de l'Hamiltonien collectif.....	216
VII. Conclusions.....	218
Références.....	220
Appendice A : Dérivation d'une équation de Fokker-Planck classique.....	223
Appendice B : Détermination des coefficients de transport correspondant au régime sur-critique.....	225
Appendice C : Dérivation de l'équation de la trajectoire classique du sous- système collectif.....	227
IV. COLLISIONS ENTRE IONS LOURDS AUX ENERGIES RELATIVISTES	
J. HÜFNER.....	229
1. Sections efficaces élastiques et totales.....	231
2. Les fragments lourds ($A > 4$) ou la physique des spectateurs.....	238
3. Les fragments légers, la physique des participants.....	250
4. Fin.....	261
La littérature.....	261
V. CONDENSATION DE PIONS	
R. BABINET.....	263
VI. COMPARAISON ENTRE HYDRODYNAMIQUE ET MODELE DE CASCADE INTRANUCLEAIRE	
J. CUGNON.....	265
1. Hydrodynamique.....	267
2. Approche microscopique.....	274
3. Collisions entre ions lourds à haute énergie.....	278
4. Conclusions.....	285
Références.....	285
VII. L'INFLUENCE DE LA DYNAMIQUE DANS LE PROCESSUS DE FUSION-EVAPORATION LES LIMITES DU MODELE STATISTIQUE	
D. GUERREAU.....	287
I. Introduction.....	289
II. Quelques rappels sur le formalisme du modèle du noyau composé.....	290
III. Résultats expérimentaux sur la compétition fission-évaporation.....	292
IV. Quel est le rôle de la dynamique ?.....	298
V. Conclusions.....	299
Références.....	300
VIII. QUELQUES ASPECTS DES REACTIONS NOYAU-NOYAU AUX ENERGIES MOYENNES	
C. GUET.....	301
1. Introduction.....	303
2. La section efficace de réaction noyau-noyau aux énergies intermédiaires.....	303
3. Emission d'éléments du type projectile.....	304
4. Emission de particules légères.....	311

5. Production de pions sous le seuil nucléon-nucléon.....	314
6. Conclusion.....	315
Références.....	315

IX. MESURES DE SECTIONS EFFICACES TOTALES DE REACTION

<i>J. MENET</i>	317
-----------------------	-----

X. LA PRODUCTION DE PIONS DANS LES COLLISIONS DES IONS LOURDS ENTRE 80 MeV/A et 300 MeV/A

<i>H.J. PIRNER</i>	319
(i) Modèle statistique.....	321
(ii) Modèle à une collision NN et le mouvement de Fermi.....	323
(iii) Production cohérente de pions.....	325
Conclusion.....	330
La littérature.....	330

LISTE DES PARTICIPANTS	331
-------------------------------------	-----

A V A N T - P R O P O S

On ne peut introduire les cours de cette première édition de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire, sans présenter rapidement l'Ecole elle-même. Son Comité d'organisation, en choisissant de lui associer les noms de Frédéric Joliot et d'Irène Joliot-Curie, a voulu rendre un hommage que la stature scientifique et humaine de ces derniers justifiait à elle seule. Mais c'est principalement à cause de leur rôle fondamental dans le développement de la recherche française en Physique Nucléaire que nous avons voulu nous placer sous un patronage aussi prestigieux. L'ambition de cette Ecole, en effet, est de contribuer, à sa place propre, à ce que notre discipline garde la vigueur et la qualité dont elle a fait preuve en France depuis l'époque de Frédéric Joliot et Irène Joliot-Curie. La célébration du cinquantième anniversaire de la découverte de la radioactivité artificielle sera pour nous une occasion de mesurer les progrès accomplis mais plus encore de nous réjouir de ce que les problèmes ouverts alors, restent aussi nombreux, variés et motivants.

Le parti-pris pédagogique de cette Ecole, est de présenter chaque année les résultats et les perspectives d'un sujet d'actualité sous une forme qui soit accessible à tous les chercheurs y compris des étudiants sortant d'un DEA spécialisé. La vitalité et le dynamisme d'une discipline comme la nôtre se mesure en effet à notre capacité d'attirer de jeunes chercheurs. Nous nous réjouissons de noter que 30 % environ des participants à cette Ecole allaient passer ou avaient passé depuis peu une thèse de troisième cycle. L'équilibre entre ces jeunes physiciens et des chercheurs plus confirmés travaillant ou non dans le domaine strict abordé lors de l'Ecole, est par ailleurs une condition nécessaire de succès. Les remarques, critiques et suggestions recueillies lors d'un débat tenu à l'Ecole permettront de remplir encore mieux cet objectif lors de ses prochaines sessions.

Avec l'obtention récente ou prochaine de différents faisceaux d'ions lourds ayant des énergies comprises entre 10 et 100 MeV par nucléon (CERN, SARA, GANIL, SATURNE), nous voulions que cette Ecole fournisse des éléments de réponse à la question suivante : quels nouveaux concepts théoriques et quelles nouvelles approches expérimentales sont impliqués par les collisions nucléaires entre projectiles ayant des énergies par nucléon proches de l'énergie de Fermi ? Répondre à cette question suppose que soient clarifiés les apports conceptuels et les données expérimentales obtenus soit à des énergies nettement plus élevées soit à des énergies ne dépassant guère une dizaine de MeV par nucléon. Le cours de J. Hüfner et le séminaire de J. Cugnon ont fait le point sur les résultats fournis par les ions lourds relativistes, les séminaires de H. Pirner et R. Babinet s'attachant pour leur part à l'excitation des degrés de liberté mésoniques. Dans le cours de B. Tamain ainsi que dans le séminaire de D. Guerreau, les problèmes résolus et les questions encore ouvertes dans le domaine des collisions entre ions lourds à basse énergie ont été analysés. Les cours de H. Flocard et de J. Richert ont mis en évidence les succès et les limitations de deux descriptions théoriques très différentes de ces collisions. Il était bien entendu nécessaire d'exposer les premiers résultats obtenus au CERN avec des faisceaux de ^{12}C ayant une énergie de l'ordre de l'énergie maximum qui sera atteinte au GANIL. Ce fut fait dans le cours de B. Tamain et les séminaires de C. Guet et J. Menet.

Les réponses précises à la question posée doivent, on s'en doute, être lues entre les lignes, car elles passent généralement par des extrapolations plus ou moins hasardeuses de ce que l'on sait déjà. Certains concepts utiles à basse énergie perdent de leur validité aux énergies considérées sans pour autant que les concepts éprouvés dans le domaine des ions lourds relativistes s'appliquent mieux. Là, comme ailleurs, l'expérience tranchera en apportant son lot de réponses imprévues. Cette Ecole aura rempli son but si elle a permis, au moins, de cerner les problèmes.

Cette Ecole a vu le jour et continuera à remplir son rôle, grâce au soutien moral et financier de l'I N2 P3 et grâce à l'appui de son Directeur, J. Yoccoz. La mise au point de cette première édition d'une Ecole a été une lourde tâche tant au plan scientifique que matériel. Elle a été prise en charge par un groupe d'organisation comprenant J. Delorme, H. Doubre, J. Galin et J. Richert, assistés, avec dévouement et compétence, par Mme E. Perret et Mlle Y. Bernat et J. Garrabos. Le tirage des notes de cours sera effectué si possible dans chacun des laboratoires concernés de l'I N2 P3. Pour l'année 1982, le Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg a bien voulu le prendre en charge. Le succès scientifique de l'Ecole enfin, reposait sur une parfaite maîtrise des problèmes d'intendance qui a été facilitée par l'efficacité et la gentillesse du personnel du Village-Vacances de Bombannes et de son Directeur, D. Viriot. Nous remercions très vivement tous ceux qui ont collaboré à la réussite de cette Ecole.

Longue vie à l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire !

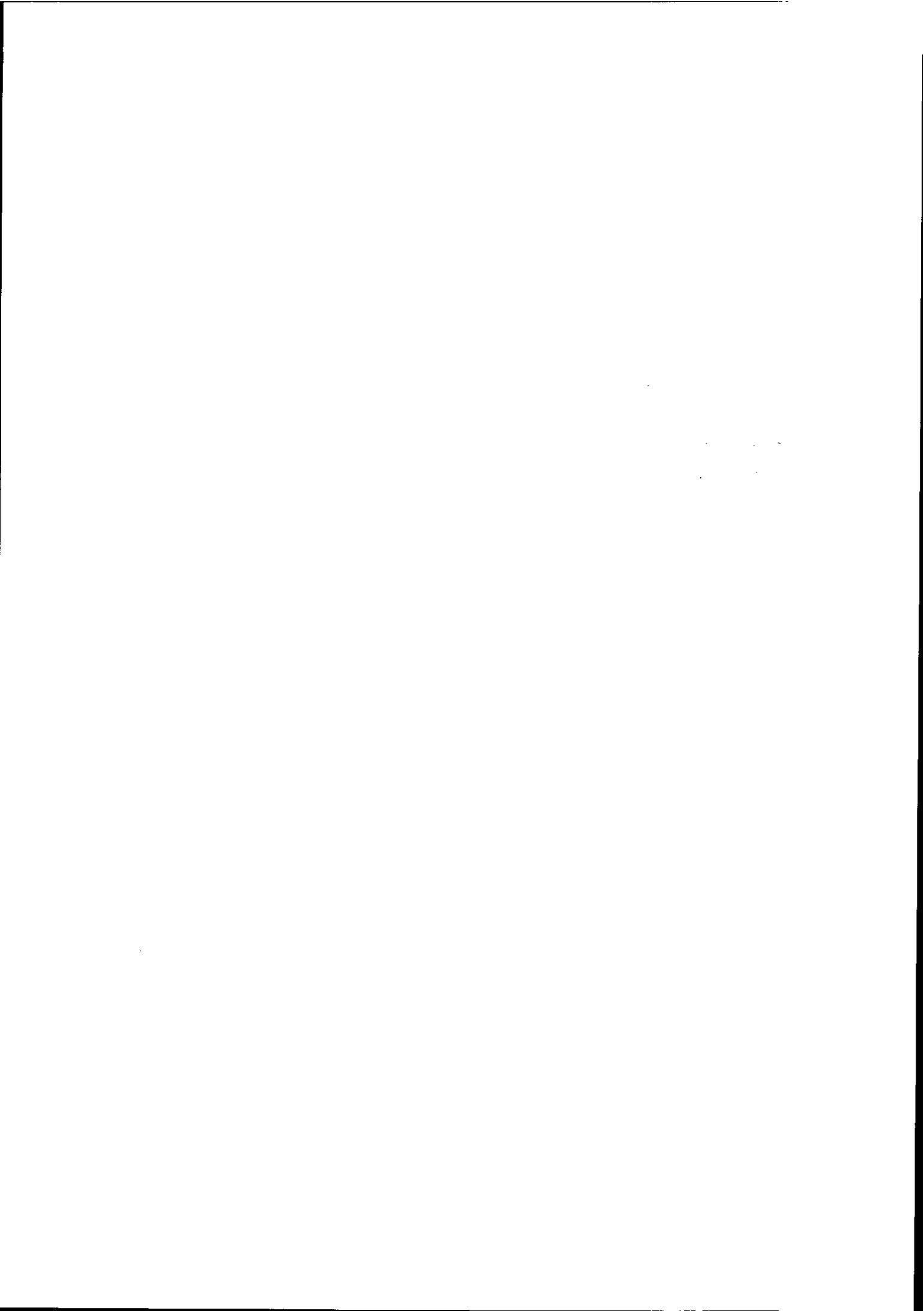
Pour le groupe d'organisation

P. QUENTIN

**DONNEES EXPERIMENTALES SUR LES PHENOMENES DISSIPATIFS
ET LEUR EVOLUTION EN FONCTION DE L'ENERGIE INCIDENTE**

B. TAMAIN

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Caen



INTRODUCTION

Que se passe-t'il quand on envoie l'un sur l'autre deux noyaux lourds ?

Un premier élément de réponse se trouve dans la longueur d'onde λ associée au mouvement relatif. Dans le tableau I, on a calculé cette longueur d'onde pour quelques réactions.

Réaction	energie incidente (MeV/Nucléon)	λ (F)	$R_1 + R_2$ (F)	ℓ_{\max}^*	λ_n (F)
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$	7	0,21	6,45	36	3,45
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$	50	0,08	6,45	106	1,29
$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	7	0,15	10,35	35	3,45
$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	50	0,06	10,35	195	1,29
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	7	0,05	11,73	116	3,45
$^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$	50	0,02	11,73	607	1,29
$^{132}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$	7	0,02	13,77	211	3,45
$^{132}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$	50	0,01	13,77	1589	1,29
A+B	1000				0,29

Tableau I

* Calculé à partir des relations 11 et 12 de la réf. 13.

Il apparaît que, à toute énergie de bombardement et pour tous les systèmes, λ est nettement inférieure à la dimension du système, ce qui signifie que le comportement de celui-ci sera de type essentiellement classique. La même idée physique est exprimée par le fait que le moment angulaire apporté dans une collision rasante est grand. Enfin, la dernière colonne du tableau indique la longueur d'onde associée à la collision entre deux nucléons appartenant respectivement à l'un et l'autre des deux partenaires. A 7 MeV/Nucléon, "l'encombrement quantique" du nucléon d'un noyau A interagissant avec un nucléon du noyau B excède largement la taille des dits nucléons. Autrement dit, le nucléon du noyau A n'interagira pas avec un seul nucléon de B mais avec un ensemble de nucléons de B (et réciproquement). L'interaction sera de type collectif. Inversement, à 1000 MeV/nucléon, λ_n est nettement inférieure au fermi et des collisions individuelles nucléon-nucléon sont à prévoir. Dans le domaine des énergies moyennes (50 MeV/nucléon), on s'attend à une situation intermédiaire entre ces deux extrêmes : les collisions de type individuelles et collectives vont toutes deux jouer un rôle.

L'expérience confirme tout à fait cette analyse qualitative grossière. A basse énergie de bombardement (<10 MeV/nucléon), les collisions noyau-noyau sont de type essentiellement collectif. Inversement, dans le domaine du GeV/nucléon, les collisions nucléon-nucléon semblent jouer un rôle dominant. La zone intermédiaire couverte par GANIL est encore fort peu connue.

Ce cours portera sur la zone basse énergie puis sur les zones intermédiaire et haute énergie. On fera le bilan des données expérimentales actuelles dans ces deux domaines d'énergie mais on se bornera aux collisions violentes c'est-à-dire que l'on ne traitera pas les phénomènes élastiques et quasi-élastiques.

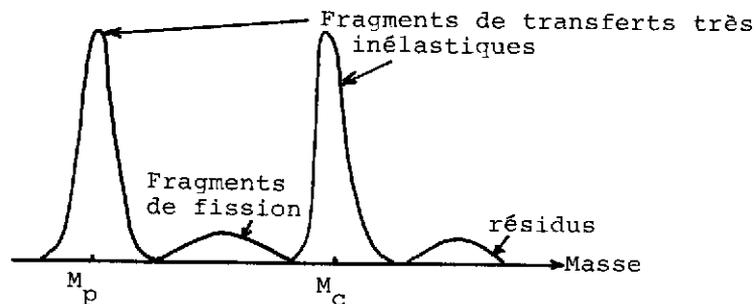
CHAPITRE I
LES DIVERS MÉCANISMES A BASSE ÉNERGIE
LEUR COMPÉTITION

I - INTRODUCTION

D'un point de vue expérimental, quand on observe les événements de type collision violente issus d'une réaction entre noyaux lourds à basse énergie (<10 MeV/nucléon), on en observe de 3 types* :

- des résidus d'évaporation qui sont des signatures non ambiguës de la formation du noyau composé,
- des transferts très inélastiques, événements binaires**, dont la caractéristique essentielle est une certaine mémoire des masses initiales,
- pour les systèmes assez lourds des événements de type fission suivant fusion, c'est-à-dire caractérisés par deux masses voisines de la demi-masse totale du système.

Lorsque le système considéré est léger, la troisième classe d'évènements est absente. Lorsqu'il est lourd, elle n'est clairement séparée des transferts très inélastiques que si l'asymétrie de masse initiale est suffisante (figure ci-dessous). Enfin, s'il est très lourd, elle est souvent inexistante (par exemple, pour le système Kr+Bi).



Cette troisième classe d'évènements a, pendant des années, été assimilée à la fission suivant formation du noyau composé. Nous verrons que cette appellation est trop restrictive et on parlera donc de fission suivant fusion, le mot fusion signifiant seulement qu'il y a eu mélange intime des deux partenaires donc perte de leur individualité ; le mot noyau composé impliquant en plus qu'il y a eu configuration mononucléaire en équilibre thermodynamique. Mais pour le moment, n'entrons pas dans ces distinctions.

* Nous ne considérons pas ici la fission séquentielle qui intéresse peu de systèmes et qu'il est facile de discriminer expérimentalement par sélection cinématique car ce n'est pas une réaction à deux corps.

** à la désexcitation des fragments près.

On peut bien sûr inclure les résidus d'évaporation dans la fusion et à ce stade encore grossier de l'analyse, nous distinguerons donc deux mécanismes : transferts très inélastiques et fusion. Dans le cas de systèmes légers (masse totale inférieure à 100), la section efficace de fusion se confond avec celle de résidus d'évaporation. A basse énergie, il n'y a pas d'ambiguïté pour mesurer cette quantité. A haute énergie (> 20 MeV/nucléon), l'évaporation a pour effet de rapprocher, voire mélanger les résidus et les produits de transferts très inélastiques. Par exemple, dans le cas de la réaction $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$, les résidus d'évaporation sont voisins de la masse 60 (donc du Nickel) dès que l'énergie de bombardement atteint ~ 12 MeV/nucléon.

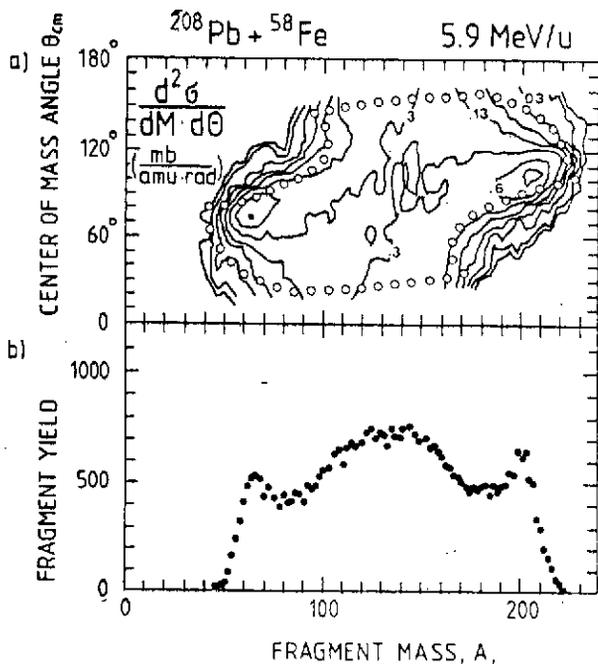
Dans le cas de systèmes plus lourds, la section efficace de fusion est la somme des contributions résidus et fission. Les problèmes expérimentaux sont gé-

néralement liés au mélange des contributions transferts très inélastiques-fission. Ces mélanges sont d'autant plus effectifs que l'énergie de bombardement est grande. Par exemple, dès 7 MeV/Nucléon d'énergie de bombardement, la séparation devient difficile pour le système $\text{Ar} + \text{Au}$ ³⁴. Elle est parfaitement hasardeuse pour un système tel que $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ à 8,2 MeV/Nucléon³³. On peut même faire de graves erreurs comme le montre la figure ci-contre extraite de la référence 9 : la distribution des masses intégrée sur les angles (partie b de la figure) semble indiquer une séparation entre la composante symétrique attribuable à la fission et la composante des transferts très inélastiques. L'observation des courbes $d^2\sigma/dM d\theta$ (partie a) montre toutefois que cette composante symétrique n'est pas attribuable à la fission puisque sa distribution angulaire n'est pas en $1/\sin \theta$. L'observation de la seule distribution des masses globale n'est donc pas une donnée suffisante pour conclure dans tous les cas : il faut

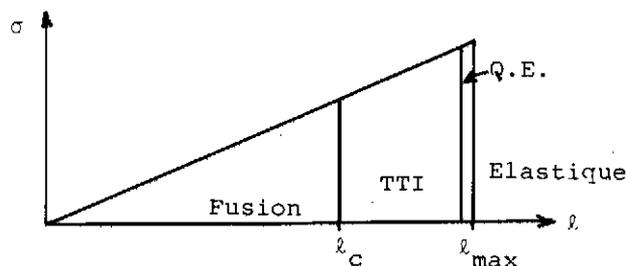
connaître la distribution des masses à chaque angle.

Généralement, on admet que la fusion se produit pour les chocs les plus frontaux et les transferts très inélastiques pour les chocs tangentiels. Bien que cela ne soit pas évident et même parfois faux (voir § VI), nous partirons de ce postulat. Ceci conduit à la notion de moment angulaire critique l_c qui est la plus grande valeur de moment angulaire pour laquelle il y a fusion.

Sur le diagramme ci-après, on a fait apparaître cette frontière entre transferts très inélastiques et fusion ; on a aussi indiqué les phénomènes quasi-élastique et élastique.



connaître la distribution des masses à chaque angle.



Pour les systèmes légers, l_c semble voisin de l_{max} , alors que pour les systèmes très lourds, il est voisin de 0 (disparition de la composante symétrique de la distribution des masses). Par ailleurs, l_c n'est pas une constante pour un système donné, mais croît avec l'énergie de bombardement. Dans ces conditions, l_c n'apparaît plus comme un paramètre simple et il apparaît la nécessité de le remplacer par autre chose, c'est-à-dire de comprendre ce qui, physiquement, conduit tel système à évoluer vers la fusion plutôt que vers les transferts très inélastiques. Cette question nous oblige à nous écarter encore des données purement expérimentales et à ébaucher des modèles.

II - HYPOTHESES SOUDAINES ET ADIABATIQUE

Une collision entre deux noyaux lourds est un phénomène violent. Beaucoup d'énergie est mise en jeu en un temps très court. Deux images extrêmes simples de la collision peuvent être proposées. Dans la première, le temps de collision est tellement court que les deux partenaires n'ont pas le temps de s'adapter l'un à l'autre au moment du choc : c'est la collision soudaine où les deux noyaux tentent de se superposer purement et simplement au moment du choc. Dans la seconde vue de la collision, les noyaux sont au contraire capables de s'adapter rapidement l'un à l'autre au fur et à mesure de leur approche. La collision sera adiabatique si le système a, à chaque instant, le temps d'atteindre une énergie potentielle minimale. Dans cette seconde image, les deux partenaires vont en particulier se déformer au fur et à mesure de leur approche.

Quelle image doit-on choisir pour décrire la collision entre deux noyaux lourds ? On peut en avoir une idée en comparant le temps τ_c que dure la collision à celui τ_i que met un système nucléaire pour s'adapter à une modification de son environnement. L'ordre de grandeur du temps de collision τ_c est de 5×10^{-22} s en dessous de 10 MeV/nucléon et de l'ordre de 10^{-22} s à 50 MeV/nucléon. Le temps le plus court que peut mettre un système nucléaire pour réagir est le temps que met un nucléon au niveau de Fermi pour colporter une information à l'autre bout du noyau : ce temps est également de l'ordre de 1 à 2×10^{-22} seconde. Dans ces conditions, il est bien difficile de postuler a priori que l'hypothèse soudaine sera meilleure ou moins bonne que l'hypothèse adiabatique.

Une donnée supplémentaire doit aussi être considérée : un nucléon d'un noyau A qui pénètre dans un noyau B a un libre parcours moyen très grand en-dessous de 20 MeV/nucléon et faible au-delà de 40 MeV/nucléon. Dans le premier cas, il interagira donc non pas avec les nucléons de B mais avec le potentiel moyen

de B alors que des collisions individuelles avec les nucléons de B seront possibles à plus haute énergie. On retrouve ici, à partir d'arguments différents, la notion de réaction de type collectif à basse énergie de bombardement et de type individuel à haute énergie. Dans ces conditions, le temps τ_i qu'il faut considérer à basse énergie de bombardement est le temps d'adaptation collective d'un noyau, par exemple son temps de déformation. Dans ce sens, Nix¹ a calculé que le temps propre d'allongement d'un noyau de masse 100 était de l'ordre de quelques 10^{-22} s.

A nouveau, on est bien embarrassé pour conclure entre les hypothèses soudaine et adiabatique.

III - L'APPROXIMATION SOUDAINE NE CONDUIT PAS A DES RESULTATS TROP FAUX

L'expérience ne permet pas directement de choisir entre ces deux hypothèses. La seule façon de procéder consiste à en choisir une, à décrire ses prévisions et à les comparer à l'expérience. L'approximation soudaine est la plus facile à mettre en oeuvre. On peut alors calculer le potentiel d'interaction entre deux noyaux supposés figés. La seule variable est la distance r entre les deux noyaux pour un paramètre d'impact donné. Une telle étude statique de la réaction permet déjà de comprendre les données essentielles entre ions lourds.

1) Influence du produit $Z_1 Z_2$ des numéros atomiques des partenaires - choc frontal :

Nous considérons ici un choc frontal entre deux noyaux. Si on trace en fonction de la distance relative r la valeur de l'énergie potentielle totale $V(r)$, il apparaît (figure 1) qu'il existe deux familles de courbes : pour une valeur du produit $Z_1 Z_2$ inférieure à 2700-2800, la courbe $V(r)$ présente une poche qui n'existe pas pour $Z_1 Z_2$ plus élevé. Bass² fut le premier à postuler que cette poche était nécessaire pour réaliser la fusion entre deux noyaux lourds. La fusion implique l'existence d'une poche et une viscosité suffisante de la matière nucléaire pour permettre de piéger dynamiquement le système dans la poche. Autrement, on observe l'autre grande classe de phénomènes dissipatifs : les transferts très inélastiques. L'expérience confirme cette hypothèse.

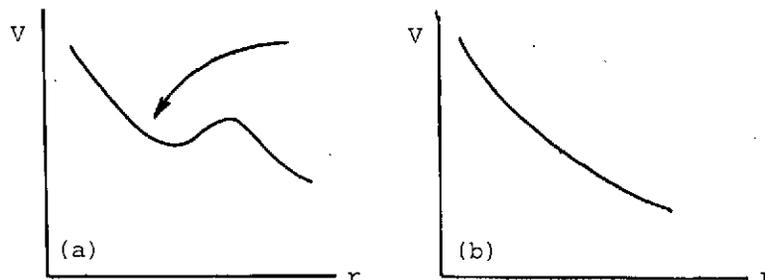


Figure 1 : a) $Z_1 Z_2 < 2700$: le potentiel soudain présente une poche.
b) $Z_1 Z_2 > 2700$: le potentiel soudain ne présente plus de poche.

On peut, à ce niveau, se poser deux questions :

- a) Connait-on avec une bonne approximation le potentiel soudain d'inter-

action de deux ions ?

b) Cette première concordance théorie-expérience permet-elle de croire à l'approximation soudaine ?

La réponse à la question a) est oui pour r (en fermis) $> A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$.

La réponse à la question b) est non car pour $r > A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$, les modèles adiabatique et soudain donnent des résultats comparables. (Ceci reflète seulement le fait que les effets dominants dans la collision sont, pour de telles distances, les effets coulombiens). Or, c'est pour $r \sim 1,2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ que se développe ou ne se développe pas la barrière qui délimite la poche responsable pour la fusion.

2) Cas de chocs non frontaux

Dans le cas de chocs non frontaux, la description de la collision doit tenir-compte du moment angulaire l apporté dans la collision. Sa conservation est responsable d'un gel partiel de l'énergie incidente sous la forme d'énergie de rotation. Il est commode d'en rendre compte en incluant ce terme dans l'énergie potentielle d'interaction. Pour chaque onde partielle, on est donc amené à tracer le potentiel d'interaction comme il est indiqué sur la figure 2.

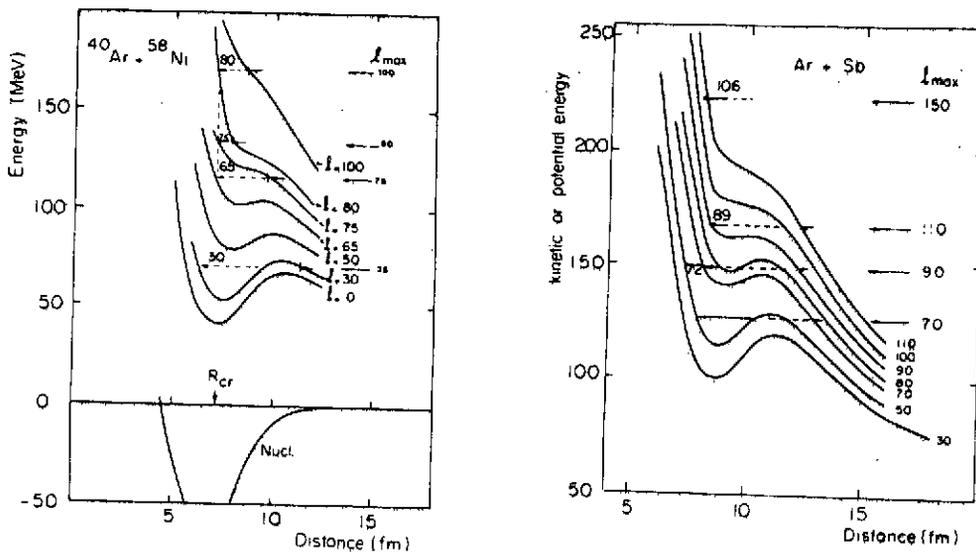


Figure 2 : Réseau de potentiels soudains d'interaction pour diverses ondes partielles pour les systèmes Ar+Ni et Ar+Sb.

Il apparaît que pour des valeurs croissantes de l , la poche s'atténue puis disparaît. On appellera l'_{lim} la valeur frontrière de l . D'après ce que nous avons énoncé au § précédent, la fusion ne peut avoir lieu pour $l > l'_{lim}$. Il semble bien que l'expérience confirme cette propriété bien qu'il soit difficile de l'affirmer sans ambiguïté.

En effet, nous avons jusqu'à présent complètement éludé la dynamique de la fusion. Or, nous verrons que, au fur et à mesure de l'interaction des deux ions, le moment angulaire orbital l décroît au profit des moments angulaires de spin des deux partenaires. Autrement dit, au fur et à mesure de l'approche, le point représentatif d'un système saute d'une courbe de potentiel à l'autre sur la figure 2. On doit donc distinguer l'_{lim} de la valeur correspondante l_{lim} pour

la configuration d'approche (voir la note au bas de la page 22).

On voit déjà, à ce niveau, apparaître comment la dynamique va jouer un rôle au cours de la réaction et qu'il faut se méfier des modèles trop simplistes. Par ailleurs, l'expérience montre que si $l \ll l_{\text{lim}}$ est une condition sans doute nécessaire à la fusion, elle n'est sûrement pas suffisante.

3) La notion de distance critique

On peut toutefois encore progresser uniquement sur la base de considérations statiques.

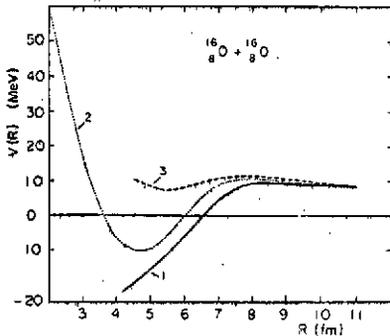


Figure 3

La différence fondamentale entre les approximations soudaine et adiabatique se trouve pour les faibles valeurs de r . On voit sur la figure 3 que, par suite de l'incompressibilité de la matière nucléaire, le potentiel soudain est alors fortement répulsif (courbe 2) ce qui n'est pas de cas du potentiel adiabatique (courbe 1).

Pour une énergie incidente et un moment angulaire initial donnés, la partie répulsive du potentiel soudain interdit aux deux partenaires de s'approcher en-deçà d'une distance minimale d'approche r_{min} . Une étude systématique³ a indiqué le rôle crucial joué par r_{min} : lorsque les deux noyaux interagissent, il y a fusion ou transfert très inélastique selon que r_{min} est plus petit ou plus grand qu'une distance critique qui vaut $R_c = r_c (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ avec $r_c = (1,0 \pm 0,1)F$. On peut expliciter cette propriété en termes de moment angulaire. Pour une énergie incidente donnée par exemple E_{II} sur la figure 4, il y aura fusion pour les

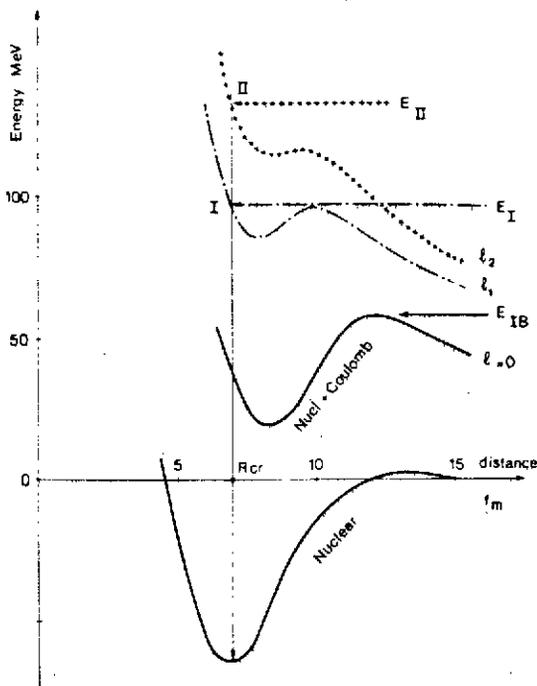


Figure 4 : Notion de distance critique.

moments angulaires initiaux l_1 tels que $l_1 < l_2$. Au-delà, il y aura transfert très inélastique. On appellera $l_{r \text{ crit}}$ ce moment angulaire frontière (l_2 sur la figure). Si on appelle l_c le moment angulaire maximum pour la fusion, on a alors :

$$l_c = \inf (l_{r \text{ crit}}, l_{\text{lim}}) \quad (1)$$

L'expérience montre que cette relation est valable à des énergies incidentes pas trop proches de la barrière d'interaction comme l'illustre la figure 5. Cette figure présente des fonctions d'excitation de fusion. A haute énergie, on peut écrire :

$$\sigma_f = \pi R_C^2 \left(1 - \frac{V(R_C)}{E}\right) \quad (2)$$

où $V(r)$ est la valeur de l'énergie potentielle d'interaction pour $r = R_C$ et $l = 0$. On peut à partir de l'équation de la droite $\sigma(1/E)$ déduire R_C et $V(R_C)$ et comparer à des modèles.

Pour une énergie incidente plus faible, les points expérimentaux s'alignent sur une courbe :

$$\sigma_f = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V(R_B)}{E}\right) \quad (3)^*$$

En effet, il apparaît sur la figure 4 (courbe $l=0$) que pour E suffisamment faible, le fait de surpasser la barrière d'interaction suffit à assurer $r_{\text{min}} < R_{\text{cr}}$. Dans ces conditions, pour un l donné, la fusion a systématiquement lieu.

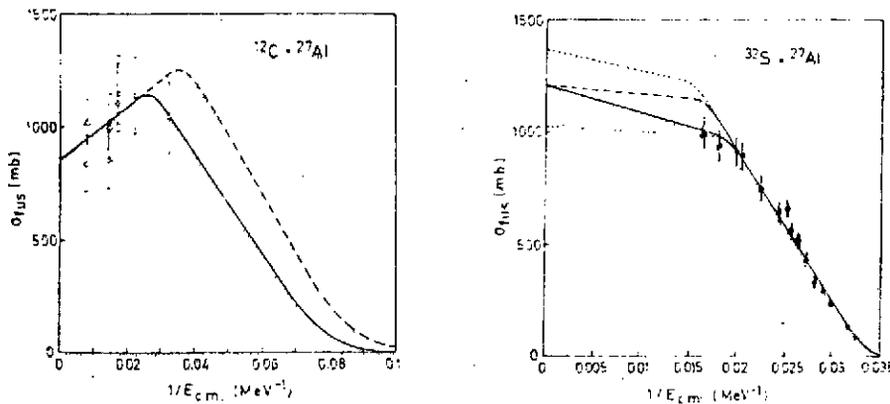


Figure 5 : Deux exemples de sections efficaces de fusion reproduites à partir des relations 2 et 3.

4) Critiques de la notion de distance critique

La notion de distance critique a eu de beaux succès pour expliquer bien des fonctions d'excitation de fusion. Sur la figure 6⁴, on a porté une quantité qui doit varier proportionnellement à l'énergie de bombardement si la relation (3) est bien correcte. On s'attend alors à ce que le coefficient de proportionnalité soit indépendant du système et vaille $\frac{1}{r_c^2}$. De fait, cette compilation a donné : $r_c = 1,03 \pm 0,08 \text{ F}$.

* Pour les calculs de R_B et $V(R_B)$ voir la compilation de L. Vaz et Col¹³.

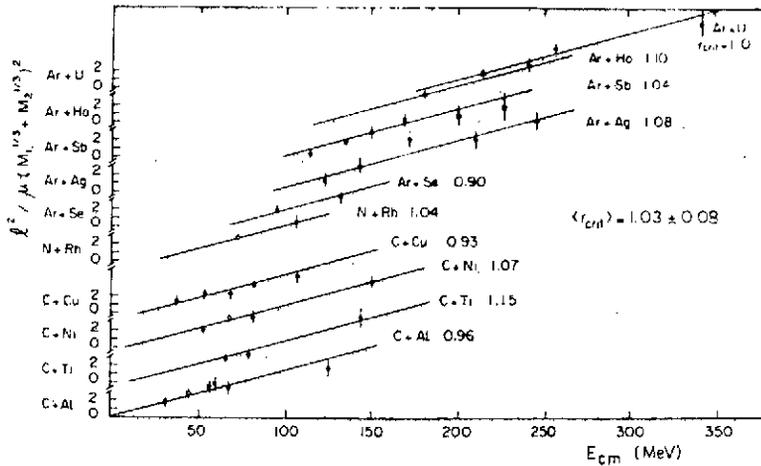


Figure 6 : Voir texte

Toutefois, on peut noter que l'erreur relative sur r_c correspond à une incertitude sur les sections efficaces de fusion de $\pm 16\%$. Une telle incertitude sur l'accord théorie-expérience tempère un peu l'optimisme dégagé par la figure 6.

Une autre façon de souligner ces problèmes d'imprécision apparaît sur la figure 5. La valeur de R_c est directement déduite de la valeur de $\sigma_f(1/E)$ pour $1/E=0$ et est clairement ambiguë. Cette remarque s'applique aussi aux déductions des quantités R_B et $V(R_B)$ de la relation (3)⁵.

Enfin, certains résultats expérimentaux sont en désaccord pur et simple avec la notion de distance critique⁹.

Plus sérieuse encore est la contradiction interne du modèle : il y a fusion si le système est piégé dans la poche et si $r_{\min} < r_c$. La première condition implique une viscosité forte au moment du contact (voir figure 1). La seconde est formulée dans l'hypothèse d'une viscosité nulle ce qui n'est sûrement pas raisonnable, nettement au-dessus de la barrière.

Enfin, ce modèle de distance critique néglige complètement le transfert de moment angulaire de la forme orbitale sous la forme spin des fragments. Là encore, apparaît la nécessité de discuter aussi l'aspect dynamique de l'approche de deux ions lourds.

IV - INTRODUCTION DE LA DYNAMIQUE DANS LES MODELES

La façon la plus simple d'introduire la dynamique dans les modèles est de partir à nouveau du potentiel soudain (puisqu'il donne des résultats satisfaisants) et de résoudre les équations du mouvement. Le travail le plus complet fait dans ce sens est celui de Birkelund et al⁵ dans lequel la fusion est toujours définie comme le piégeage dans la poche du potentiel. La friction choisie est à un corps. Un intérêt de ce travail est que les auteurs ont essayé plusieurs formes de potentiel d'interaction, la conclusion étant que les conséquences sur les résultats restent faibles. La section efficace de fusion est donnée par :

$$\sigma_f = \pi \lambda^2 (l_c) (l_c + 1)$$

Les fonctions d'excitation obtenues $\sigma_f(1/E)$ ont des formes de cloche.

La croissance de σ_f au-dessus du seuil est due à l'ouverture d'un nombre croissant d'ondes partielles pour lesquelles la barrière de fusion est franchie ; la décroissance est due à la disparition de la poche pour les grandes valeurs de l et à la décroissance de λ .

La figure 7 est un exemple de résultats calculé (trait plein) et expérimental. La notion de distance critique n'apparaît ici à aucun moment et n'apparaît pas nécessaire. La figure 7 reproduit pourtant des résultats utilisés dans la figure 5. Cet exemple montre comment il faut être prudent dans l'interprétation

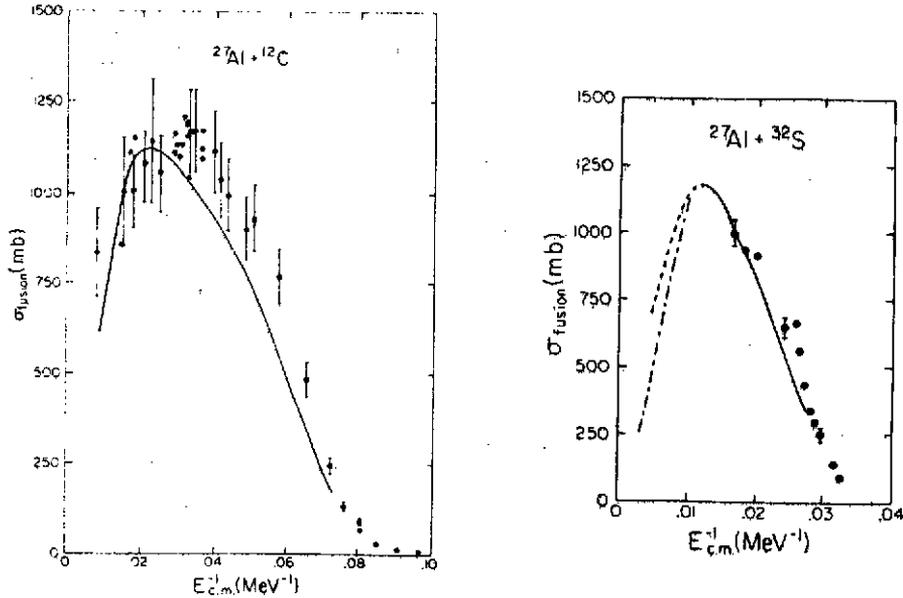
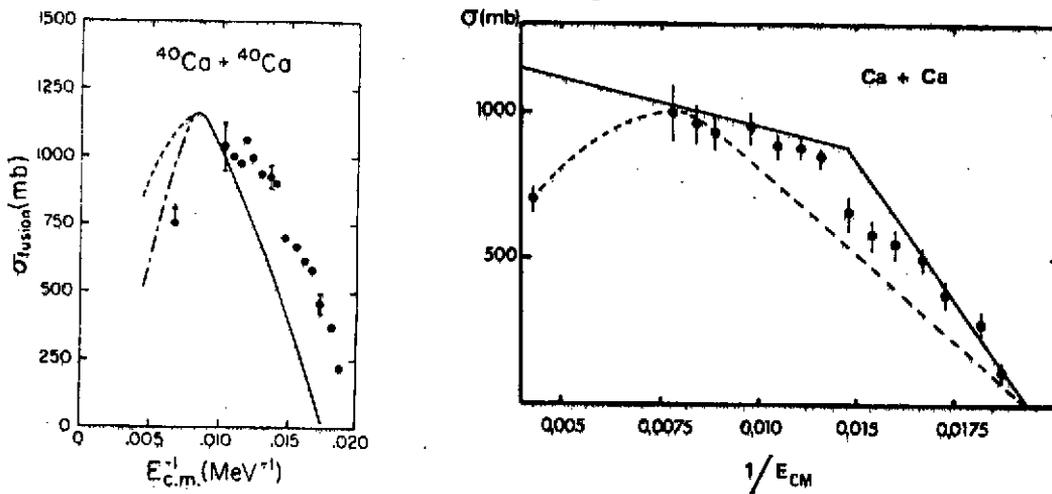


Figure 7 : Comparaison de l'expérience et du modèle de Birkelund⁵. Il n'apparaît pas les deux régimes indiqués par les relations 2 et 3.

des résultats. Toutefois, dans certains cas, la paramétrisation à l'aide de la notion de distance critique marchait mieux (figure 8 et 9).



Figures 8 et 9 : Un exemple où la notion de distance critique (figure 9, trait plein) reproduit un peu mieux les résultats que le modèle de Birkelund (figure 8). La courbe en pointillé de la figure 9 est calculée dans le cadre du modèle de Swiatecki²⁴ (voir plus loin).

Mais surtout, le modèle de Birkelund marche très mal pour les systèmes lourds comme le montre la figure 10.

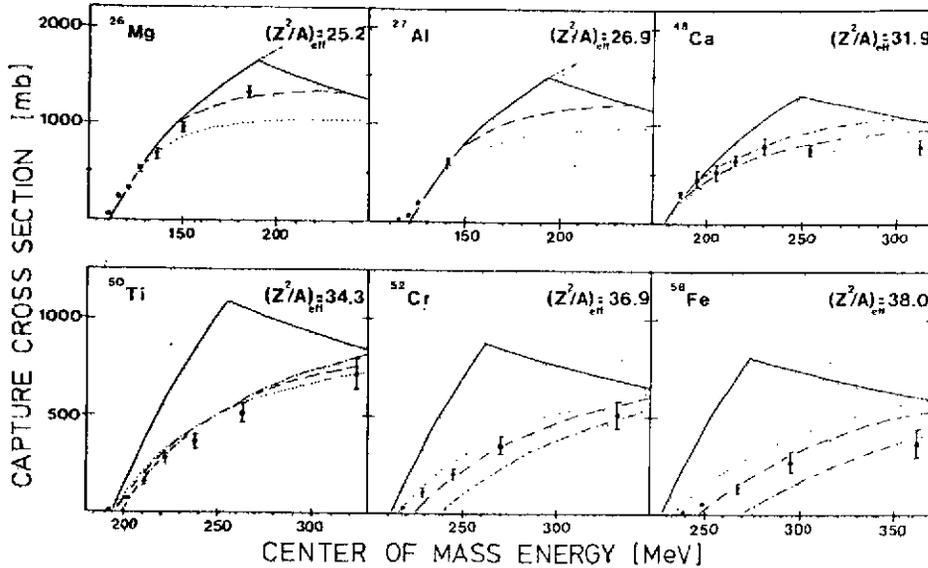


Figure 10 : Le modèle de Birkelund (trait plein) reproduit très mal l'expérience pour les systèmes lourds (réf. 9). Voir plus loin pour les autres courbes.

V - AMELIORATION DES MODELES DYNAMIQUES

L'idée est ici de s'écarter de l'approximation soudaine en permettant aux deux noyaux partenaires de développer un col entre eux au moment de leur contact. On va voir que cette généralisation change beaucoup de choses. Deux modèles (Nix¹⁰ et Swiatecki⁶) vont dans ce sens. Dans le modèle de Nix, les formes permises sont variées (ellipsoïdes reliées par un hyperboloïde) ; dans le modèle de Swiatecki, les noyaux restent sphériques mais un col les relie. Le modèle de Nix est un modèle hydrodynamique où la friction n'a été introduite que très récemment¹¹ et qui est restreint aux systèmes symétriques. Le modèle de Swiatecki permet d'aller plus loin grâce à la simplicité des formes mises en jeu. La friction à un corps y est introduite et les diverses asymétries y sont traitées. Les résultats des deux modèles sont qualitativement voisins. Nous développons ici le modèle de Swiatecki car les calculs y restent simples.

THE NUCLEAR CONFIGURATION AS SPECIFIED BY ③ DEGREES OF FREEDOM

$$\text{ASYMMETRY } \Delta = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$$

$$\text{DISTANCE } \rho = \frac{r}{R_1 + R_2}$$

$$\text{WINDOW OPENING } \alpha = \left(\frac{\sin \theta}{\sin \theta_{\max}} \right)^2$$

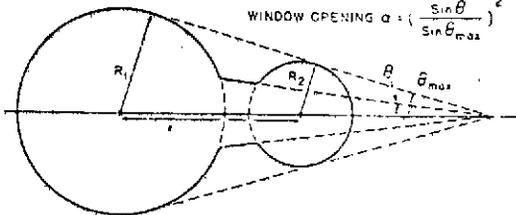


Figure 11 : Les formes nucléaires autorisées dans le modèle de Swiatecki.

Que suppose le modèle de Swiatecki ? Les noyaux qui interagissent restent sphériques jusqu'à leur rencontre (deux sphères tangentes). En ce point, la formation d'un col est autorisée (figure 11) : le calcul montre que cette formation permet une diminution de l'énergie potentielle. L'échange de nucléons entre les deux noyaux est autorisé lorsque l'ouverture du col est suffisante ($\alpha = \frac{1}{2}$ avec les notations de la figure 11). Ce modèle est à 3 variables (voir figure 11). Il n'a pas de paramètre ajustable.

Les principales prévisions de ce modèle sont indiquées sur les figures 12 et 13.

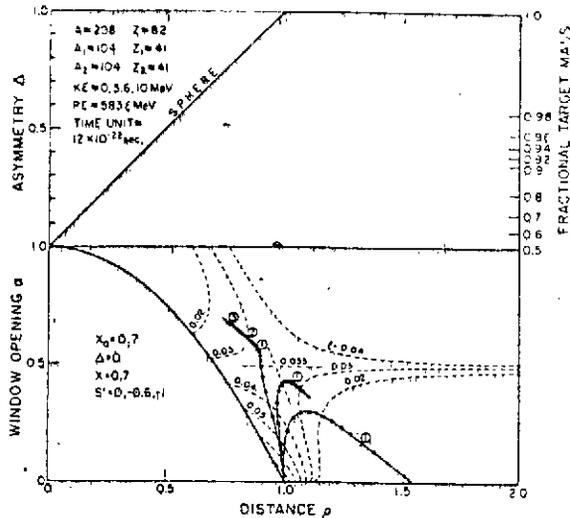


Figure 12 : Trajectoires pour un système symétrique $A_1=A_2=104$. Cette figure fait apparaître la notion d'extra-push.

La figure 12 concerne un système symétrique ce qui revient à réduire de 3 à 2 les degrés de liberté du système. Les trajectoires indiquées sont calculées dans le plan associé. Le choc est supposé frontal.

Première remarque ; l'ensemble du plan n'est pas accessible au système ; ce, pour des raisons purement géométriques (par exemple, on peut vérifier sur la figure 11 que $\rho < 1$ et $\alpha = 0$ est impossible).

Seconde remarque : les courbes en pointillé sont des équipotentielles. Il apparaît l'existence du point selle de fission.

Troisième remarque : ce point selle est tel que, pour l'atteindre à partir de la configuration "deux sphères tangentes" ($\rho=1$, $\alpha=0$), il faut dépenser une énergie supplémentaire : c'est l'extra-push E_x . La trajectoire 1 correspond à un choc à la barrière : il y a aller et retour avec perte d'énergie ; c'est le transfert très inélastique.

De même pour la seconde trajectoire qui correspond à une énergie incidente qui excède la barrière de 3,6 MeV. Par contre, la troisième trajectoire conduit à la fusion : elle représente une énergie incidente de 10 MeV au-dessus de la barrière. Dans tous les cas, le mouvement est surcritique c'est-à-dire que le système a son évolution guidée essentiellement par la forme de la surface d'énergie potentielle qui est très vite rejointe. On comprend donc pourquoi le modèle de Bass n'était pas trop faux,

Quatrième remarque : les points successifs sur les trajectoires correspondent à des instants espacés de $1,2 \times 10^{-22}$ s. On peut noter que le temps passé par le système au voisinage du point selle est très long dans le cas de la troisième trajectoire.

Les calculs de Swiatecki indiquent que E_x est nul pour les systèmes légers et croît pour des systèmes de plus en plus lourds. Plus précisément :

$$E_x (\text{MeV}) = 2000 (x_e - 0,7)^2 \quad (4)$$

où x_e est le paramètre de fissilité $x_e = x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{crit}}}$

$$(Z^2/A)_{\text{crit}} = 50,13$$

Swiatecki a bien sûr étendu ses calculs à des systèmes asymétriques. La relation (4) est valable à condition de définir x_e par :

$$x_e = \frac{(Z^2/A)_{\text{eff}}}{(Z^2/A)_{\text{crit}}} \quad (5)$$

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{eff}} = \frac{4Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \quad (6)$$

relation valable dans le cas d'un choc frontal.

Mais de plus, il faut maintenant introduire le troisième degré de liberté (l'asymétrie de masse Δ). La quatrième remarque concernant la figure 12 montre que lorsque la fusion se produit, c'est un phénomène lent qui peut, dans certains cas, durer $\sim 10^{-20}$ secondes. Le système a alors le temps de minimiser son énergie potentielle par rapport à Δ . Les cartes d'énergie potentielle telles que celle de la figure 12 évoluent donc dans le temps lorsque le système séjourne autour du point selle. En particulier, la position du point selle lui-même, va évoluer dans le plan (ρ, α) . Trois cas de figures peuvent alors être envisagés :

- cas a : le système reste "du bon côté" du point selle et continue d'évoluer vers la formation du noyau composé.
- cas b : le point selle peut se déplacer vers des valeurs de ρ plus faibles et croiser dans son évolution, la trajectoire représentative du système pour l'énergie incidente considérée. Celui-ci se retrouve alors instable et contraint d'évoluer à nouveau vers la séparation.
- cas c : le point selle peut purement et simplement disparaître : c'est ce qui se passe si le système est très lourd et a le temps d'évoluer vers la symétrie. Dans le modèle de Swiatecki, on n'envisage pas ce cas et on considère qu'il y a formation du noyau composé si la trajectoire représentative du système atteint la configuration sphérique. Sinon, le système évolue à nouveau vers la séparation.

Dans tous les cas où il y a eu re-séparation (cas b et c), il y a eu fission rapide : le système a été interrompu dans son évolution vers la formation du noyau composé et s'est redivisé en deux noyaux : c'est un transfert très inélastique mais il a duré très longtemps ($\sim 10^{-20}$ s) ce qui a laissé au système le temps de s'équilibrer en masse comme pour la fission conventionnelle.

On a dans ce raisonnement introduit implicitement les concepts de points selle conditionnel et inconditionnel. Le point selle conditionnel est le point selle de la voie d'entrée (Δ figé). Le point selle inconditionnel est celui correspondant à Δ équilibré. Surpasser le point selle conditionnel ne garantit pas

systématiquement de surpasser le point selle inconditionnel. Dans certains cas, (systèmes lourds surtout), il faut apporter une énergie supplémentaire pour y parvenir ; c'est l'extra-extra-push.

Pour généraliser maintenant le modèle à l'ensemble des chocs, il reste à introduire l'effet du moment angulaire lM . Swiatecki l'introduit en remarquant que le rôle physique de celui-ci est le même que le rôle physique de la répulsion coulombienne. Le moment angulaire induit un effet centrifuge qui s'oppose à la fusion. Donner au système du moment angulaire est donc équivalent du point de vue dynamique à accroître son produit $Z_1 Z_2$ ou son $(\frac{Z^2}{A})$. La relation (4) restera donc valable à condition de définir x_e par (5) avec $(\frac{Z^2}{A})_{\text{eff}}$:

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{eff}} = \frac{4Z_1 Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} + \left(\frac{Fl}{l_{\text{ch}}}\right)^2 \quad (6 \text{ bis})$$

- f est alors la fraction du moment angulaire initial qui reste sous forme orbital au moment du choc.

$$- l_{\text{ch}}^2 = 0,0105 \frac{A_1^{4/3} A_2^{4/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2}{A_1 + A_2}$$

Le modèle de Swiatecki permet donc de prévoir l'évolution d'un système à partir d'un seul paramètre x_e .

La figure 13 est un résumé des résultats pour les diverses réactions envisageables.

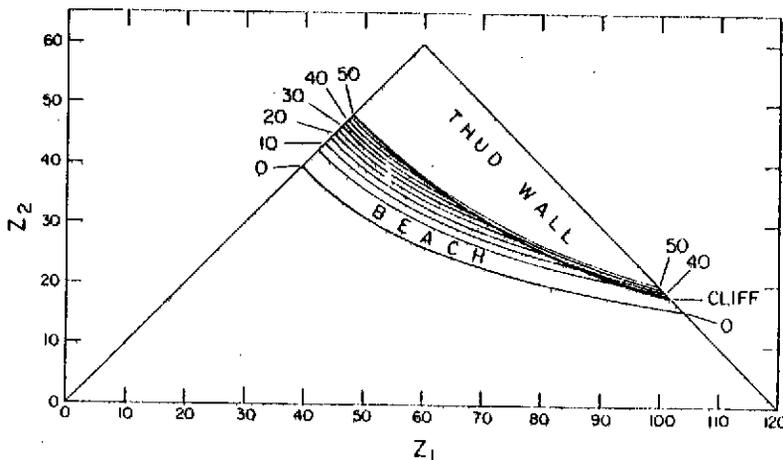


Figure 13 ; Les lignes de contours indiquent les valeurs de E_{xx} pour divers systèmes et pour $l=0$. Dans la zone marquée beach, on a $E_{xx}=E_x$ (pas d'extra extra push) ; mais à partir de la frontière marquée cliff, l'extra-extra-push augmente violemment et dépasse l'extra push. (Réf. 31)

Remarque : Dans le modèle de Swiatecki, l'origine physique de l'"extra-push" se trouve dans la formation du col. De fait, le modèle de Sierk et Nix déjà signalé¹⁰ conduit lui-aussi à cette même notion.

VI - LA COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE : L'"EXTRA-PUSH"

a) L'extra-push au seuil

Le modèle que nous venons de présenter permet de reproduire les seuils des fonctions d'excitation non reproduites dans le modèle de Birkelund. Sur la figure 10, il apparaît clairement un décalage des fonctions d'excitation pour

les projectiles lourds, la limite semblant être le calcium. C'est l'extra-push pour une onde s. Les courbes en pointillé sont les meilleurs fits avec le modèle de Swiatecki.

D'autres résultats²³ semblent aller dans le même sens. Sur la figure 14, on a porté la différence δ entre la barrière de fusion et la barrière d'interaction $V(R_B)$ en fonction de $(\frac{Z^2}{A})_{\text{eff}}$. Il apparaît qu'à partir d'une valeur seuil, δ n'est plus nul mais croît fortement : la différence est l'extra-push et la courbe continue est théorique. Schmidt¹² indique des résultats comparables.

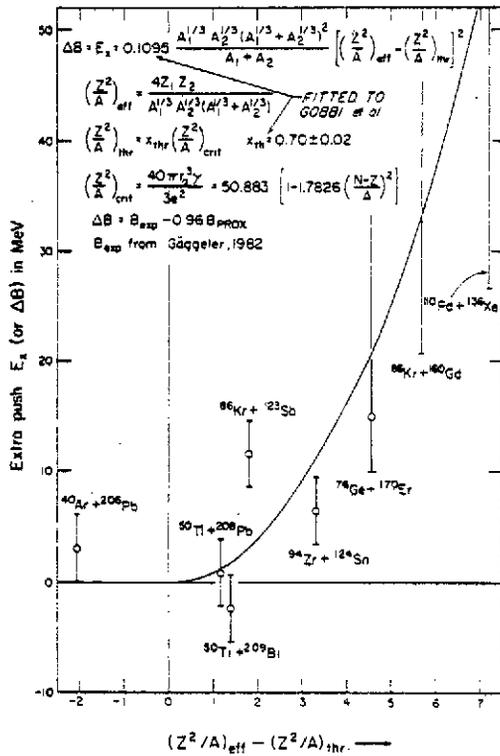


Figure 14 : L'extra-push en fonction de $(\frac{Z^2}{A})_{\text{eff}}$ - Voir le texte e56

Ainsi présenté, l'extra-push semble purement et simplement prouvé. Il faut toutefois remarquer que les figures 10 et 14 sont des mélanges de données expérimentales et théoriques : les courbes en trait plein de la figure 10 sont calculées. Les barrières d'interaction de la figure 14 également. Les barrières de fusion sont calculées à travers des modèles. Quel crédit peut-on accorder à ces calculs ?

D'autres incertitudes sont de type purement expérimental. Par exemple, dans le cas de la référence 9, la distinction de la fission suivant fusion et des transferts très inélastiques n'est pas évidente comme on peut le voir sur la figure 15.

On peut même relever des contradictions internes dans ces résultats : ainsi, on pourrait déduire de la figure 16 que le seuil de fission suivant fusion est supérieur à 5,9 MeV/Nucléon pour le système Pb+Fe en contradiction avec la figure 10 tirée du même travail. Toutefois, une telle incertitude va dans le sens d'encore augmenter le seuil de fusion donc de corroborer la notion d'extra-push.

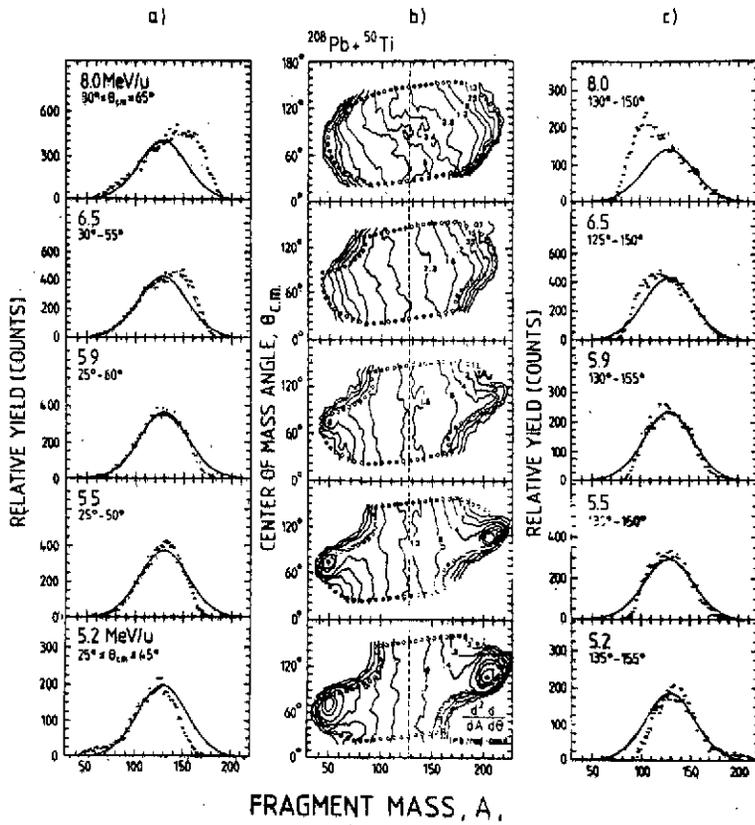


Figure 15 : Distributions de masses à divers angles pour le système Pb+Ti. On voit que la fission suivant fusion (trait plein) n'est pas facile à séparer des transferts très inélastiques. Voir la référence 9 pour plus de détail.

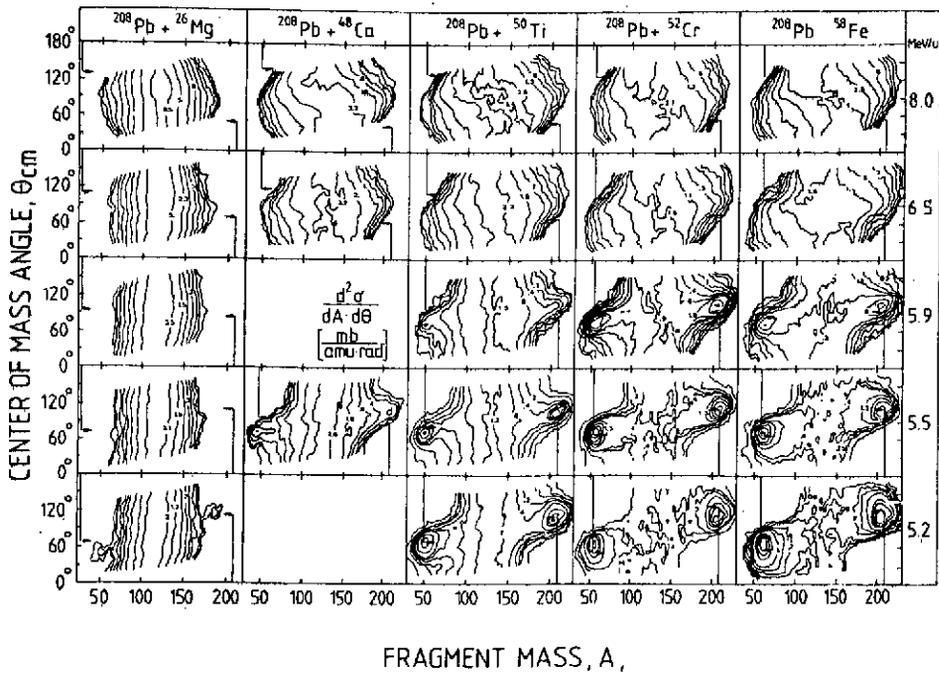


Figure 16 : Cartes masse-angle d'émission pour plusieurs réactions (réf. 9)

Il semble raisonnable de croire à l'extra-push sur la base de deux arguments. Il est difficile d'admettre que la systématique utilisée pour calculer les barrières d'interaction¹³ soit fautive de plus d'une dizaine de MeV. Et surtout, il existe quelques systèmes pour lesquels le seuil de transferts très inélastiques est inférieur au seuil de fusion. C'est ce que l'on peut déduire de l'observation de la figure 17, pour les systèmes Pb+Fe et Pb+Ni à 5,2 MeV/nucléon. Il n'est resté pas moins qu'il est absolument nécessaire d'établir que,

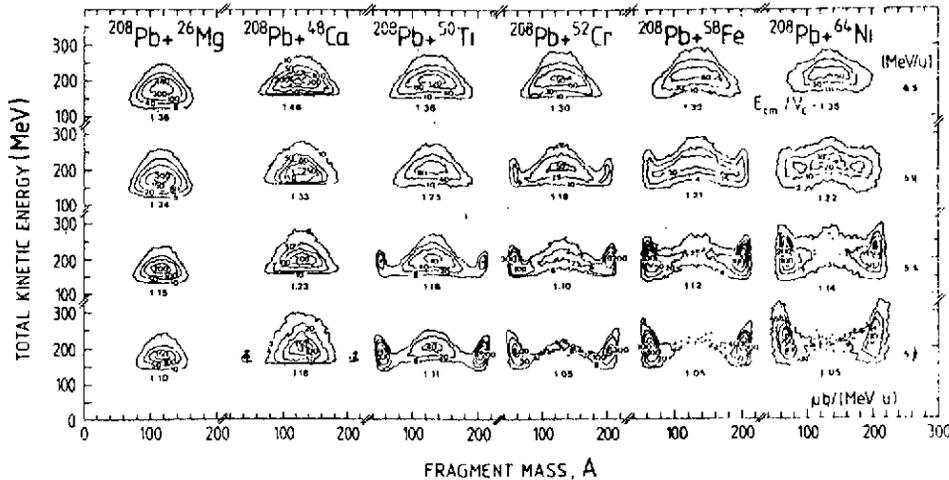


Figure 17 : Diagrammes énergie cinétique totale-masse pour quelques réactions (réf. 9)

pour d'autres systèmes, il existe bien un décalage entre les seuils de fusion et de transferts très inélastiques (on remarquera en passant que cela n'est expérimentalement pas très facile car il est impossible de séparer clairement les transferts très inélastiques et quasi-élastiques). Il serait par exemple intéressant d'étudier à GANIL le système Cu+Au¹⁴ pour lequel la section efficace de fusion a été trouvée très faible.

Dans le tableau II ci-dessous, on a calculé l'extra-push pour quelques systèmes dans le cas de chocs frontaux : on voit que les seuls projectiles utilisables se situent au-dessus de l'argon. Par ailleurs, il est bien-sûr impéra-

SYSTEME	E_x (MeV)
Ar + U	0
Fe + Ho	0,3
Cu + Nb	0
Cu + Au	22
Kr + Sn	0,4
Kr + Er	30

Tableau II

tif que le système soit asymétrique afin d'éviter au maximum la confusion entre fission et transferts très inélastiques. Les projectiles du cuivre au krypton sont donc de bons candidats.

b) L'extra-push au-dessus du seuil

On peut également tester l'"extra-push" pour des systèmes plus légers en augmentant l'énergie de bombardement puisqu'alors on augmente le moment angulaire

initial donc le $(\frac{Z^2}{A})_{\text{eff}}$ (relation 6). Les comparaisons théorie-expérience n'en sont qu'à leur début ; elles indiquent parfois un bon accord (voir encore la figure 10), mais dans d'autres cas, des problèmes apparaissent comme le montre la figure 18.

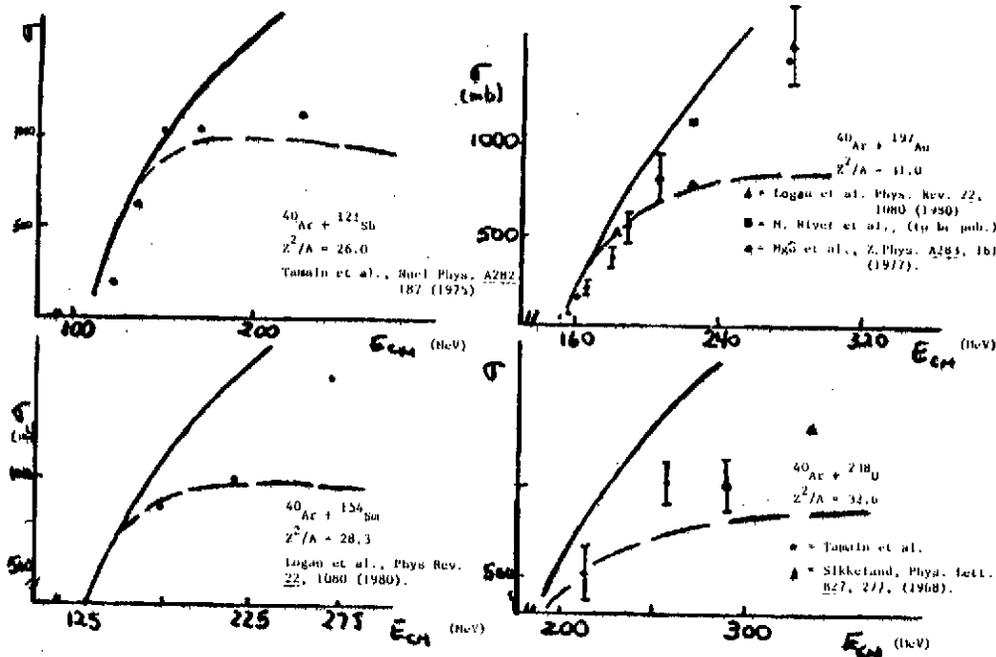


Figure 18 : La comparaison expérience (point)-résultats du modèle de Swiatecki (pointillés) ne marche pas pour certains systèmes. Cette figure m'a été aimablement donnée avant publication par E. DUEK de Sony Brook.

Le modèle de Swiatecki n'explique donc pas tout ce qui n'est d'ailleurs pas étonnant au vu de sa simplicité. En particulier, il ne permet pas de comprendre non plus pourquoi les transferts très inélastiques sont observés pour des systèmes à "extra-push" nul.

Il reste une question : quelle est la relation entre le modèle de Swiatecki et la notion de distance critique ? Autrement dit, le modèle de Swiatecki est-il capable de reproduire les cassures des fonctions d'excitation telles que celle de la figure 9. Sur cette figure, la courbe en pointillé²⁴ est déduite du modèle de Swiatecki : elle reproduit la saturation de la section efficace de fusion ; la cassure est estompée. Cela apparaît pour tous les systèmes mais l'accord avec l'expérience n'en est pas moins bon. La notion de distance critique n'est qu'une paramétrisation qui exprime seulement qu'il faut une interpénétration suffisante pour qu'il y ait fusion.

VII - LA FISSION RAPIDE

1) Généralités

On vient de voir que le modèle de Swiatecki prévoit l'extra-push et que l'expérience est sensiblement en accord avec cette notion. Mais ce modèle prévoit aussi la fission rapide. Qu'en est-il de ce point de vue ? En fait historiquement, la fission rapide a été mise en évidence et expliquée avant le modèle de

Swiatecki. Dans ce paragraphe, nous reprenons les données expérimentales et les autres modèles de la fission rapide.

2) Les données sur les sections efficaces

Depuis déjà une dizaine d'années, une donnée expérimentale troublait les physiciens : les moments angulaires critiques déduits des valeurs de sections efficaces de fusion excèdent souvent largement l_B , le moment angulaire qui annule la barrière de fission du noyau composé.

Il y a quelques années, on confondait fusion et formation de noyau composé et cette propriété était donc un casse-tête.

On peut résoudre ce casse-tête de trois façons :

a) On peut admettre que les valeurs de l_B qui sont des valeurs calculées¹⁶ ne reflètent pas la réalité.

b) On peut admettre que les sections efficaces de fission mesurées présentent des erreurs systématiques.

c) On peut distinguer fusion et formation de noyau composé, le premier terme étant plus général que le second.

L'hypothèse a) semble déraisonnable : les valeurs de l_B calculées ne peuvent être fausses à ce point. Quelles que soient les hypothèses faites dans les calculs, les valeurs de l_B qui en résultent sont voisines.

L'hypothèse b) peut elle aussi être rejetée dans bien des cas : la section efficace de fusion est la somme des sections efficaces de formation de résidus d'évaporation et de fragmentation symétrique. Cette dernière est dans beaucoup de cas clairement séparée des événements de transferts très inélastiques et présentent une distribution angulaire du type $\sim 1/\sin \theta$ (voir par exemple la figure 19 b).

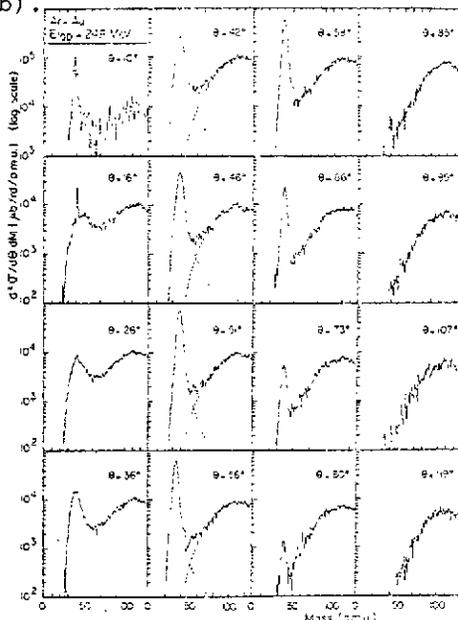


Figure 19a : Distribution des masses des produits relaxés par le système Ar+Au 248 MeV. La distinction fusion transferts très inélastiques est claire.

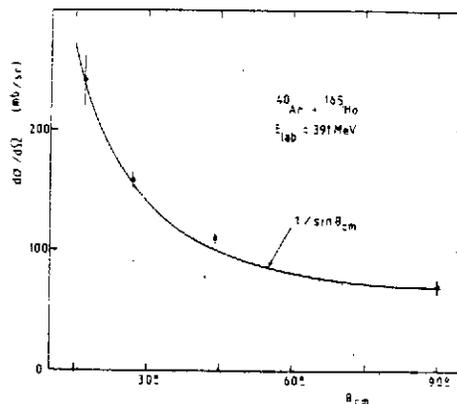


Figure 19b : Distribution angulaire de la composante symétrique pour le système Ar+Ho à 391 MeV. Elle est en $1/\sin \theta$.

Reste l'hypothèse c).

De fait, le modèle de Swiatecki permet d'envisager cette hypothèse. Considérons par exemple le système Ar+Ho. Le potentiel soudain d'interaction pour ce système présente un point selle conditionnel pour des ondes partielles incidentes allant jusqu'à $\ell_{\text{lim}} = 136 \text{ M}^*$.

Si l'énergie initiale est suffisante, le système peut être rattrapé derrière ce point selle pour des ondes partielles allant jusqu'à 130 M . La durée de vie associée étant longue, la relaxation en masse a le temps de s'achever et le point selle de disparaître pour les ondes partielles trop élevées. Les deux partenaires sont alors soumis à un potentiel répulsif et se re-séparent ; l'expérimentateur observe que leurs masses sont voisines comme dans le cas d'une fission conventionnelle. La réaction observée ressemble fortement à une fission suivant formation de noyau composé mais on comprend que l'on puisse l'observer pour des ondes partielles allant jusqu'à ℓ_{lim} .

Des idées très voisines ont été suggérées à Orsay^{17,18,19} puis par Norenberg²⁰ et Grégoire-Ngo²¹, il y a quelques années. Nous développons dans ce qui suit les idées du modèle de Grégoire-Ngo car il permet d'aller plus loin que le modèle de Swiatecki dans la comparaison théorie-expérience.

Dans ce modèle, on admet que le système évolue continument de l'extrême "soudain" à l'extrême "adiabatique" avec une constante de temps τ_{SA} de l'ordre de quelques 10^{-21} s. Plus précisément :

$$V(\ell) = \chi(t) V_s(\ell) + [1-\chi(t)] V_a(\ell)$$

$V_s(\ell)$ est le potentiel soudain pour l'onde partielle ℓ , $V_a(\ell)$ est le potentiel adiabatique correspondant ; $\chi(t)$ décrit le passage d'un extrême à l'autre ; il est donné par :

$$\frac{d\chi(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau_{\text{SA}}} \phi(r, x) \chi(t)$$

où ϕ est un facteur de forme qui indique que le passage est d'autant plus rapide que les noyaux se recouvrent.

Si τ_{SA} est choisi égal à 10^{-21} s, les calculs dynamiques indiquent que c'est le potentiel soudain qui décide du piégeage dans la poche. La situation est très voisine de celle du modèle de Swiatecki si ce n'est que l'extra-push n'existe pas puisque la formation du col n'est pas envisagée. Pour ce qui est de la suite de l'évolution du système, les différences avec le modèle de Swiatecki sont :

- le système atteint la limite adiabatique,
- le modèle est incapable de suivre l'évolution du système pour de trop faibles distances entre les deux partenaires car la paramétrisation ne rend

* ℓ_{lim} est différent de l' ℓ_{lim} introduit au §II-2 à cause de la remarque faite au-dit paragraphe. Considérons en effet le cas d'une collision avec un moment angulaire orbital initial ℓ_0 . Dès le début de la collision, la friction a pour effet de transférer une partie de ce moment angulaire en spin des fragments. Des calculs dynamiques³⁰ indiquent qu'au moment où se décide le piégeage derrière le point selle conditionnel, le moment angulaire orbital a été réduit au 5/7 de sa valeur initiale. On a donc l' $\ell_{\text{lim}} = 5/7 \ell_{\text{lim}}$. Swiatecki a admis cette valeur dans ses calculs. Cette question est discutée dans le chapitre II.

compte que des configurations di-nucléaires. Il ne peut donc décrire la formation du noyau composé ou d'une façon générale, ce qui se passe pour des valeurs de moment angulaire inférieures à celle (l_B) qui annule la barrière de fission du noyau composé. En particulier, il ne prévoit bien sûr pas l'extra-extra-push. Sauf dans le cas de systèmes très lourds, la fission rapide correspond au domaine de moment angulaire (l_B , l_{lim}). Le cas b du §V n'est pas reproduit par suite de la paramétrisation de forme utilisée.

Par contre, sont incluses dans le modèle les équations de transport qui permettent de décrire le transfert des nucléons et les fluctuations associées.

3) Les distributions des masses

La figure 20 montre les résultats quant aux valeurs moyennes pour

$$\tau_{SA} = 10^{-21} \text{ s.}$$

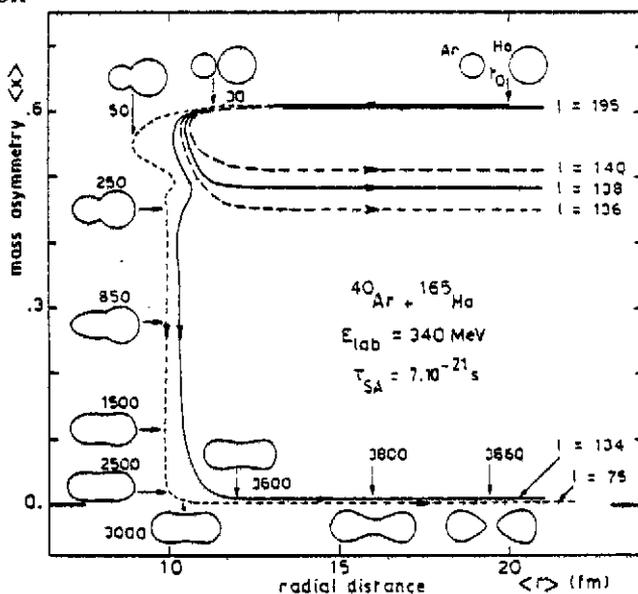


Figure 20 : Evolution du système Ar+Ho dans le plan distance radiale-asymétrie de masse pour diverses valeurs du moment angulaire initial. Pour $l=75$, les séquences de formes sont indiquées ainsi que les temps en unités de 10^{-23} s.

Pour l supérieur à 136, le système subit un transfert très inélastique : il y a eu peu d'échange de masse. Pour l inférieur à 134 mais supérieur à $l_B=72$, le système est dynamiquement piégé dans la poche du potentiel*. Il a alors largement le temps de s'équilibrer en masse avant de conduire à nouveau à deux fragments de masses égales comme dans une fission conventionnelle.

Pour ce qui concerne les largeurs des distributions des masses, les calculs montrent que le système garde la mémoire de la configuration d'approche minimale. De même dans le cas de la fission suivant formation de noyau composé, le système conserve la mémoire du point selle. Or, la variation de l'énergie potentielle avec le degré d'asymétrie des masses est plus rapide autour du point selle. Autrement dit, on s'attend à ce que les distributions de masse de fission soient plus étroites que celles de fission rapide. C'est ce qui apparaît sur la figure 21 sur laquelle on compare expérience et théorie pour le système Ar + Ho.

*Une valeur plus faible (et plus réaliste) de τ_{SA} conduit à une séparation moins nette des trajectoires $l=136$ et $l=134$.

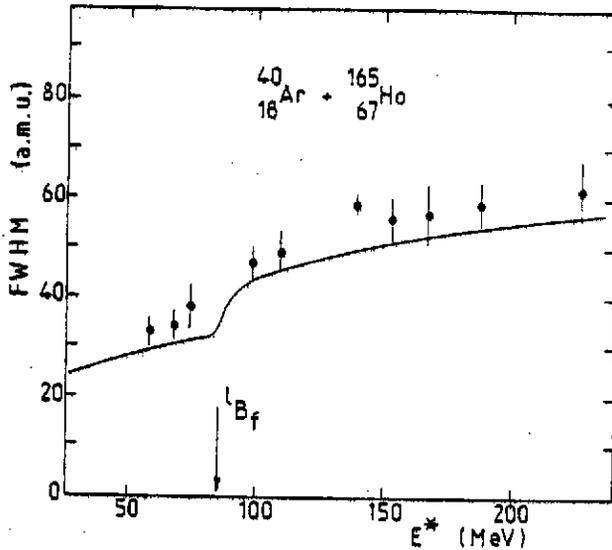


Figure 21 : Comparaison des largeurs de distributions de masse calculées et expérimentales pour le système Ar + Ho

D'une façon générale, l'expérience semble indiquer une augmentation des largeurs de distributions de masses lorsque la fission rapide est observée. La

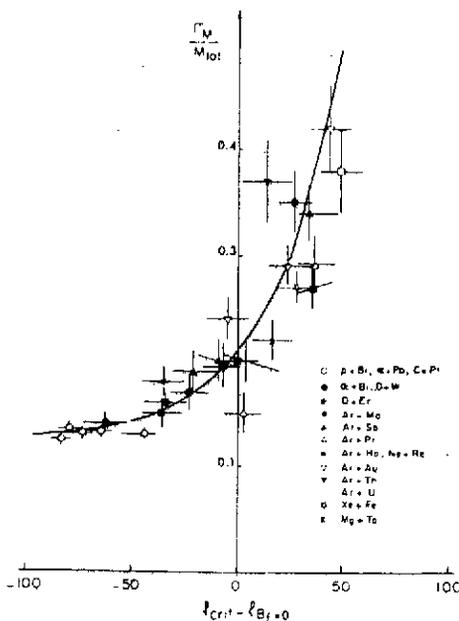


Figure 22 : Largeurs de distributions de masses en fonction de l'écart à la valeur de moment angulaire annulant la barrière de fission. La courbe est pour guider l'oeil. Les largeurs ont été normalisées d'un système à l'autre en divisant par la masse totale.

figure 22 illustre ce point. Il faut toutefois être encore prudent car les données expérimentales sont souvent floues et contradictoires :

- floues car les distributions de masses de fission s'élargissent elles aussi avec le moment angulaire du noyau composé concerné. Bien que cette augmentation reste faible, les barres d'erreur sur les données expérimentales rendent ambiguës les conclusions.

- contradictoires comme le sont les résultats relatifs aux systèmes Ar+U²⁵ et Cl+U²⁶ publiés récemment à la Conférence de Saclay.

4) Quels sont les systèmes pour lesquels on peut espérer observer la fission rapide ?

Si on part du modèle de Ngo avec $\tau_{\Delta\Delta} \sim 7 \times 10^{-21} s^*$, il faut que le potentiel

* Cette valeur de $7 \times 10^{-21} s$ est sans doute trop grande et une valeur de $10^{-21} s$ semble plus réaliste. Dans ce cas, le potentiel d'interaction ne serait déjà plus soudain au moment du piégeage dans la poche, ce qui complique un peu les considérations simples faites ici, sans toutefois les bouleverser.

soudain conduise à une valeur ℓ_{lim} supérieure à ℓ_B . Il faut aussi que le système évolue ensuite vers la symétrie.

La première condition conduit à sélectionner les systèmes de la zone hachurée de la figure 23.

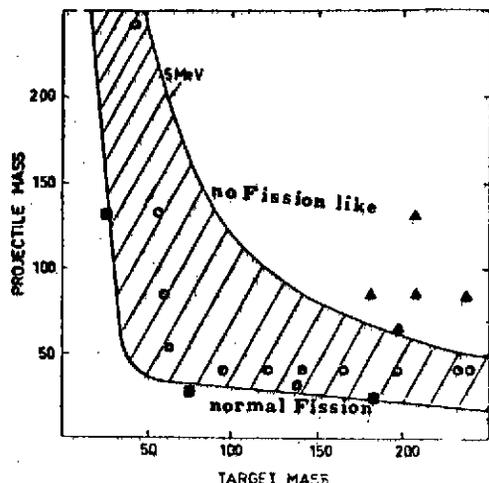


Figure 23 : La zone hachurée indique les systèmes pour lesquels il existe une poche d'au moins 5 MeV* dans le potentiel soudain initial. Les points noirs sont les systèmes pour lesquels il n'existe pas de composante symétrique pouvant être attribuée à la fission rapide. Les points ouverts sont ceux pour lesquels la fission rapide aurait été observée.

Les projectiles "utiles" se situent entre l'argon et le cuivre.

La seconde condition conduit à sélectionner des asymétries de voies d'entrée pas trop grandes. Par exemple, dans le cas d'un système de 237 nucléons (figure 24), le projectile doit être au moins égal à l'argon.

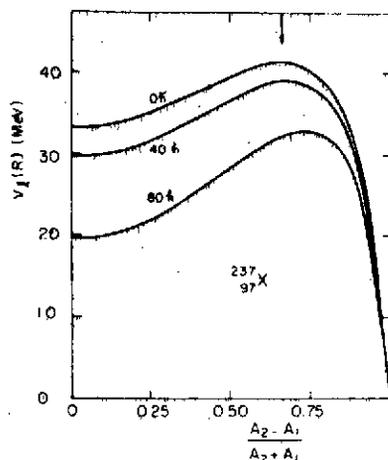


Figure 24 : Potentiel d'interaction soudain pour deux noyaux au contact en fonction de l'asymétrie des masses pour un ensemble de 97 protons et 237 nucléons. La flèche correspond au système Ar+Au.

Ces idées ont été exploitées dans une expérience mettant en oeuvre 205 nucléons et 85 protons. Deux systèmes ont été étudiés : $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ et $^{24}\text{Mg} + ^{181}\text{Ta}$. Le premier tombe dans la zone hachurée de la figure 23 et l'asymétrie de masse est suffisante pour que la fission rapide soit prévue. Dans le cas du second au contraire, la fission rapide n'est pas attendue. Autrement dit, on s'attend à ce que :

- le moment angulaire critique pour la fusion (noyau composé + fission rapide) soit nettement supérieur dans le cas du projectile argon.
- les largeurs de distributions de masses soient plus fortes dans le cas de projectile argon mais que, à moment angulaire égal, elles soient comparables.

**Ces calculs sont faits en supposant que le transfert de moment angulaire initial a permis d'atteindre la condition de roulement (voir chapitre II)

C'est ce qu'indiquent effectivement les résultats expérimentaux des figures 25, 26, 27.

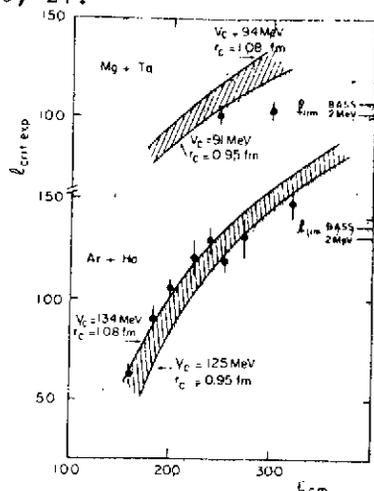


Figure 25 : Moments angulaires critiques expérimentaux pour les deux systèmes Ar+Ho et Mg+Ta en fonction de l'énergie de bombardement. Les valeurs de l_{crit} sont manifestement limitées pour l_{lim} . Les valeurs hachurées sont celles qui seraient prévues par la notion de distance critique.

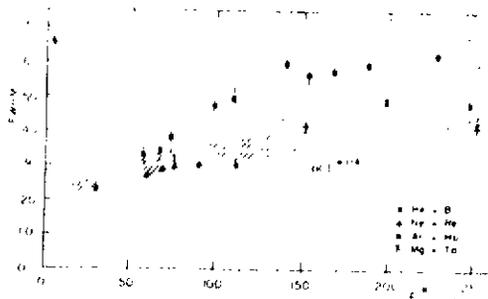


Figure 26 : Variation de la largeur à mi-hauteur de la distribution des masses de la composante symétrique en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant. La courbe hachurée est la variation prévisible dans le cas de la fission d'un noyau composé. Les largeurs observées dans le cas du système Mg+Ta sont en accord avec cette prévision ce qui signifie l'absence de fission rapide dans ce cas. Ce n'est pas ainsi pour le système Ar+Ho pour lequel la fission rapide joue un rôle important.

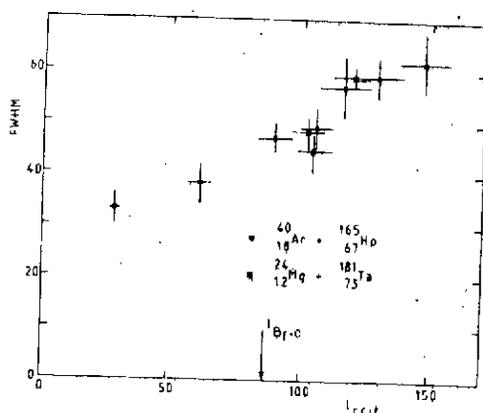


Figure 27 : Variation de la largeur à mi-hauteur de la distribution des masses avec le moment angulaire critique pour la fusion (c'est-à-dire formation noyau composé + fission rapide). Les points relatifs aux deux systèmes Mg+Ta et Ar+Ho se placent sur une même courbe ce qui est cohérent avec l'interprétation fondée sur la fission rapide.

5) Les données plus indirectes

Les données précédentes ne sont pas des preuves irréfutables de l'existence de la fission rapide. Tout au plus des indications. Il apparaît donc nécessaire de rechercher d'autres signatures du processus. On peut espérer les trouver à deux niveaux : au niveau des formes mises en jeu dans le processus et au niveau des temps.

- au niveau des formes car dans la fission rapide le système reste bi-nucléaire par opposition à la forme mononucléaire des noyaux composés.

- au niveau des temps car une fission rapide ne dure que quelques 10^{-20} secondes (voir figure 20) donc moins longtemps qu'une fission conventionnelle.

La seconde idée a été exploitée par Gayron²⁷ dans une expérience de détection des neutrons accompagnant la fission. L'idée est que l'émission de neutrons de pré-fission doit être favorisée dans le cas d'une durée de fission accrue. Autrement dit, on s'attend à un nombre de neutrons de pré-fission plus faible

dans le cas d'une fission rapide. L'expérience n'a pas permis de mettre en évidence ce phénomène, peut-être à cause d'un mauvais choix du système (Ne+Nd) qui selon la figure 23 est trop léger.

Back et col²⁸ ont eu plus de succès en mesurant les distributions angulaires de fission rapide. L'idée est que la distribution angulaire de fission d'un noyau reflète la forme du dit noyau au point selle. Dans le cas de la fission rapide de systèmes lourds, le point selle à considérer est le point selle conditionnel beaucoup plus allongé que le point selle inconditionnel du noyau composé correspondant. C'est ce qui apparaît clairement sur la figure 28 qui montre

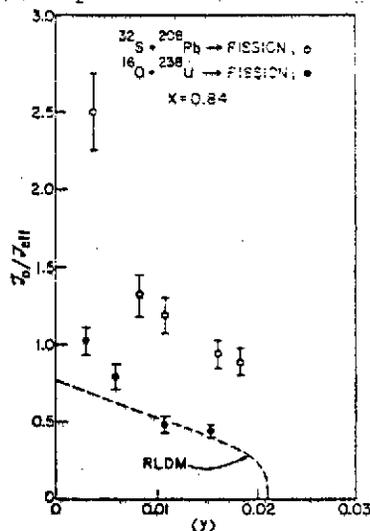


Figure 28 : Rapport du moment d'inertie de la sphère rigide et du moment d'inertie effectif pour les deux systèmes S+Pb et O+U en fonction du moment angulaire (exprimé en unités de la réf. 16). Les deux systèmes ont un comportement très différent. La forme au point selle est plus allongée dans le cas du système S+Pb. Cette figure a été confectionnée avant publication par Back.

que les systèmes S+Pb et O+U ont des comportements fondamentalement différents ; or, la fission rapide n'est attendue que pour le premier (voir la figure 23).

L'expérience précédente est la seule donnée sérieuse qui prouve que les modèles de Swiatecki ou de Ngo ou Nöremberg sont convenables quand il s'agit de prévoir la fission rapide. Il est donc tout à fait clair que des données expérimentales nouvelles* sont nécessaires pour progresser. Concernant les sections efficaces et les largeurs de distributions de masses et compte-tenu des ambiguïtés sur les mesures des largeurs, seule une systématique peut confirmer les idées actuelles. D'autres distributions angulaires doivent aussi être mesurées et l'étude des émissions de particules légères pourrait donner de précieux renseignements sur les temps de vie. Voir à ce sujet le § IX-3 du chapitre II.

6) La relation entre la fission rapide et l'extra-extra-push

Après l'étude du modèle de Swiatecki, nous avons passé sous silence l'extra-extra-push. En fait, nous en avons discuté indirectement car, dans le cadre de ce modèle, dire qu'il y a fission rapide et dire qu'il y a extra-extra-push sont deux affirmations équivalentes. Si pour un moment angulaire initial donné l_K , l'énergie de bombardement est comprise entre l'extra-push et l'extra-extra push, il y aura fission rapide. Il y a toutefois une différence entre la notion de fission rapide telle que la traite le modèle de Grégoire-Ngo et la notion de fission rapide au sens de Swiatecki ; dans le premier cas, la fission rapide se produit pour des l compris entre l_B et l_{lim}^{30} (dans le cas de systèmes très lourds, elle peut se produire en-dessous de l_B , mais ces cas restent rares).

*Il a été récemment⁴⁰ observé pour le système Ar+U, une distribution angulaire de fission en $1/\sin \theta$ incompatible avec la théorie de Halpern et Strutinsky qui explique les distributions angulaires de fission du noyau composé. Cette observation est en accord avec les idées développées ici.

Inversement, dans le modèle de Swiatecki, λ_B ne joue pas un rôle spécifique et il peut se faire qu'il y ait fission rapide en-dessous de λ_B ou formation de noyau composé au-dessus de λ_B (voir les cas b et c du § V)*. Cette différence a été utilisée par Bjornholm²⁹ pour trancher entre les deux modèles. Considérons les systèmes S+U et Fe+Pb. Les nombres de nucléons totaux mis en jeu sont voisins et les λ_B sont donc voisins pour les deux systèmes ($\lambda_B \approx 40$). Or le modèle de Swiatecki prévoit la fission rapide dès $\lambda=0$ pour le système Fe+Pb et seulement pour $\lambda > 54$ pour le système S+U. Bjornholm affirme que de fait la fission rapide a été vue pour le système Fe+Pb et pas pour le système S+U.

Cette conclusion paraît abusive à deux titres : la fission rapide semble avoir été vue pour le système voisin S+Pb (voir réf. 28 et fig. 28). Par ailleurs, les 54 λ de Swiatecki ne sont justifiés que s'il existait un effet de couche pour le noyau composé $^{270}_{108}\text{X}$, ce qui n'est pas le cas. Enfin, les seules différences expérimentales significatives seraient celles vues très près du seuil afin d'isoler les contributions des faibles ondes partielles ($\lambda_{\text{crit}} < 40$).

Il apparaît donc clair qu'il est actuellement impossible de choisir entre les deux modèles tout en sachant que le modèle de Grégoire-Ngo a besoin d'une amélioration concernant la paramétrisation de forme.

VIII - CONCLUSION

Il est important de reprendre le diagramme du § I au vu des paragraphes précédents. Le domaine de moment angulaire doit maintenant être divisé en quatre zones comme l'indique le schéma ci-contre.

Les deux zones noyau composé (NC) et fission rapide (FR) constituent ensemble la zone fusion. La séparation entre les deux est λ_B dans le modèle de Grégoire-Ngo ou Nöremberg ; elle est plus fluctuante dans le modèle de Swiatecki mais sans que l'image globale en soit bouleversée. La fission rapide n'existe pas si λ_B est plus grand que

λ_{lim} . La zone NC peut elle-même être divisée en deux zones (pointillé) : à droite le noyau composé se désexcite préférentiellement par fission, à gauche on l'observera sous la forme de résidus d'évaporation. La limite pointillé entre ces deux domaines est la valeur de moment angulaire pour laquelle la barrière de fission du noyau composé est voisine de l'énergie de liaison du dernier neutron.

La largeur de la bande TOE (Transferts Quasi-Elastiques) est faible ; seulement quelques unités de λ . Reste le moment angulaire critique λ_c qui limite la contribution de la fusion. On notera à son sujet les points ci-après :

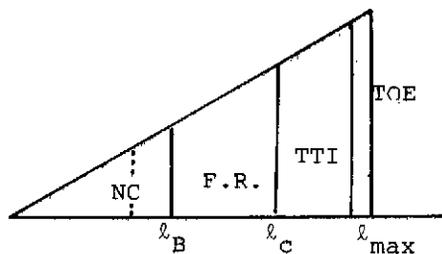


Figure 29

* Cette seconde affirmation peut paraître injustifiée : en fait, Swiatecki la maintient car son but est d'envisager la fabrication des super-lourds ; dans ces conditions, ce qui l'intéresse est que le point configuratif du système atteigne la zone de sphère. Ceci est bien la condition nécessaire pour qu'un noyau composé se forme, l'autre condition étant bien sûr qu'un effet de couche rende stable cette configuration sphérique.

a) sa valeur maximale est ℓ_{lim} .

b) ℓ_c est par ailleurs limité par l'extra-push. Autrement dit, même si ℓ_{max} est inférieur à ℓ_{lim} , la fusion peut rester limitée pour une valeur de ℓ_c nettement inférieure à ℓ_{max} .

c) pour les systèmes pour lesquels l'extra-push ne joue aucun rôle, et pour lesquels ℓ_{max} est inférieur à ℓ_{lim} , ℓ_c est voisin de ℓ_{max} . C'est le cas des systèmes très légers pour lesquels le modèle de Birkelund donne des résultats satisfaisants.

Le tableau III ci-dessous illustre ces affirmations par des exemples. Rappelons que ℓ_{lim} est le moment angulaire orbital initial à partir duquel la poche du potentiel soudain disparaît : il vaut $\frac{7}{5} \ell_{\text{lim}}$ (voir la note en bas de la

Réaction	ℓ_{lim} (M)	ℓ_e (M)	E_e (MeV/N)	E_e/B
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$	39	28	5,3	3,3
$^{40}\text{Ca} + ^{58}\text{Ni}$	94	64	4,5	1,46
$^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$	126	55	5,3	1,08
$^{84}\text{Kr} + ^{209}\text{Bi}$	0	0		

TABLEAU III

page du § VII-2). On peut l'obtenir à partir des formules analytiques de calcul de potentiel des ref. 32. ℓ_e est le moment angulaire initial à partir duquel l'extra-push n'est plus nul. Les formules utilisées pour le calculer peuvent être trouvées dans la réf. 29. E_e est l'énergie incidente laboratoire pour laquelle $\ell_{\text{max}} = \ell_e$. B est la barrière d'interaction.

On voit que pour le système Kr+Bi, ℓ_{lim} est nul ce qui signifie qu'aucune fusion n'est observée. Dans le cas du système $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$, les limitations n'interviennent pas avant un moment angulaire initial d'une trentaine d'unités M, c'est-à-dire une énergie incidente qui excède trois fois la barrière d'interaction : on comprend dans ces conditions, pourquoi le modèle de Birkelund donne des résultats satisfaisants pour ce système (voir la figure 7) puisque le domaine où les limitations apparaissent, est exclu de la comparaison théorie-expérience. Pour de tels systèmes, il serait intéressant de vérifier, d'une part, que les seuils de transferts très inélastiques sont élevés, d'autre part que l'extra-push joue un rôle à haute énergie.

Restent les systèmes $^{40}\text{Ca}+^{58}\text{Ni}$ et $^{40}\text{Ar}+^{197}\text{Au}$. Les énergies à partir desquelles les limitations apparaissent sont 4,5 MeV/nucléon et 5,3 MeV/nucléon mais elles ne représentent que 1,5 et 1,1 fois les barrières d'interaction : les limitations dues à la dynamique apparaissent près des seuils de réaction pour ces systèmes de masses intermédiaires : on comprend que le modèle de Birkelund reproduise alors moins bien l'expérience.

- CHAPITRE II -
LES TRANSFERTS TRÈS INÉLASTIQUES AU-DESSOUS DE 10 MeV/NUCLÉON

I - INTRODUCTION

Dans le modèle de Birkelund puis celui de Swiatecki, il existe un paramètre que nous avons peu évoqué dans le chapitre précédent ; c'est la proportion de moment angulaire orbital transféré aux fragments pendant le choc (nous avons pris $2/5$ dans le chapitre I). La connaissance de ce paramètre (f dans la relation 6) est fondamentale car elle modifie beaucoup les résultats. De même la validité ou non validité de la friction à un corps va bien-sûr jouer un rôle important. Ces exemples montrent combien il est fondamental de connaître les premiers instants d'une collision entre deux noyaux,

Or lorsqu'on étudie la fusion entre deux noyaux, tout se passe comme si à un moment donné le système disparaissait dans une boîte noire. On perd sa trace puis la boîte se rouvre pour laisser sortir par exemple les produits de désexcitation d'un noyau composé.

Au contraire, les transferts très inélastiques vont explorer pendant un temps très court les propriétés de friction des noyaux et apportent donc des informations précieuses sur l'instant du choc,

II - LES VARIABLES OBSERVABLES

Il y en a deux grandes classes :

- celles liées aux fragments eux-mêmes :
 - . leur nature en A et Z
 - . leur angle d'émission θ
 - . leur énergie E ,
- celles liées à la désexcitation des fragments, donc à ce qu'ils émettent ;
 - . particules chargées et neutrons
 - . gamma
 - . fission séquentielle

III - LES VARIABLES RELATIVES AUX FRAGMENTS EUX-MEMES

1) Les techniques de mesure

Les expériences relatives aux fragments de transferts très inélastiques sont de deux types :

- celles où un seul des deux fragments est analysé
- celles où les deux fragments sont détectés.

1-a) Cas où un seul fragment est analysé : Les données mesurées sont de trois types évoqués ci-dessous :

- a) L'énergie cinétique : elle est obtenue soit dans des détecteurs à

barrière de surface, soit dans des chambres d'ionisation à gaz. Ces résolutions obtenues dans les deux cas, sont comparables (0,7 à 1 %), les détecteurs à gaz permettant de couvrir des angles solides nettement supérieurs. Les étalonnages sont une opération délicate car la réponse des détecteurs fait apparaître un défaut d'amplitude fonction de la nature et de l'énergie du noyau détecté. On utilise généralement les procédures de Schmidt Kiker⁵² ou Kaufman et col⁵³ dans le cas de semi-conducteurs, les points de référence étant la diffusion élastique du projectile ou de la cible. Dans le cas de détecteurs à gaz, on néglige généralement ce phénomène.

Enfin, il faut tenir compte du ralentissement des produits dans les cibles et les feuilles traversées avant les détecteurs. Au total, l'imprécision sur les énergies mesurées est de plusieurs MeV mais ceci n'affecte pas les conclusions données dans les paragraphes suivants. Plus sérieuse est l'incertitude due à l'évaporation des nucléons par les fragments et qui écartent les résultats des données primaires de la réaction. Les spectres sont généralement corrigés pour cet effet, en supposant :

- que l'évaporation ne modifie pas la vitesse moyenne des fragments
- que le nombre de nucléons évaporés est proportionnel à la masse du fragment (cette hypothèse sera justifiée au § IX).

L'énergie cinétique des produits de transfert très inélastiques n'est donc jamais mesurée avec précision. L'ordre de grandeur de l'incertitude associée est de 5 MeV.

b) La charge nucléaire : elle est obtenue par la méthode ΔE -E. Le détecteur ΔE est généralement un détecteur à gaz car il est alors plus facile de lui donner une épaisseur uniforme. La mesure du Z est facile tant que la séparation des éléments successifs est possible (jusqu'à Z=50 dans la réf. 54, par exemple). Ceci explique la raison pour laquelle la littérature donne plus de renseignements sur les produits de transferts très inélastiques légers (généralement voisins du projectile) que sur les partenaires lourds. Dans le cas de non séparation des éléments successifs, on peut procéder de deux façons pour déterminer la charge nucléaire :

- ou bien on fait confiance à des tables de pertes d'énergie, comme celles de Northcliffe et Schilling⁵⁵ ou celles de Hubert et col⁵⁶ ; les secondes étant plus proches de la réalité que les premières³⁹.

- ou bien on réalise une expérience préliminaire d'étalonnage en Z en détectant la diffusion élastique de plusieurs faisceaux sur plusieurs cibles. Cette procédure est utilisable dans le domaine basse énergie considéré dans ce chapitre (< 10 MeV/nucléon) mais posera de graves problèmes aux énergies GANIL pour lesquelles les angles d'effleurement du projectile sont très faibles.

c) La masse nucléaire : elle est déterminée à partir de la mesure de l'énergie cinétique, du temps de vol et de la relation $E = \frac{1}{2} mv^2$. Elle nécessite donc l'utilisation de deux détecteurs "temps" et d'un détecteur "énergie cinétique". Concernant les types de détecteurs, on peut noter les points ci-dessous :

- le second détecteur temps et le détecteur énergie peuvent être confondus s'il s'agit d'un détecteur à barrière de surface.

- un scintillateur mince est parfois utilisé comme premier détecteur temps mais ses performances en efficacité sont mauvaises au-dessus de la masse 100 μ ma.

- le détecteur à barrière de surface n'est pas utilisé comme premier détecteur temps à cause de la dispersion en angle et en énergie qu'il provoque.

- les meilleurs détecteurs temps sont, sans aucun doute, les plaques parallèles et les galettes de microcanaux ; les premiers présentent, sur les seconds, trois avantages et deux inconvénients :

- . avantage de prix,
- . avantage de la non dégradation aux rayonnements
- . avantage de l'angle solide qui peut être grand
- . inconvénient de la dépendance entre le temps propre de déclenchement ($t_{\text{zéro}}$) et le point d'impact
- . inconvénient des feuilles de matière que doit traverser la particule détectée.

- enfin, le premier détecteur temps peut être supprimé si l'accélérateur utilisé délivre des impulsions faisceaux brèves (quelques centaines de pico-secondes) ; c'est le cas des accélérateurs linéaires.

Les principaux problèmes des mesures de temps de vol résident dans l'encombrement du dispositif qu'ils imposent (à cause de la base de vol) et, du point de vue des résultats, dans le fait que le temps de déclenchement $t_{\text{zéro}}$ dépend parfois de la nature et de l'énergie du noyau détecté (c'est au moins le cas pour les détecteurs à barrière de surface).

La précision de mesure des masses, faites par temps de vol (TV) sur une base D, est donnée par :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta TV}{TV} + 2 \frac{\Delta D}{D}$$

$$\sim \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta TV}{TV}$$

Le second terme peut être réduit autant que l'on veut par accroissement de D (donc de TV) mais il est généralement de l'ordre du pourcent. Au total, la précision des mesures de masses est donc de l'ordre de 2 à 3 %. Généralement cette précision est suffisante surtout compte-tenu des problèmes liés à l'évaporation.

d) Utilisation d'un aimant : la détermination de la masse par temps de vol est limitée par la relation :

$$\frac{\Delta M}{M} > \frac{\Delta E}{E}$$

Or, $\frac{\Delta E}{E}$ n'est jamais inférieur à 0,7 %. Si l'on veut accroître la précision sur M, on peut utiliser un aimant.

Supposons que l'on détecte un ion donné de charge ionique Ze, de charge nucléaire Z, de masse M, et d'énergie cinétique E. Les quantités mesurées sont

E, le temps de vol TV et le point d'impact dans le plan focal donc "Bo".

On a :

$$TV = \frac{L}{eB\rho} \frac{M}{z} \quad (7)$$

$$E = \frac{1}{2} (eB\rho)^2 \frac{z^2}{M}$$

d'où :

$$z = \frac{2ET}{LeB\rho}$$

$$\frac{\Delta z}{z} = \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho}$$

$$\sim \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta T}{T}$$

Très généralement, on a : $\Delta z < 0,5$.

On peut alors jouer sur le fait que z est nécessairement entier ; il est donc connu avec une précision absolue.

La relation (7) donne alors :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta(B\rho)}{B\rho} \sim \frac{\Delta T}{T}$$

$\frac{\Delta M}{M}$ peut être rendu aussi petit que l'on veut ; ce qui n'est pas le cas sans l'utilisation d'aimant (dernière relation du § précédent). Un aimant permet donc de séparer les masses des produits détectés en principe sur toute la classification périodique. Un aimant permet aussi de s'affranchir de la diffusion élastique très gênante aux petits angles. En contre partie, il nécessite plusieurs mesures successives pour "couvrir" tout le spectre en énergie des produits détectés ; d'où des problèmes de normalisation entre ces diverses mesures. Par ailleurs, l'existence de plusieurs états de charge ionique z pour un noyau défini, d'énergie cinétique donnée, complique singulièrement l'analyse.

e) Les méthodes hors ligne : On peut aussi appréhender les fragments de transfert très inélastiques en les recueillant dans des feuilles dont on mesure l'activité hors ligne. Cette méthode reste limitée car :

- elle ne concerne que certains noyaux produits
- elle interdit toute mesure exclusive (par exemple, coïncidence entre un fragment et une particule émise).

1-B) Cas où les deux fragments sont détectés en coïncidence : La mesure de leurs énergies cinétiques et de leurs angles d'émission suffit à déterminer leurs masses et leur énergie cinétique totale dans le système du centre de masse.

Les seules hypothèses faites sont :

- le processus est binaire (somme des masses des deux fragments = masse totale du système)

- l'évaporation n'a pas modifié les vitesses des fragments.

Ces hypothèses sont valables jusqu'à 10 MeV/nucléon car la fusion est alors complète. La précision sur les masses calculées est de quelques pourcents ; ce qui est suffisant dans bien des cas.

2°) Les distributions non corrélées des variables $Z(A)$, E_L

Nous donnons ci-dessous des exemples mais les conclusions tirées sont absolument générales.

Comme il a été indiqué dans l'introduction du chapitre I, la principale caractéristique des transferts très inélastiques est qu'il s'agit d'évènements binaires pour lesquels il y a mémoire des nombres de charge Z (ou de masse A) initiales. Ceci apparaît sur la figure 30 qui concerne l'ensemble des produits détectés pour le système Xe+Bi à trois énergies incidentes. Les distributions ont été intégrées en angle. La mémoire des masses est évidente mais une certaine dispersion autour des valeurs moyennes l'est aussi. Remarquons que souvent seul le produit de réaction léger est analysé dans les expériences car il est plus facile à identifier que le lourd. Dans ce qui suit, on le dénommera quasi-projectile (le partenaire s'appelant quasi-cible).

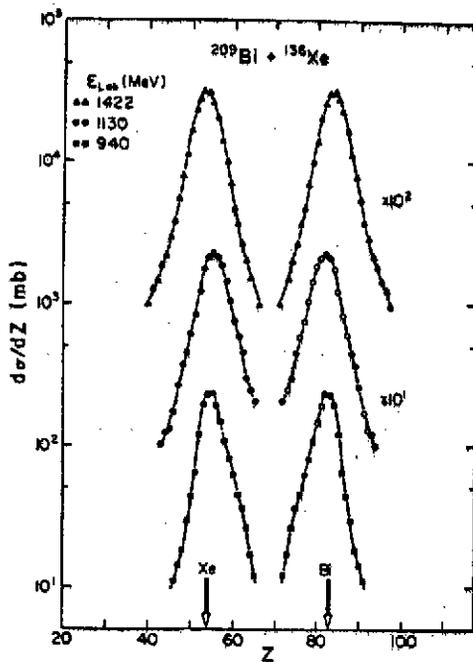


Figure 30 ; Distributions en charges pour le système Xe+Bi pour trois énergies de bombardement. Ces distributions ont été intégrées sur l'ensemble des angles.

La figure 31 concerne des distributions en énergie cinétique totale dans le système du centre de masse (E). Elles sont excessivement larges, continues entre le pic élastique et des valeurs inférieures à la répulsion coulombienne V_c de deux sphères.

On remarquera :

- que la séparation entre transferts quasi-élastiques et très inélastiques, est impossible et fort arbitraire.
- que la perte d'énergie atteint plusieurs centaines de MeV dans beaucoup de cas.
- que l'existence de produits d'énergie faible ($<V_c$) implique que les fragments finaux naissent déformés.

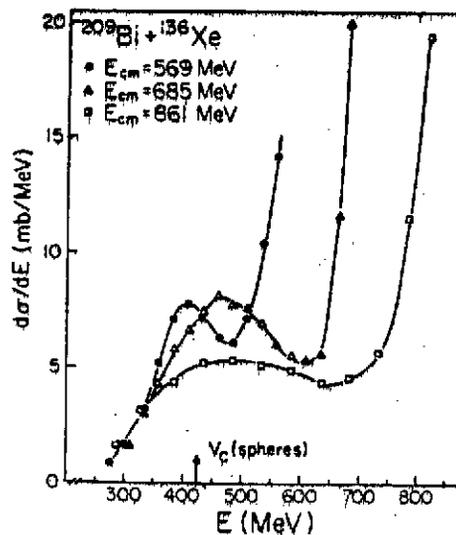


Figure 31 : Exemples de distributions en énergies cinétiques des produits de transfert très inélastiques intégrées en angle θ et en charge Z .

- que les parties "basse énergies" des spectres sont les mêmes pour les trois énergies incidentes (perte de mémoire de l'énergie du bombardement ; relaxation complète).

- enfin pour certains systèmes, la séparation transferts très inélastiques-fission suivant fusion est arbitraire³⁵). Ceci est d'autant plus vrai que les partenaires initiaux ont des masses voisines.

Enfin, la figure 32 présente des distributions angulaires pour l'ensemble des quasi-projectiles, pic élastique exclu. Deux types de distributions sont observés selon la position de l'angle d'effleurement du projectile (flèches sur la figure 32). Lorsque celui-ci est grand, les distributions sont en forme de cloche ; lorsqu'il est petit, les distributions sont piquées vers l'avant. D'une façon générale, elles sont piquées autour de l'angle d'effleurement, généralement en avant sauf pour les systèmes de très fort produit $Z_1 Z_2$). Là aussi, on notera la largeur importante.

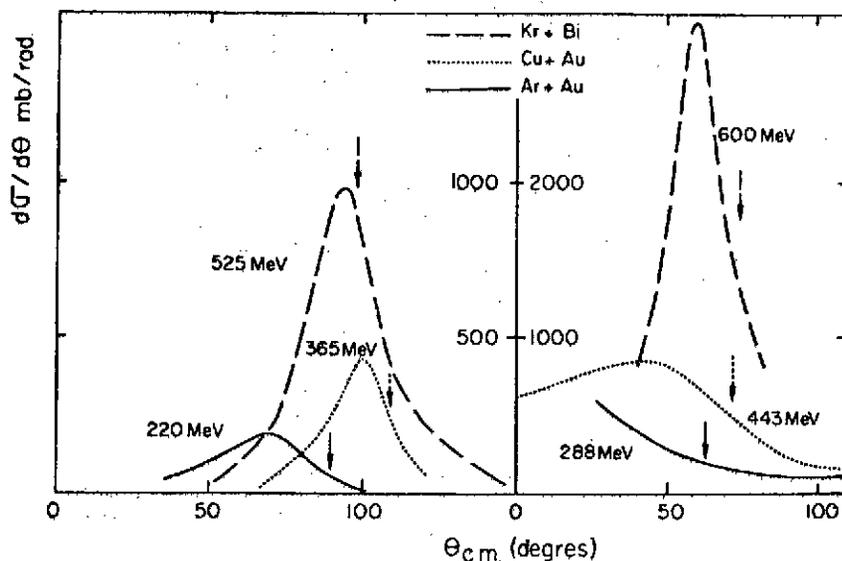


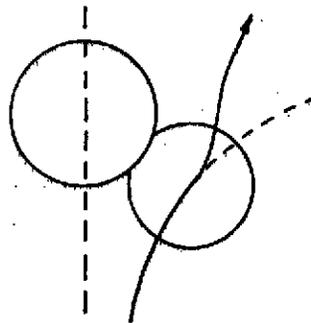
Figure 32 : Distributions angulaires de transferts très inélastiques. Les flèches indiquent les angles d'effleurement.

De telles distributions sont cohérentes avec les idées suivantes :

- les transferts très inélastiques se produisent surtout pour les grandes ondes partielles.

- dans le cas de systèmes légers (projectile allant jusqu'à l'argon), ils se produisent seulement pour ces grandes ondes partielles et le freinage du projectile sur la cible est responsable d'un décalage de la trajectoire vers les angles avant ; ce freinage est variable d'un événement à l'autre ; d'où la largeur importante des distributions. Cette notion de fluctuation est fondamentale pour la compréhension du mécanisme.

- dans le cas des systèmes plus lourds, pour lesquels la fusion est moins probable ou inexistante, la contribution des ondes partielles faibles élargit encore la distribution angulaire.



3°) Corrélations entre les variables $Z(A)$, E_i , θ

L'observation des distributions précédentes n'est pas suffisante pour tes-

ter les modèles des collisions entre ions lourds et il faut obtenir des données expérimentales plus contraignantes.

On pourrait essayer d'appréhender ensemble les trois variables Z (ou A), E , θ , au travers d'une carte tridimensionnelle mais cela est bien difficile à voir. La figure 33 est une projection de cette carte sur les deux dimensions ; angle (θ) - énergie (E) (diagramme de Wilczynski*) pour le système Kr+Er à 8,18 MeV par nucléon. Il apparaît une certaine corrélation moyenne entre les deux grandeurs mais cette corrélation reste floue.

Autrement dit, pour un θ de réaction donnée, on trouve les produits à un angle moyen mais avec une fluctuation importante autour de cet angle moyen.

On peut observer une corrélation analogue entre le numéro atomique Z et l'énergie E des fragments (fig. 34)

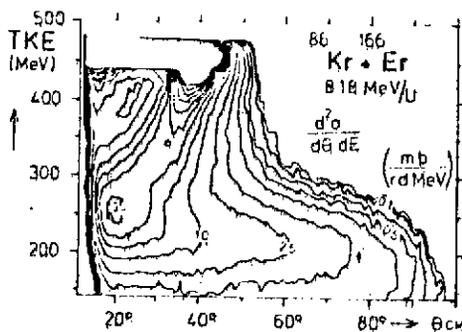


Figure 33 : Diagramme de Wilczynski pour le système Kr+Er à 8,18 MeV/nucléon.

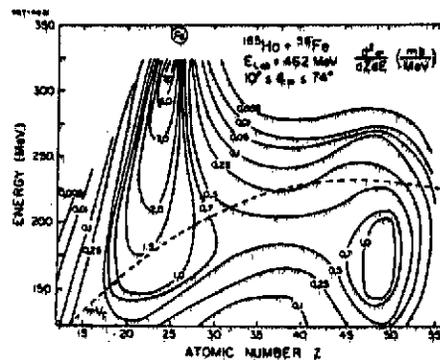


Figure 34 : Corrélation charge énergie pour le système Ho+Fe à 462 MeV. On voit apparaître les produits de transferts très inélastiques et de fission suivant fusion.

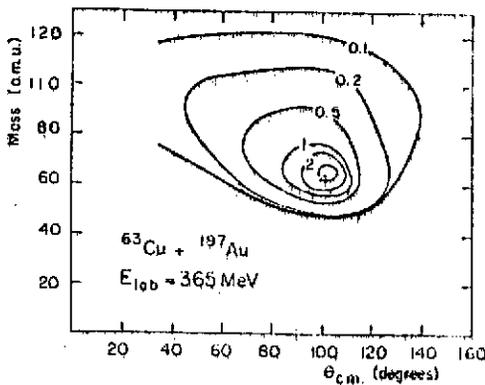


Figure 35 : Diagramme masse-angle de détection pour le système $^{63}\text{Cu}+^{197}\text{Au}$ à 365 MeV,
a) expérimental
b) calculé³⁷

tif (voir figure 36).

Cette observation a été utilisée pour affirmer que les écarts $|Z_1 - Z|$, $E_1 - E$, $|\theta_e - \theta|$ sont des mesures du temps d'interaction pour l'évènement considéré.

Parmi ces trois quantités, l'une est souvent une meilleure horloge que les autres ; c'est $E_1 - E$.

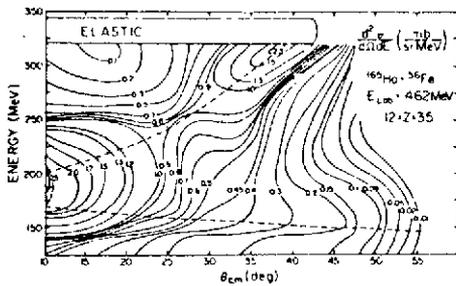
Les raisons en sont indiquées ci-dessous :

* Les diagrammes de Wilczynski sont parfois des coupes pour un A ou Z donné et non des projections sur le plan θ - E .

De même, il existe une corrélation entre le numéro atomique Z (ou la masse A) et l'angle d'observation θ (fig. 35).

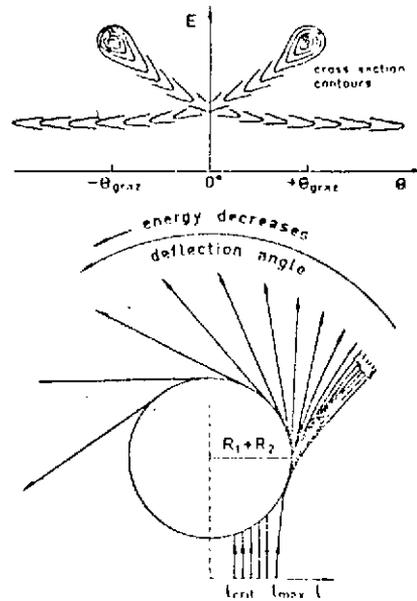
Les trois grandeurs Z (ou A), E , θ sont donc corrélées mais de façon lâche (existence de grandes fluctuations). De plus, si on appelle Z_1 (A_1) le numéro atomique (masse) du projectile, E_1 l'énergie cinétique initiale, θ_e l'angle d'effleurement, les trois grandeurs $|Z_1 - Z|$, $E_1 - E$, $|\theta_e - \theta|$ croissent ensemble (dans le cas de $|\theta_e - \theta|$, cette affirmation est vraie si on introduit la notion d'angle négatif

- Pour ce qui concerne la différence $\theta_e - \theta$, elle n'apparaît pas comme une bonne horloge pour tous les systèmes. La figure 37 montre en effet comment la carte E- θ peut se présenter différemment selon les systèmes : pour les systèmes de faibles produits $(Z_1 Z_2)_i$ (numéros atomiques des deux noyaux de la voie d'entrée), θ décroît très vite avec l'énergie des produits détectés mais c'est l'inverse pour les produits de fort $(Z_1 Z_2)_i$. Cet effet qui reflète seulement le rôle joué par la répulsion coulombienne dans ces corrélations, interdit de se servir de θ comme horloge dans le cas des systèmes de $(Z_1 Z_2)_i$ intermédiaire. Par ailleurs, l'existence d'angles de diffusion négatif (fig. 36) rend souvent délicate l'interprétation.



(a)

Figure 36 : Diagramme de Wilczynski $d^2\sigma/ds_i dE$ pour le système Ho+Fe. La corrélation E, θ (courbe pointillée) est ici facilement compréhensible à partir de la notion d'angle négatif : partie (b) de la figure.



(b)

- Pour ce qui concerne la différence $Z_1 - Z_2$, son signe est lui aussi différent selon les systèmes et sa variation avec $E_i - E$ est parfois très lente.

- Enfin, l'influence des quantités $\theta_e - \theta$ et $Z_1 - Z_2$ est contenue dans le rôle de $E_i - E$. Par exemple, on voit sur la figure 37 bis que le fait de sélectionner $E_i - E$ noie tout effet de l'angle de détection. L'inverse ne serait pas vrai : par exemple, la sélection d'un angle de détection donné ne conduit pas à des distributions en énergie cinétique des produits finaux indépendantes des numéros atomiques des fragments. Cela ne veut pas dire que $\theta_e - \theta$ et $|Z_1 - Z_2|$ ne sont pas en moyenne des horloges du système mais signifie seulement que ces horloges sont contenues dans l'horloge $E_i - E$ et que la corrélation E-temps est souvent mieux définie que les corrélations Z-temps ou θ -temps (surtout dans le cas des systèmes lourds pour lesquels la fonction de déflexion $\theta(l)$ n'est pas monotone dans la zone de moments angulaires concernés : existence d'un second angle arc en ciel⁶⁰).

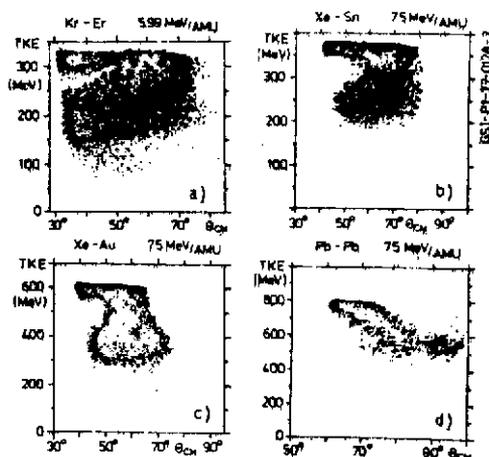


Figure 37 : Les différentes corrélations possibles entre E et θ .

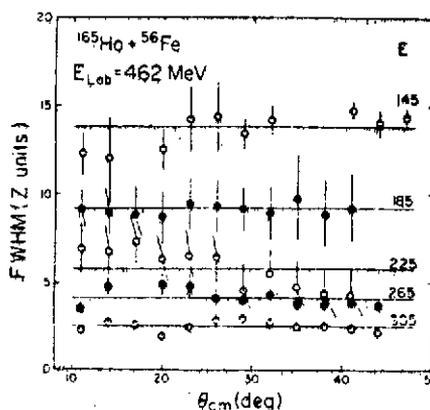


Figure 37 bis ; Distributions angulaires pour diverses valeurs de E , $-E$. Les points sont relatifs à $Z=54$ (charge du projectile) ; les courbes sont les résultats expérimentaux intégrés sur toutes les charges. Les distributions angulaires sont indépendantes de Z dès que la perte d'énergie est fixée.

4°) Correction de l'effet coulombien

On comprend fort bien pourquoi $E_1 - E$ est lié au temps de réaction dès que l'on admet que l'interaction entre les deux partenaires est dominée par la viscosité. Mais alors la variable idéale apparaît plutôt être la variation d'énergie cinétique relative des deux partenaires en contact. Certains auteurs³⁵ ont ainsi proposé de remplacer $\Delta E = E_1 - E$ par :

$$\Delta E^* = E_1 - E - \frac{(Z_1 Z_2)_i}{R_i} + \frac{(Z_1 Z_2)_f}{R_f}$$

où R_i et R_f sont les rayons d'interaction pour les produits $Z_1 Z_2$ initial et final.

C'est ce qui a été fait par exemple sur la figure 33.

Cette procédure contestée par d'autres³⁹ ne modifie pas sensiblement le traitement des résultats. Par ailleurs, il est bon de noter qu'elle dépend du modèle à travers les formes supposées des deux fragments naissants. Enfin, elle est partiellement incohérente car il faut, en toute rigueur, y inclure aussi les effets centrifuges ; ce qui n'est généralement pas fait car par trop délicat (nécessité de connaître les ondes partielles et les formes implicites).

5°) Il faut faire un choix

Il resterait maintenant à obtenir la corrélation entre ΔE et le temps. L'expérience seule est incapable d'atteindre ce but.

Deux attitudes sont alors possibles :

- ou bien, on se contente d'exprimer les résultats en fonction de ΔE en sachant que ΔE est une fonction croissante du temps

- ou bien, on utilise des modèles pour déterminer la fonction $\Delta E(t)$. La première démarche est presque exclusivement expérimentale ; la seconde est joua-

able lorsque l'on a une idée préconçue quant aux modèles à utiliser.

Dans la fin du § III, nous envisageons la première démarche puis la seconde dans le § IV ; les conséquences théoriques que l'on peut déduire sont évoquées dans le § V.

6°) L'angle en fonction du temps (ou de ΔE)

Les informations de ce type sont contenues dans des figures telles que la figure 33.

Elles sont souvent reproduites aussi sous la forme de la figure 38 qui montre des coupes de la figure 33 pour des pertes d'énergie ΔE données.

Il apparaît clairement sur les deux figures :

- un décalage de l'angle moyen Θ avec ΔE . Ce décalage peut se faire dans un sens ou dans l'autre selon les systèmes et son ampleur est variable (voir fig. 37).

- un élargissement très important des distributions pour ΔE grand.

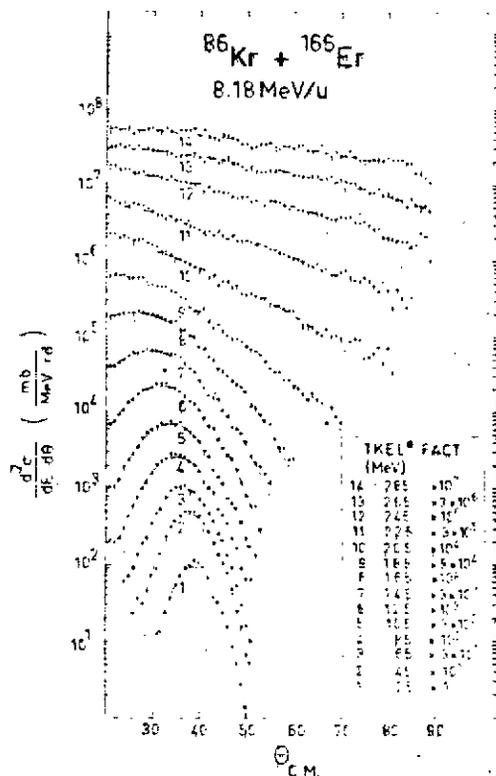


Figure 38 : Les distributions angulaires pour diverses pertes d'énergie (réf. 35)

7°) L'évolution de la charge (ou de la masse) avec le temps

Cette évolution apparaît sur une figure telle que la figure 34 ou sur les coupes qui en résultent ; la figure 39 est un exemple pour un autre système.

Les mêmes remarques que celles concernant les angles peuvent être faites.

Il apparaît :

- un déplacement lent de la valeur moyenne $\langle Z \rangle$ pour des ΔE croissants.

Ce décalage peut se faire dans un sens ou dans l'autre selon les systèmes.

- un élargissement croissant des distributions pour ΔE croissant que

l'on représente souvent sur des figures telles que la figure 39 bis.

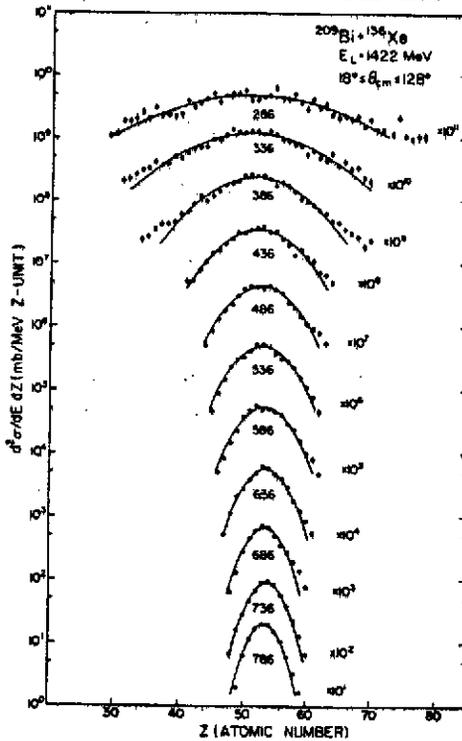


Figure 39 ; Les distributions de charges pour diverses énergies cinétiques totales des deux fragments.

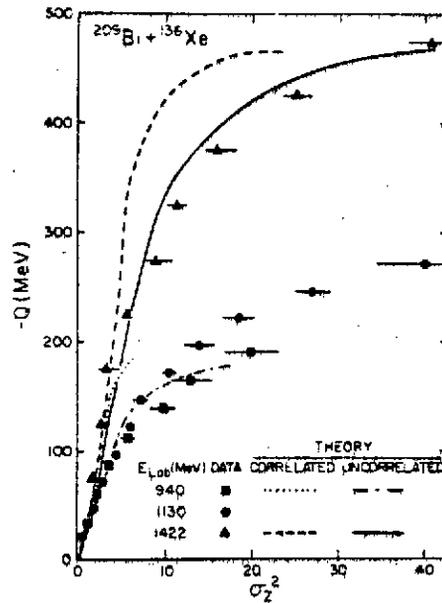


Figure 39bis : Variance de la distribution des charges en fonction de l'énergie cinétique dissipée ΔE pour le système Xe+Bi (extrait de la réf. 36)

IV - TRANSFORMATION DES DONNEES EXPERIMENTALES

La démarche suivie dans le paragraphe précédent a consisté à n'établir que des données purement expérimentales en vue de les comparer aux résultats des modèles. Mais on peut aussi opérer quelques transformations des résultats expérimentaux en essayant d'obtenir la fonction $\Delta E(t)$. La seule façon de procéder consiste paradoxalement* à se servir des angles comme horloge. Cela est assez facile dans le cas de systèmes assez légers comme Ar+Th³⁷. Dans ce cas, la bande d'ondes partielles attribuables aux transferts très inélastiques est étroite et la corrélation angle-temps est assez bien définie sans qu'il soit nécessaire de faire trop d'hypothèses. Dans le cas de systèmes plus lourds, Hoover et al³⁹ ont pu y parvenir, mais seulement au prix d'une forte hypothèse ; il y aurait une corrélation ΔE -ondes partielles ; les ondes partielles les plus élevées étant associées aux ΔE les plus petits. Cette hypothèse qui n'a rien d'évident** a conduit à des diagrammes tels que ceux de la figure 40.

* Cette démarche semble en effet paradoxale puisqu'on a vu, dans le § III-3 que l'angle d'émission était une moins bonne horloge que la perte d'énergie ; mais c'est la seule façon de procéder.

** Moretto⁶⁷ a calculé que la seule excitation d'un mode de tortillement (Wriggling) élargit sérieusement la corrélation E-moment angulaire initial $l_i \hbar$: à une valeur donnée de E correspond une variance $\sigma_{l_i}^2$ de $-(20\hbar)^2$.

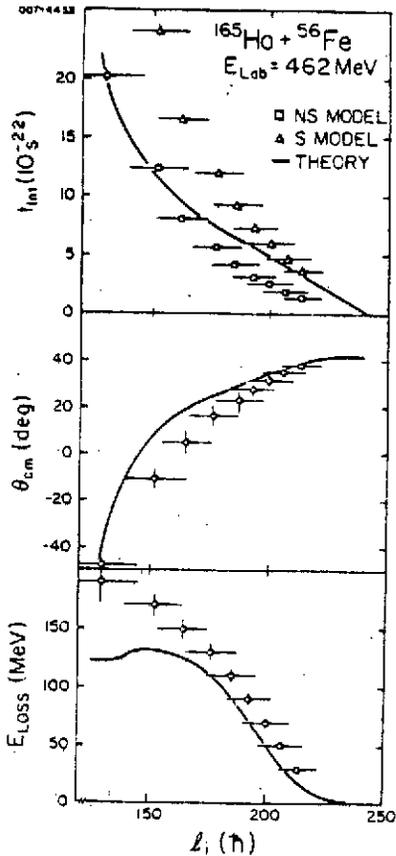


Figure 40 : Comparaison théorie (trait plein - réf. 36). Expérience (points) pour le système $^{165}\text{Ho} + ^{56}\text{Fe}$. l_i est le numéro de l'onde partielle moyenne associée à une perte d'énergie E_{loss} donnée. θ_{cm} est l'angle d'émission du quasi-projectile. t_{int} est la durée de l'interaction. Les initiales NS et S sont expliquées dans le texte.

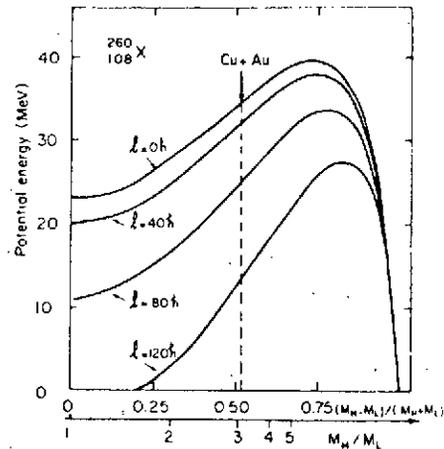


Figure 41 : Energie potentielle en fonction de l'asymétrie de masse pour le système Cu+Au. L'énergie potentielle est calculée dans le cadre de l'approximation soudaine, pour deux sphères tangentes et pour diverses ondes partielles. Le point d'injection est indiqué par le flèche.

Les quantités qui sont portées sont un mélange de données expérimentales E_{loss} (ou ΔE), θ_{cm} , et de données plus fondamentales comme l_i ou le temps d'interaction.

Les points sont obtenus à partir de l'expérience. La relation θ -temps est obtenue à travers la relation :

$$t_{\text{int}} = \frac{\Delta\theta(l) J}{\hbar l_f} \quad (8)$$

$\Delta\theta$ est l'angle de rotation entre une trajectoire coulombienne et l'angle de détection ; J est le moment d'inertie ; l_f est le moment orbital final. On voit à travers cette relation combien la figure 40 est modèle dépendant car :

- pour connaître J , il faut connaître la forme du système
- pour connaître l_f , il faut savoir comment le moment angulaire orbital initial l_i a évolué pendant la réaction. Même plus, la relation (8) suppose que l_f est fixé pendant toute l'étape de contact entre les deux partenaires. Dans le cas noté NS, on admet que les deux noyaux glissent l'un sur l'autre ($l_f = l_i$) ; dans le cas noté S, on admet que les deux noyaux se sont collés l'un sur l'autre avant de tourner. Ces deux hypothèses extrêmes affectent sensiblement les résultats expérimentaux.

Cette seconde démarche de transformation des résultats expérimentaux bruts n'est donc pas exempte de danger mais elle permet en contrepartie d'atteindre à des quantités plus physiques. Elle fait appel à d'autres études expérimentales permettant de justifier les hypothèses faites ; par exemple, elle

demande la connaissance de l_f donc du moment angulaire restant emmené par les fragments. C'est à ce problème que sera consacré le § VIII.

V - L'INTERPRETATION DE CES RESULTATS

Les résultats suggèrent généralement le modèle suivant : lorsque les deux noyaux entrent en contact, un col se développe rapidement (voir le modèle de Swiatecki et ses conséquences, chapitre I-§ V). A travers ce col, des nucléons peuvent passer d'un noyau à l'autre.

Supposons que les deux noyaux soient au repos ; l'échange va se faire au hasard et va avoir comme conséquence d'oublier plus ou moins les nombres de nucléons initiaux des deux partenaires. On peut montrer que ce "flou" est une fonction croissante du temps.

Si les noyaux sont en mouvement l'un par rapport à l'autre, tout nucléon du noyau A pénétrant dans B ira heurter le potentiel moyen de B ; cette viscosité à un corps va contribuer à atténuer le mouvement relatif des deux partenaires. On comprend que ΔE va croître avec le temps ou le nombre de nucléons échangés et que la relation ΔE -nombre de nucléons échangés ne sera pas très définie mais présentera un flou lui aussi fonction croissante du temps.

Ces fluctuations dans le mécanisme de relaxation permettent de comprendre que les corrélations $\Theta(\Delta E)$ et $Z(\Delta E)$ soient d'autant moins nettes que la durée de la réaction est grande.

Reste à comprendre l'évolution des valeurs moyennes $\langle \Theta(\Delta E) \rangle$ et $\langle Z(\Delta E) \rangle$. L'évolution de $\langle Z \rangle$ est due au fait que les nucléons ne sont pas tout à fait échangés au hasard entre les deux noyaux mais que le système cherche à minimiser son énergie potentielle ; on assiste donc à un mouvement au hasard superposé à un flux moyen de nucléons d'un noyau à l'autre. De fait, la figure 41 montre par exemple que le système Cu+Au a tendance à évoluer vers la symétrie s'il veut minimiser son énergie potentielle. Comme dans le chapitre I, on voit que certaines propriétés du système sont fixées par des considérations statiques ; d'autres par la dynamique de la collision.

L'évolution de $\langle \Theta \rangle$ est du second type ; elle est facile à comprendre sur la base des arguments suivants : Supposons que dans une collision correspondant à un paramètre donné, les deux partenaires soient instantanément collés l'un contre l'autre et que la durée de la réaction soit nulle ; alors (figure 42) l'émission du quasi-projectile se fera à un angle plus grand que l'angle de diffusion élastique. Par contre, si on autorise les deux partenaires à rester collés un temps Δt avant re-séparation, l'émission pourra se faire en avant de l'angle de diffusion élastique. Autrement dit, l'angle d'émission du quasi-projectile sera le résultat d'un compromis entre le temps de réaction, la valeur du moment angulaire apporté par le projectile et le fait que le collage soit atteint ou non. On comprend dans ces conditions pourquoi l'angle de détection des produits n'est pas une mesure sim-

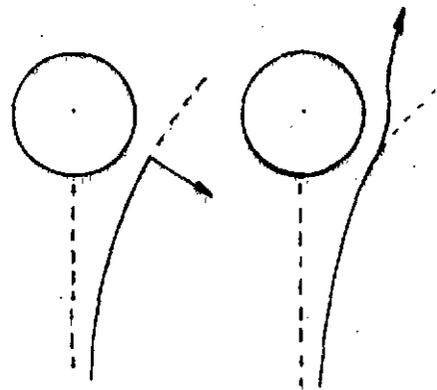


Figure 42

ple du temps de réaction dans bien des cas (voir § III-3). C'est seulement dans le cas de projectiles pas trop lourds (tels que l'argon) que l'angle d'émission peut servir d'horloge. En effet, dans ces cas, les ondes partielles qui conduisent aux transferts très inélastiques sont grandes et assez bien définies et les durées de vie sont suffisantes pour que le système ait eu le temps de tourner nettement et avec une vitesse angulaire définie avant la scission.

Par contre, dans le cas des systèmes lourds (exemple : Pb+Pb), pour lesquels toutes les ondes partielles conduisent aux transferts très inélastiques, la non-connaissance de la vitesse de rotation interdit des corrélations τ -temps simples et non ambiguës.

Toutes ces idées ont été exploitées dans les modèles statistiques (ou de diffusion) des transferts très inélastiques. On ne développera pas ces modèles ici puisqu'ils font l'objet d'un autre cours et on se bornera à noter quelques remarques :

- L'hypothèse fondamentale de ces modèles est que, parmi l'ensemble des degrés de liberté, certains (les degrés de liberté intrinsèques) s'équilibrent très vite par rapport aux autres (les degrés de liberté collectifs). Cette hypothèse revient à introduire la notion de température nucléaire uniforme dans le système ; elle sera justifiée par l'expérience dans le § IX.

- Ces modèles sont de deux types :

. Les plus anciens³⁷ sont purement statistiques et excluent donc toute dynamique. Ils ne traitent généralement qu'un seul degré de liberté (asymétrie de masse par exemple). Leurs résultats sont donc limités.

. Les autres (les plus récents³⁶⁻³⁸) incluent la dynamique ; ce qui leur permet de traiter aussi le degré de liberté "énergie cinétique relative" E ou l'angle d'émission θ . Ce sont ces derniers que l'on peut comparer aux résultats tels que ceux des figures 33 à 40.

L'accord théorie-expérience est généralement correct (voir par exemple la figure 35b extraite de 38 et les figures 39bis et 40 extraites de 36). Le modèle le plus satisfaisant est celui présenté dans la réf. 36 et fondé sur les idées de Randrup car il ne fait appel à aucun paramètre ajustable et car il décrit microscopiquement l'ensemble des phénomènes à travers l'échange de nucléons. Par ailleurs, il est fondé sur les mêmes concepts que le modèle de Swiatecki qui s'est avéré fort utile dans le chapitre I (rôle du col entre les deux noyaux, viscosité du type "un corps"). Ces mêmes concepts s'avèrent nécessaires pour reproduire des résultats tels que ceux de la figure 39bis. Le modèle de Randrup a aussi montré le rôle dominant joué par le principe de Pauli et le mouvement de Fermi des nucléons dans les deux noyaux⁴¹.

VI - LES AUTRES DONNEES RELATIVES AUX FRAGMENTS

1) Le rapport des nombres de neutrons et de protons (N/Z)

Si on veut suivre fidèlement la réaction dans un modèle tel que celui de Randrup mentionné ci-dessus, il faut tenir compte du fait qu'il existe deux sortes de nucléons. Jusqu'à présent, en effet, nous avons évoqué les résultats expérimentaux à travers soit les charges Z , soit les masses $A=Z+N$ des produits finaux.

Des mesures de plus en plus nombreuses ont permis d'atteindre à la fois ces deux quantités ou le rapport N/Z . Notons d'abord que des corrections sont nécessaires à cause de l'évaporation que subit les fragments avant leur détection. Ces corrections ennuyeuses ne semblent pas mettre en doute les résultats malgré les incertitudes qui planent sur les paramètres des codes d'évaporation.

Les premières mesures corrélées du rapport N/Z ont été faites par Gatty et al.⁴² (figure 43). Elles concernent les systèmes mettant en oeuvre des projectiles et cibles de N/Z très différents : $^{40}\text{Ca} + ^{64}\text{Ni}$ et $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$.

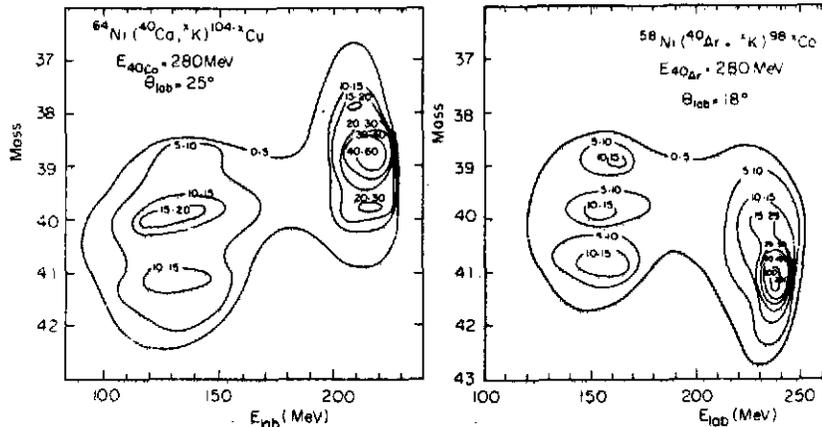


Figure 43 : Diagrammes énergie-masses pour deux réactions mettant en oeuvre des projectiles et cibles de N/Z très différents.

Dans le premier cas, la cible est plus riche en neutrons que le projectile. C'est l'inverse dans le second cas. La figure 43 montre que les distributions isotopiques des quasi-projectiles de potassium sont pourtant voisines dans les deux cas et que les quasi-projectiles ont oublié leur N/Z initial.

Les auteurs ont montré que les masses moyennes des quasi-projectiles étaient le résultat d'une minimisation de l'énergie potentielle du système composite. On retrouve là des idées analogues à celles qui nous ont permis d'expliquer les distributions en charge Z ou en masse A (voir § V). La nouveauté est dans le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre du N/Z . Ce temps est très court comme l'indique le tableau IV.

Degrés de liberté intrinsèques	Energie relative	Masse ou charge	N/Z	Moment Angulaire	Déformation
~ 1	3-10	10-30	1	5-15	50

Tableau IV : Temps propre de relaxation des divers degrés de liberté en unités de 10^{-22} s. La relaxation du moment angulaire correspond à l'atteinte du collage (voir § VIII). Ces valeurs sont extraites des références 41, 43, 45.

A nouveau, on peut comprendre ce résultat à partir de considérations d'énergie potentielle. Sur la figure 44, on voit que le potentiel qui décrit le système $\text{Fe} + \text{Ho}$ a fortement tendance à ramener le système au fond de la vallée d'équilibre en N/Z mais que la pente dans la direction des N/Z croissants est assez faible. Or, dans un modèle de diffusion la vitesse de dérive d'une variable

collective est proportionnelle à la pente du potentiel dans la direction du degré de liberté considéré*. Donc, le degré de liberté d'asymétrie d'isospin (N/Z) sera beaucoup plus vite équilibré que le degré de liberté d'asymétrie de masse (A).

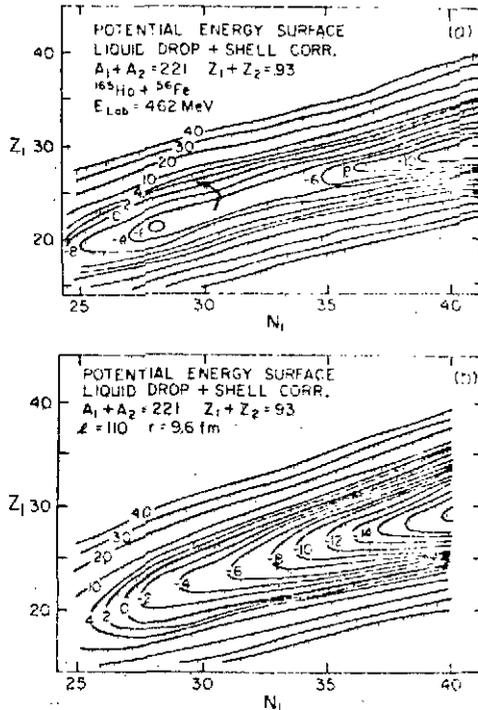


Figure 44 : Carte d'énergie potentielle en fonction des nombres de neutrons et de protons du quasi-projectile pour le système Fe+Ho (extraite de la ref. 39)

Pour être tout à fait en accord avec le modèle du type diffusion, il faut aussi que la variance, associée à la distribution en N/Z , soit conforme à la théorie. Mais, examinons de plus près la situation. Nous avons affaire à une variable collective $x = \frac{N}{Z}$ ou $N-Z$ dont l'évolution est contrôlée par un potentiel que l'on peut, en première approximation, considérer comme parabolique. Le mode N/Z est donc, quantiquement, analogue à un oscillateur harmonique. Nous venons de voir que ce mode se relaxe très vite dans une collision. Autrement dit, il s'équilibre très vite avec les degrés intrinsèques du système qui définissent la température T (voir § V). Nous avons alors affaire à un oscillateur harmonique en équilibre dans un thermostat à la température T .

Soit ω la pulsation associée ; du point de vue thermodynamique, deux cas de figures peuvent se présenter :

a) Si T est grande ($kT \gg \hbar\omega$; k : constante de Boltzmann prise égale à 1 en physique

nucléaire car on exprime la température en MeV), le système a accès à un grand nombre d'états quantiques de l'oscillateur : le théorème de l'équipartition de l'énergie nous apprend que l'énergie moyenne associée au mode est kT .

La variance associée est :

$$\sigma^2 = \langle x^2 \rangle = \frac{x_m^2}{t_p} \int_0^{t_p} \sin^2 \omega t \cdot dt \quad (9)$$

avec t_p : période de l'oscillateur

x_m : élongation maximale pour l'énergie kT

comme x_m est donné par : $kT = \frac{1}{2} C x_m^2$, où C est la rigidité, on trouve

$$\sigma^2 = \frac{kT}{C} = \frac{T}{C} \quad (10)$$

b) Si T est petite ($T \ll \hbar\omega$), le système n'a accès qu'à l'état fondamental de l'oscillateur d'énergie $\frac{\hbar\omega}{2}$. La variance associée est encore donnée par la relation (9) mais x_m est maintenant donné par :

* L'observation de la figure 44 permet aussi de comprendre comment, pour ce système, la distribution en charges (ou en masses) est piquée en-dessous du Z (ou A) projectile. Cet effet observé aussi pour le système Ar+Bi⁴⁴ reflète le fait que pour la plupart des événements, la thermalisation est achevée pour le degré de liberté N/Z mais qu'elle n'est qu'ébauchée pour le degré de liberté Z .

$$\frac{M_{\omega}}{2} = \frac{1}{2} C \times m^2$$

d'où :

$$\sigma^2 = \frac{M_{\omega}}{2C} \quad (11)$$

REMARQUE :

Les relations (10) et (11) peuvent sembler contredire les explications qualitatives du §V. Nous avons, en effet, énoncé à ce moment que "le flou" (ou les variances) des différentes distributions était une fonction croissante du temps. Or, les relations (9) et (10) ne font nullement intervenir le temps. Cette apparente contradiction tient au fait que tous les degrés de liberté considérés dans le §V, en particulier le degré de liberté d'asymétrie de masses, n'ont généralement pas le temps d'atteindre l'équilibre pendant les 10^{-21} secondes que dure un transfert très inélastique et les variances associées sont en train de croître lorsque la réaction se termine. Inversement, le degré de liberté d'isospin a le temps d'atteindre l'équilibre pendant la réaction (tableau IV) et la variance associée cesse de croître pour atteindre la valeur limite que donnent les relations (10) et (11).

Les relations (10) et (11) nous apprennent que, selon les valeurs relatives de M_{ω} et T , σ^2 dépend ou ne dépend pas de la température. Or, dans certains cas, l'expérience indique que la variance de la distribution des charges σ_z^2 sature lorsqu'on la trace en fonction de l'énergie dissipée dans la réaction et pour une masse A du fragment donné : voir par exemple la figure 45.

De telles données ont été utilisées pour affirmer que l'équilibre du degré de liberté d'asymétrie d'isospin serait dû à un mode collectif d'oscillation des protons par rapport aux neutrons (mode E_1)^{48,49,50}. En fait, la plupart des résultats^{45,46,47,59} peuvent parfaitement s'expliquer dans le cadre du modèle de diffusion de Randrup déjà mentionné ; les courbes en trait plein de la figure 45 sont calculées dans ce modèle. La saturation provient ici du fait que, pour les pertes d'énergie élevées, il existe une forte corrélation entre la charge et la masse des noyaux créés dans la collision. Cette corrélation est due à la forme des surfaces d'énergie potentielle et limite la croissance de σ_z^2 dans la mesure où la valeur de la masse A est fixée.

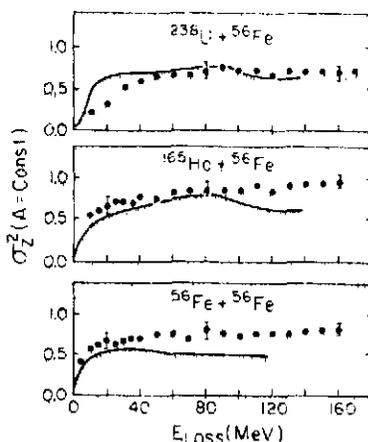


Figure 45 : Variance de la distribution des charges à masse constante pour quelques systèmes, réf. 59.

2°) D'autres données en faveur de mouvements collectifs

Il existe une autre série de données indiquant que les modes collectifs d'oscillation des nucléons jouent un rôle pendant la collision. La figure 46 en est un exemple⁶² ; il apparaît des structures lar-

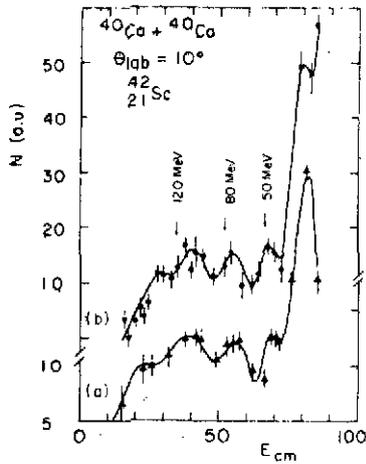


Figure 46 : Spectre en énergie cinétique des noyaux des ^{42}Sc produits dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. Extrait de la réf. 62.

ges dans le spectre en énergie de certains fragments.

Ces structures sont localisées :

- à très petit angle
- en avant de l'angle d'effleurement
- dans la voie inélastique et dans le spectre en énergie des fragments correspondant à des transferts de peu de particules.
- plus nettement à énergie cinétique incidente plus élevée.

Certaines de ces structures peuvent être expliquées par un effet cinématique d'évaporation de nucléons⁶³, mais pas toutes. Par ailleurs, elles sont souvent en coïncidence avec des particules légères rapides. On les interprète actuellement en termes d'excitations collectives de ré-

sonances géantes.

3°) Les effets de couches dans les collisions très inélastiques

Dans aucune donnée expérimentale mentionnée jusqu'ici, nous n'avons fait allusion aux effets de couches dans les noyaux qui interagissent. Et, de fait, peu de résultats expérimentaux en font état. Il semble pourtant qu'ils existent comme en témoigne la figure 47. Les résultats qui y sont portés sont

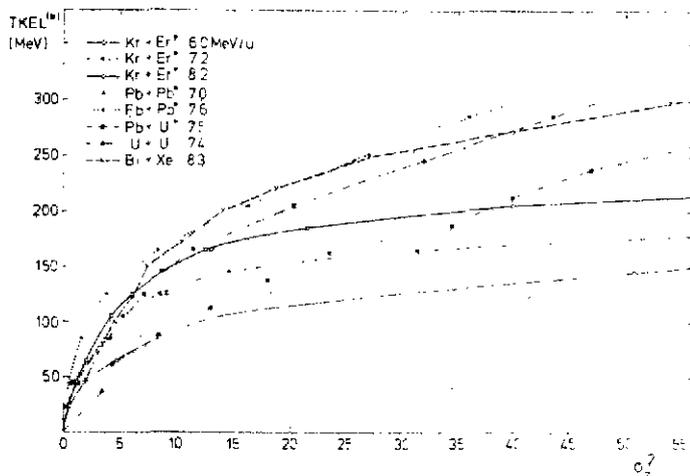


Figure 47 : Relation entre la perte d'énergie corrigée des effets coulombiens TKEL^* (voir §III-4) et la variance de la distribution de charges pour plusieurs systèmes (extraits de la réf. 51)

du type de ceux de la figure 39bis mais, ici, on a regroupé des systèmes où les partenaires sont magiques (Pb+Pb) et d'autres pour lesquels les partenaires sont éloignés de la magie. Il apparaît que la perte d'énergie TKEL^* croît plus vite avec σ_z^2 pour les systèmes à partenaires magiques. Dakowski⁵¹ a montré que cette tendance était systématique.

VII - INTRODUCTION AUX PARAGRAPHERS VIII & IX

Pour résumer les paragraphes précédents, on peut énoncer que l'essentiel des propriétés des transferts très inélastiques peuvent être appréhendés dans un modèle où les concepts fondamentaux sont :

- l'interaction entre les deux partenaires est due à un échange de nucléons. Cet échange est du type processus de Markov (à chaque instant, il ne dépend pas de l'histoire du système mais seulement de l'instant présent). Le potentiel γ joue un rôle fondamental car les mouvements collectifs sont du type surcritique (viscosité très forte) ; mais seul, un traitement dynamique permet une description correcte du processus.

- la viscosité à un corps rend convenablement compte des résultats à condition :

- . de décrire le col qui se développe entre les deux noyaux
- . de tenir-compte du principe de Pauli et du mouvement de Fermi des nucléons dans les noyaux.

Cette affirmation répond à l'une des questions posée au § I et est satisfaisante pour l'esprit dans la mesure où les mêmes concepts se sont aussi avérés fructueux dans le chapitre I.

Les effets de couche, décrits au § VI-3, s'inscrivent naturellement dans ce type de modèle. Par contre, les effets collectifs envisagés dans les § VI-1 et 2 en sont exclus et ils semblent pourtant jouer un certain rôle dans la réaction.

Dans les discussions qui ont émaillé les paragraphes précédents, deux points ont été souvent évoqués : dans le § V, on a vu que les modèles supposaient tous que les degrés de liberté intrinsèques s'équilibrent vite pendant la collision, permettant ainsi de définir la notion de température. L'analyse de la relation (8) du § IV a, par ailleurs, montré que le transfert de moment angulaire de la forme orbital à la forme spin des fragments, jetait une incertitude sur les données transformées de la figure 40. Les paragraphes ci-dessous concernent ces deux questions du moment angulaire et de la dissipation de l'énergie dans les transferts très inélastiques.

VIII - RELAXATION DU MOMENT ANGULAIRE DANS LES TRANSFERTS TRES INELASTIQUES

1) L'image classique : collage et roulement

Quand l'interaction commence entre deux noyaux lourds, leurs spins initiaux sont nuls ou presque. On comprend bien que lorsque l'on opère la fusion des dits noyaux, l'ensemble des nucléons finit tôt ou tard par tourner collectivement. Dans un transfert très inélastique, on conçoit de même qu'au fur et à mesure de leur ralentissement, les deux partenaires vont avoir tendance à se coller plus ou moins l'un à l'autre. A la limite, le système di-nucléaire peut être rigide : alors la mécanique classique nous apprend que les deux noyaux ont chacun un spin $I_{1,2} = I_{1,2s}$ et que leur moment angulaire orbital \mathcal{L}_h est alors :

$$\begin{aligned} \ell \dot{N} &= \ell_S \dot{N} = \ell_i \dot{N} - I_{1s} - I_{2s} \\ &= \ell_i \dot{N} \frac{\mu r^2}{J_1 + J_2 + \mu r^2} \end{aligned} \quad (12)$$

avec : $\ell_i h$: moment angulaire initial
 μ : masse réduite
 r : distance des centres des deux noyaux
 J_i : moment d'inertie du noyau i par rapport à son centre.

Comme étape intermédiaire entre ces deux extrêmes, on peut envisager la situation où les deux noyaux roulent l'un sur l'autre : si on lance en effet l'une sur l'autre deux billes visqueuses, on conçoit qu'elles vont d'abord s'arrêter de glisser l'une sur l'autre puis qu'elles s'arrêteront de rouler⁵⁷.

Lorsqu'il y a roulement, la conservation du moment angulaire s'écrit :

$$\ell_i h = \ell_r \dot{N} + I_{1r} + I_{2r} \quad (13)$$

Par ailleurs, l'annulation de la vitesse de glissement, s'écrit avec la notation de la figure ci-contre :

$$[D_1 \omega_r - R_1 \omega_{1r}] = -[D_2 \omega_r - R_2 \omega_{2r}]$$

que l'on peut transformer en :

$$R_1 (\omega_r - \omega_{1r}) + R_2 (\omega_r - \omega_{2r}) = 0 \quad (14)$$

Enfin, le principe de l'action et de la réaction implique l'égalité des forces appliquées aux deux noyaux au point de contact :

$$F_1 = F_2$$

soit : $\frac{M_1}{R_1} = \frac{M_2}{R_2}$ (M_i moments associés aux F_i)

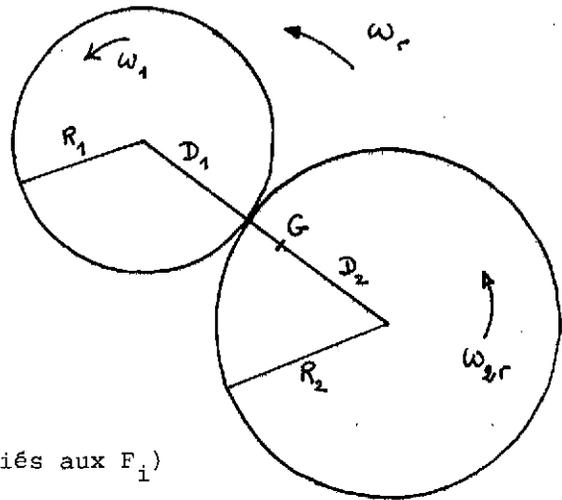
Ce que le principe fondamental de la dynamique permet d'écrire :

$$\frac{1}{R_1} \frac{dI_1}{dt} = \frac{1}{R_2} \frac{dI_2}{dt}$$

Cette relation est vraie à chaque instant, donc :

$$\frac{I_{1r}}{R_1} = \frac{I_{2r}}{R_2} \quad (15)$$

(13) peut s'écrire : $\ell_i \dot{N} = \ell_r \dot{N} \left(1 + \frac{J_1 \omega_{1r} + J_2 \omega_{2r}}{J \omega_r} \right)$



(14) et (15) donnent :

$$J_1 \omega_{1r} = \frac{R_1 J_1 J_2 (R_1 + R_2) \omega_r}{R_1^2 J_2 + R_2^2 J_1}$$

et

$$J_2 \omega_{2r} = \frac{R_2 J_1 J_2 (R_1 + R_2) \omega_r}{R_1^2 J_2 + R_2^2 J_1}$$

d'où

$$l_i \omega = l_r \omega \left(1 + \frac{(R_1 + R_2)^2}{R_1^2 J_2 + R_2^2 J_1} \frac{J_1 J_2}{J} \right) \quad (16)$$

En assimilant les noyaux à des sphères, on trouve :

$$l_r = \frac{5}{7} l_i \quad \text{et} \quad \frac{I_{1r}}{I_{2r}} = \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^{1/3}$$

Le tableau V et la figure 48 résument les résultats relatifs au collage et au roulement dans le cas de noyaux sphériques.

	l/l_i	I_1/l_i	I_2/l_i	I_1/I_2
Roulement	$5/7^*$	$\frac{2}{7} \frac{R_1}{R_1 + R_2}^*$	$\frac{2}{7} \frac{R_2}{R_1 + R_2}^*$	$\frac{R_1}{R_2} \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^{1/3^*}$
Collage	$\frac{4A^2}{J_1 + J_2 + 4A^2}$	$\frac{J_1}{J_1 + J_2 + 4A^2}$	$\frac{J_2}{J_1 + J_2 + 4A^2}$	$\frac{J_1}{J_2} \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^{5/3^*}$

Tableau V : Les formules marquées * ne concernent que les noyaux sphériques. Les autres sont générales. l, ω est le moment angulaire initial. $l_i \omega$ est le moment angulaire orbital. I_1 et I_2 les spins des fragments 1 et 2 de masses A_1 et A_2 .

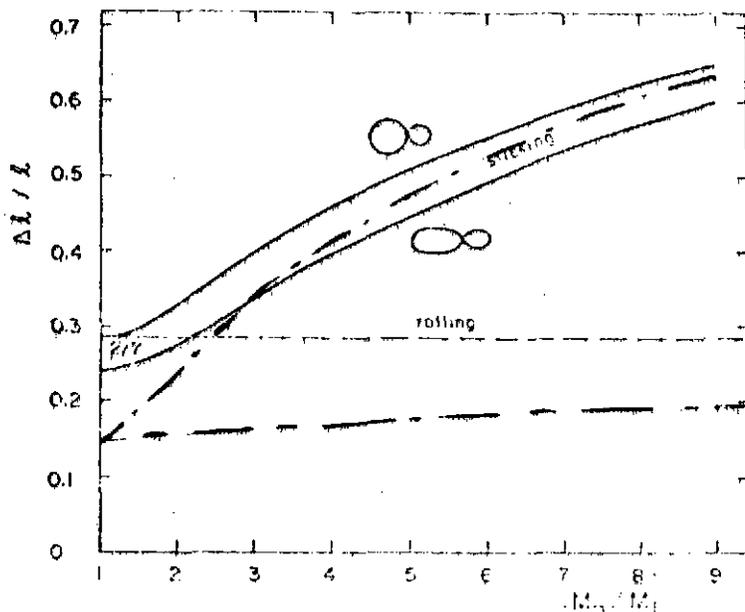


Figure 48 : Proportion du moment angulaire initial converti en spin intrinsèque des fragments en fonction de l'asymétrie de masses dans le cas des hypothèses de roulement (pointillé) et de collage (courbes continues) : dans ce second cas, on a envisagé des noyaux sphériques d'une part, ellipsoïdaux de rapport d'axe 1.3 d'autre part. Enfin, les deux courbes en point-trait concernent le spin du fragment lourd seul dans le cas du roulement et du collage de noyaux sphériques.

La principale conclusion est que la proportion du moment angulaire initial converti en spin des fragments est indépendante de l'asymétrie de masse dans le cas du roulement. Par contre, dans le cas du collage, elle croît avec l'asymétrie. On peut constater que cette croissance est plus nette si l'on s'intéresse au spin du fragment lourd seul ; la distinction roulement-collage est donc plus facile à mettre en évidence dans ce cas. On remarquera aussi que les relations concernant le roulement ne concernent que des formes sphériques : il est, en effet, difficile d'envisager le roulement de noyaux déformés car un tel mouvement s'accompagnerait de fortes variations d'énergies potentielles ; la relation (16) n'est donc valable que pour les noyaux sphériques. Par contre, la relation (12) est absolument générale.

2) Les méthodes expérimentales possibles :

L'étude de la relaxation du moment angulaire dans les transferts très inélastiques se fait à travers la mesure de I_1 , I_2 ou I_1+I_2 . Les fragments de transferts très inélastiques sont en effet créés excités et on peut mesurer leurs spins grâce à leurs propriétés de désexcitation. Trois méthodes sont utilisées :

- influence du moment angulaire sur la désexcitation gamma des noyaux
- influence du moment angulaire sur l'évaporation des particules alpha
- influence du moment angulaire sur les propriétés de fission des fragments de transferts très inélastiques (fission séquentielle).

Dans tous les cas, la procédure expérimentale consiste à identifier un (ou les deux) fragment de transfert très inélastique et à détecter en coïncidence avec lui, soit les photons gamma émis, soit les particules chargées émises, soit les fragments de fission séquentielle du fragment partenaire.

Le principe de la première méthode consiste seulement à remarquer que la plus grande partie du moment angulaire I d'un noyau excité est évacuée par émission γ . Si on connaît la réduction de I due à chaque émission, la connaissance du nombre N de γ émis permet de déterminer I . Généralement, on ne mesure pas l'ensemble des gammas associés à un événement car les détecteurs utilisés ne couvrent pas les 4π . On mesure donc une certaine proportion $\frac{\Omega}{4\pi}$ d'entre eux (voir

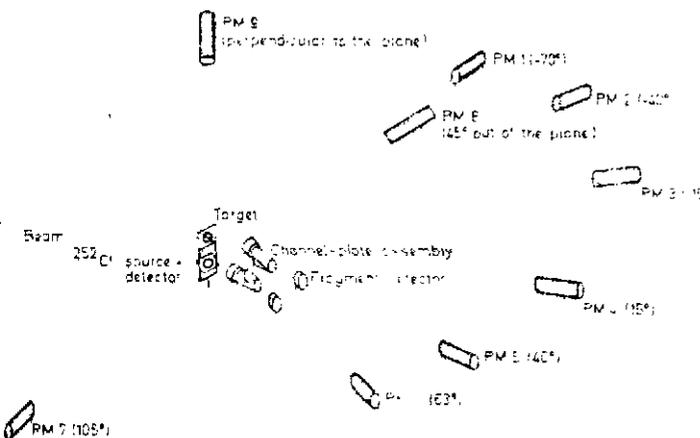


Figure 49 : Une expérience type de mesure de multiplicité gamma. Les fragments de transferts très inélastiques sont identifiés dans le télescope de temps de vol. Les gammas sont détectés en coïncidence dans les NaI [3 dans cette expérience simple]. La distance NaI-cible permet une discrimination neutrons-gammas.

figure 49) et la multiplicité gamma est alors $M_\gamma = N \frac{4\pi}{\Omega} F$. F est une fonction de correction tenant compte de la distribution angulaire non isotrope des gammas et de l'efficacité de détection des compteurs. Ceux-ci sont des NaI afin de maximiser F . Généralement, $\frac{\Omega}{4\pi} F$ est de l'ordre de 10^{-3} ce qui signifie que l'on détecte moins d'un photon par événement de transfert très inélastique. Ceci interdit de mesurer M_γ événement par événement et oblige à mesurer une moyenne :

$$\langle N_\gamma \rangle = \frac{N'}{\sigma^2} \frac{4\pi}{\Omega} F$$

N' étant le nombre de photons détectés pour une collection de σ^2 événements.

Ceci est un problème car M_γ est généralement variable d'un événement à l'autre, ne serait-ce que parce que de nombreuses ondes partielles contribuent souvent aux transferts très inélastiques.

On peut partiellement pallier cet inconvénient en mesurant la variance σ^2 associée à la distribution des M_γ ; chose possible dès que l'on dispose d'au moins deux détecteurs de photons : le nombre d'événements de transferts très inélastiques pour lesquels deux détecteurs i et j détectent à la fois un gamma est :

$$N'_{ij} = \Omega_i \Omega_j \frac{\int M_\gamma (M_\gamma - 1) P(M_\gamma) dM_\gamma}{\int P(M_\gamma) dM_\gamma}$$

avec Ω_i, Ω_j efficacité des détecteurs i et j

$P(M_\gamma)$ forme de la distribution de multiplicité

Cette relation donne immédiatement :

$$N'_{ij} = \Omega_i \Omega_j [\sigma^2 + \langle M_\gamma \rangle (\langle M_\gamma \rangle - 1)]$$

d'où l'on déduit σ^2 .

La mesure de la multiplicité γ a le grand intérêt de s'appliquer à tous les noyaux (avec le problème de corrections difficiles pour les noyaux légers : voir plus loin). Dans le cas de transferts très inélastiques, la non-connaissance de l'origine des γ détectés, ne permet qu'une mesure de $\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ * mais non pas de $\langle I_1 \rangle$ et $\langle I_2 \rangle$ séparément.

Inversement, la seconde et la troisième méthode permettent de mesurer les moments angulaires des fragments individuels (généralement de l'un des deux fragments). Il s'agit là-aussi de valeurs moyennes et des variances associées. Dans le cas de la troisième méthode, l'un des partenaires est dans la plupart des cas, trop léger et seul, l'autre (fréquemment la quasi-cible) peut subir ultérieurement une fission. Le principe consiste à relier les propriétés de distribution angulaire de cette fission séquentielle à la valeur du moment angulaire du noyau fissionnant. Cette méthode ne s'applique qu'aux noyaux lourds et elle est de plus sélective en moments angulaires : prenons l'exemple du système Kr+Au. Seuls, les quasi-or de grand moment angulaire I vont être concernés par

* Dans un seul travail⁵⁸, I_1 et I_2 ont pu être estimés.

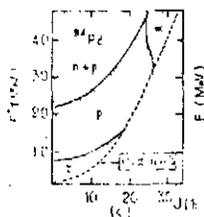


Figure 50 : Devenir d'un noyau de ^{94}Pd caractérisé par une énergie d'excitation E^* et un moment angulaire I . Les courbes limitent les zones de probabilité supérieure à 0,5 d'émettre neutron, proton, particule alpha ou gamma.

par la fission. La mesure de moment angulaire associée va donc ne refléter que ces grandes valeurs de I .

Le problème est analogue dans le cas de la seconde méthode. Là aussi, on utilise le fait que la distribution angulaire des alphas évaporés par un noyau dépend du moment angulaire du noyau émetteur. Or la figure 50 nous montre que ces particules sont préférentiellement émises par les noyaux à fort moment angulaire : il faut garder en tête cette idée lorsqu'on interprète les résultats des mesures.

Les trois méthodes utilisées ne fournissent donc pas toutes des informations de même nature et elles sont complémentaires. Les paragraphes ci-dessous donnent quelques détails sur leur mise en oeuvre et leurs limitations.

Remarque : On pourrait a priori penser à une quatrième méthode et atteindre le moment angulaire orbital final à travers l'énergie cinétique des fragments finaux puisque celle-ci s'écrit :

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$$

mais cela impose de connaître la distance r entre les noyaux et sa variation avec l'énergie de bombardement. Cormie et col⁶⁴ ont utilisé cette méthode pour le système $^{35}\text{Cl} + ^{27}\text{Al}$ mais cela devient impossible pour les systèmes plus lourds pour lesquels l'augmentation du moment d'inertie et du produit $Z_1 Z_2$ rend la contribution de l'énergie de rotation négligeable devant celle de l'énergie coulombienne.

3) La multiplicité gamma (M_γ)

Le principal problème de la multiplicité gamma réside dans la connaissance du moment angulaire l emmené par chaque photon. On admet généralement que ces photons sont alignés* et de deux types : les électriques dipolaires (E_1) évacuent $1\hbar$, les électriques quadrupolaires (E_2), $2\hbar$. La proportion des deux contributions est obtenue à partir de la forme des spectres en énergies des photons : les photons E_1 ont un spectre en énergie en forme de cloche. Les informations ont été fournies grâce à des études de spectroscopie gamma dans le cas de réactions de formations de noyaux composés ; un exemple en est donné sur la figure 51.

* Cela signifie que le moment angulaire emporté par le photon est aligné avec celui du noyau émetteur. Autrement dit, dans le cas d'un E_2 , le spin du noyau après émission est diminué de 2 unités \hbar .

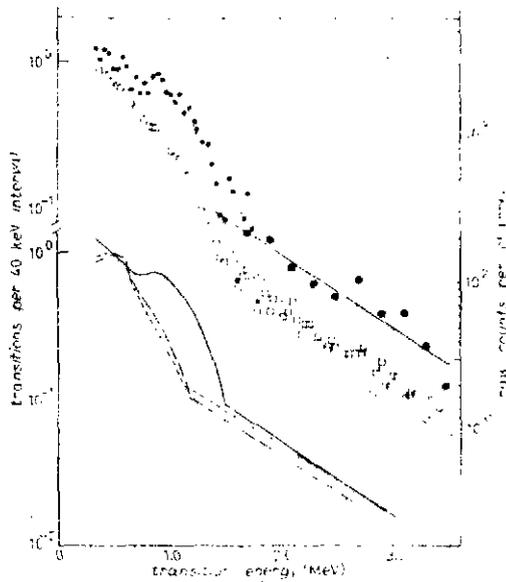


Figure 51 : Spectre des photons de désexcitation pour la réaction : $^{126}\text{Te}(\text{Ar}, 4n)$ à 181 MeV.

(Points blancs : spectres bruts ; points noirs : spectres corrigés pour la réponse des détecteurs). Les courbes reportées au bas de la figure donnent les formes des spectres obtenus pour plusieurs énergies incidentes.

Le problème est que cette description simple n'est pas universelle : elle fonctionne très bien dans le cas des terres rares déformées mais elle ne marche pas dans la zone des noyaux sphériques : l'expérience montre alors qu'il y a des E_1 (et des M_1) dans la bosse que l'on attribuerait aux E2. Dans ces conditions, il est bien difficile de donner une valeur précise à i lorsqu'on étudie un transfert très inélastique qui peuple une collection de fragments finaux. C'est tout de même ce que l'on fait en sachant que cette démarche est sujette à une erreur de l'ordre de 15 %. On écrit donc :

$$I = M_Y i \quad (17)$$

Cette relation doit en fait être corrigée car (figure 50) un noyau donné ne se désexcite pas seulement par émission γ : celle-ci n'intervient qu'en fin de chaîne, après évaporation de particules. Ces particules emportent aussi un certain moment angulaire qui, bien que relativement faible, doit être ajouté à la valeur donnée par la relation (17). Lorsque les particules évaporées ne sont que des neutrons, on admet que chacun a emporté $\sim 1\hbar$. C'est la valeur que fournit les codes d'évaporation. On a alors :

$$I = M_Y i + M_n \quad (18)$$

où M_n est la multiplicité neutrons. Celle-ci est estimée à partir de l'énergie d'excitation des fragments (chaque évaporation de neutrons coûte environ 10 MeV). L'incertitude globale sur I est alors d'une vingtaine de pourcents. Elle peut devenir plus grande si des particules chargées ont été évaporées, ce qui se produit pour les fragments de masse petite ou moyenne ²¹ (<100 u.m.a.).

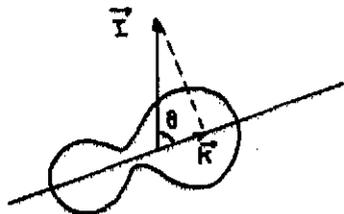
Enfin, il ne faut pas oublier les problèmes expérimentaux liés à la détection des photons : seuils en énergie, discrimination des neutrons (par temps de vol), déconvolution des spectres. Ces problèmes ont été fort bien maîtrisés dans les expériences récentes ⁵⁸.

4) La fission séquentielle

Dans une expérience de fission séquentielle, on détecte toujours un ou deux fragments de fission séquentielle en coïncidence avec le fragment partenaire qui n'a pas subi de fission : celui-ci permet de définir le plan de la réaction de transfert très inélastique. Dans un modèle classique simple (§VIII-1) le moment angulaire du noyau fissionnant est perpendiculaire à ce plan.

La distribution angulaire des fragments de fission d'un noyau lourd est le résultat d'un compromis entre son moment angulaire I et sa température T . Le moment angulaire tend à susciter la fission dans un plan qui lui est perpendiculaire. La température introduit des fluctuations autour de ces directions privilégiées.

On a l'habitude d'introduire un nombre quantique K qui décrit la projection du moment angulaire sur l'axe de fission (voir schéma) et on admet que la direction de fission est définie au point selle. $K=0$ signifie que la fission se fait perpendiculairement à \vec{I} ($\theta = \frac{\pi}{2}$).



La théorie des distributions angulaires de fission reproduit bien les résultats des expériences de fission du noyau composé. Elle donne :

$$W_I(\theta) = N_{k_0} \frac{1}{4} (2I+1) \left(\frac{1}{2} \sin \theta\right)^{2I} \sum_{K=-I}^{K=I} \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right) \frac{(2I)!}{(I+K)!(I-K)!} \left[\cot^2 \frac{\theta}{2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (19)$$

$$\text{avec : } N_{k_0} = \frac{1}{\sum_{K=-I}^{K=I} \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)}$$

Cette relation contient une constante K_0 qui vaut :

$$K_0 = \sqrt{\frac{T}{h^2}} J_{\text{eff}} \quad (19\text{bis})$$

avec :

$$\frac{1}{J_{\text{eff}}} = \frac{1}{J_{//}} - \frac{1}{J_{\perp}} \quad (19\text{ter})$$

$J_{//}$ et J_{\perp} sont les moments d'inertie par rapport à l'axe de fission et à un axe perpendiculaire (respectivement).

Le rapport $\frac{K^2}{2K_0^2}$, fonction décroissante de T , exprime que les contributions des K de grande valeur sont d'autant plus effectives que la température est élevée.

La détermination de K_0 (donc de T et surtout J_{eff}) est l'un des points critiques des expériences de fission séquentielle. Elle se fait à partir des données sur la fission du noyau composé.

L'autre point critique provient du fait que la comparaison avec l'expérience nécessite une intégration de la relation (19) sur les divers moments angulaires responsables de la fission séquentielle. Si l'on raisonne sur la base des modèles simples de roulement et de collage, la direction de \vec{I} est connue : elle

est perpendiculaire au plan de réaction défini par le faisceau et le fragment partenaire (axe \vec{Oz}). θ est facile à définir et seule, la distribution des modules de I doit être envisagée. La situation se complique terriblement si l'on envisage que la direction du moment angulaire \vec{I} peut fluctuer d'un évènement à l'autre. On continue alors de définir θ à partir de la direction Oz perpendiculaire au plan de réaction mais \vec{I} peut alors osciller autour de $\theta=0$ ce qui revient à définir des variances associées σ_x^2 , σ_y^2 , σ_z^2 . (On avait $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = 0$ dans le cas de fluctuations nulles).

Dans le premier cas (fluctuations nulles, \vec{I} dirigé selon Oz), on s'attend à ce que la distribution angulaire de fission soit isotrope dans le plan de la réaction xoy . Dans le second cas, une anisotropie est possible dans ce plan si σ_x^2 et σ_y^2 sont différents entre eux et si l'un d'eux au moins est comparable ou plus grand que K_0^2 : par exemple, l'anisotropie sera de 2 pour $\sigma_x=0$ et $\sigma_y=3K_0^2$.

Plus précisément, on a :

$$w(\theta, \phi) \propto \frac{\exp[-\langle I_z \rangle^2 \cos^2 \theta / 2S^2(\theta, \phi)]}{S(\theta, \phi)} \quad (20)$$

avec :

$$S(\theta, \phi) = K_0^2 + \sigma_z^2 \cos^2 \theta + (\sigma_x^2 \sin^2 \phi + \sigma_y^2 \cos^2 \phi) \sin^2 \theta \quad (20bis)$$

Pour déduire ces relations, on a admis que chacune des trois distributions en projections de moments angulaires étaient gaussiennes. $\langle I_z \rangle$ est la valeur moyenne de la projection selon Oz ; $\langle I_x \rangle = \langle I_y \rangle = 0$. Cette relation suppose donc que la bande de moments angulaires initiaux responsables des transferts très inélastiques suivis de fission séquentielle est une bande étroite. Cette hypothèse est raisonnable pour un système tel que Ar+Bi.

5) La distribution angulaire des particules chargées

L'expérience type est semblable à celle de la figure 49 mais les détecteurs gammas sont remplacés par des télescopes de barrières de surface ($2\Delta E$ et un E) qui permettent d'identifier et de mesurer l'énergie cinétique des protons et des alphas détectés en coïncidence avec un fragment de transfert très inélastique.

L'évaporation de particules par un noyau excité est décrite par la théorie statistique. L'idée fondamentale de cette théorie est que l'émission d'une particule est d'autant plus probable que le nombre d'états quantiques d'accueil est grand. Lorsqu'un noyau dispose d'un moment angulaire \vec{I} , la situation la plus favorable est celle pour laquelle l'évaporation se fait dans le plan Π perpendiculaire à \vec{I} . Dans ce cas en effet, l'énergie cinétique dont dispose dans le noyau la particule à émettre, est augmentée à cause de l'effet centrifuge. Pour une particule alpha, l'énergie centrifuge, proportionnelle à la masse, est élevée. Son effet cumulé à une énergie de liaison souvent négative permet de créer le noyau résiduel dans un état d'excitation important donc avec une densité de niveaux plus grande que dans le cas d'une émission de neutrons. C'est ainsi que, qualitativement, on peut comprendre que l'effet du moment angulaire est de favoriser l'émission de particules alphas (figure 50).

La distribution angulaire de ces particules évaporée est piquée dans le

plan Π mais avec une certaine fluctuation autour de ce plan. Comme dans le cas de la distribution angulaire de fission, cette fluctuation reflète le désordre que signifie la température T . La balance entre ce désordre et l'ordre imposé par le moment angulaire, peut être décrite par la comparaison de l'énergie thermique ($\frac{3}{2}kT = \frac{3}{2}T$) et de l'énergie centrifuge d'une particule de masse μ_p placée à la surface d'un noyau de rayon R et animé d'une vitesse : $\omega = \frac{1}{2} \mu_p R^2 \omega^2$.

Le rapport de ces deux énergies est proportionnel à :

$$\rho = \frac{\mu_p R^2 \omega^2}{T} \quad (21)$$

On peut écrire ce rapport en fonction :

- du moment angulaire du noyau résiduel, de moment d'inertie J :

$$I\mathcal{M} = J\omega \quad (22)$$

- et du moment angulaire $\ell\mathcal{M}$ emporté par la particule et extrait de :

$$\frac{\ell^2 \mathcal{M}^2}{2\mu_p R^2} = \frac{1}{2} \mu_p R^2 \omega^2 \quad (23)$$

$$(22) \text{ conduit à : } \omega = \frac{I\mathcal{M}}{J}$$

$$(23) \text{ conduit à : } \omega = \frac{\ell\mathcal{M}}{\mu_p R^2}$$

$$\text{En reportant dans (21), on a : } \rho = \frac{\mu_p R^2 I^2 \mathcal{M}^2}{J^2 T} \quad (24a)$$

$$\text{ou encore : } \rho = \frac{\mu_p R^2}{T} \frac{I\mathcal{M}}{J} \frac{\ell\mathcal{M}}{\mu_p R^2} \quad (24b)$$

$$\rho = \frac{I\ell\mathcal{M}^2}{JT}$$

que l'on écrit souvent : $\rho = \frac{I\ell}{\sigma^2}$ avec $\sigma^2 = \frac{JT}{\mathcal{M}^2}$, paramètre de "spin cutt-off".

La relation (24) exprime que la distribution angulaire sera d'autant plus piquée dans le plan Π ($\theta = \pi/2$) que :

- le moment angulaire $I\mathcal{M}$ du noyau émetteur sera grand,
- le moment angulaire (donc la masse de la particule émise sera grande)
- la température sera petite.

La théorie donne exactement : $W(\theta) = \text{Cte} \exp(\rho \sin^2 \theta)$

Cette relation doit en fait être intégrée sur les diverses valeurs $\ell\mathcal{M}$ de moment angulaire évacué par la particule. On est conduit à :

$$W(\theta) = \text{Cte} \exp\left(\frac{\mathcal{M}^2 I}{2JT} \frac{\mu_p R^2}{\mu_p R^2 + J} \sin^2 \theta\right) \quad (25)$$

relation jouant le même rôle que la relation (19) pour la fission séquentielle. Les paramètres nécessaires à l'utilisation de cette relation sont (voir relation 24a) : le rayon, le moment d'inertie du noyau résiduel et sa température T . Ces quantités peuvent être raisonnablement estimées et l'erreur les concernant se reporte sur la détermination du moment angulaire $I\mathcal{M}$. On peut aussi obtenir une relation analogue à la relation (20) pour mettre en évidence les effets

des variances σ_x^2 et σ_y^2 définies dans le paragraphe précédent : ceci a été fait pour le système Kr+Ag par Sobotka et col⁶⁵ mais est beaucoup moins fructueux que dans le cas de la fission séquentielle comme on peut le comprendre à l'aide de la remarque 2) ci-dessous.

La principale difficulté expérimentale liée aux distributions angulaires de particules chargées réside sans doute dans l'attribution d'une particule chargée donnée à tel ou tel des deux fragments de transfert très inélastique. Ceci peut se faire par des reconstructions cinématiques⁶⁶ telles que celles décrites dans le paragraphe IX. Le problème est très simplifié dans le cas de systèmes asymétriques pour lesquels le fragment léger est le principal émetteur mais bien sûr, il faut que l'essentiel des particules détectées soit effectivement évaporé par les fragments et non pas la conséquence d'une émission de pré-équilibre. Cette question, qui sera abordée dans le chapitre suivant, impose de grosses limitations à la méthode dès que l'énergie incidente approche 10 MeV/nucleon. Elle est beaucoup moins limitative dans les études de fission séquentielle ou de multiplicité gamma.

Remarque :

1) L'étude des distributions angulaires ne fait pas intervenir les paramètres de densité de niveaux. Ce ne serait pas le cas si on considérait les sections efficaces de production des particules évaporées. Ces incertitudes sur ces paramètres seraient alors gênantes. Babinet et col⁶⁶ ont toutefois utilisé cette méthode.

2) On peut aussi traiter le problème de l'évaporation d'une particule alpha selon une procédure analogue à celle développée pour la fission au § VIII-4. L'émission alpha est alors une fission très asymétrique et on définit un K_0 ⁶⁵ associé. Les expressions 19bis et 19ter nous montrent que sa valeur est de beaucoup supérieure à celle obtenue en fission. Autrement dit, il faut que les variances σ_x^2 et (ou) σ_y^2 soient très grandes pour espérer mettre en évidence leur effet à l'aide de l'évaporation de particules chargées (voir relations 20 et 20bis). De ce point de vue, la fission séquentielle est plus performante. On comprend qualitativement cette différence en remarquant que l'effet du moment angulaire sur une cassure d'un noyau (fission ou évaporation) est que le système choisit une orientation dans l'espace visant à minimiser son énergie de rotation donc à maximaliser son moment d'inertie. Cet effet sera d'autant plus marqué que les moments d'inertie par rapport aux divers axes propres du système sont différents.

6) Les résultats

a) Les résultats les plus simples concernent les systèmes légers :

Dans ce cas, la bande des moments angulaires initiaux l_1, N qui contribuent aux transferts très inélastiques est étroite ce qui simplifie beaucoup l'interprétation. Les résultats indiquent sans ambiguïté que le collage est vite atteint dans la réaction*. La figure 52 est un exemple⁶⁶. Le temps propre noté dans le tableau IV du § VI-1 est déduit de telles expériences.

* Ce résultat est difficile à réconcilier avec l'hypothèse de roulement faite au chapitre I dans le modèle de Swiatecki ($f = \frac{2}{7}$) : voir la note du bas de la page 20 et la relation (6bis).

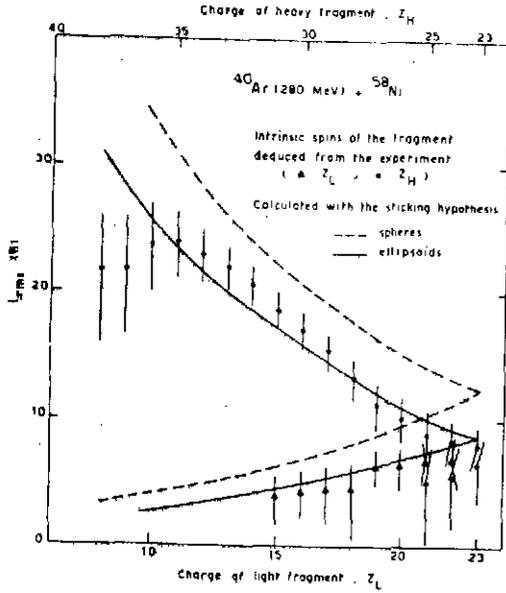


Figure 52 : Moment angulaire moyen emporté par un fragment en fonction de son numéro atomique pour le système Ar+Ni à 280 MeV. Les résultats sont obtenus à partir des distributions angulaires des alphas évaporés. Les courbes sont calculées dans le cadre du modèle classique de collage de deux sphères (pointillé) ou de deux ellipsoïdes (trait plein) (extrait de la réf. 66).

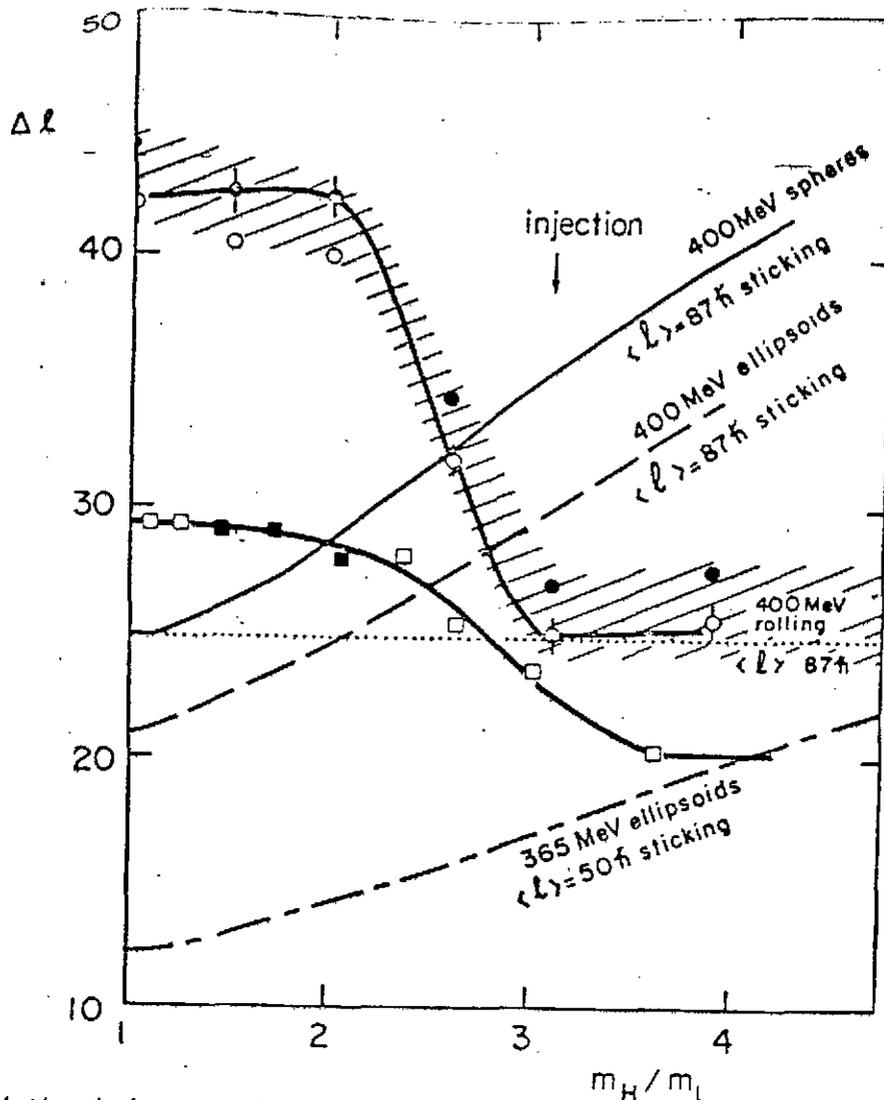


Figure 53 : Variation de la somme $\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ des spins moyens des fragments de transfert très inélastiques dans la réaction Cu+Au ; symboles ronds : à 400 MeV ; symboles carrés : à 365 MeV. Les résultats ont été obtenus par mesure de multiplicité gamma. La partie hachurée indique l'erreur due à la mauvaise connaissance de la multipolarité des photons. Deux courbes sont tracées à travers les résultats expérimentaux. Les autres courbes sont calculées dans le cadre des modèles classiques de roulement et collage (extrait de la réf. 58).

b) Dans le cas des systèmes plus lourds

La situation est nettement plus ambiguë. La figure 53 montre le cas du système Cu+Au⁵⁸.

La variation de la multiplicité avec l'asymétrie de masse est opposée à ce que prévoit les modèles classiques de roulement et collage. Des résultats analogues ont été obtenus pour des systèmes tels que Kr+Au ou Kr+Ho ou Kr+Ag.

a) Rôle possible du potentiel : Moretto⁶⁸ a d'abord suggéré qu'il s'agissait là d'un effet de potentiel : la figure 41, tracée justement pour le système Cu+Au montre comment la force de dérive, responsable pour l'évolution des masses des fragments, est une fonction croissante de l_1 : les masses symétriques seraient donc peuplées préférentiellement pour les fortes valeurs de l_1 . Cette explication est peu raisonnable pour expliquer la figure 53 car :

i) dans le cas du système Cu+Au, la variation de la force de dérive est seulement de 60% sur toute la plage des l_1 (0-130M) impliqués à 400 MeV.

ii) tous les calculs dynamiques indiquent que le temps de réaction est plus faible pour les fortes valeurs de l_1 .

iii) Même si on admet que seules les valeurs les plus fortes de l_1 ont alimenté les masses symétriques, la multiplicité mesurée excède la valeur calculée de 60 % à 365 MeV.

iv) une telle démarche est contraire à tout ce que nous avons déduit des études des fragments dans les paragraphes III à V.

En conclusion, même si un effet du potentiel est possible, il ne peut en aucun cas expliquer l'ampleur du phénomène.

8) Difficulté d'obtenir des accords théorie-expérience significatifs : De nombreux modèles ont cherché à reproduire ce type de résultats. La difficulté est que, en jouant sur le temps propre de collage, on parvient toujours à les reproduire. C'est ce qui a d'abord été fait pour le système Kr+Ag : le temps de collage est choisi respectivement plus long et plus court que les temps de réaction associés aux petits et aux grands transferts de masse. La tendance des courbes calculées de la figure 53 peut ainsi être inversée. On voit, à ce niveau, que la non-connaissance des l_1 initiaux est dans le cas des systèmes lourds, une forte infirmité.

γ) La nécessité d'évoquer des mécanismes de dépolarisation : Il a donc fallu faire appel à une collection de résultats divers pour progresser.

Après des controverses célèbres, la fission séquentielle indique maintenant clairement^{69,70} que les images classiques simples évoquées au § VIII-1 sont insuffisantes : le moment angulaire des noyaux finaux n'est pas aligné sur le moment angulaire initial mais l'expérience révèle une certaine fluctuation autour de la direction attendue. Ce résultat est confirmé par les expériences de multiplicité gamma^{58,68} dont la figure 54 est une expression. On y trouve le rapport entre les multiplicités gamma mesurées dans le plan de réaction et dans la direction perpendiculaire : les photons E2 étant émis préférentiellement perpendiculairement au vecteur moment angulaire, l'anisotropie mesurée renseigne sur son degré d'alignement. On voit que celui-ci croît pour des collisions de plus en plus inélastiques puis décroît pour les événements les plus relaxés. La crois-

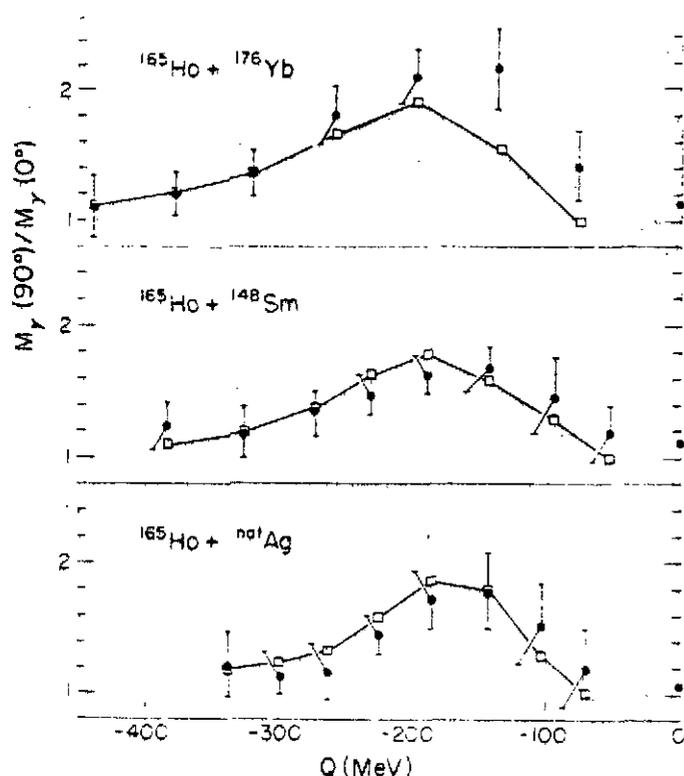


Figure 54 : Rapport des multiplicités γ dans le plan et dans la direction perpendiculaire : symboles noirs : valeurs mesurées ; symboles ouvertes : valeurs calculées (réf. 68)

ainsi traité le transfert du moment angulaire à l'aide d'une équation de Fokker-Planck et ont pu reproduire les données expérimentales pour le système Kr+Fr. De même, Randrup a reproduit certaines données sur la fission séquentielle (système Kr+U) à partir du modèle microscopique d'échange de nucléons, modèle qui nous a déjà donné de précieux renseignements sur les fragments. Malheureusement, les comparaisons qu'il a publiés ne sont encore que très fragmentaires.

6) Rôle possible des modes collectifs : L'existence de modes collectifs peut aussi expliquer les résultats. Moretto s'est fait le champion de cette approche qui, il est vrai, reproduit bien des données (mais pose aussi quelques problèmes). Les structures dans les spectres en énergie des fragments (§ VI-2) et les données sur le moment angulaire sont de toute évidence les deux arguments majeurs pouvant indiquer l'existence d'effets collectifs dans les collisions très inélastiques.

Le modèle de Moretto considère tous les modes de rotation relative possible de deux fragments formant un système composite et il admet que tous ces modes sont en équilibre statistique avec les degrés de liberté intrinsèques du système. L'énergie associée à chacun est donc $\frac{1}{2}(K)T$ (T : température uniforme du système). Le moment angulaire correspondant est donc de l'ordre de \sqrt{IT} (I étant le moment d'inertie associé au mode de rotation considéré).

Quels sont ces modes ? Dans l'image classique du paragraphe VIII-1, définissons trois axes : Oz aura la direction du moment angulaire initial, Oy la direction de l'axe de symétrie, Ox le troisième axe. Les divers modes de ro-

sance est due au transfert croissant du moment angulaire initial, la décroissance à des facteurs de dépolarisation dont le rôle croît avec le temps de réaction. Les variances des distributions de multiplicités gamma^{58,78}, trouvées très grandes, suggèrent elles-aussi l'existence de "moments angulaires additionnels".

De telles idées sont bien en accord avec celles évoquées au § V : un transfert de nucléons au hasard entre les deux noyaux induit des moments angulaires supplémentaires (opposés) dans les deux fragments. La direction de ces composantes additionnelles n'a aucune raison d'être la direction du moment angulaire initial ; d'où un désalignement du moment angulaire de chaque fragment.

Wolschin et Nöremberg⁷¹ ont

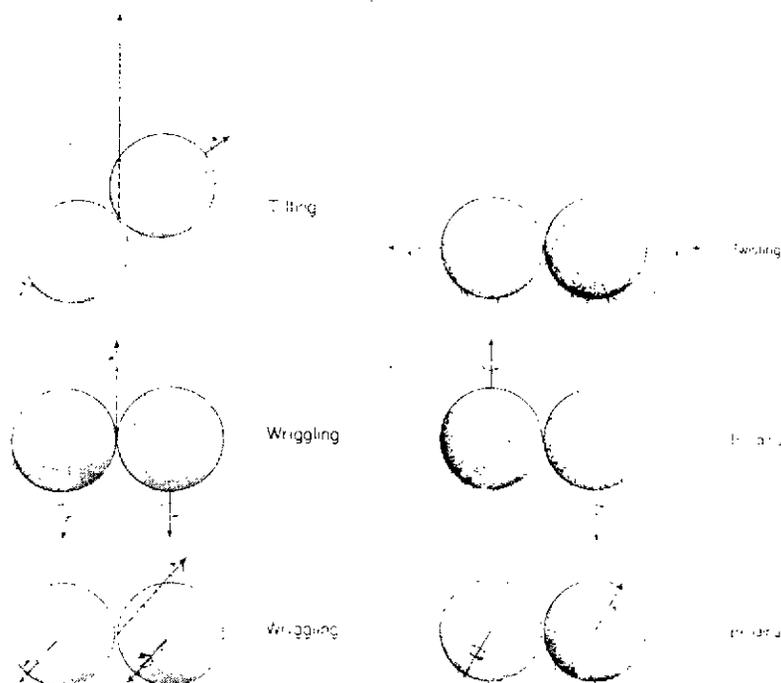


Figure 55 : Les divers modes de rotation possible des deux noyaux.

tation possibles sont (figure 55) :

- rotation des deux noyaux en sens contraire autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie Oy : c'est le mode de pliage (bending mode) qui est donc doublement dégénéré.

- rotation des deux noyaux dans le même sens autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie Oy : c'est le mode de tortillement (Wriggling mode) doublement dégénéré.

- rotation des deux noyaux en sens contraire autour de l'axe de symétrie Oy : c'est le mode de torsion (twisting mode), simplement dégénéré.

- rotation des deux noyaux dans le même sens autour de l'axe de symétrie Oy : c'est le mode de basculement (tilting mode), simplement dégénéré.

Les modes 1 et 3 ont comme particularité de créer deux moments angulaires opposés dans les deux noyaux. Par contre, les modes 2 et 4 créent des moments angulaires de même signe dans les deux noyaux et pour assurer la conservation globale du moment angulaire, vont devoir s'accompagner d'un mouvement d'ensemble du système composite : dans le cas du mode de tortillement, le système dans son ensemble, devra tourner en sens contraire du sens de rotation des deux noyaux individuels ; dans le cas du mode de basculement, le noyau va basculer afin qu'une partie du moment angulaire total du noyau se projette sur l'axe de symétrie. Le mode de basculement peut être décrit par la projection K du moment angulaire total déjà introduite au § VIII-5. Il ne peut être excité que dans un système disposant d'un moment angulaire total non nul.

Le modèle de Moretto reproduit bien ou assez bien des résultats relatifs à des fragments finaux peu asymétriques.

C'est le cas pour les systèmes $Ar+Ag$, $Ho+Ho$, $Ho+Yb$, $Ho+Sm$, $Ho+Ag$ ^{68,74} : Les figures 54 et 56 donnent une idée de l'accord théorie-expérience. Dans le cas de la figure 56, on peut conclure à la nécessité d'envisager dans le modèle des fragments déformés. On peut aussi noter le bon accord des résultats déduits de l'étude des énergies cinétiques des fragments et des émissions gamma et alpha. Enfin, l'accord théorie-expérience se dégrade pour les événements asymétriques.

C'est justement pour ce type d'événements que le modèle de Moretto est le

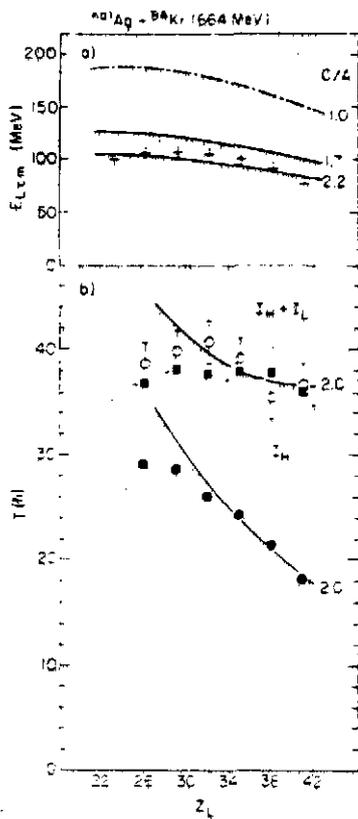


Figure 56 : Variation avec la charge du noyau détecté du spin qu'il emporte (I_H), de la somme des spins $I_H + I_L$ emportés par les deux fragments, de l'énergie cinétique totale des fragments (E_L). I_H a été obtenu à partir des distributions angulaires des particules alpha évaporées. $I_H + I_L$ est déduit des mêmes mesures (symboles ronds ouverts) et des mesures de multiplicité gamma (symboles carrés). Les courbes sont calculées dans le modèle statistique de Moretto appliqué à des fragments ellipsoïdaux dont les rapports d'axes sont donnés à côtés des courbes (réf. 68).

plus contesté. Il prévoit alors que le mode de basculement devient dominant* comme le montre la figure 57.

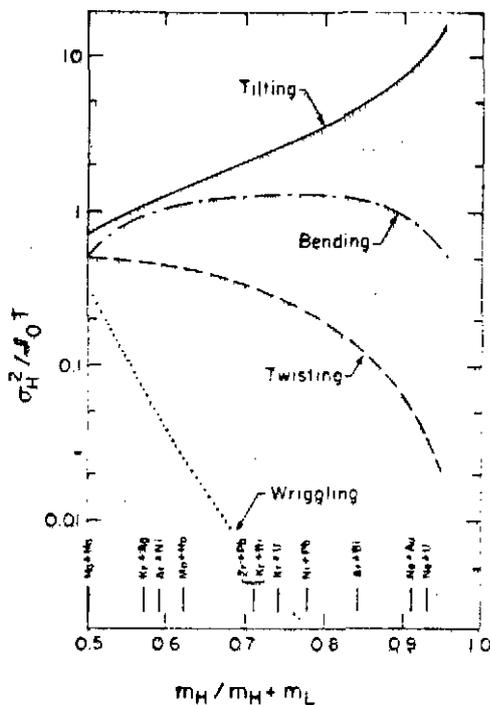


Figure 57 : Largeurs statistiques dues aux différents modes en fonction de l'asymétrie de masse d'un système di-nucléaire en équilibre statistique (extrait de la réf. 67)

* Ceci peut s'expliquer de deux façons :

- i) Lorsque le système devient très asymétrique, le moment d'inertie du petit fragment devient petit et il devient difficile de lui communiquer du moment angulaire puisque l'énergie de rotation associée devient grande. Les modes où le petit fragment tourne sont donc défavorisés (pliage, tortillement, torsion). Cet argument permet aussi de comprendre pourquoi les modes collectifs ne perturbent pas les mesures dans le cas de systèmes légers (SVIII-6a).
- ii) Inversement, on a vu dans la seconde remarque du § VIII-5 que lorsqu'un système di-nucléaire devient asymétrique, son moment d'inertie effectif (relation 19^{ter} du § VIII-4) devient très faible ; donc, son orientation dans l'espace devient relativement insensible à la direction de son moment angulaire total. Le mode de basculement se trouve alors favorisé.

Moretto^{64,74,77} indique des résultats en accord avec ce schéma pour les systèmes Kr+Au, Ne+U et Ne+Au mais d'autres résultats indiquent que le modèle surestime alors le mode de basculement : ils concernent les systèmes Ar+Bi⁶⁹, O+Ti, O+Ni, Ni+Er⁷², S+Sm⁷³.

Ce genre de données concernant les systèmes asymétriques est un test pour choisir entre le modèle collectif statistique de Moretto et le modèle microscopique dynamique de Randrup ; dans le premier, nous venons de voir que le mode de dépolarisation dominant est le basculement ; la composante de désalignement correspondante est orientée selon Oy. Au contraire, dans le second, l'échange au hasard des nucléons introduit des composantes de désalignement selon Ox et Oz mais pas selon Oy. Il y a là une différence objective que l'expérience peut appréhender mais actuellement, la situation est encore confuse.

En fait, il n'est pas clair qu'il faille vraiment opposer les deux modèles et ils décrivent sans doute tous les deux un aspect de la réalité : le modèle de Moretto permet par exemple de très bien comprendre la création de moment angulaire dans les fragments nés d'une fission spontanée ou induite par particule légère⁷⁵ (donc avec $l_1=0$). Inversement, une foule de résultats que nous avons décrits dans les chapitres I et II plaident en faveur du modèle de Randrup.

Quand aux problèmes du modèle de Moretto pour reproduire certains résultats concernant des systèmes asymétriques, on peut les comprendre dès que l'on admet que certains modes de rotation n'auraient pas atteint l'équilibre thermodynamique et de fait, la période d'oscillation associée au mode de basculement est beaucoup plus grande que celle associée aux autres modes et les calculs de Nix¹ permettent de penser que l'équilibre correspondant n'est pas atteint. D'ailleurs, comment pourrait-il être atteint sans que la distribution angulaire des fragments soit elle-même devenue statistique ? D'autre part, le mode de basculement n'est pas du tout induit dynamiquement pendant la réaction alors que les modes de tortillement et de pliage le sont : par exemple, le mode de pliage est naturellement induit par la force coulombienne dès que la forme du système composite s'écarte de la symétrie cylindrique et il n'est pas pensable que ce mode ne joue aucun rôle dans la réaction.

En conclusion, il semble que ce qui peut être mis en doute dans le modèle de Moretto est le fait que tous les modes collectifs aient atteints l'équilibre statistique mais pas le fait qu'ils existent. La meilleure preuve de leur existence se trouve dans l'argument suivant : l'expérience montre que les résultats relatifs aux systèmes légers peuvent être compris sans qu'il soit nécessaire de faire appel à quelque mécanisme de désalignement que ce soit. Or dans un modèle qui ne fait appel qu'à l'échange de nucléons, cette donnée n'est pas reproduite : l'échange de nucléons est au moins aussi perturbateur dans les systèmes légers que pour les lourds. Par contre, il est plus difficile d'induire thermodynamiquement des modes collectifs lorsque les moments d'inertie des noyaux sont faibles (voir l'annotation en bas de page 63). De même l'excitation dynamique du mode de pliage croît avec le produit $Z_1 Z_2$ des deux partenaires.

IX - QUE DEVIENT L'ENERGIE CINETIQUE PERDUE DANS LES TRANSFERTS TRÈS INELASTIQUES ?

Tous les modèles que nous avons envisagés depuis le début du chapitre supposent que la température est uniforme dans le système composite que constituent deux fragments de transferts très inélastiques. Bien entendu, il était fondamental de vérifier cette hypothèse et de déterminer où passe l'énergie cinétique perdue dans une collision très inélastique.

1) Les méthodes expérimentales

a) Introduction

L'idée est que si le système composite a une température uniforme T , les deux fragments après séparation ont cette même température T . Cette affirmation est vraie si l'on néglige l'énergie de déformation des fragments au point de scission, ce qui est généralement justifié puisque celle-ci est de l'ordre de 15 MeV (cette énergie a été mise en évidence dans un seul cas⁷⁶).

Les fragments émis se dés excitent soit par fission, soit par évaporation puis émission gamma. L'étude des propriétés de fission d'un fragment ne peut raisonnablement renseigner sur son énergie d'excitation. Il en est de même pour l'émission gamma comme on peut le comprendre à partir de la figure 50 : la dés excitation gamma d'un noyau intervient en fin de chaîne lorsqu'il a oublié sa température initiale et l'énergie correspondante est faible (< 10 MeV).

Reste donc l'évaporation. Un noyau peut évaporer soit des particules chargées, soit des neutrons. Les deux types de particules ont été étudiées dans le but de mesurer la température T .

b) Les techniques de mesure

La méthode expérimentale la plus fréquente est du type de celle décrite par la figure 49, les détecteurs gamma étant simplement remplacés par des détecteurs neutrons ou particules chargées (généralement entre 5 et 10) : les particules étudiées sont donc détectées en coïncidence avec les fragments de transferts très inélastiques. Les détecteurs de particules chargées sont des télescopes généralement de barrières de surface comme dans le 5 VIII-5 ou de scintillateurs organiques lorsque les parcours excèdent 10 mm. Les détecteurs de neutrons sont des scintillateurs organiques solides ou liquides. L'énergie des neutrons est mesurée par temps de vol. La sélection neutrons-gammas dans le détecteur peut se faire soit par temps de vol, soit par discrimination de forme²². La détection des neutrons demande de grandes précautions afin de limiter au maximum la diffusion des neutrons dans les matériaux entourant la cible⁸⁰.

A côté de cette mise en évidence directe des particules émises dans la réaction, une autre méthode consiste en une étude soignée des deux fragments issus du transfert. Une étude cinématique suffisamment précise permet en effet de mesurer la masse manquante et de la répartir entre les fragments⁷⁹. Cette méthode est pour des raisons de résolution, limitée à des systèmes de masses moyennes (exemple : Ar+Ni ou Ar+Ag). Son principal inconvénient réside dans l'hypothèse fondamentale nécessaire pour la mettre en oeuvre : il faut admettre

que toutes les particules émises sont évaporées par les fragments après une accélération ; autrement dit, toute émission directe ou à partir du système composite est ignorée. Il est certainement plus rassurant de détecter les particules émises car on peut alors mettre en évidence non seulement les particules évaporées par les fragments mais celles provenant d'autres sources. Dans ce qui suit, nous ne considérons que ces expériences de détection directe des particules.

c) L'analyse des résultats

L'analyse de ces expériences est complexe ; il s'agit de discriminer entre les particules évaporées par l'un ou l'autre fragment et de savoir si en plus de ces deux sources d'évaporation, il existe une troisième source d'émission qui peut être l'évaporation par le système composite ou une émission directe au moment du choc du projectile sur la cible (fusion incomplète, émission de pré-équilibre).

La figure 58 permet de comprendre la démarche de l'analyse :

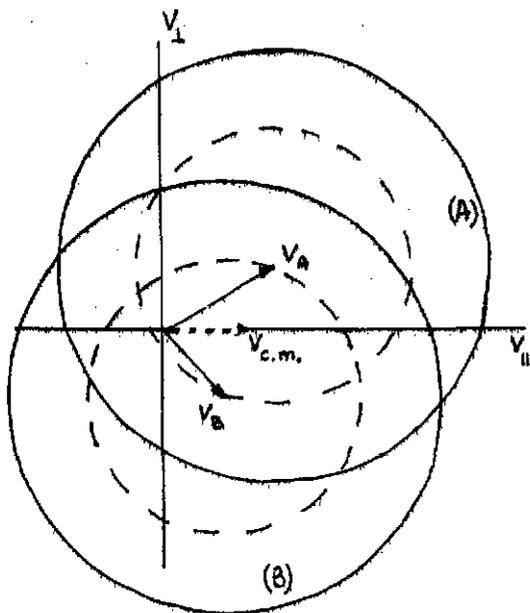


Figure 58 : Exemple de diagramme de vitesse pour le système Ar+Ni à 280 MeV. Cas d'une fragmentation symétrique. Voir le texte.

Il s'agit d'un diagramme de vitesse. Les axes sont V_{\parallel} et V_{\perp} , respectivement parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau. Les deux flèches en trait plein représentent les vitesses des deux fragments issus du transfert. Les particules évaporées par le fragment A le sont isotropiquement dans le système de référence lié à A. Dans le laboratoire, elles sont entraînées par le vecteur vitesse \vec{v}_A . Si v_{pA} est leur vitesse la plus probable dans le système du noyau émetteur, leurs caractéristiques cinématiques dans le système du laboratoire sont représentées par le cercle de rayon v_{pA} et centré en A (en trait plein). De même, pour les particules émises par le fragment B et dont le cercle (B) de rayon v_{pB} est l'image. S'il existe une composante issue du système composite, elle sera entraînée avec la vitesse $\vec{v}_{c.m.}$ tracée en pointillé sur la figure. Une composante directe est attendue dans la direction de l'angle d'effleurement du projectile ou plus généralement vers l'avant. Nous reviendrons sur

ce point au chapitre III.

On peut d'ores et déjà tirer quelques remarques sur la figure 58 :

i) D'abord, il faut comprendre qu'une particule évaporée par un noyau n'est pas toujours émise avec la même vitesse v_{PA} (ou v_{PB}). Autrement dit, les cercles (A) et (B) de la figure 58 ne sont que des cercles moyens autour desquels les particules évaporées sont attendues.

ii) Ces deux cercles A et B se recoupent. Autrement dit, il y a des zones angulaires où les particules détectées ne peuvent être attribuées à tel ou tel fragment émetteur et on ne peut raisonner que sur des collections d'événements et des multiplicités moyennes associées à tel ou tel fragment. Ceci découle d'ailleurs également de la petite valeur des angles solides couverts par les détecteurs (voir § VIII-2).

iii) La discrimination entre les contributions des fragments A et B est d'autant plus nette que les vitesses v_A et v_B sont grandes devant v_{PA} et v_{PB} . Il en résulte que, pour un système donné, cette discrimination est plus facile pour les neutrons que pour les protons. La figure 58 a été tracée pour le système Ar+Ni à 280 MeV ; les cercles en trait plein et en pointillé concernent respectivement l'évaporation de protons et de neutrons (énergies les plus probables des spectres). Il est clair que la séparation des contributions des deux fragments est plus nette dans le cas des neutrons. Dans le cas des particules alpha et pour les systèmes pas trop lourds, la situation est plus favorable que pour les protons car l'énergie par nucléon d'origine thermodynamique est moindre : sur la figure 58, les cercles représentatifs des alphas sont voisins de ceux des neutrons (pointillé). Pour des systèmes plus lourds, l'importance de la barrière coulombienne devient très gênante.

iv) Dans le cas de systèmes lourds, les fragments se désexcitent presque exclusivement par évaporation de neutrons. Par contre, dans le cas de systèmes plus légers (masses des fragments inférieures à 50 uma), les neutrons et les particules chargées contribuent à la désexcitation : ces deux sortes de particules doivent alors être détectées si l'on veut avoir une vue globale du problème.

v) Considérons un système lourd (exemple Cu+Au). Presque toute l'énergie d'excitation thermalisée dans le système conduit à l'évaporation de neutrons. Supposons qu'il existe une petite partie de l'énergie qui ne soit pas thermalisée (émission directe). Les particules émises selon ce processus sont aussi bien des neutrons que des protons bien que les neutrons soient un peu favorisés (voir chap. III). La détection des neutrons directs est très difficile car ils sont noyés dans la masse des neutrons d'évaporation. La détection des protons directs est par contre facile car il n'existe pour ainsi dire pas de protons d'évaporation. Autrement dit, pour les systèmes lourds, les neutrons et les particules chargées apportent des informations complémentaires : les neutrons renseignent sur l'énergie thermalisée dans la réaction, les protons sur l'énergie non thermalisée.

vi) Concrètement, dans les expériences de détection des particules chargées ou de neutrons, les auteurs reportent leurs résultats sur un diagramme tel que celui de la figure 58 complété d'une troisième dimension qui est la multiplicité ou la section efficace associée. On choisit généralement de porter cette section efficace sous une forme invariante dans une transformation galiléenne.

Sa valeur est alors la même dans le laboratoire et dans les systèmes de référence liés au système composite ou aux noyaux A ou B. Cette méthode présente l'avantage de faire ressortir facilement les sources qui émettent isotropeusement des particules (cas de l'évaporation) : s'il existe une seule source, les courbes d'égalité de sections efficaces sont des cercles centrés autour de la pointe du vecteur vitesse caractéristique de la source. La section efficace invariante utilisée s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{v^2 dv d\Omega} \quad (= \frac{d^2\sigma}{p d\Omega dE}) \quad (26)$$

où $d\Omega$ signifie qu'on s'intéresse à une section efficace différentielle en angle solide ; v , p , E , désignent la vitesse, quantité de mouvement et énergie des particules détectées.

Ces relations sont bien invariantes dans les transformations galiléennes puisque :

$$\frac{d^2\sigma}{v^2 dv d\Omega} = \frac{d^2\sigma}{v'^2 dv' d\Omega'} \frac{v'^2 dv' d\Omega'}{v^2 dv d\Omega}$$

et que $v^2 dv d\Omega$ n'est rien d'autre que le volume élémentaire de l'espace des vitesses $dx dy dz$, quantité bien sûr invariante par translation dans cet espace.

Une autre amélioration de la figure 58 est parfois faite. Elle consiste à remplacer les axes $v_{//}$ et v_{\perp} par les axes rapidité y et quantité de mouvement transverse $m_p v_{\perp}$. La rapidité est définie par :

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E+p_{//}}{E-p_{//}}$$

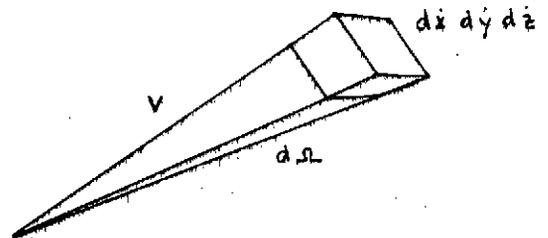
L'avantage de remplacer $v_{//}$ et v_{\perp} par y et $m_p v_{\perp}$ est que si l'on exprime la section efficace invariante sous la forme $E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$, l'invariance persiste pour des énergies relativistes. On peut alors représenter les résultats sur des diagrammes semblables quelque soit l'énergie considérée.

2) Les résultats

Les particules légères émises dans les collisions entre ions lourds ont fait l'objet de nombreuses expériences. Elles n'ont pas été seulement analysées en coïncidence qu'avec les fragments de transferts très inélastiques mais aussi avec les fragments de fission suivant fusion et les résidus d'évaporation.

Le domaine d'énergies incidentes couvert s'étend de quelques MeV par nucléon aux énergies relativistes. Dans tous les cas, les résultats font apparaître qu'une partie de l'énergie dissipée dans la collision conduit à de l'évaporation par les fragments finaux, le reste provenant soit d'une émission par le système composite, soit d'émission directe.

Si on schématise, on peut déclarer que la contribution de l'évaporation par les fragments, représente l'essentiel (>90%) quand l'énergie de bombardement



est inférieure à 10 MeV/nucléon. Bien sûr cette affirmation est un peu trop nette et doit être tempérée par les points ci-après :

a) Le taux de particules directes (non évaporées) n'est tout de même pas nul, mais est une fonction croissante de l'énergie par nucléon du projectile (donc de la vitesse relative des deux partenaires au moment du choc). La figure 59 illustre ce point. La quantité portée en abscisse est la vitesse au moment du

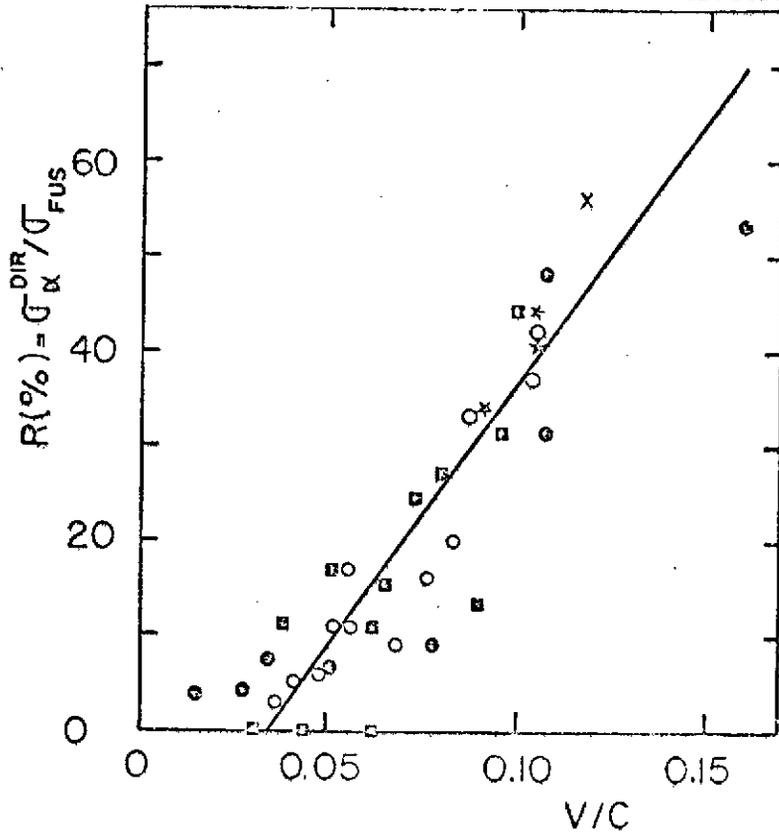


Figure 59 : Rapport entre la section efficace d'émission d'ions directs et la section efficace de fusion en fonction de la vitesse du projectile au moment du choc. Les divers symboles correspondent à différents projectiles ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{35}S , ^{40}Ar . Il apparaît que tous les résultats se regroupent sur une même courbe (extrait de la réf. 86).

choc (donc corrigée des effets coulombiens). Un certain taux d'émission direct apparaît nettement en-dessous de 10 MeV/nucléon ($\frac{v}{c} \sim 0,1$). A 10 MeV/nucléon, la section efficace d'émission directe représente la moitié de la section efficace de fusion. L'énergie directe associée représente environ 5% de l'énergie totale dissipée pour un projectile argon.

b) La figure 59 montre que le taux d'émission directe est indépendant de la nature du projectile. Le pourcentage d'énergie dissipée par l'émission directe est donc une fonction décroissante de la masse du projectile : l'émission directe est plus facile à mettre en évidence dans le cas de projectiles légers.

Il n'en reste pas moins que jusqu'à 10 MeV par nucléon, l'essentiel de l'énergie dépensée dans un transfert très inélastique est donc bien thermalisé dans le système. Dans la fin de ce paragraphe, nous illustrons et nous développons ce résultat à travers un exemple.

Il s'agit du système Cu+Au à 400 MeV⁸⁰. C'est un système lourd pour lequel l'évaporation libérera presque exclusivement des neutrons.

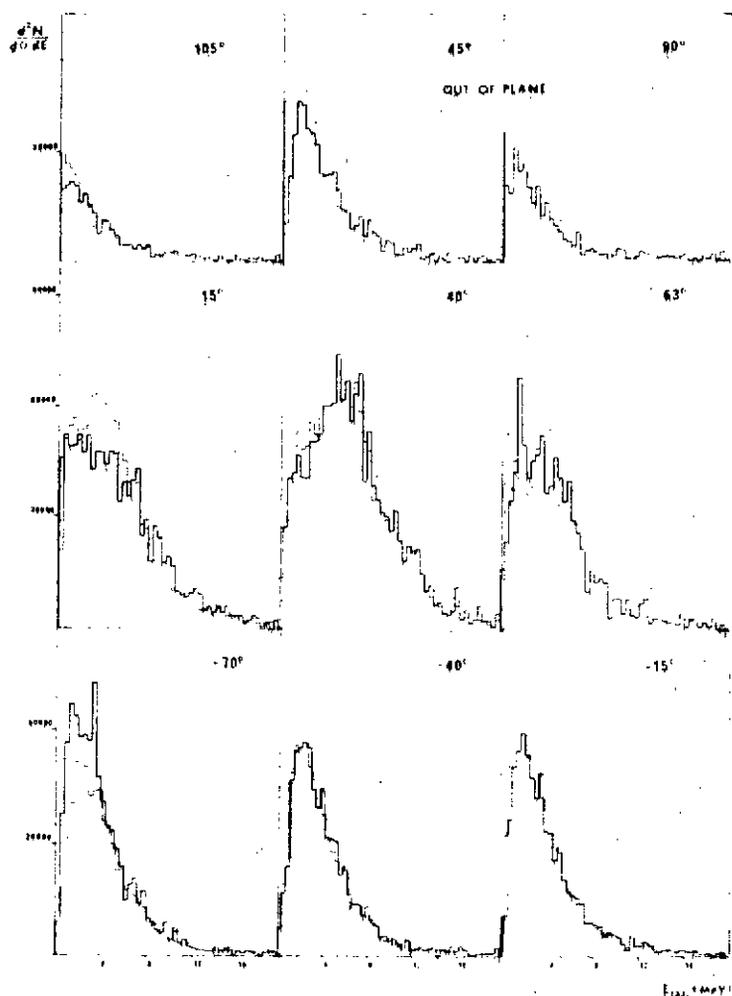


Figure 60 : Spectres en énergie des neutrons aux différents angles. Les courbes en trait épais sont les résultats des mesures. A partir des spectres obtenus dans la direction de vol des fragments ($\pm 40^\circ$), on a pu calculer pour chaque angle (trait fin) des contributions de neutrons évaporés par l'un ou l'autre fragment. L'accord entre les spectres calculés et mesurés montre le faible rôle joué par d'autres éventuelles composantes.

On a pu montrer pour ce système que tous les neutrons détectés étaient (à 10% près) émis soit par le quasi-cuivre, soit par le quasi-or. En particulier, on voit sur la figure 60 que les spectres à petit angle ($\pm 15^\circ$) ne font pas apparaître de composante directe : celle-ci se traduirait par des traînées vers les hautes énergies dans les spectres mesurés.

La figure 61 représente les spectres en énergie des neutrons émis par

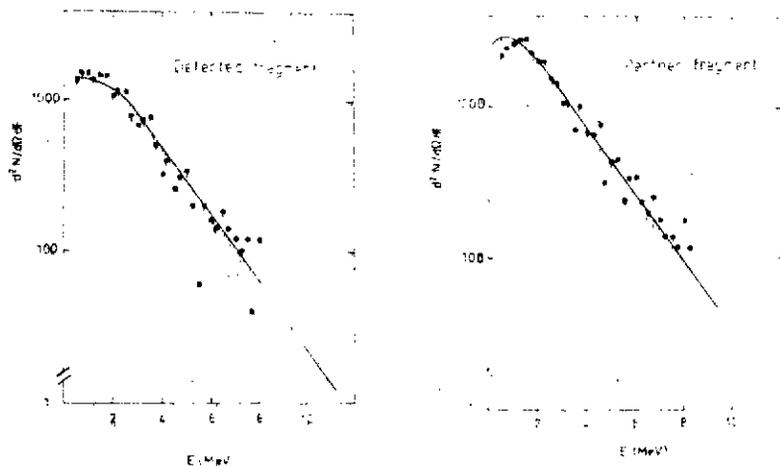


Figure 61 : Spectres en énergie cinétique des neutrons émis par le fragment détecté (quasi-cuivre) et le fragment lourd complémentaire. Le système de référence est dans chaque cas celui lié au fragment concerné. Les courbes sont calculées en admettant que la température est uniforme dans le système composite.

chacun des deux fragments. Ces spectres ont été tracés dans les systèmes de référence liés aux fragments émetteurs. Les points sont expérimentaux, les courbes calculées dans le cadre du modèle statistique en admettant que toute l'énergie dissipée dans la collision est répartie entre les fragments en proportion de leurs masses. Cette hypothèse, équivalente à celle d'une température uniforme dans le système composite, est clairement vérifiée par l'expérience.

La figure 62 va plus loin. Elle montre comment pour les fragments n'ayant pas subi de transfert de masse, cet équilibre est réalisé pour des Q de réaction aussi faibles que 30 MeV*, donc pour des temps de vie extrêmement brefs (aussi courts que 2×10^{-22} s d'après des calculs fondés sur le modèle de Pandrup : voir la figure 40). Ce résultat justifie pleinement l'hypothèse fondamentale de tous les modèles que nous avons discutés : les degrés de liberté intrinsèques s'adaptent à chaque instant aux degrés de liberté collectifs du système.

L'affirmation précédente peut à première vue apparaître en opposition profonde avec les modèles microscopiques décrivant les collisions à travers l'échange des nucléons. Dans le cadre de tels modèles, on pourrait plutôt penser que l'énergie dissipée dans chaque fragment serait proportionnelle au nombre de nucléons traversant le col du système composite. Pour un système asymétrique, les deux fragments recevraient alors la même énergie d'excitation. Il en résulterait

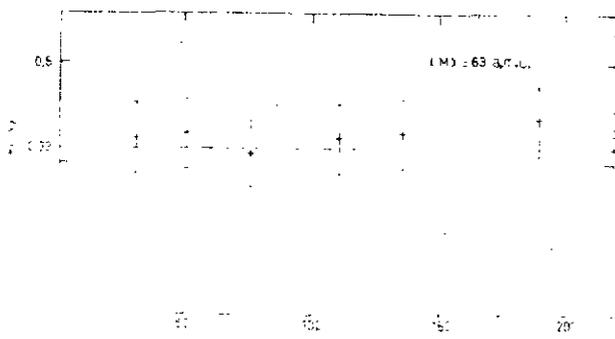


Figure 62 : Rapport entre les nombres de neutrons évaporés par les quasi-cuivre et quasi-or dans la réaction $\text{Cu} + \text{Au}$ en fonction du Q de réaction. Ce rapport est trouvé égal au rapport des masses des deux noyaux (ligne pointillée) ce qui implique que leurs températures sont identiques même pour des Q faibles.

nucléons du noyau 1 qui ont le plus de chance de trouver un état libre dans le noyau 2 sont les plus excités. Inversement les transitions de nucléons situés en-dessous du niveau de Fermi sont plus probables dans le sens $2 \rightarrow 1$ que dans le sens $1 \rightarrow 2$. Il en résulte un réajustement des températures des deux noyaux. La situation est en fait moins simple que cela car, au début de la réaction, les deux noyaux sont en mouvements relatifs l'un par rapport à l'autre mais cette explication reste qualitativement valable tant que

que la température du léger serait plus élevée que celle du lourd. Cette contradiction peut être levée grâce au principe de Pauli. La figure 63 représente, pour deux noyaux de températures différentes T_1 et T_2 , les possibilités d'occupation des états quantiques des nucléons individuels en fonction de leur énergie (distribution de Fermi). Les deux noyaux sont supposés en contact rigide (système composite) et leurs niveaux de Fermi sont donc ajustés. A cause du principe de Pauli, les

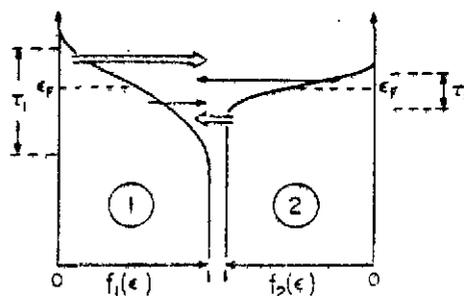


Figure 63 : voir le texte

* Il n'est pas possible de poursuivre la conclusion pour des Q de réaction inférieurs à 30 MeV car alors, les effets d'énergie de liaison non nulle des nucléons³⁶ et les effets de déformation des fragments³⁷ perturbent les résultats.

les vitesses incidentes sont nettement inférieures à la vitesse de Fermi. Dans le cas du système Ho+Fe, il a été aussi possible de calculer des températures voisines dans les noyaux pour des Q de réaction faibles (figure 64). On retrouve à nouveau le rôle fondamental du principe de Pauli dans les transferts très inélastiques.

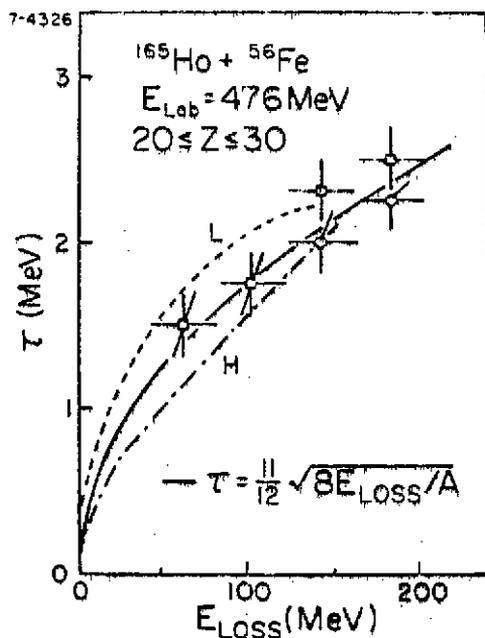


Figure 64 : Températures mesurées (points) et calculées (courbes pointillées) des fragments léger et lourd en fonction du Q de réaction. Système Ho+Fe, l'accord théorie-expérience est correct bien que non parfait.

3) Quelques autres résultats concernant les particules chargées : rôle de la déformation des noyaux

Tous les résultats concernant l'émission de neutrons et obtenus en-dessous de 10 MeV par nucléon, confirment plus ou moins les vues que nous venons de décrire. Dans le cas des particules chargées, les résultats sont comparables pour un système comme Ar+Ni⁶⁶ ou Ho+Fe³⁶ : l'énergie dissipée se retrouve essentiellement sous la forme de particules évaporées par les fragments.

Toutefois, il n'est pas possible de quitter ce paragraphe sans mentionner les résultats obtenus dans l'équipe d'Alexander : prenons par exemple le cas du système Ar+U⁸⁷. Les particules chargées ont été détectées en coïncidence avec la fission séquentielle qui suit un transfert très inélastique ou la fission suivant fusion. Dans les deux cas, il est trouvé que l'essentiel des particules alpha émises proviennent soit d'une émission directe, soit d'une évaporation par le système composite. Des conclusions analogues sont obtenues pour de nombreux systèmes comme Ar+Sn, Ar+Sm, Ar+Au, Fe+Ag, Fe+U à 8,5 MeV/nucléon. Nous ne développerons pas ici ce travail qui l'objet de l'exposé de D. Guerreau et qui prouve que l'évaporation alpha devient nettement plus probable lorsque les formes nucléaires s'écartent fortement de la sphéricité. Toutefois, dans le cadre des préoccupations de ce paragraphe, ce travail pose deux questions :

1) Ces résultats sont en opposition avec ceux de Huizenga pour le système Ho+Fe que nous avons cité ci-dessus. Cette contradiction montre comment l'étude des sources d'émission de particules chargées n'est pas un travail expérimental évident ; en particulier, l'analyse de la figure 58 montre que des conclusions non ambiguës ne peuvent être tirées que si les mesures réalisées cou-

vrent un vaste domaine angulaire car il existe des configurations cinématiques ambiguës.

ii) Ces résultats mettent-ils en doute les conclusions tirées des expériences neutrons ? La réponse est clairement non. Si on reprend le cas du système Ar+U, la multiplicité alpha associée à la composante évaporée par le système composite est 0,2 dans le cas de la fission suivant fusion et 0,03 dans le cas de la fission séquentielle. La proportion de l'énergie d'excitation évacuée ainsi est seulement de l'ordre du pourcent et le phénomène est donc secondaire. On retrouve ici les conclusions faites dans les remarques IV et V du § IX-1-C : dans le cas de systèmes lourds, les particules chargées ne permettent d'appréhender qu'une fraction faible de l'énergie d'excitation mise en jeu.

iii) Il est intéressant de reprendre les chiffres de 0,2 et 0,03 que nous venons de citer. L'évaporation α par le système composite est dix fois plus intense dans le cas de la fission suivant fusion que dans le cas de la fission séquentielle : cela signifie probablement que le temps nécessaire pour évaporer ces particules est intermédiaire entre le temps qu'a duré la réaction de fission suivant fusion (fission rapide pour le système Ar+U) et le transfert très inélastique qui a précédé la fission séquentielle. Il est instructif à ce sujet de reconsidérer la figure 20 : les temps calculés pour chacun de ces deux mécanismes sont de l'ordre de 4×10^{-20} s et 10^{-21} s respectivement. Un code d'évaporation comme Groggi indique que le temps d'évaporation α serait effectivement de l'ordre de 4×10^{-21} s.

iv) Enfin, il est important de remarquer que les résultats dont D. Guerreau traite dans son exposé, concernent presque tous des systèmes pour lesquels la fission rapide existe. Il n'est pas impossible qu'ils soient une signature de ce phénomène. D. Guerreau ne conclue-t'il pas qu'ils sont le reflet de configurations allongées ? On retrouve à ce niveau des idées voisines de celles exposées au § VII-5 du chapitre I au sujet des travaux de Back et col,

X - CONCLUSION

L'analyse des transferts très inélastiques est un travail expérimental excessivement complexe à cause du très grand nombre de degrés de liberté qui définissent le système. En-dessous de 10 MeV par nucléon d'énergie de bombardement, il semble établi que :

- l'énergie perdue dans le choc est très vite thermalisée dans le système ($\tau \sim 10^{-22}$ s). Cette énergie peut servir d'horloge nucléaire. On peut définir une température d'ensemble du système nucléaire.

- l'essentiel des phénomènes est dû à un échange de nucléons entre les deux noyaux.

- Dans cet échange, le principe de Pauli joue un rôle déterminant : c'est lui qui est responsable pour la friction à un corps ; c'est lui qui permet l'uniformisation de la température nucléaire dans le système ; c'est lui qui permet de comprendre les corrélations énergies cinétiques-variances en Z.

- La friction à un corps est intense ce qui rend surcritique le mouvement relatif des deux noyaux (l'énergie potentielle est ainsi appelée à jouer un grand rôle).

- A côté de cet échange de nucléons, certains mouvements d'ensemble de la matière nucléaire permettent de rendre compte des structures dans les spectres en énergie et des moments angulaires de spin des fragments finaux.

Quand l'énergie monte au-delà de 10 MeV/nucléon, il est clair que le rôle de l'émission directe devient non négligeable. Par ailleurs, les concepts fondamentaux qui justifient la notion de friction à un corps sont de moins en moins valables. On s'attend donc à voir apparaître des phénomènes nouveaux. Le chapitre III concernent ces problèmes.

- CHAPITRE III -

QUE SE PASSE-T'IL AU-DESSUS DE 10 MeV/NUCLÉON ?

I - INTRODUCTION

Lors d'une collision entre deux noyaux A et B, un nucléon du noyau A qui pénètre dans B aura dans le système de référence de B un vecteur vitesse \vec{q} , somme de sa vitesse propre dans A ($\frac{\vec{p}}{m}$) et de la vitesse relative \vec{u} des deux noyaux (figure 65).

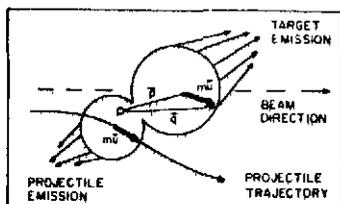


Figure 65

La vitesse $\frac{\vec{p}}{m}$ est de l'ordre de la vitesse de Fermi dans les noyaux (~30 MeV/nucléon). A basse énergie de bombardement, cette valeur est grande devant \vec{u} et \vec{q} et du même ordre de grandeur que \vec{p} . Cela signifie que le nucléon de A considéré, aura peu de chance de trouver dans B un état d'énergie non occupé lui convenant. Ce propos qualitatif explique pourquoi la viscosité est du type un corps

dans les collisions à basse énergie de bombardement car notre nucléon va traverser B sans pouvoir interagir avant d'atteindre la frontière du potentiel défini par B. L'interaction correspondante sera de type essentiellement collectif.

Pour des énergies de bombardement croissantes, \vec{q} devient de plus en plus différent de \vec{p} et notre nucléon a de plus en plus de chance de participer à la vie nucléaire dans B en subissant des collisions à deux corps. C'est à ce bouleversement qualitatif que l'on s'attend lorsque l'énergie de bombardement se rapproche de 20 à 30 MeV par nucléon.

Et de fait, l'expérience montre (figure 59 et 65 bis) que le nombre de particules non évaporées croît rapidement avec l'énergie de bombardement quand on atteint cette zone d'énergie. Cette donnée est une première manifestation de ce bouleversement.

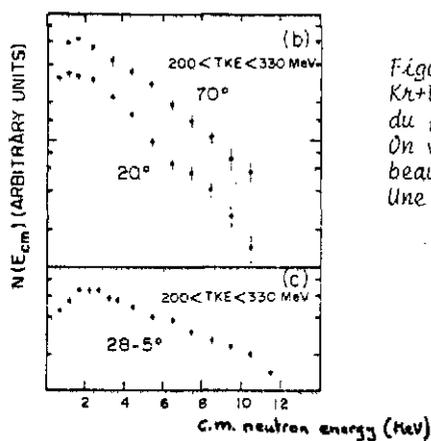


Figure 65 bis : Spectres des neutrons émis dans la réaction $Kr+Er$ à 11,9 MeV/nucléon. A 20° , on a isolé la contribution du fragment léger ; à $28^\circ 5'$ et 70° , celle du fragment lourd. On voit que la pente du spectre associé au lourd à $28^\circ 5'$ est beaucoup plus faible que les pentes des deux autres spectres. Une composante haute énergie non évaporée en est responsable.

Dans le paragraphe IX du chapitre II, nous n'avons qu'effleuré cette question. Dans ce chapitre, nous allons l'étudier. Et d'abord dans le § II, nous allons évoquer un peu plus les différentes histoires que peut vivre notre nucléon selon les hypothèses que l'on fait sur les données physiques fondamentales.

II - LES DEVENIRS POSSIBLES DES NUCLEONS ECHANGES

1) Composante thermalisée

La viscosité à un corps ne va pas brutalement disparaître au-dessus de 10 MeV par nucléon et notre nucléon a encore une grande chance de subir son effet. Il peut aussi subir des collisions nucléon-nucléon suffisamment nombreuses pour que l'énergie qu'il a apportée soit à terme uniformément répartie dans le système. La température a alors été augmentée comme à basse énergie de bombardement. Cette augmentation se manifestera expérimentalement par l'évaporation,

2) Point chaud

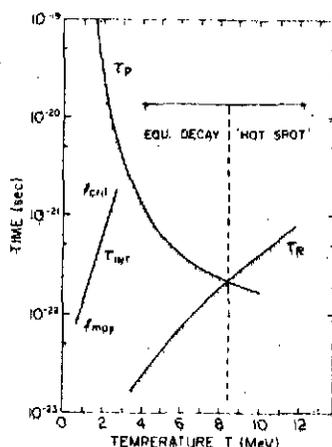


Figure 66 : voir texte

(τ_{int} est le temps d'interaction pour une énergie incidente de 476 MeV). Elle indique que les manifestations d'un point chaud sont attendues pour des températures très élevées (>8 MeV). La figure 67 représente

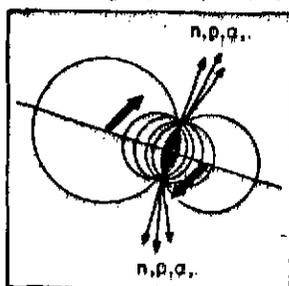


Figure 67 : Point chaud

Considérons maintenant les cas où notre nucléon subit de nombreuses collisions dès son entrée dans le noyau partenaire. Une énergie importante est accumulée dans une faible zone de matière nucléaire : c'est le point chaud. Cette situation est celle d'un libre parcours moyen très faible. Elle implique que la vitesse de thermalisation de l'énergie déposée est plus faible que la vitesse du projectile. On pourra mettre en évidence un point chaud si celui-ci a un temps de desexcitation par émission de particules τ_p plus faible que le temps de thermalisation τ_p . La figure 66

montre des estimations pour le système $Po + Fe$ (τ_{int} est le temps d'interaction pour une énergie incidente de 476 MeV). Elle indique que les manifestations d'un point chaud sont attendues pour des températures très élevées (>8 MeV). La figure 67 représente l'émission des particules par un point chaud dans le cas d'une réaction analogue à un transfert très inélastique : les particules émises le sont en avant et en arrière de la direction de détection du quasi-projectile.

3) Les PEP's ou Fermi Jets

Ces deux noms représentent le même mécanisme. Les PEP's (Prompt Emitted Particles) ont été introduites par Bondorf⁸¹, les Fermi jets par Swiatecki⁸². Gross et Wilczynski⁸³ ont introduit un mécanisme voisin. L'idée découle simplement des notions évoquées dans l'introduction : un nucléon d'énergie cinétique ϵ et d'un noyau A (quantité de mouvement associée \vec{p}) à une énergie ϵ' différente dans le repère du noyau B partenaire de A dans la collision. Si m est la masse du nucléon, si E_r est l'énergie relative des deux noyaux en MeV/nucléon (vitesse associée u), on a (voir figure 65) :

$$E' = \frac{\alpha^2}{2m} = \frac{p^2 + m^2 u^2}{2m} + 2\vec{p} \cdot m\vec{u}$$

$$E' = E + E_r + \vec{p} \cdot \vec{u}$$

Si E' est supérieure à l'énergie de liaison $V_N + V_C$ du nucléon dans le noyau B, celui-ci pourra s'échapper. Dans cette image, les neutrons ont plus de chance de s'échapper.

Ce mécanisme suppose bien sûr que les nucléons concernés ne subissent pas de collisions avant de quitter le noyau : les PEP's ne seront observés que si le libre parcours moyen des nucléons est suffisant. D'autre part, ce mécanisme est incapable de rendre compte de l'émission de particules composées (d, t ou α).

La cinématique rend plus facilement observables les PEP's (ou Ferri Jets) lorsque le noyau A est le projectile et le noyau B est la cible : dans ce cas, les énergies cinétiques attendues sont grandes et les particules sont attendues vers l'avant. Pour les réactions de type transferts très inélastiques, ne nécessitant pas l'introduction de la notion d'angles négatifs (voir figure 36), le quasi-projectile d'une part, les PEP's associés d'autre part, sont attendus de part et d'autre de la direction du faisceau (voir la figure 65).

4) Cascade intra-nucléaire

Notre nucléon peut ne pas traverser le noyau B sans encombre mais y cogner un autre nucléon - assurant ainsi une cascade de chocs nucléaires. Dans certains modèles de PEP's, ce phénomène est pris en compte sous le nom de PEP's à deux corps.

Il existe un grand nombre de codes décrivant les collisions entre noyaux en termes de cascades. Ce sont des simulations du type calcul de Monte-Carlo où les nucléons sont considérés comme quasi-libres. Dans certains cas, on simule les noyaux par un potentiel moyen, dans d'autres cas, on considère des collisions d'agrégats sur un potentiel moyen caractérisé par un libre parcours moyen. J. Cugnon consacre son exposé à ces diverses approches.

5) Fragmentation du projectile

Au moment du choc, le noyau A peut aussi se casser et notre nucléon rester attaché à quelques autres formant un agrégat libéré (par exemple un particule α). C'est le phénomène de fragmentation ou "break up" du projectile. Il peut se faire que le reste du projectile A fusionne avec B : c'est alors une fusion incomplète ou un transfert massif. Ce mécanisme a été introduit et clairement mis en évidence dans le cas de projectiles légers⁸⁵. La particule ou fragment arraché commencera son voyage avec une vitesse voisine de celle du projectile modifiée à cause de son énergie de liaison. Puis sa trajectoire subit les influences coulombiennes du ou des produits restants. La vitesse attendue est voisine de celle du projectile. Dans le cas de réaction du type transfert très inélastique, ne faisant pas appel à la notion d'angles négatifs, les fragments du projectile seront détectés du même côté du faisceau que le quasi-projectile.

Bien sûr le noyau cible peut lui-aussi subir une cassure, mais là aussi, la

cinématique est plus favorable à la mise en évidence des fragments du projectile.

La fragmentation peut être séquentielle, le projectile pouvant se casser dans une deuxième étape après le choc.

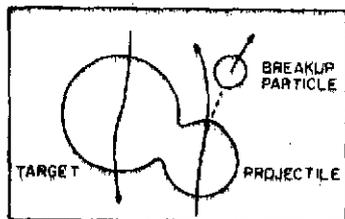


Figure 69 : Fragmentation (break up) du projectile.

générales non ambiguës.

Enfin, il ne faut pas oublier que la fragmentation du projectile dépend bien sûr fortement des propriétés intrinsèques dudit noyau. En particulier, toute sous-structure peut biaiser les résultats. Par exemple, il est hasardeux de tirer des conclusions générales lorsqu'on observe la fragmentation d'un projectile de ^{12}C . Seuls, les projectiles plus lourds (à partir de l'argon), permettent de tirer des conclusions

6) Participant et spectateur (ou modèle abrasion-ablation, ou modèle de la boule de feu)

Si on pousse à leurs limites les deux images de la fragmentation et du point chaud, on tombe sur le modèle participant-spectateur : dans ce schéma

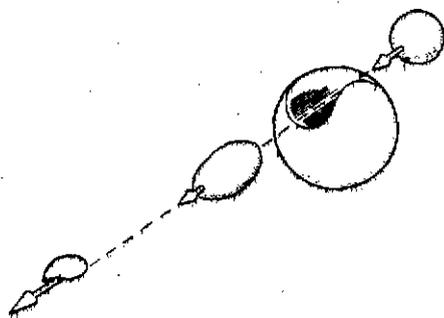


Figure 70 : Modèle participant-spectateur. La désexcitation du point chaud y est traitée de façon statistique. Il existe des versions plus élaborées (fire streaks¹⁰²) qui sortent du cadre de ce cours.

(figure 70), la vitesse incidente est infiniment grande devant la vitesse du son* ou la vitesse de Fermi des nucléons : le point chaud a pour taille la zone de recouvrement des deux noyaux et le reste du projectile et de la cible constituent les résidus de fragmentation. Leur structure initiale ne joue ici aucun rôle. Ce modèle permet effectivement d'approcher les résultats du domaine

relativiste ($\sim \text{GeV/nucéon}$). La désexcitation du point chaud y est traitée de façon statistique. Il existe des versions plus élaborées (fire streaks¹⁰²) qui sortent du cadre de ce cours.

7) Relation entre ces différents cas de figure

Mis à part le cas de la fragmentation, tous les cas de figure que nous venons d'évoquer se rattachent à deux familles. Dans la première, on suit individuellement les nucléons (cas 3 et 4). Dans la deuxième, on admet que dans une partie au moins du système, on peut traiter statistiquement le phénomène (cas 1,2,6). Ce second type d'approche introduit la notion de température.

III - CE QUE DOIT FOURNIR L'EXPERIENCE ET LES PROBLEMES QUI EN RESULTENT

Les premiers soucis de l'expérimentateur vont être de mettre en évidence tel ou tel de ces mécanismes. Pour cela, il peut détecter les particules légères (évaporées, du type Fermi Jets, de désexcitation du point chaud ou de fragmentation), mais bien sûr, la détection des noyaux lourds qui accompagnent

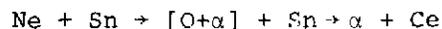
* Ce concept de vitesse du son est introduit dans les modèles hydrodynamiques où le noyau est considéré comme un fluide nucléaire.

généralement ces particules et qui concentrent l'essentiel de la masse du système, donnera des renseignements précieux. A énergie de bombardement pas trop élevée, ce seront des résidus d'évaporation, des fragments de fission ou des produits de transferts très inélastiques. Dans le cas limite du modèle participant-spectateur, ce seront les restes des deux partenaires initiaux.

On voit à ce niveau surgir trois difficultés expérimentales :

1 - Dans le cas d'une fragmentation de projectile, la réaction finale ne peut être à trois voire à quatre corps principaux ; le plan de réaction n'est alors plus défini et la cinématique devient complexe. Ce problème dont la fission séquentielle à basse énergie était déjà un exemple, prend une ampleur croissante au-dessus de 10 MeV/nucléon. Il implique des détecteurs couvrant des angles solides grands sous peine de perdre beaucoup d'informations.

2 - Les énergies d'excitation mises en jeu sont bien sûr d'autant plus grandes que l'énergie de bombardement est élevée. Prenons le cas d'une réaction $Ne+Sn$. Supposons une fusion incomplète du style :



Le noyau de fusion de Cérium va ensuite se désexciter en émettant un bon nombre de nucléons. Ce nombre peut dépasser une vingtaine et dénaturer le processus initial. Dans notre exemple, le résidu d'évaporation pourra à première vue être pris pour un noyau quasi-cible issu d'un transfert très inélastique.

Cet "oubli" des résultats premiers de la réaction est bien sûr d'autant plus significatif que l'énergie de bombardement est élevée. On comprend que seules des expériences exclusives permettront de lever les ambiguïtés. Inversement, des expériences trop exclusives, réalisées avec une idée préconçue trop limitée, peuvent "faire passer à côté" de résultats nouveaux et inattendus.

3 - Sur un plan encore plus concret, la dynamique en énergie des produits finaux est énorme. Par exemple, les fragments du projectile sont attendus avec une vitesse voisine de celle du faisceau alors que les résidus du noyau cible sont pratiquement libérés au repos. Un seul type de détecteur ne peut donc pas permettre à la fois l'étude des deux types de produit : le pouvoir d'arrêt des gaz est insuffisant pour permettre l'arrêt de tous les fragments du projectile et il faut les combiner à des détecteurs solides (semi-conducteurs au Germanium intrinsèque épais ou scintillants) ; inversement, les feuilles qui emprisonnent le gaz des détecteurs à gaz arrêtent bon nombre de fragments cible. Cette limitation de type purement pratique est très sérieuse. Elle va induire un biais dans certains résultats à cause des seuils de détection.

IV - QU'APPORTENT LES IONS LOURDS PAR RAPPORT AUX PROTONS ?

Un physicien nucléaire peut être frustré lorsqu'il envisage la physique des ions lourds au-dessus de 10 MeV par nucléon comme nous venons de le faire. En effet, suite aux résultats obtenus à basse énergie, nous avons abordé la collision microscopiquement à travers l'histoire de chaque nucléon. Un ion lourd de 20 MeV par nucléon est-il donc effectivement un sac de nucléons interagissant chacun pour soi ? Autrement dit, qu'apporte GANIL par rapport à un synchrocyclo-

tron à protons ?

On peut donner deux réponses à cette question.

1) Seuls les ions lourds permettent d'élever fortement la température

a) Un ion lourd permet de répondre à la question : quelle quantité d'énergie peut supporter la matière nucléaire ? ou encore comment évoluent les propriétés d'un noyau lorsque sa température augmente fortement ? Prenons un exemple concret : considérons une réaction dans laquelle on souhaite déposer 1 GeV d'énergie dans un noyau. On peut choisir comme projectile un proton de 1 GeV ou un ion argon de 25 MeV par nucléon. Le proton de 1 GeV va exclusivement interagir par collision nucléon-nucléon dans une réaction de type spallation où l'ensemble de son énergie sera communiquée à quelques nucléons qui vont quitter le système. La première composante envisagée au § II (composante thermalisée) est alors inexistante. Par contre, à 25 MeV par nucléon, les nucléons du noyau d'argon vont conduire certes à des émissions directes de particules mais aussi à une augmentation importante de la température nucléaire. Cette différence qualitative s'appréhende simplement à travers de nombreux concepts.

i) la collision proton-nucléon sera exclusivement à deux corps alors que la collision des nucléons de l'argon et du noyau cible aura aussi des aspects de collision à un corps.

ii) on peut dire la même chose en calculant les longueurs d'onde associées au proton de 1 GeV d'une part et aux nucléons de l'argon d'autre part. Dans le premier cas, elle vaut $\lambda=0,29 F$, valeur nettement inférieure à la distance moyenne entre deux nucléons du noyau cible. Dans le second cas, elle vaut $\lambda=1,8 F$, ce qui exprime qu'un nucléon du noyau argon "sent" à la fois plusieurs nucléons du noyau cible.

iii) Enfin, on peut aussi raisonner en termes d'énergie : à 1 GeV par nucléon, l'énergie de liaison d'un nucléon qui subit une collision est parfaitement négligeable alors qu'elle ne l'est pas à 25 MeV par nucléon. Une collision d'un proton de 1 GeV avec un nucléon d'un noyau est très voisine d'une collision nucléon-nucléon libre et le nucléon choqué aura de fortes chances de quitter le noyau cible.

iv) Toutes ces remarques sont concrétisées dans la figure 59 qui montre que c'est la vitesse de bombardement (et non l'énergie) qui est le paramètre dominant des collisions.

b) On peut maintenant aller plus loin : puisqu'un ion lourd permet de monter fortement la température nucléaire, que peut-on prévoir quant à la valeur limite de cette température ?

Il existe deux limites :

a) Température d'ébullition de la matière nucléaire

L'énergie de liaison totale d'un noyau est de l'ordre de :

$$E_L = 8A \text{ MeV} \quad (27)$$

si A est le nombre de nucléons du noyau. Par ailleurs, la théorie statistique permet de relier l'énergie d'excitation E^* et la température T :

$$E^* = a T^2$$

a est le paramètre de densité de niveau qui vaut approximativement : $\frac{A}{8}$ et

$$E^* = \frac{A}{8} T^2 \quad (28)$$

La limite de stabilité du noyau est obtenue pour :

$$E_L = E^* \quad \text{d'où} \quad T_e = 8 \text{ MeV}$$

Cette valeur est la température d'ébullition de la matière nucléaire.

B) Température d'ébullition de la matière hadronique :

Il n'est pas impensable de dépasser T_e dans une réaction induite par ions lourds à cause d'effets d'inertie : la valeur de T_e est calculée pour un noyau constitué. Si on tape fortement sur la matière nucléaire, on peut exciter cette matière au-delà de cette valeur limite. L'état obtenu ne sera pas stable mais il faudra un certain temps au système pour s'expandre. On peut donner deux analogies de cette situation : le plasma réalisé dans les réactions de fusion thermonucléaire et la fission rapide qui concerne des noyaux a priori instables par rapport à la barrière de fission.

Au cours de la phase d'expansion du système, les nucléons sont proches les uns des autres et interagissent. Si leurs énergies relatives excèdent le seuil de production de pions, il y a création de matière et la température locale diminue. L'équivalence énergie-matière interdit donc de dépasser une valeur limite : c'est la température d'ébullition de la matière hadronique T_H . Sa valeur est de l'ordre de 150 MeV.

2) Mise en évidence d'effets collectifs spécifiques

Le seuil de production de pions dans une collision nucléon-nucléon est de 290 MeV. C'est cette valeur qui nous a permis d'évaluer T_H dans le paragraphe précédent. A nouveau, quand on raisonne ainsi, on envisage les nucléons comme un gaz de particules indépendants. Or, nous avons vu que certains effets collectifs doivent exister encore entre 10 et 100 MeV/nucléon. Est-il alors impensable que dans une collision intra-nucléaire, plusieurs nucléons "regroupent leurs efforts" pour créer un pion en-dessous du seuil de production dans une collision nucléon-nucléon ? Il est clair qu'un tel processus collectif ne peut être mis en évidence que dans une collision induite par ions lourds.

3) Cinématique inverse

Les ions lourds entre 10 et 100 MeV par nucléon présentent aussi un intérêt purement technique. Intérêt secondaire certes, mais qu'il faut signaler car il a été déjà largement utilisé à Darmstadt⁹. En envoyant dans une réaction le noyau lourd sur le noyau léger, on parvient à :

i) rassembler dans un domaine angulaire restreint, l'ensemble des produits de réaction qu'il est alors plus facile de collecter.

ii) donner aux produits de réaction lourds, une énergie cinétique suf-

fisante pour faciliter leur étude.

On peut par exemple étudier la réaction Pb+Ca à $E_1=40$ MeV par nucléon. L'énergie centre de masse associée est :

$$E_1 = E_1 \frac{\text{Masse cible}}{\text{Masse totale}} = 6,5 \text{ MeV/Nucléon}$$

Un tel argument ne justifie bien sûr pas la construction d'une machine comme GANIL mais c'est une autre facette de la physique que l'on peut y mener.

V - INTRODUCTION AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les grands traits des résultats expérimentaux sont :

- à haute énergie de bombardement (>200 MeV/nucléon), les collisions périphériques sont du type participant-spectateur et les collisions centrales du type explosion. Expérimentalement, dans le premier cas, des fragments lourds sont réminiscents de la cible et du projectile alors que dans le second, la multiplicité de protons et de noyaux légers, est très élevée.

- à énergie intermédiaire (10-100 MeV/nucléon), les collisions périphériques conduisent à des transferts inélastiques pour lesquels une partie de l'énergie incidente se retrouve sous la forme de particules rapides. Les collisions centrales conduisent à une fusion incomplète c'est-à-dire accompagnée elle aussi d'émission de particules rapides.

Ces affirmations sont bien sûr quelque peu simplistes et la séparation haute énergie-moyenne énergie est bien peu nette. Par exemple, la figure 71 nous montre que déjà à 25 MeV par nucléon, des collisions de type explosif, sont identifiables. Devant ce flou (par ailleurs, dû au manque de données entre 20 et 100 MeV/nucléon), nous avons décidé de présenter l'ensemble des résultats expérimentaux sans marquer cette distinction moyennes-hautes énergies.



Figure 71 : Collision de type explosif vue en émulsion (gauche) ou chambre à streamer (droite) pour les projectiles Ar de 1,8 GeV/nucléon et Ne de 25 MeV/nucléon. Ces collisions se produisent donc pour une vaste étendue d'énergie incidente.

VI - MESURE DU MOMENT LINEAIRE EMPORTE PAR LES GROS FRAGMENTS

Une première façon de vérifier ce qui est énoncé dans le paragraphe V est de mesurer la quantité de mouvement emportée par les produits lourds libérés. Ce travail a été réalisé dans de nombreux cas pour les événements de fusion.

Par exemple, dans la référence 91, il a été montré (figure 72) que la quantité de mouvement $p_{//}$ emportée par le résidu est inférieure à celle du projectile p_{proj} .

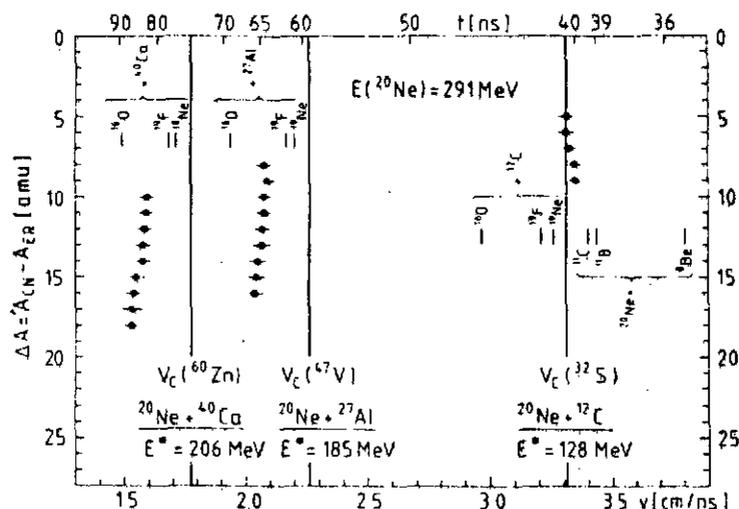


Figure 72 : Ecart à la masse du noyau composé en fonction de la vitesse mesurée. Les lignes verticales correspondent aux vitesses des noyaux de fusion complète. Sont aussi indiquées les vitesses attendues pour plusieurs types de fusion incomplète.

Ce type de mesure nécessite l'identification en masse du résidu et une mesure précise de sa vitesse. C'est la raison pour laquelle elle n'a pas été menée dans le cas de résidus lourds.

Dans ce cas par contre, on bénéficie du fait que le noyau lourd libéré peut fissionner. Une mesure de la corrélation angulaire des deux fragments de fission renseigne sur le moment $p_{//}$ du noyau fissionnant. Cette méthode (voir le schéma ci-dessous) repose sur le principe suivant :

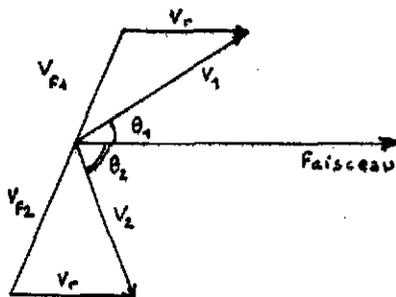


Figure 73

nécessaire est que toute l'énergie d'excitation est évacuée par les fragments et que ceux-ci évaporent isotropiquement des particules. Supposons maintenant le cas d'un événement de fusion incomplète : on a $p_{//} < p_{proj}$. Il en résulte que l'effet de recul que mesure la somme $\theta_1 + \theta_2$ est plus faible. Si on traite cet événement comme s'il s'agissait d'une fusion complète, les deux angles $\bar{\theta}_1$ et $\bar{\theta}_2$ calculés, sont incohérents : on trouve $\bar{\theta}_1 + \bar{\theta}_2 > 180^\circ$. On sait ainsi que l'évènement a été mal traité. Le principe de l'analyse va alors consister à réduire $p_{//}$ jusqu'à ce que le calcul conduise à $\bar{\theta}_1 + \bar{\theta}_2 = 180^\circ$. L'approximation fondamentale à ce niveau est que l'on néglige la composante transverse du moment linéaire du noyau fissionnant (composante perpendiculaire à la direction du faisceau). L'imprécision sur $p_{//}$ qui en résulte reste inférieure à 1 GeV/c.

Les figures 74 et 75 donnent des résultats concernant des réactions induites par ^{16}O de 7 à 20 MeV par nucléon^{93,94} et par ^{12}C de 10 à 60 MeV par nucléon¹⁰¹.

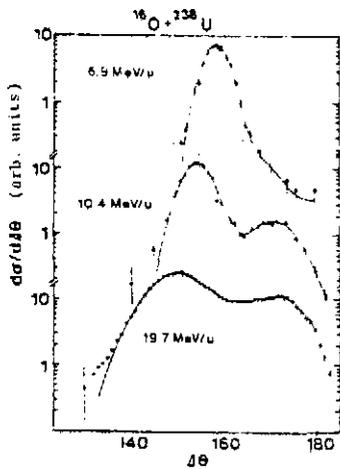


Figure 74 : Corrélations angulaires des fragments de fission pour la réaction 0+U à 3 énergies.

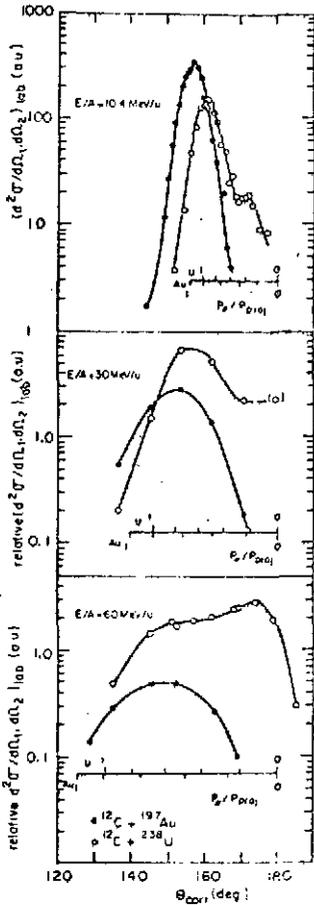


Figure 75 : Corrélations angulaires des fragments de fission pour la réaction C+U à 3 énergies incidentes. Une échelle $p_{//}/p_{proj}$ est également indiquée.

On peut noter que :

a) Les corrélations font apparaître deux contributions distinctes attribuables à des valeurs faibles et élevées de $p_{//}$: la première est du type fission suivant transfert (ou séquentielle), la seconde du type fission suivant fusion.

b) Il existe une différence de comportement entre les cibles d'or et d'uranium : pour $p_{//}$ faible, la fission n'est observée que dans le second cas. Cette donnée exprime le fait que $p_{//}$ petit équivaut à une énergie d'excitation du résidu lourd peu élevée. Ce cas est sans doute celui des chocs tangentiels : l'étude des corrélations de fission permet donc d'appréhender et les collisions centrales et les collisions périphériques.

c) La contribution de la fusion complète $P_{//} = P_{proj}$ diminue lorsque l'énergie de bombardement croît. Il semble même que pour les deux systèmes C+U et C+Au, le transfert de quantité de mouvement a du mal à dépasser 2 GeV/c (voir figure 76) bien qu'il soit impossible de nier l'existence de quelques événements de fusion complète. Ce résultat a été obtenu également pour des cibles plus légères (Ni¹⁰¹ et V⁹²). La plupart des chocs frontaux ne conduisent donc plus à la fusion complète au-dessus de 30 MeV par nucléon. Reste à savoir d'une part où passe la différence $p_{proj} - P_{//}$, d'autre part si le taux d'événements de fusion complète est vraiment nul.

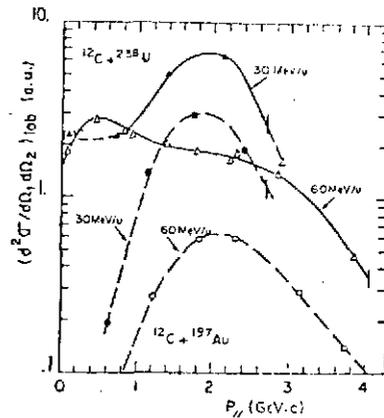


Figure 76 : Sections efficaces de fusion en fonction de $p_{//}$ pour les systèmes C+U et C+Au à 3 énergies de bombardement.

La première question implique la mise en évidence des particules qui emportent la quantité de mouvement $p_{proj} - p_{//}$: le § VII traite des résultats concernant ces particules. La seconde implique des mesures très exclusives qui seront aussi abordées dans le § VII.

Avant d'aborder le § VII, il est intéressant de comparer l'ensemble des résultats relatifs aux mesures de $p_{//}$. C'est le rôle de la figure 77. On peut voir que $p_{//}$ diffère de n_{proj} au-dessus de 15 MeV par nucléon et que la saturation à 2 GeV/c est sans doute plutôt un maximum pour les projectiles voisins du carbone.

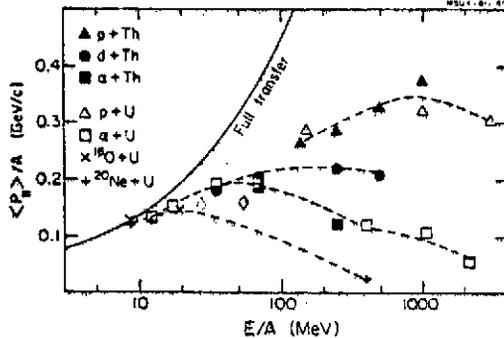


Figure 77 : Moment transféré $p_{//}$ en fonction de l'énergie par nucléon pour quelques systèmes. Les résultats de la figure 76 y sont portés avec le symbole (réf. 98)

On voit que le $p_{//}$ maximal possible dans le cas des protons n'est que de 0,4 GeV/c. Ce résultat confirme que les ions lourds sont plus capables que les protons de porter la matière nucléaire dans un état très exotique (voir § IV). On peut même espérer qu'avec des projectiles plus lourds,

on pourra dépasser la limite de 2 GeV/c : la figure 77 bis représente les maxima de $p_{//}$ lus sur la figure 77 en fonction des masses des projectiles. Il reste à compléter la courbe au-dessus de $A = 20$.

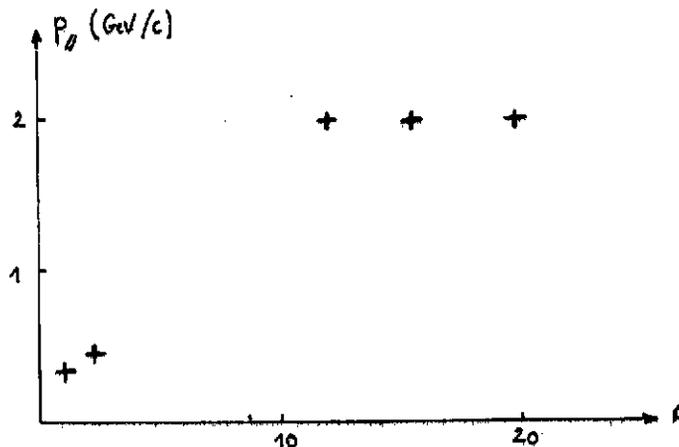


Figure 77 bis : voir texte

VII - INFORMATIONS DONNEES PAR LES PARTICULES LEGERES

Reprenons les systèmes étudiés dans le § VI. Les résultats portés sur la figure 72 font rapidement penser à une fusion incomplète dans laquelle un petit morceau du projectile a échappé à la fusion. Cette image est celle qui se dégage de la plupart des résultats expérimentaux concernant des projectiles légers d'énergie comprise entre 10 et 30 MeV par nucléon. La cassure semble se passer très tôt au moment du choc car :

1) les particules légères détectées sont également observées en coïncidence avec les fragments de transfert très inélastiques.

ii) Leur énergie moyenne par nucléon est voisine de celle du faisceau. La figure 78 illustre cette seconde affirmation mais montre à quel point elle doit être nuancée.

iii) Un seul mécanisme ne suffit pas pour expliquer les résultats : par exemple, le break up du projectile d'oxygène en $^{12}\text{C} + \alpha$ a souvent été mis en évidence mais des émissions de protons sont aussi possibles.

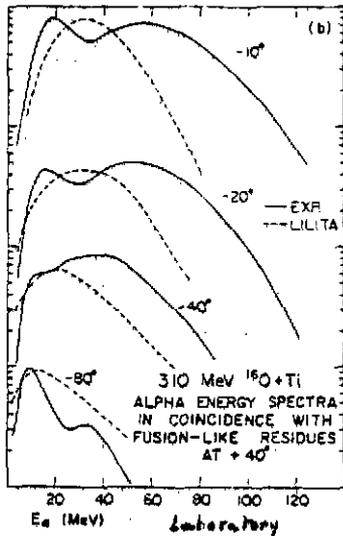


Figure 78 : Spectres en énergie des particules alpha détectées en coïncidence avec les résidus d'évaporation pour le système O+Ti à 310 MeV. Les courbes en trait plein sont expérimentales ; les courbes en pointillé sont les contributions calculées dans l'hypothèse d'une évaporation par le noyau composé (réf. 95).

Considérons maintenant les résultats relatifs à la fission. Une étude complète a été réalisée pour les systèmes O+U⁹⁴ à 20 MeV par nucléon et C+U et C+Au^{107,108} à 84 MeV par nucléon, que nous avons déjà évoqués sur les figures 74 et 75. Les fissions associées à $p_{//}$ faible ont été trouvées en coïncidence avec des noyaux légers allant du lithium au carbone ou oxygène. Ceci tend à nouveau à prouver que $p_{//}$ faible est bien associé à un "choc tangentiel". Mais ce mécanisme de "break up" du projectile n'est pas le seul à se manifester pour des collisions périphériques : des particules légères rapides (p, d, t et α) sont aussi détectées essentiellement vers l'avant pour ces événements. Quant aux collisions plus centrales ($p_{//}$ grand), elles sont accompagnées de protons, deutrons, tritons et alphas émis vers l'avant mais aussi vers l'arrière. Lynen¹⁰⁸ a même montré (figure 79) que les rapports avant-arrière des nombres de protons ou d'alphas détectés, était une fonction rapide de $p_{//}$. Ceci implique que les queues des

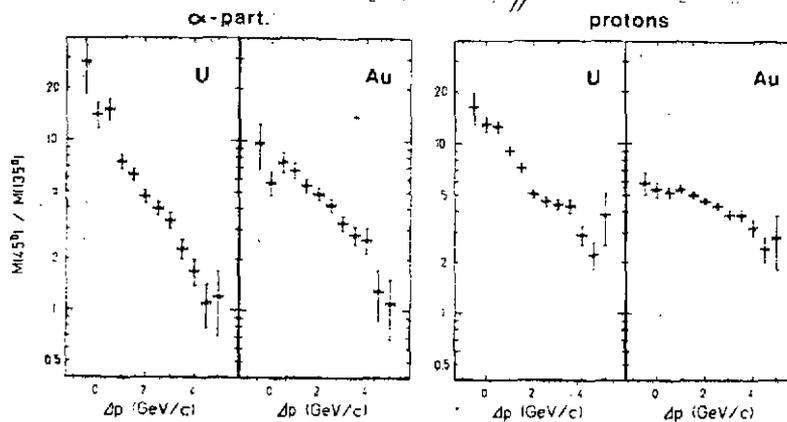


Figure 79 : Rapport entre les nombres de protons (ou d'alphas) détectés à 45° et à 135° en fonction de $p_{//}$ pour les systèmes C+U et C+Au à 86 MeV/n.

spectres de la figure 76 pour les grands $p_{//}$, ne reflètent pas des erreurs de traitement dues au moment transverse ou à l'évaporation : $p_{//}$ peut bel et bien dépasser 2 GeV/c dans les collisions induites par ion carbone de 86 MeV par nucléon. Des données comparables sont obtenues dans la réf. 107 et ressortiront des données du § X. On répond ainsi partiellement à l'une des questions posées à la fin du § VI et relative à une éventuelle limite de $p_{//}$.

Considérons maintenant l'information spectre en énergie des particules. La figure 80 reproduit quelques données relatives au système O+U à 20 MeV par nucléon. L'analyse de tels spectres conduit à des conclusions générales valables

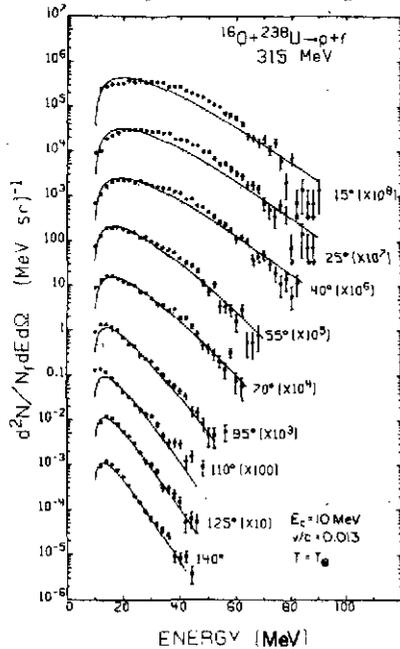


Figure 80 : Spectres en énergie calculés (traits) et expérimentaux (points) en supposant l'évaporation à partir d'un point chaud. (La courbe en pointillé tient compte de l'effet de la répulsion coulombienne du noyau lourd. La courbe en trait plein néglige cette contribution.)

VIII - INTERPRETATION EN TERMES DE TEMPERATURES

Il est clair que la figure 80 fait penser à des spectres d'évaporation. C'est le cas pour tous les spectres de particules obtenus dans les réactions induites par ions lourds, que l'énergie incidente soit 10 MeV par nucléon ou 2 GeV par nucléon, que les spectres soient inclusifs ou exclusifs. D'où la tentation d'associer à ces spectres une température et une vitesse d'entraînement.

On écrit que, dans le système lié à la source, le spectre est de type maxwellien :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right) = K \sqrt{E_S} e^{-\frac{E_S}{T}}$$

(Le terme qui précède l'exponentielle est $\sqrt{E_S}$ et non E_S car il s'agit d'une émission à partir d'un volume et non pas d'une surface⁹⁷. E_S est l'énergie de la particule émise dans le système de la source).

dans le cas de tous les systèmes entre 10 et 2000 MeV/nucléon.

a) Les spectres en énergie ont la même forme qu'on les considère en inclusif ou en coïncidence avec d'autres produits (particules ou noyaux), sauf dans le cas de coïncidences très exclusives¹¹⁰.

b) Pour un projectile donné, les formes des spectres sont indépendantes de la cible et pour des énergies incidentes supérieures à 40 MeV/nucléon, leur intensité est proportionnelle à la surface de la cible ($p^{2/3}$).

c) Les spectres à un angle donné ont une allure maxwellienne qu'il s'agisse de protons, deutons, tritons ou alphas).

Dans le système du laboratoire, cette expression devient :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right) = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_S \frac{E}{P_S}$$

où p et p_S désignent les quantités de mouvement de la particule émise dans les systèmes laboratoire et source (voir l'expression (26) du § IX du chap. II).

D'où :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right) = K \sqrt{E} e^{\frac{E+E'_S-2\sqrt{E E'_S} \cos\theta}{T}}$$

où E'_S est l'énergie de recul de la particule due au mouvement de la source, θ étant l'angle de détection.

Dans le cas d'une particule chargée pour laquelle il faut tenir compte des effets coulombiens du noyau émetteur (énergie coulombienne associée E_B), cette relation devient :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = K \sqrt{E-E_B} e^{\frac{((E-E_B)+E'_S-\sqrt{2(E-E_B)E'_S}) \cos\theta}{T}} \quad (29)$$

Le rôle de E_B est fondamental, à énergie de bombardement moyenne, pour les systèmes lourds. E_B est alors traité comme paramètre ($E_B \sim 10$ MeV pour un proton).

Enfin, dans le cas d'énergies relativistes, il convient de remplacer (29) par la relation :

$$\frac{E d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = K(E-\beta p \cos\theta) \exp[-\gamma(E-\beta p \cos\theta)/T]$$

avec :

$$\beta = v/c \quad E = (p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} \quad \gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$$

Dans le cas du système O+U, les auteurs ont ainsi montré que les résultats concernant les spectres de p , d , t , α sont cohérents avec une émission par un point chaud ayant une vitesse un peu inférieure à la demi-vitesse du faisceau et une température de 8 MeV (la température du noyau composé serait de 3 MeV). Les figures 80 et 81 illustrent ces affirmations. La figure 81 représente les sections efficaces invariantes que nous avons discutées dans le chapitre II, § IX-1.c. Les points sont expérimentaux, les courbes, calculées. Il apparaît

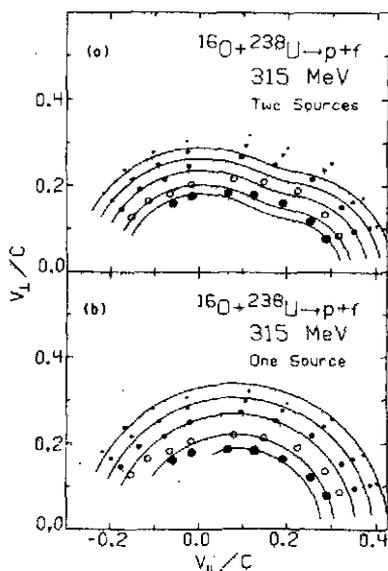


Figure 81 : Comparaison théorie-expérience dans le cas où l'on suppose :

- deux sources d'émission animées de la vitesse du faisceau et de celle du noyau composé.
- d'une seule source d'émission de vitesse égale à la moitié de celle du projectile ayant déjà vaincu la répulsion coulombienne de la cible.

que l'hypothèse d'une seule source d'émission est meilleure que celle de deux sources (partie a de la figure). Toutefois, l'accord n'est pas parfait : sur la figure 80, on voit que des divergences calcul-expérience apparaissent aux angles très petits et très grands. Ceci signifie qu'un seul mécanisme ne permet pas de tout expliquer : vers l'arrière, c'est la contribution de l'évaporation du noyau de fusion qui influence les spectres ; vers l'avant, c'est le break up du projectile : de fait, le désaccord est plus net sur les spectres α .

Cette pluralité des mécanismes est un trait général des réactions induites par ions lourds dans le domaine 10 MeV-1 GeV/nucléon. Toutefois, on peut dégager des indications générales :

- les composantes liées au projectile dominant vers l'avant. Elles sont reconnues grâce à la vitesse moyenne des particules émises qui est voisine de celle du faisceau (v_{proj}). Il existe trois composantes de ce type : l'évaporation à partir du quasi-projectile (voir chap. II § IX), sa fragmentation séquentielle et la fragmentation rapide du projectile (au moment du choc). Il est souvent impossible de distinguer cinématiquement les deux dernières : seules des mesures très exclusives (voir § XII) ont pu montrer que, au-dessus de 10 MeV par nucléon, la fragmentation rapide prend une place croissante (surtout dans le cas des projectiles légers).

- la composante associée à une source de vitesse égale à $\frac{v_{proj}}{2}$ est identifiée surtout entre 30° et 90° quand l'énergie incidente dépasse 30 MeV par nucléon.

- c'est vers l'arrière ($\theta > 90^\circ$) que l'on reconnaît le plus facilement la composante d'évaporation des résidus de la cible ou des produits de fusion. En-dessous de 90° , elle n'est distincte de la composante précédente que si l'énergie de bombardement est suffisante¹⁰¹ (> 30 MeV/nucléon).

Les figures 83 et 84 illustrent deux cas à moyenne (84 MeV/n) et à haute énergie (250 à 2100 MeV/n). Sur la figure 83⁹², la composante basse énergie est

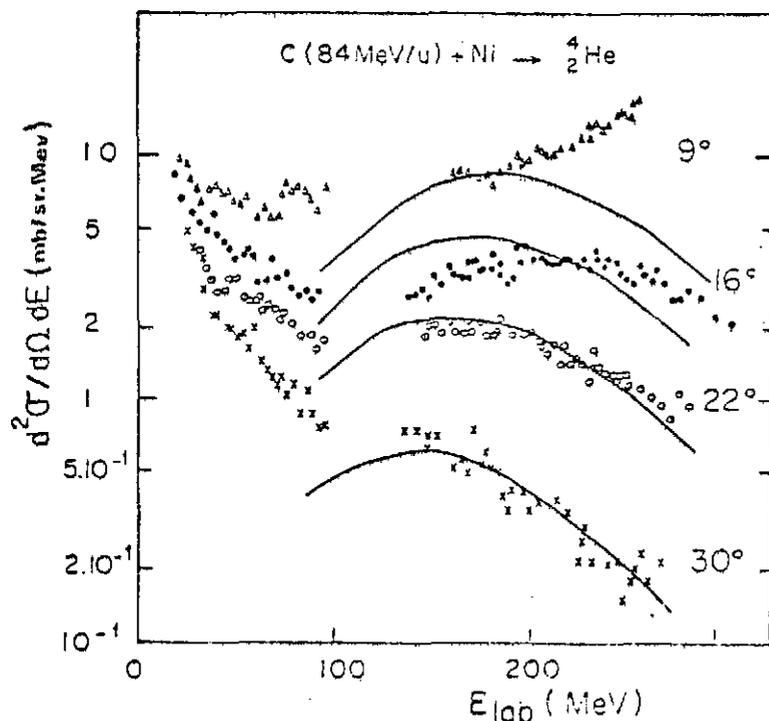


Figure 83 : Spectres en énergie des particules α émises à différents angles pour le système C+Ni à 84 MeV par nucléon. Les courbes sont la contribution calculée d'une source animée de la demi-vitesse du faisceau.

due à l'évaporation par le résidu de fusion incomplète. Sa température est de 7,5 MeV. Aux angles arrières, c'est la seule composante. Pour les énergies intermédiaires, les résultats peuvent être expliqués à partir d'une source chaude (15 MeV) animée d'une vitesse égale à la demi-vitesse du faisceau. Vers l'avant, une autre composante attribuable à du break up semble se manifester.

La superposition de ces diverses sources rend difficile les interprétations et le nombre de paramètres nécessaires pour rendre compte des résultats, est grand. Pour que leur détermination ait un sens, il est indispensable d'effectuer des mesures à tous les angles et il est nécessaire de les rendre exclusives en imposant des coïncidences avec d'autres produits.

Sur la figure 84, la composante haute énergie devient désormais dominante et la composante d'évaporation est masquée.

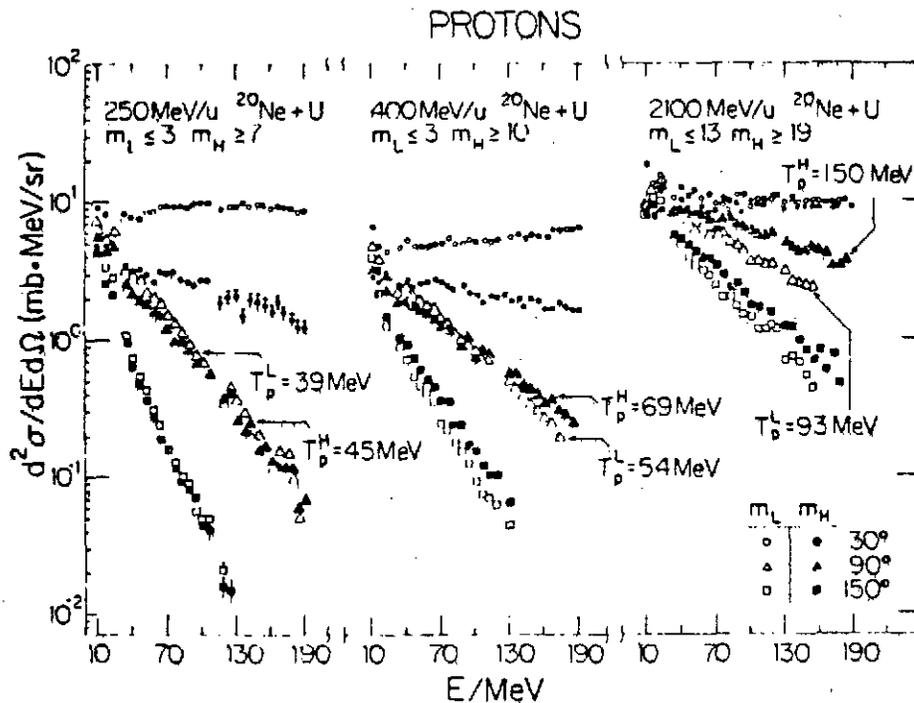


Figure 84 : Spectres inclusifs de protons pour le système Ne+U à 250, 400 et 2100 MeV/n dans le cas de collisions centrales.

IX - POINT CHAUD (BOULE DE FEU) OU CASCADE

Scott⁹⁸ a regroupé sur une même figure (85), pour un vaste domaine d'énergies de bombardement, les températures des sources de protons animées de la demi-vitesse du faisceau (détectés au-delà de 45°). On voit que les divers points se regroupent sur une courbe unique et que la température d'ébullition de la matière hadronique est atteinte. Quant au point d'ébullition de la matière nucléaire, il est dépassé en-dessous de 100 MeV par nucléon.

Quel mécanisme permet de rendre compte de ces résultats ? Quand on part de la notion de température, on admet implicitement point chaud ou, à plus haute énergie, modèle participant-spectateur. Mais on peut aussi comprendre les résultats en terme de cascade nucléaire, l'allure des spectres résultant du mouvement de Fermi des nucléons dans les noyaux initiaux. La température extraite

des données n'est alors plus qu'un paramètre sans signification physique précise.

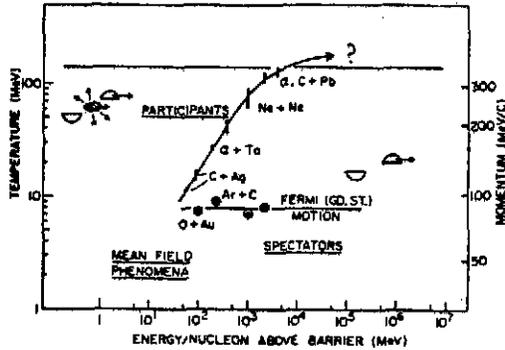


Figure 85 : Températures déduites de l'analyse des spectres en énergie des particules légères (courbe croissant jusqu'à 100 MeV) et des fragments plus lourds (courbe plate à 8 MeV).

Considérons d'abord le modèle participant-spectateur. Si A_C nucléon d'un projectile de A nucléons prennent part à la formation de la "zone participants" (appelée aussi boule de feu), le fait que la vitesse de recul de la zone soit la demi-vitesse du faisceau indique que le nombre total de participants (projectile + cible) est $2A_C$. L'énergie de recul associée est* la demi-énergie incidente des A_C nucléons du projectile corrigée pour l'effet de répulsion coulombienne de la cible (V_C). L'énergie d'excitation de la zone participants est alors :

$$\frac{1}{2} A_C \left(\frac{E - V_C}{A} \right)$$

Si l'on a affaire à un gaz de Fermi, cette énergie s'écrit aussi :

$$\frac{2}{8} A_C T^2$$

L'égalité entre ces deux expressions permet de calculer T en fonction de l'énergie de bombardement. La figure 86 montre que l'accord calcul-expérience est très bon. On peut aussi remarquer avec satisfaction :

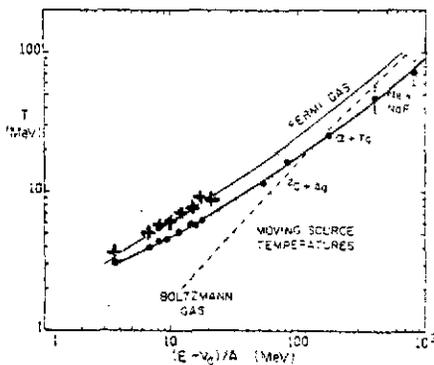


Figure 86 : Température de la boule de feu en fonction de l'énergie incidente corrigée pour la répulsion coulombienne. Les points sont expérimentaux pour les protons (points noirs) et les deutérons (croix).

a) que l'accord serait beaucoup moins bon si l'on avait considéré la zone "participants" comme un gaz de Boltzmann,

b) que les données expérimentales extraites des protons et des deutérons sont voisines.

Toutefois, le raisonnement et la figure précédente présentent des limites qu'il nous faut aborder :

a) d'abord, nous avons dû supposer que la boule de feu comportait en nombre égal des nucléons du projectile et de la cible. Cette hypothèse n'est pas du tout

naturelle dans ce modèle alors qu'elle tombe sous le sens dans les modèles de cascade. C'est un premier argument en

faveur de ce second type d'approche. Dans le modèle participant-spectateur au contraire, on s'attendrait à ce que les con-

* Les relations données sont non relativistes. Pour les extrapolations relativistes, voir la réf. 99.

tributions de chaque partenaire soient en gros proportionnelles à leurs rayons. Pour un système comme C+U, le rapport correspondant est 2,7.

b) Il est anormal que l'accord calcul-expérience de la figure 86 soit aussi bon à seulement 5 MeV/nucléon au-dessus de la barrière. Dans ce cas, le modèle des points chauds doit remplacer le modèle participant-spectateur ; or, le point chaud est lié à l'ensemble du système et ne recule pas avec la demi-vitesse du faisceau. La figure 86 ne permet donc pas de repérer la zone de validité éventuelle du modèle participant-spectateur et de comprendre ce qui se passe entre 10 et 100 MeV par nucléon.

L'analyse des fragments de masse moyenne apporte à ce sujet d'autres renseignements : c'est l'objet du § X. Considérons auparavant les modèles "type cascade". On vient de voir que la vitesse de recul de la source était un argument en leur faveur. Entre 250 MeV par nucléon et 2 GeV par nucléon, ils permettent de reproduire les spectres en énergie des protons, deutons, tritons et alphas émis¹⁰⁴ (figure 87). L'accord avec l'expérience est un peu meilleur que

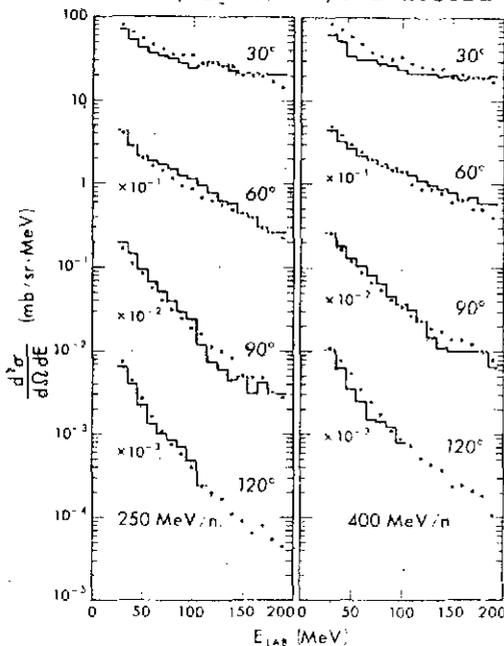


Figure 87 : Spectres en énergie des protons émis dans la collision Ne+U à 250 MeV par nucléon. Points : résultats expérimentaux. Histogramme : résultat du modèle de cascade intranucléaire (réf. 105)

dans le cas du modèle participant-spectateur¹⁰³. Il est toutefois bien difficile de trancher bien que sur le plan des concepts, les modèles "type cascade" apparaissent plus adaptés : ils sont en effet capables de décrire des situations "hors équilibre" ; par ailleurs, ils ne supposent pas négligeable le libre parcours moyen des nucléons.

Une question importante est bien sûr celle de leur domaine de validité en-dessous de 100 MeV par nucléon, zone pour laquelle la longueur d'onde associée aux nucléons incidents excède 1 Fermi. La figure 88 montre que l'accord n'est pas satisfaisant. Des effets collectifs jouent alors un rôle déterminant.

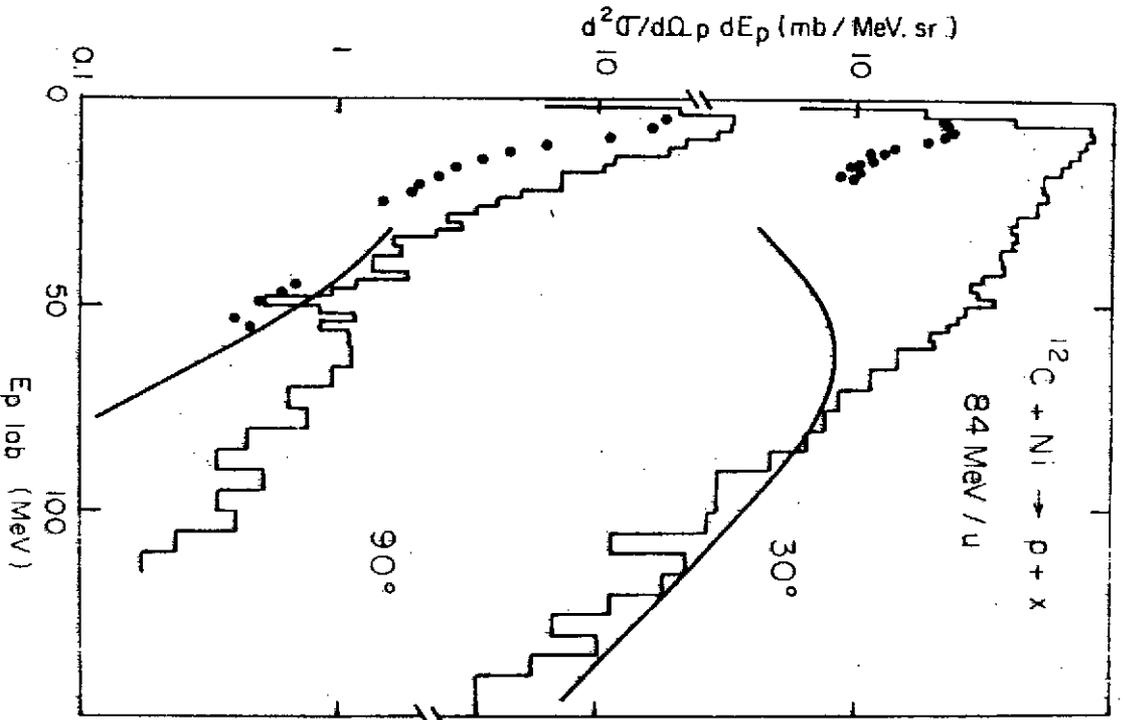


Figure 85 : Spectres en énergie des photons détectés à 30° et 90° dans la collision C+Ni à 84 MeV par nucléon. Les points sont expérimentaux. La courbe également (système C+Ni à la même énergie). Les histogrammes sont calculés. Extrait de la réf. 101.

X - LES FRAGMENTS DE MASSE MOYENNE

Dans le cadre du modèle participant-spectateur, ce sont les résidus des deux partenaires ou les résultats des collisions centrales. Les résidus du projectile sont bien sûr plus faciles à détecter que ceux de la cible puisque ces derniers sont libérés avec une énergie très faible.

1) Les résidus du projectile

Ce sont les noyaux voisins du projectile, détectés près de zéro degré. Raisonons dans le cadre du modèle participant-spectateur. Les divers nucléons du projectile ont, dans le système de référence qui lui est lié, une quantité de mouvement totale :

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^A \vec{p}_i = 0$$

mais les \vec{p}_i individuels de chaque nucléon ne sont pas nuls. Si on coupe au hasard un morceau de projectile (cas d'une collision non frontale), le restant n'aura

plus une quantité de mouvement $\sum_{i=1}^{A'} \vec{p}_i$ nulle qu'en moyenne. Autour de cette moyenne nulle, on s'attend à une distribution qui reflète le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau. Plus précisément :

$$\left(\sum_{i=1}^A \vec{p}_i \right)^2 = 0$$

$$\sum_{i=1}^A p_i^2 + \sum_{i \neq j} \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j = 0$$

$$A \langle p^2 \rangle + \langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle A(A-1) = 0$$

où $\langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle$ est la valeur moyenne du produit scalaire $\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j$ et $\langle p^2 \rangle$ est la valeur quadratique moyenne de la quantité de mouvement des nucléons. Dans le modèle de Fermi, $\langle p^2 \rangle = \frac{3}{5} p_F^2$ (p_F : moment de Fermi) :

$$\langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle = - \frac{\langle p^2 \rangle}{A-1} = - \frac{3}{5} \frac{p_F^2}{A-1}$$

De même, pour le "morceau" de A' nucléons, on a :

$$\left(\sum_{i=1}^{A'} \vec{p}_i \right)^2 = A' \langle p^2 \rangle + A'(A'-1) \langle \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \rangle$$

$$= A' \langle p^2 \rangle - A' \frac{(A'-1)}{A-1} \langle p^2 \rangle$$

$$= \langle p^2 \rangle \frac{A'(A-A')}{A-1} = \frac{3 p_F^2}{5} \frac{A'(A-A')}{A-1}$$

Donc, une mesure de chaque composante ($p_{x,y,z}$) du vecteur \vec{p}_A doit conduire à une distribution gaussienne de la forme $\exp(-p_{x,y,z}^2 / 2\sigma^2)$ avec $\sigma^2 = \frac{p_F^2}{5} \frac{A'(A-A')}{A-1}$

La quantité la plus facile à mesurer expérimentalement est p_x si x dénote

la direction du faisceau. La figure 89 donne un exemple. $\frac{p_F^2}{5}$ est appelée σ_0^2 . On voit que pour une collection de fragments finaux, σ_0^2 a de fait été trouvé constant. La valeur du moment de Fermi associée est de 210 MeV/c, un peu inférieure à celle trouvée par diffusion d'électrons (250 MeV/c). Cet écart peut signifier, soit l'existence de corrélations entre les nucléons dues au principe de Pauli, soit des effets collectifs de type résonance géante dipolaire⁹⁸. Il peut aussi, en partie, être dû à la désexcitation des fragments.

Scott a regroupé sur la figure 85

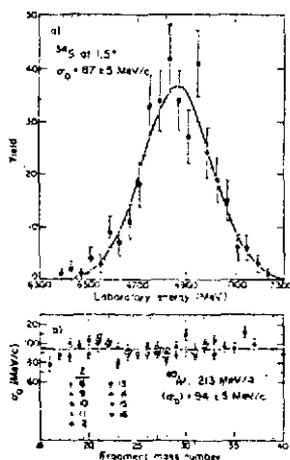


Figure 89 : Partie supérieure : exemple de distributions en énergie cinétique des fragments libérés dans la réaction $A+C$ à 213 MeV par nucléon. Dans la seconde partie de la figure, les valeurs de σ_0^2 déduites des spectres en énergie sont tracées en fonction de la masse du fragment détecté: σ_0 est trouvé constant en accord avec la théorie.

plusieurs résultats de ce type*. Il semble apparaître que, au-dessus de 50 MeV par nucléon, σ_0 demeure constant en accord avec le modèle. Toutefois, il existe des systèmes pour lesquels σ_0 n'est pas trouvé indépendant de la nature du noyau analysé : c'est le cas pour les réactions induites par Ar de 100 MeV par nucléon ou C de 84 MeV par nucléon. Les prévisions du modèle s'écartent donc de l'expérience en-dessous de 100 MeV par nucléon.

Concernant les distributions de p_y et p_z , les valeurs de σ^2 trouvées sont nettement plus grandes. Elles peuvent signifier :

- l'influence coulombienne et nucléaire du reste du système : si c'était le cas, ce serait un moyen de tester les potentiels soudains d'interaction à de grandes profondeurs.
- l'influence d'effets de dissipation d'énergie analogues à ceux en-dessous de 10 MeV par nucléon.

Remarque : Les hypothèses faites dans le modèle participant-spectateur pour rendre compte des résultats que nous venons de discuter, sont moins restrictives que celles postulées dans le § IX : la notion d'équilibre thermodynamique n'est ici pas nécessaire.

2) Les autres noyaux de masse moyenne

Au lieu de se limiter à des fragments assez voisins des partenaires initiaux et détectés près de zéro degré (figure 89), considérons plutôt des fragments qui leur sont éloignés et détectés loin de zéro degré. Dans le cas du système Ar+U à 100 MeV par nucléon, Frankel et Stevenson¹⁰⁴ ont analysé les spectres en énergie des noyaux de Bore à Néon en terme de modèle participant-spectateur. Ces noyaux sont émis à tous angles ; les spectres en énergie présentent des formes maxwelliennes permettant de déduire une température. Dans le cadre du modèle, ces noyaux proviennent d'une explosion du système à la suite d'une collision centrale. Les températures fournies par l'expérience excèdent largement (au moins un facteur 2) celles que prédit le modèle. Des résultats similaires ont été obtenus à 400 et 500 MeV par nucléon.

Là aussi, les partisans du modèle participant-spectateur parviennent à recoller à l'expérience : l'idée est que les nucléons de la boule de feu ou du point chaud ne sont pas tous libres mais que certains sont agglomérés sous forme de noyaux légers. Dans un modèle thermodynamique où l'énergie disponible est répartie entre tous les participants, la diminution de leur nombre (puisqu'ils se regroupent) induit une augmentation de la température. Randrup et Koonin¹¹⁵

* Scott a regroupé sur la figure 85 les données relatives aux fragments spectateurs et aux participants, en exprimant σ_0 en terme de température T.

Il s'agit en fait d'une approche différente dans laquelle les deux fragments sont supposés issus d'une source à température T. Leur énergie cinétique relative est donc $3/2(k)T$. Pour chaque degré de liberté, on a⁹⁷ :

$$\frac{(k)T}{2} = \langle p_{A'}^2 \rangle / 2 m_N A' + \langle p_A^2 \rangle / 2 m_N (A-A')$$

$$\text{soit : } \sigma^2 = m_N (k)T \frac{A'(A-A')}{A}$$

$$\sigma_0^2 = m_N (k)T$$

$$(k)T = \frac{\sigma_0^2}{m_N} \quad (m_N = \text{masse du nucléon})$$

ont ainsi récemment reproduit les fortes valeurs de température fournies par l'expérience. Mais il reste qu'il est difficile de réconcilier les températures expérimentales fournies par les spectres de protons et par les noyaux de masse moyenne.

3) Les prévisions des modèles de cascade intranucléaire

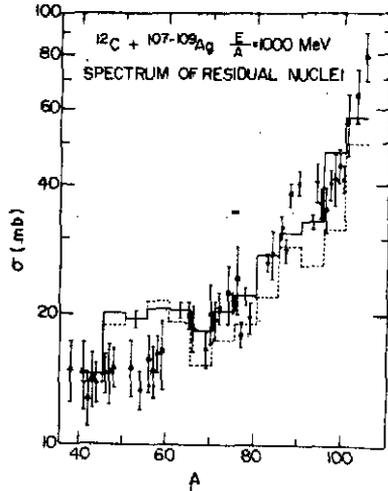


Figure 90 : Distribution de masses de noyaux résiduels pour le système C+Ag à 1 GeV/n. Les points sont expérimentaux, les courbes calculées (réf. 106).

Les modèles de cascade intranucléaire sont embarrassés également pour reproduire les résultats précédents (§ X-2). Ceci pour une raison fondamentale : ils sont microscopiques et ne décrivent pas les agrégats. Les modèles de cascades permettent donc seulement d'établir les distributions des masses des résidus du projectile et de la cible (§ X-1). De beaux succès ont par exemple été obtenus pour le système C + Ag à 1 GeV par nucléon (figure 90), mais le modèle ne peut reproduire les résultats pour des systèmes plus lourds. En dessous de 100 MeV par nucléon, il ne peut reproduire les taux de production des noyaux éloignés de la cible¹¹⁴ de plus d'une vingtaine de nucléons.

Par exemple, il ne peut reproduire les résultats obtenus à 84 MeV par nucléon pour les systèmes C + Ag et C + Sn et qui sont sans doute une claire manifestation d'effets collectifs¹⁰⁷:

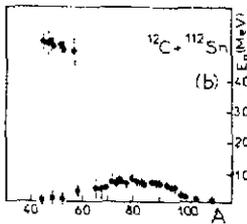


Figure 91 : Relation entre la masse et l'énergie cinétique des produits issus de la réaction C+Sn à 84 MeV/nucleon

La figure 91 montre que pour une masse donnée, les noyaux obtenus ont généralement une énergie très faible que l'on peut comprendre s'il s'agit de résidus de la cible après une collision périphérique. Ce résultat est déjà en soit intéressant car beaucoup de ces noyaux sont éloignés de la cible. Il faut donc imaginer un choc dans lequel la cible a été fortement perturbée sans recevoir de moment linéaire : le modèle "cascade" est incapable de reproduire les résultats.

Reste la composante à plus haute énergie autour des masses 50. Cette composante a été trouvée localisée vers zéro degré et la seule explication plausible est qu'elle résulte de fusion incomplète où 86% de la quantité de mouvement initiale a été transmise à la cible. Ce résultat permet de progresser quant à la question posée dans le § VI sur le p// limite. Des mesures exclusives sont nécessaires pour conclure.

XI - LES NOYAUX LEGERS

Ce sont les noyaux allant du deuton au lithium. On les classe à part car on peut comprendre leur formation à travers des mécanismes particuliers.

Dans les modèles de cascade intra-nucléaire, on dira qu'un deuton est formé si, au moment de leur sortie du système, un neutron et un proton ont la même quantité de mouvement \vec{p} à \vec{p}_0 près.

C'est le modèle de coalescence dans lequel il existe un seul paramètre : p_0 .

Dans le cas des modèles thermodynamiques, les noyaux légers sont évaporés par la source chaude dont la température peut être déduite des formes des spectres.

Dans le modèle de coalescence, la section efficace invariante s'écrit¹¹¹ pour les noyaux légers de F nucléons (F=2 pour les deutons) :

$$\frac{1}{p^2} \frac{d^2\sigma_F}{dp \cdot d\Omega} = \frac{1}{F!} \frac{d^2\sigma_p}{p^2 dp d\Omega} \left(\frac{d^2\sigma_p}{p^2 dp d\Omega} \right) \frac{4\pi}{3} \gamma n_0^3 F^{-1} \quad (31)$$

où $\frac{d^2\sigma_p}{p^2 dp d\Omega}$ se rapporte aux protons libérés.

γ est un facteur de correction relativiste.

Les sections efficaces de production des divers noyaux sont donc reliées par une loi de puissance. Malheureusement, le modèle thermodynamique conduit à une loi de même type¹¹². La section efficace de production d'un proton est proportionnelle à $e^{-E/T}$ et celle de production d'un noyau de F nucléons est de la forme $(e^{-E/T})^F$ où E est l'énergie par nucléon.

L'expérience, en accord avec ces prévisions pour ce qui est des composantes rapides des spectres (figure 92), ne permet donc pas de trancher entre les

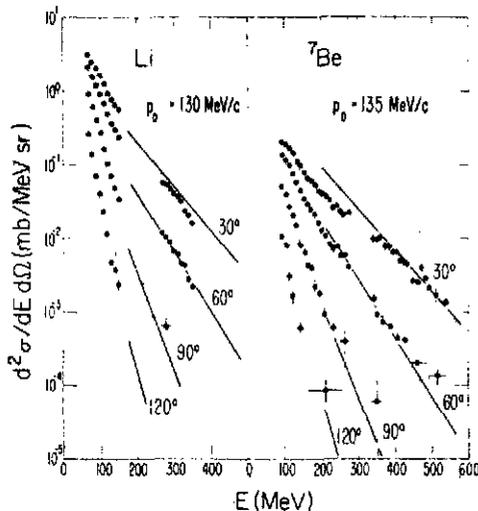


Figure 92 : Spectres en énergie expérimentaux (points) pour les Li et Be détectés et courbes calculées avec le modèle de coalescence - systèmes Ne+U à 250 et 400 MeV/nucléon.

XII - LA DETECTION DES PIONS

La détection des pions a déjà été largement entreprise dans les collisions entre ions lourds. A haute énergie, au-dessus du seuil de création de pions dans une collision nucléon-nucléon (290 MeV), leur présence n'a rien d'étonnant. Les résultats sont en assez bon accord avec le modèle de cascade¹²²

* Cet ordre de grandeur de r_0 justifie que, dans le modèle de coalescence, on ne tienne compte de la position relative des nucléons que dans l'espace des moments mais pas dans l'espace des coordonnées.

deux modèles. Elle permet de calculer le seul paramètre du modèle de coalescence p_0 et celui du modèle thermodynamique : le diamètre de la zone où l'équilibre thermodynamique est réalisé, c'est à dire le diamètre r_0 de la zone participant ou du point chaud. r_0 est trouvé sensiblement indépendant de l'énergie de bombardement entre 20 et 1000 MeV par nucléon ($r_0 \sim 4F$)*.

Remarquons que les modèles précédents ne permettent bien sûr pas de reproduire les sections efficaces associées aux mécanismes d'évaporation par les résidus (spectateurs).

à condition de tenir compte de la réabsorption ou diffusion des π et de corriger les résultats pour les effets de répulsion coulombienne des partenaires lourds¹²⁰.

En-dessous de 250 MeV par nucléon, toute la question est de savoir si les pions peuvent être créés par effet cohérent. C'est dans ce sens que la détection des pions à GANIL présente un grand intérêt. Les détails relatifs à ce sujet sont rassemblés dans le manuscrit de H. Pirner. Les premiers résultats obtenus montrent que dès 60 MeV par nucléons, des pions sont créés mais avant de conclure quant à leur origine, il faut tenir compte du mouvement de Fermi des nucléons dans les noyaux qui décroît artificiellement les seuils. Des calculs théoriques ont été faits dans deux hypothèses : gaz de Fermi ou oscillateur harmonique. Il apparaît que :

- i) il est fondamental de tenir compte du principe de Pauli
- ii) les résultats expérimentaux ne peuvent être expliqués que dans le cadre de la seconde hypothèse.

123,124

Il n'est pas nécessaire de faire appel à quelque effet collectif (figure 93).

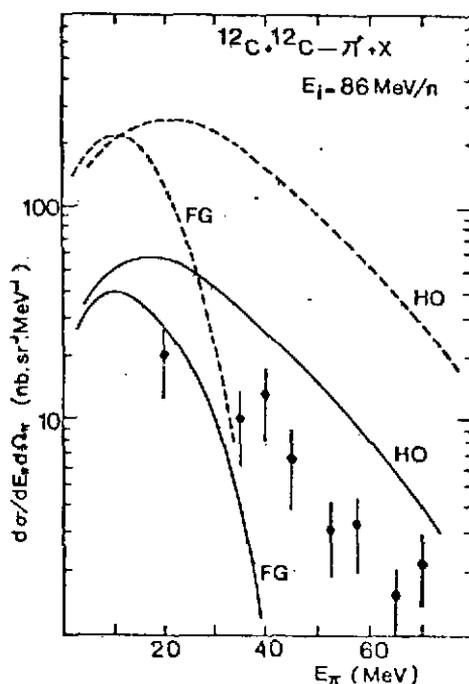


Figure 93 : Spectre en énergie des pions détectés à 90° pour la réaction C+C à 86 MeV/nuc. Ces points sont expérimentaux. Les courbes théoriques : FG : gaz de Fermi ; HO : oscillateur harmonique ; trait plein ou pointillé selon que l'on tient ou ne tient pas compte du principe de Pauli et de la réabsorption des pions.

XIII - CONCLUSION : RETOUR SUR LES DIFFERENTS MECANISMES D'EMISSION

Les résultats que nous venons d'évoquer depuis le § VI indiquent que, au-dessus de 100 MeV par nucléon, les modèles thermodynamiques et de cascade intranucléaire permettent tous les deux de reproduire une bonne partie des données, le second étant sans doute plus performant que le premier. En-dessous de 100 MeV par nucléon, les deux modèles connaissent de sérieuses difficultés dues probablement à des effets collectifs. Là aussi les modèles de cascade semblent moins éloignés de la réalité que le modèle thermodynamique : celui-ci permet en effet difficilement de concilier les diverses données des § VI et VII : grande valeur de $n_{//}$ et forte contribution d'une source de vitesse $v_{proj}/2$. Inversement, les concepts des modèles de cascade, permettent de comprendre à la fois ces deux résultats.

Dans le § II, nous avons aussi envisagé les notions de PEP'S, point chaud et fragmentation du projectile.

Aucun résultat expérimental ne nécessite de faire appel au mécanisme des PEP'S bien qu'il soit impossible d'affirmer qu'elles n'existent pas.

Pour ce qui est de la notion de point chaud, nous l'avons abordée indirectement au travers de la notion de boule de feu qui en est un cas limite. De nombreux résultats ont été analysés entre 10 et 20 MeV/nucléon à l'aide de point chaud. Le problème est que les interprétations ne sont jamais univoques et font appel à des effets secondaires gênants comme la notion d'ombre de la zone froide du système. Par ailleurs, l'existence d'une source de demi-vitesse incidente est difficilement reproduite dans ce cadre. Il apparaît clairement que pour progresser dans ce magma d'approches et de modèles, la seule solution est de réaliser des mesures très exclusives permettant de limiter la zone de l'espace des phases accessibles au système. Nous terminons ce chapitre par des exemples qui montrent que de telles mesures exclusives ouvrent des perspectives réelles.

1) La fragmentation rapide existe dès 10 MeV/nucléon

Nous avons écrit au § VIII qu'il était très difficile de distinguer expérimentalement entre une fragmentation séquentielle (ou évaporation) du projectile et une fragmentation rapide au moment de la collision. Ce second mécanisme a été clairement mis en évidence dans le cas du système ${}^7\text{Li}+\text{Pb}$ ¹¹³. Les auteurs ont analysé en coïncidence les particules α et les tritons résultant de la fragmentation du projectile. Si celle-ci est séquentielle, la figure 94 nous montre que l'énergie cinétique relative des deux produits doit excéder 2,16 MeV. Bon nombre d'évènements ont conduit à un résultat inférieur à cette limite prouvant (par l'absurde) que la fragmentation n'était pas séquentielle.

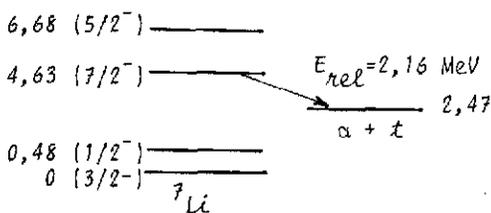


Figure 92

Figure 94 : Schéma de niveau du ${}^7\text{Li}$ et du fondamental pour l'ensemble des deux noyaux α et t . La réaction ${}^7\text{Li}+\alpha+t$ ne peut se faire à partir d'un ${}^7\text{Li}$ disposant de moins de 4,63 MeV d'énergie d'excitation. Le Q de la réaction étant de 2,47 MeV, l'énergie cinétique finale totale E des noyaux α et t ne peut être inférieure à 2,16 MeV. C'est cette énergie E qui a été mesurée dans la référence 113. Elle a été trouvée inférieure à 2,16 MeV pour bon nombre d'évènements pour lesquels la rupture séquentielle est donc exclue. Ce type d'expérience demande une très bonne résolution en énergie que l'on pourra obtenir auprès de SPEG à GANIL.

2) La fragmentation rapide existe même pour les projectiles lourds

Les résultats précédents ne sont encore pas trop étonnants : les effets de structure sont nombreux dans le cas de projectiles légers. Mais il est très surprenant d'apprendre que la fragmentation rapide existe même pour des projectiles lourds : par exemple, pour les systèmes $\text{Kr}+\text{Er}$ ¹¹⁶ ou $\text{Mo}+\text{Mo}$ ¹¹⁷ ou $\text{Xe}+\text{Sn}$ ¹¹⁸ à des énergies comprises entre 10 et 15 MeV par nucléon. Des premières manifestations de ce phénomène apparaissent déjà sur la figure 95 qui n'est qu'une distribution inclusive des produits issus de la réaction $\text{Mo}+\text{Mo}$. On ne peut comprendre l'asymétrie de cette distribution qu'en admettant qu'au moins un troisième

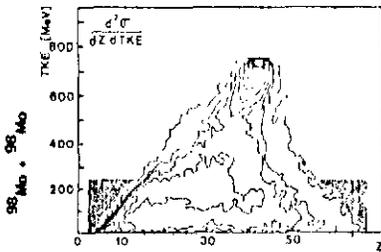


Figure 95 : Diagramme de Wilczinski pour le système Mo+Mo à 14,8 MeV par nucléon.

corps a été libéré dans un bon nombre de réactions. Mais ces produits supplémentaires peuvent être, soit des particules légères, soit des fragments. La détection en coïncidence des deux fragments du quasi-krypton a permis de signer le processus : les fragments finaux ont une probabilité anormale de fissionner et seul, un effet dynamique au moment du choc permet de comprendre.

L'étude de ce type d'évènements n'en est qu'à son début, d'abord parce qu'ils sont peu nombreux (4 % pour le système Kr+Er à 12,1 MeV/nucléon), ensuite parce qu'il est difficile de détecter en coïncidence trois ou quatre fragments issus d'une réaction : l'angle solide couvert par les détecteurs doit être grand.

3) La fragmentation se produit pour les ondes partielles voisines de ℓ_{crit} :

Cette affirmation a été vérifiée dans le cas de la fusion incomplète dans le système O+Sm. Les noyaux de fusion observés (^{151}Dy et ^{152}Dy) ne présentent pas de bandes collectives parallèles à la ligne γ_{rast} . Leurs schémas de désexcitation sont donc simples (figure 96) : les gamma statistiques (E1) les conduisent sur la ligne γ_{rast} qu'ils suivent jusqu'au fondamental. La mise en évidence des diverses transitions de la bande γ_{rast} permet de déterminer les diverses positions du point A, donc de remonter à la population initiale de moment angulaire. Sarantites¹²¹ a déterminé cette population pour l'ensemble des noyaux de fusion, d'une part et d'autre part pour ceux d'entre eux détectés en coïncidence avec une particule alpha rapide : le résultat fait apparaître que dans le second cas, la population obtenue est beaucoup plus étroite que dans le premier cas et qu'elle est localisée autour de ℓ_{crit} .

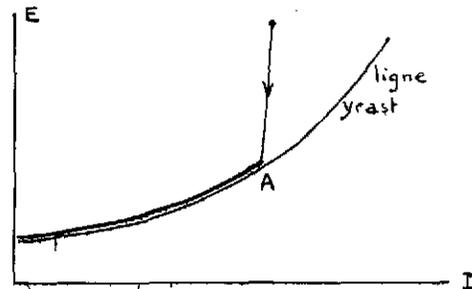


Figure 96

4) Les coïncidences proton-proton

Dans les collisions à haute énergie, on pourrait espérer distinguer entre les modèles thermodynamiques d'une part et de cascade d'autre part en détectant en coïncidence deux protons. En effet, on s'attend à des corrélations angulaires nettes lorsque les protons sont issus de collisions nucléon-nucléon alors que l'on n'en prévoit a priori aucune dans le cas du modèle thermodynamique. De telles expériences ont donc été réalisées.

Les résultats sont difficiles à interpréter car des effets de corrélation peuvent apparaître également dans les modèles statistiques à cause de la dimension finie du système. De tels effets sont suffisants pour expliquer les corrélations observées à 20 MeV/nucléon¹¹⁹. Par contre, à 800 MeV par nucléon¹⁰⁹ les corrélations mesurées pour le système C+C sont attribuables à des collisions

nucléon nucléon. Dans le cas de systèmes plus lourds (C+Pb à 800 MeV par nucléon), les corrélations sont sans doute masquées par des collisions secondaires. Les résultats obtenus pour le système Ar+KCl à 1.8 GeV par nucléon sont inconsistants avec le modèle participant-spectateur pour les collisions centrales.

De telles mesures n'en sont elles aussi qu'à leur début et devront être menées dans le domaine d'énergie GANIL pour des systèmes relativement légers.

5) Les expériences très exclusives

A haute énergie de bombardement, il est extrêmement difficile d'être très exclusif puisque plusieurs dizaines de particules sont libérées dans un événement. Ceci impose non seulement de couvrir un angle solide de détection important, mais aussi de disposer d'un grand nombre de compteurs si on veut éviter les problèmes d'empilement. C'est ce qui a justifié la construction de la boule de plastique et du mur de plastique de Berkeley.

Dans le domaine GANIL, les multiplicités en particules légères seront bien moindres mais des problèmes de nombre de compteurs se présentent tout de même. C'est ainsi que le mur de plastique construit à Caen comportera 96 éléments pour couvrir un angle solide de 0,8 sr entre -30° et $+30^\circ$.

Le problème d'un détecteur à grand nombre d'éléments réside dans l'analyse des données. A Berkeley, l'analyse des données de la boule de plastique commence à être au point. Les corrélations entre les quantités de mouvements emmenées par les diverses particules permettent des tests plus serrés des différents modèles. Des résultats très récents et non publiés semblent indiquer que l'expérience serait intermédiaire entre les prévisions des modèles participant-spectateur et cascade !

A GANIL, l'utilisation de détecteurs équivalents (bien que beaucoup plus simples) permettra d'étudier les phénomènes événement par événement et non plus en moyenne. On espère pouvoir ainsi trier sans ambiguïté les différents mécanismes, même ceux (sans doute les plus intéressants) à faible section efficace.

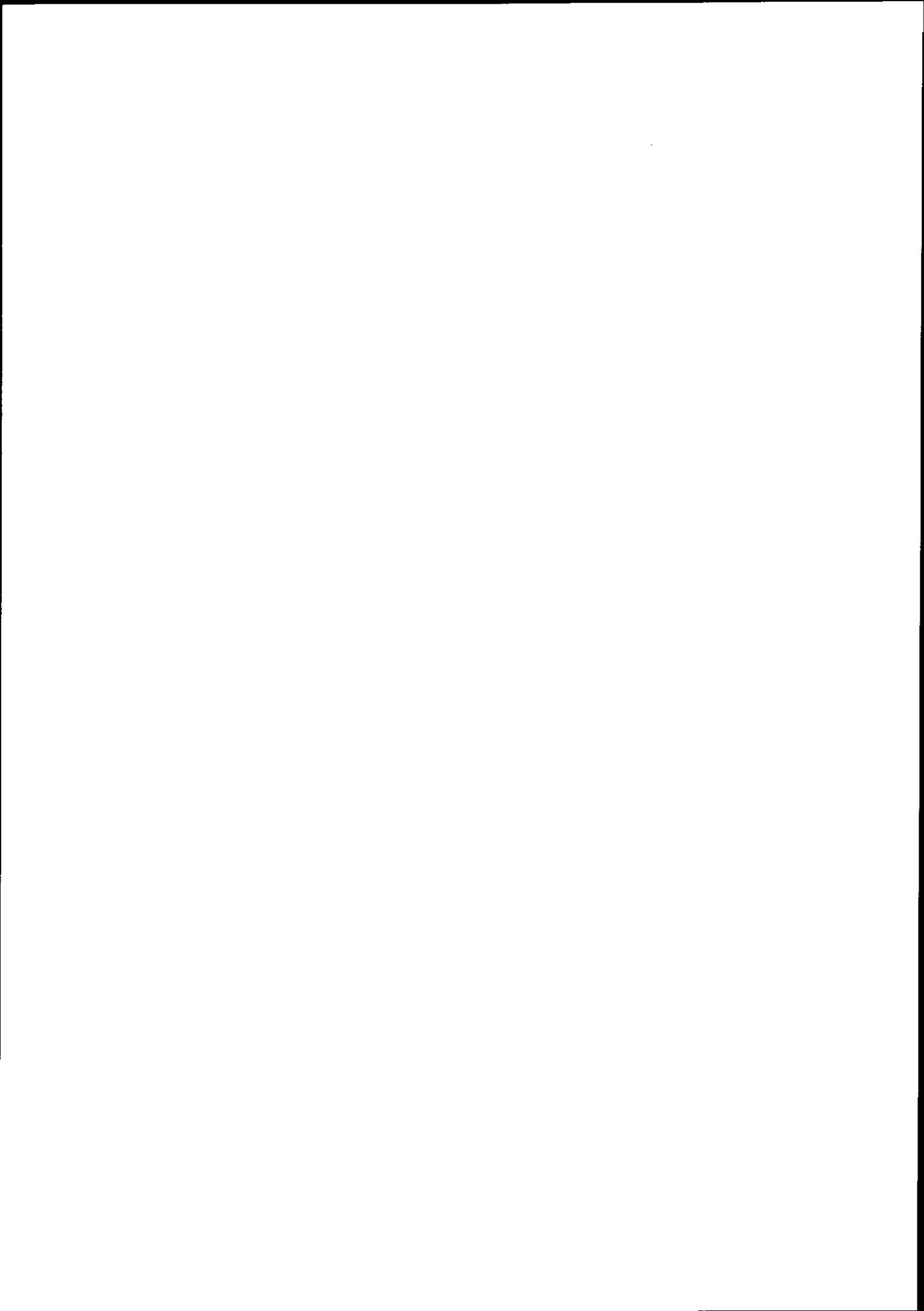
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1) J.R. NIX et col., Nucl. Phys. 71 (1965) 1
- 2) R. BASS, Nucl. Phys. A 231 (1974) 45
- 3) J. GALIN et col., Phys. Rev. C9 (1974) 1018
- 4) B. TAMAIN et col., Nucl. Phys. A252 (1975) 187
- 5) J.R. BIRKELUND et col., Phys. Rep. 56 (1979) 108
- 6) W.J. SMIATECKI, Nucl. Phys. 4 (1980) 383
W.J. SMIATECKI, Physica Scripta 24 (1981) 113
- 7) J. BLOCKI et col., Ann. Phys. 105 (1977) 427
- 8) J. RANDRUP et col., Ann. Phys. 124 (1980) 193
- 9) R. BOCK et col., GSI-81-35 (1981)
- 10) A.J. SIERK et col., Phys. Rev. C 16 (1977) 1048
- 11) A.J. SIERK, Communication personnelle
- 12) K.H. SCHMIDT et col., Z. Phys. A 301 (1981) 21 et communication personnelle
- 13) L.C. VAZ et col., Phys. Reports 69 (1981) 373
- 14) J. PETER et col., Nucl. Phys. A 279 (1977) 110
- 15) E. DUECK, Rapport interne de l'Université de Stony Brook (1982) et Z. Phys. A307 (1982) 237
- 16) S. COHEN et col., Ann. Phys. (US) 82 (1974) 557
- 17) C. LEBRUN et col., Nucl. Phys. A 231 (1979) 207
- 18) R. BORDERIE et col., Z. Phys. A 299 (1981) 263
- 19) J. PETER et col., Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Jülich 1980, IAEA Vienne
- 20) W. NOREMBERG et col., Z. Phys. A 290 (1979) 335
- 21) C. GREGOIRE et col., Phys. Lett., 110B (1982) 31
- 22) G.F. KNOLL, Radiation Detection and Measurement, Editaur John Wiley and sons, 1979
- 23) H. GAGGELER et col., Proc. Int. Workshop on gross Properties of Nuclei and Nuclear excitations, X, Hirscheg, jan. 18-22 1982
- 24) H. DOUBRE, Communication personnelle
- 25) S. LERAY et col., Conférence Internationale sur quelques aspects des réactions entre ions lourds, Saclay 3-7 mai 1982, Recueil des communications, P. 88
- 26) F. HANAPPE et col., Même conférence, Recueil des communications, P. 91
- 27) A. GAVRON et col., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1255 et Erratum
- 28) B. B. BACK et col., Communication personnelle, à paraître
B. B. BACK et col., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1068
- 29) S. BJORNHOLM, Conférence Internationale sur quelques aspects entre ions lourds, Saclay, 3-7 mai 1982, Nucl. Phys. A 387 (1982) 51C
- 30) C. GREGOIRE, Thèse, Orsay, 1982
- 31) S. BJORNHOLM et col., LBL 14074 (1982)
- 32) C. NGO et col., Nucl. Phys. A 252 (1975) 237
H. NGO et col., Rapport interne IPNO/TH 80-20 (1980)
- 33) G. RUDOLF et col., Nucl. Phys. A 367 (1981) 109
- 34) L.G. MORETTO et col., LBL 5006 (1976)
- 35) G. RUDOLF et col., Nucl. Phys. A330 (1979) 243.
- 36) J.R. HUIZENGA et col., Rapport interne UR-NSRL-252 - Rochester (1982)
- 37) W. NOREMBERG, Phys. Lett. 52 B (1974) 289
C. NGO et col., Nucl. Phys. A267 (1976) 181

- 38) H. HOFMANN et col., *Phys. Lett.* 65B (1976) 97
C. NGO et col., *Z. Phys.* A282 (1977) 83
- 39) A.D. HOOVER et col., *Phys. Rev. C* 25 (1982) 256
- 40) S. GIL et col., *Annual Report 1982, Nuclear Phys. Lab., University of Washington, n. 11*
- 41) P. DVER et col., *Phys. Rev. C*, 22 (1980) 1509
- 42) B. GATTY et col., *Z. Phys.* A273 (1975) 65
- 43) W.V. SCHRODER et col., *Rapport interne UR-NSRL 144, Rochester (1977)*
- 44) J.C. STECKMEYER, *Communication personnelle*
- 45) T.H. CHIANG et col., *Phys. Rev. C* 20 (1979) 1408
- 46) H.C. BRITT et col., *Preprint Los Alamos LA-UR 82-700 (1982)*
- 47) J.V. KRATZ et col., *Nucl. Phys. A* 357 (1981) 437
- 48) C. NGO, *Lecture presented at the 14th Mazurian Summer School on nuclear physics, August 31 September 12, 1981*
- 49) M. BERLANGER et col., *Z. Phys.* A291 (1979) 133
- 50) U. BROSA et col., *Z. Phys.* A284 (1978) 65
- 51) M. DAKOWSKI et col., *Phys. Lett.* 90B (1980) 379
- 52) H.W. SCHMIDT et col., *Phys. Rev.* 1137 (1965) B 837
- 53) S.B. KAUFMAN et col., *Nucl. Instr. Meth.* 115 (1974) 47
- 54) L.G. MORETTO et col., *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 1069
- 55) L.C. NORTHCLIFFE et col., *Nucl. Data Sect. A7 (1970) 233*
- 56) F. HUBERT et col., *Ann. Phys. Paris, Suppl.* 5 (1980) 1
- 57) D. GROSS et col., *Z. Phys.* A227 (1976) 385
- 58) M. BERLANGER et col., *Nucl. Phys. A* 388 (1982) 187
- 59) W.U. SCHRODER et col., *Phys. Lett.* 98B (1981) 355
- 60) M. LEFORT et col., *Riv. Nuov. Cimento* 2 (1979) 1
- 61) J.B. NATOWITZ et col., *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978) 751
- 62) N. FRASCARIA et col., *Z. Phys. A* 294 (1980) 187
- 63) D. HILSCHER et col., *Phys. Rev. C* 20 (1979) 556
- 64) T. CORMIER et col., *Phys. Rev. C* 16 (1977) 215
- 65) L.G. SOBOTKA et col., *Nucl. Phys. A* 371 (1981) 510
- 66) R. BABINET et col., *Z. Phys. A* 295 (1980) 153
- 67) L.G. MORETTO, *Rapport Interne Berkeley 12596 (1981)*
- 68) L. MORETTO, *Conférence Internationale sur quelques aspects des réactions par ions lourds, Saclay, 3-7 Mai 1982, Nucl. Phys. A387 (1982) 331C*
- 69) C. LE BRUN et col., *Rapport interne - LPC Caen 82-01 (1982)*
- 70) D.J. MORRISSEY et col., *Z. Phys.* A305 (1982) 131
- 71) G. WOLSCHIN et col., *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 691
- 72) DUNNWEBER, *Communication personnelle*
- 73) R. SCHMITT, *Communication personnelle*
- 74) L. MORETTO et col., *Nucl. Phys. A* 364 (1981) 125
- 75) L. NOWICKI et col., *Compte-rendu de la 20^{ème} Conférence de Physique Nucléaire, Bormio, 25-30 jan. 1982, p. 255*
- 76) M. DAKOWSKI et col., *Z. Phys. A* 294 (1980) 289
- 77) D.J. MORRISSEY et col., *LBL 13055 (1982)*
- 78) P.R. CHRISTENSEN et col., *Nucl. Phys. A* 349 (1980) 217
- 79) J. GALIN et col., *C.R. International Conference on Nuclear Structure, Tokyo 5-10 sept. 77, IPNO RC 77-08*
- 80) B. TAMAIN et col., *Nucl. Phys. A* 330 (1979) 253

- 81) J.P. BONDORF, *J. de Physique C5* (1976) 195
- 82) W.J. SWIATECKI, *Erice Lectures, Report LBL 8950* (1979)
- 83) D.H.E. GROSS et col, *Phys. Lett.* 67B (1977) 1
- 84) P.A. GOTTSCHALK et col, *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 1250
- 85) G. BAUR et col, *Phys. Rep.* 25 (1976) 293
- 86) H. TRICOIRE, *IPNO PHN-80-33*
- 87) M. KILDIR et col, *Z. Phys. A* 306 (1982) 323
- 88) W.V. SCHROEDER, *Nuclear Science Research Conference Series*, édité par T. Tamura, J. Natowitz et D.H. Youngblood, *Harwood Academic Publisher* 1980, 2, p. 19
- 89) A. Ot. KARVINEN, *Compte-Rendus du 20ème Meeting de Physique Nucléaire de Bormio, 25-30 Jan 1982*, p. 591
- 90) Y. YARIV et col, *Phys. Rev. C* 20 (1979) 2227
- 91) H. MORGENSTERN et col, *Compte-Rendus du 20ème Meeting de Physique Nucléaire, Bormio, 25-30 Jan 1982*, p. 394
- 92) A. LIÈRES, *Thèse de 3ème cycle, ISN 82-21, Grenoble 1982*
- 93) T. SIKKELAND et col, *Phys. Rev.* 123 (1961) 2112
- 94) T.C. AWES et col, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 89
- 95) J.B. NATOWITZ, *Conference Internationale sur quelques aspects des réactions entre ions lourds, Saclay, 3-7 mai 1982, Nucl. Phys. A387 (1982) 65C*
- 96) I. ISERRUYA et col, *Phys. Rev. Lett.* 47 (1981) 16
- 97) A.S. GOLDBERGER, *Phys. Rev. C* 17 (1978) 2248
- 98) D.K. SCOTT, *Rapport Interne MSUCL 359, août 1981*
- 99) D.K. SCOTT, *Rapport Interne MSUCL 355, Juillet 1981*
- 100) W. LOVELAND et col, *Phys. Rev. C* 24 (1981) 464
- 101) M.F. RIVET et col, *International Conference on selected aspects on heavy ion reactions, Saclay, 3-7 Mai 1982, Nucl. Phys. A387 (1982) 143C*
- 102) W.D. MYERS, *Nucl. Phys. A296 (1978) 177*
- 103) J. CUGNON, *International Conference on Selected aspects of heavy ion reactions, Saclay 3-7 mai 1982 ; Nucl. Phys. A387 (1982) 191C*
- 104) K.A. FRANKEL et col, *Phys. Rev. C* 23 (1981) 1511
- 105) J.D. STEVENSON, *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 1702
- 106) Y. YARIV et col., *Phys. Rev. C* 20 (1979) 2227
- 107) J. BLACHOT et col, *Z. Phys. A301 (1981) 91* et *J. BLACHOT et col, Z. Phys. A303 (1981) 85*
- 108) U. LYNNEN, *International Conference on selected aspects of heavy ion reactions, Saclay, 3-7 mai 1982, Nucl. Phys. A 387 (1982) 129C*
- 109) S. NAGAMAIIYA et col, *Phys. Lett.* 81B (1979) 147
- 110) B. JAKOBSSON, *Cosmic and Subatomic physics report, LUIP 8208, June 1982, LUNF D6/NFFK-7021] 1-27 (1982)*
- 111) H.H. GUTBROD et col, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 667
- 112) A. MEKJIAN, *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 640 ; *Phys. Lett.* 89B (1980) 177
- 113) A.C. SHOTTER et col, *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 12
- 114) J.P. DUFOUR et col, *Compte-rendus de la "International Conference on selected aspects of heavy ions reactions", Saclay, 3-7 mai 1982, Nucl. Phys. A387 (1982) 157C*
- 115) J. RANDRUP et col, *Nucl. Phys. A356 (1981) 223*
- 116) A. OLMI et col, *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980) 383
- 117) M. PETROVICI et col, *Preprint GSI 82, 16. (1982)*
- 118) P. GLASSEL et col, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1089
- 119) W.G. LYNCH et col, *Phys. Lett.* 108 B (1982) 274
- 120) J.P. SULLIVAN et col, *Phys. Rev. C* 25 (1982) 1499
- 121) J.H. BARKER et col, *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980) 424

- 122) V. VARIV *et col*, *Phys. Rev. C*, vol. 24 (1981) 488
- 123) J. MOUGEY, *International Conference on selected aspects of heavy ion reactions, Saclay*
3-7 Mai 1982, *Nucl. Phys. A* 387 (1982) 109 C
- 124) J. JOHANSSON *et col*, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 732

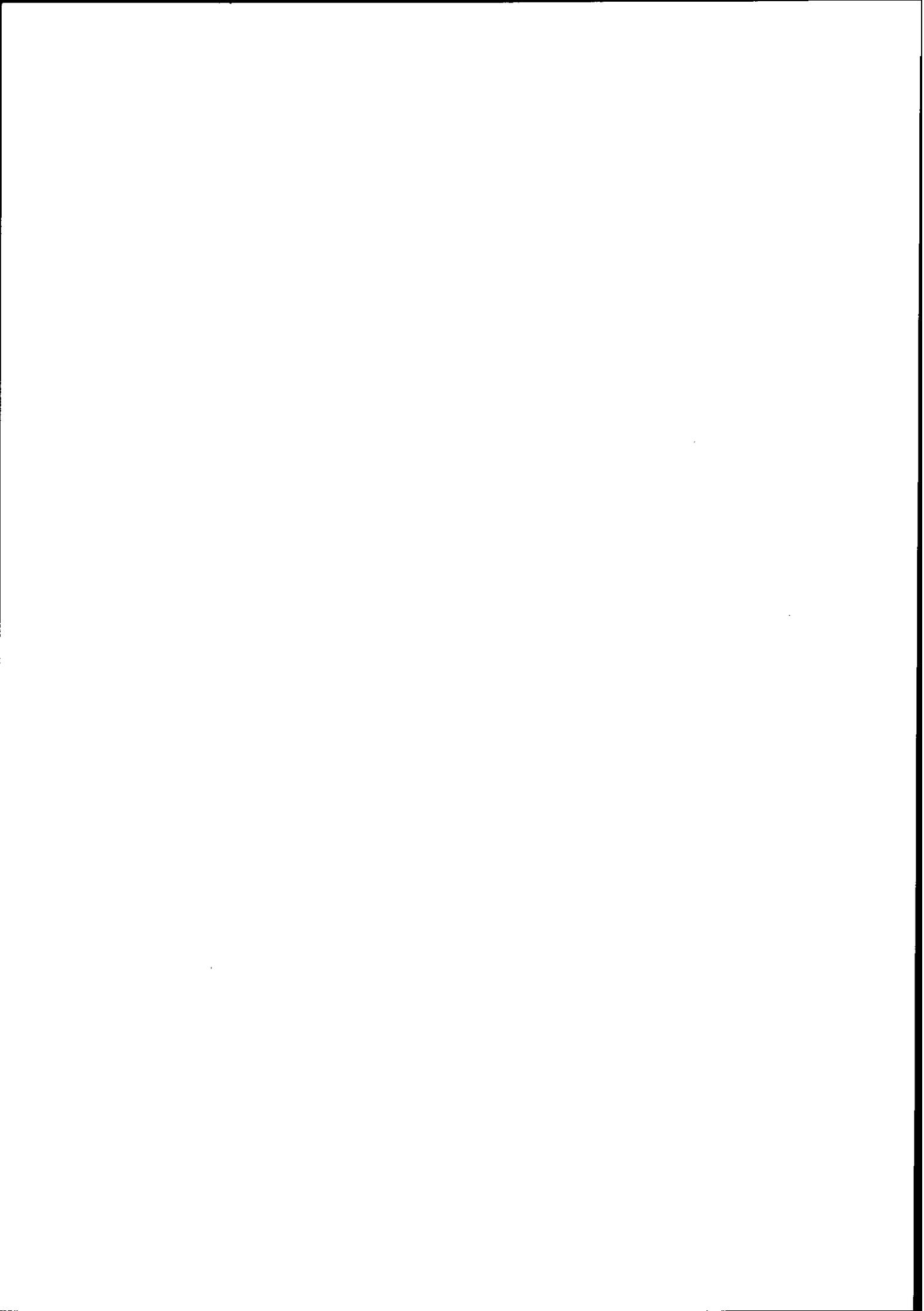


COUPLAGE DES MOUVEMENTS COLLECTIFS ET INDIVIDUELS :

Théories de champ moyen : résultats et développements

H. FLOCARD

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



LECON 1

L'APPROXIMATION HARTREE-FOCK DEPENDANTE DU TEMPS

1) INTRODUCTION

Si l'on voulait décrire de façon plaisante le statut actuel de la méthode de Hartree-Fock dépendant du temps (TDHF), on pourrait dire qu'elle est entrée au panthéon des outils théoriques de la Physique Nucléaire. Ce disant, on marquerait l'intérêt que l'on doit y porter ; ses résultats, ses techniques constituent un ensemble particulièrement remarquable dans notre discipline, auquel les travaux ultérieurs ne pourront manquer de se référer ou qu'il sera toujours utile de consulter. En même temps, il faut bien reconnaître que, sous sa forme originelle, TDHF a cessé d'être le domaine excitant qu'il fut dans le milieu de la dernière décade. Ses propriétés ainsi ce que l'on doit en attendre sont pour l'essentiel bien compris et les théoriciens nucléaires tournent leurs yeux vers des horizons moins définis mais espèrent-ils plus prometteurs. Cela ne veut pas dire que dans le futur TDHF ne pourra pas être sollicité pour un problème bien précis, oublié jusqu'alors par les physiciens dans leur précipitation à défricher le contenu de la méthode. Pour citer un exemple plus que voisin l'approximation de la phase aléatoire (RPA) malgré son âge canonique continue à rendre des services pour peu qu'elle soit sollicitée de façon originale.

Dans cette première leçon après avoir rappelé comment on pouvait obtenir les équations TDHF. Je ferai une revue de ce qui me semble le plus significatif parmi les résultats qu'on en a dérivés. L'arbitraire de ce genre de sélection est bien connu mais inévitable, Je mentionne en particulier que je n'aborderai pas la question de l'approximation adiabatique à TDHF qui constituerait en elle-même la matière d'un cours tant est grand le nombre de travaux qui y ont été consacrés.

2) DERIVATIONS DE L'EQUATION TDHF

Il existe bien des façons de dériver les équations TDHF. Toutes impliquent une approximation par rapport à l'équation de Schrödinger mais le contenu de cette approximation peut être interprété différemment selon les approches. Il semble en tout cas raisonnable d'affirmer que TDHF constitue le point de passage obligé de toute tentative de réduction du problème à N corps s'attachant à préserver les propriétés d'antisymétrie de la fonction d'onde d'un système de Fermions. C'est bien sur cette situation de dénominateur commun qui assure à TDHF sa position de référence. Dans ce chapitre, j'en dériverai les équations de deux façons différentes.

Comme toujours, en mécanique quantique, nous commençons avec un hamiltonien que nous écrivons en seconde quantification

$$\hat{H} = \sum_{ij} T_{ij} a_i^+ a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \tilde{V}_{ijkl} a_i^+ a_j^+ a_l a_k \quad (1)$$

où le potential à deux corps est défini par ses éléments de matrice antisymétrisés*

$$\tilde{V}_{ijkl} = \langle ij | \hat{V} | kl \rangle - \langle ij | \hat{V} | lk \rangle \quad (2)$$

L'objet central de notre étude sera la densité à un corps, valeur moyenne dans l'état exact du système $|\Psi\rangle$ de l'opérateur $a_j^+ a_i$.

$$\rho_{ij} = \langle \Psi | a_j^+ a_i | \Psi \rangle \quad (3)$$

On voit tout de suite qu'en focalisant notre intérêt sur cet objet nous restreignons énormément la difficulté du problème mais aussi ce que nous pouvons espérer obtenir de sa solution. Par ailleurs, la volonté qui sera la nôtre d'obtenir un système d'équations clos pour la matrice ρ_{ij} ne peut se justifier que par des arguments physiques. Ceux-ci sont bien connus. Il s'agit du remarquable succès du modèle en couche en physique nucléaire qui indique clairement que les propriétés statiques et dynamiques du noyau peuvent être bien décrites par un hamiltonien à un corps pour peu que celui-ci soit bien choisi. TDHF est bien sur une possibilité offerte par la théorie pour ce choix ; la densité à un corps ρ_{ij} et le champ moyen qui lui est associé sont les ingrédients de base de la méthode.

Compte tenu de la présence dans l'hamiltonien d'un potential à 2 corps nous avons besoin d'introduire une autre quantité : la densité à deux corps, dont il faudra ultimement nous débarrasser. En fait, il est plus commode d'introduire la notion de cumulant $C_{kl}{}_{ij}$ par la définition

$$\langle \Psi | a_i^+ a_j^+ a_l a_k | \Psi \rangle \equiv \rho_{ki} \rho_{lj} - \rho_{kj} \rho_{li} + C_{kl}{}_{ij} \quad (4)$$

Le cumulant mesure donc la déviation de la densité à deux corps (membre de gauche) par rapport à son approximation factorisée, ou comme on dit quelquefois, indépendante. On peut dire de façon équivalente qu'il indique la quantité de corrélations présentes dans $|\Psi\rangle$, ou la violation du théorème de Wick

Après un peu d'algèbre on montre alors que l'équation de Schrödinger $i\hbar \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\Psi\rangle$ induit pour l'évolution de la matrice densité l'équation suivante

$$i\hbar \frac{d\rho_{ij}}{dt} = \langle \Psi | [a_j^+ a_i, \hat{H}] | \Psi \rangle = [h, \rho]_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{klm} (\tilde{V}_{imkl} C_{kl}{}_{jm} - C_{imkl} \tilde{V}_{kl}{}_{jm}) \quad (5)$$

où apparaît le champ moyen de Hartree-Fock.

$$h_{ij} = T_{ij} + \sum_{kl} \tilde{V}_{ikjl} \rho_{lk} \quad (6)$$

L'approximation TDHF se formule alors simplement. Elle consiste à négliger dans l'équation (5) les termes où apparaît le cumulant C . L'équation d'évolution TDHF s'écrit donc

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [h, \rho] \quad (7)$$

* Les a_i^+ et a_j seront dans ce qui suit des opérateurs de création et d'annihilation de Fermions

En physique nucléaire, cette dérivation est toutefois trompeuse. En effet, dans l'équation exacte (5) l'hamiltonien \hat{H} contient une interaction \hat{V} réaliste décrivant par exemple les déphasages de la collision nucléon-nucléon libres. Or le champ moyen h (6) associé à tel potentiel ne correspond absolument pas à celui suggéré par l'expérience. On sait par expérience ¹⁾ que les équations (6) et (7) ne peuvent reproduire les données que si l'interaction \hat{V} est choisie comme une interaction effective (On a bien sûr aussi de bonnes justifications théoriques : la théorie de la matrice G ²⁾). En réquisant l'équation 5, nous avons donc d'un point de vue technique effectué beaucoup plus que l'abandon des corrélations et d'un point de vue physique beaucoup moins car une part des corrélations se trouve incluse dans la définition de l'interaction effective. En fait nous avons changé la nature des nucléons décrits par les opérateurs a_i^\dagger : de libres ils sont devenus "habillés".

Une autre dérivation que je voudrais vous proposer car elle introduira le contenu de la Leçon III utilise le principe variationnel dit de Schrödinger. On introduit une action

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \langle \Psi | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \hat{H} | \Psi \rangle \quad (8)$$

dont on peut facilement vérifier que pour les variations les plus générales du vecteur "bra" ; $\langle \delta\Psi |$ elle est stationnaire si la fonction $|\Psi\rangle$ satisfait à l'équation de Schrödinger. TDHF est alors obtenu par une réduction de l'espace variationnel de la fonction Ψ (et un changement concomitant de \hat{V} réaliste en \hat{V} effectif, comme il est mentionné plus haut) à celui des déterminants de Slater. Si l'on note Ψ_α les fonctions d'ondes individuelles qui servent à bâtir Ψ , on montre alors que l'action s'écrit

$$S = \int_{t_1}^{t_2} dt \int dx \mathcal{L} \quad (9)$$

où la densité lagrangienne \mathcal{L} prend la forme ⁺

$$\mathcal{L} = i\hbar \sum_{\alpha=1}^A \Psi_\alpha^* \frac{\partial \Psi_\alpha}{\partial t} - \mathcal{H}(\Psi_\alpha, \Psi_\alpha^*) \quad (10)$$

et $\mathcal{H}(\Psi_\alpha, \Psi_\alpha^*)$ représente une densité d'énergie qui est une fonctionnelle des fonctions d'onde individuelles. Les équations TDHF sont alors les équations de Lagrange associées à cette action soit

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_\alpha}{\partial t} = h \Psi_\alpha \quad (11)$$

⁺ l'écriture (9) n'est en fait valable que pour un potentiel local, Toutefois les résultats que je vais en déduire sont vrais quel que soit le potentiel.

où l'hamiltonien de HF introduit par l'équation

$$h\Psi_\alpha = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \Psi_\alpha^*} \quad (12)$$

correspond à celui défini en 6. Pour se convaincre que l'équation (12) est identique à (7), il suffit de se rappeler que pour un déterminant de Slater la matrice ρ_{ij} est égale à

$$\rho_{ij} = \langle \Psi | a_j^\dagger a_i | \Psi \rangle = \sum_{\alpha=1}^A \langle i | \Psi_\alpha \rangle \langle \Psi_\alpha | j \rangle$$

On peut alors aisément retrouver l'équation matricielle (7) à partir de (11)

3) SYMETRIES ET INVARIANTS

Afin de décrire correctement des données expérimentales une théorie doit satisfaire à un certain nombre de critères d'invariance associés à des symétries du problème. Par exemple, pour reproduire les résultats de réactions par ions lourds il est souhaitable de disposer d'une théorie satisfaisant aux invariances d'espace. De même pour définir des voies asymptotiques où l'on observe des espèces nucléaires bien définies la conservation du nombre de nucléons est une condition nécessaire. Une des principales qualités de TDHF est justement de satisfaire à beaucoup de critères de symétrie. La façon peut-être la plus simple de le vérifier consiste à remarquer que, écrit sous la forme (9) (10), TDHF devient une théorie classique des champs où les fonctions d'onde Ψ_i et Ψ_i^* jouent le rôle de champs classiques (analogues du potentiel vecteur A_μ de l'électrodynamique classique par exemple). On peut alors trouver tous les invariants d'une telle théorie en appliquant un théorème dit de Noether. Celui-ci montre qu'à toute transformation continue affectant à la fois les coordonnées $(x, t) \rightarrow (x', t')$ et les champs $\Psi_i(x, t) \rightarrow \Psi_i'(x', t')$ qui laisse la densité Lagrangienne invariante :

$\mathcal{L}(\Psi_i'(\vec{x}, t')) = \mathcal{L}(\Psi_i(\vec{x}, t))$ correspond une quantité conservée durant l'évolution. Sans entrer plus en détail dans le contenu du théorème³⁾ faisons la liste des symétries et des invariants qu'on en dérive.

Associé à l'invariance par translation on trouve la conservation d'une quantité que l'on sait devoir appeler l'impulsion et qui n'est autre que l'intégrale de la somme des courants créés par chacun des nucléons

$$\vec{j} = \frac{1}{2i} \sum_{\alpha=1}^A (\Psi_\alpha^* \vec{\nabla} \Psi_\alpha - \Psi_\alpha \vec{\nabla} \Psi_\alpha^*) \quad (13)$$

la conservation du quadrivecteur associé se traduit alors par l'équation de continuité

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\hbar}{m} \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

m'étant la masse du nucléon et $\tilde{\rho}$ la densité spatiale de masse

$$\tilde{\rho}(\vec{x}, t) = \sum_{\alpha=1}^A |\Psi_\alpha(\vec{x}, t)|^2 \quad (14)$$

L'invariance par translation et l'invariance de Galilée sont particulièrement utiles car ce sont elles qui permettent de définir les angles de déflexion et les énergies cinétiques finales des fragments émergeant d'une réaction par ions lourds (même si ceux-ci ne sont plus individuellement des déterminants de Slater). De même l'invariance de jauge et l'invariance unitaire permettent de définir asymptotiquement les nombres de nucléons ainsi que les distributions de masse.

Nature de la transformation continue	Paramètre de la transformation	x', t'	$\Psi'_A(x', t')$	Quantité conservée
Translation spatiale	\vec{r}	$\vec{x} + \vec{r}$ t	$\Psi_A(x, t)$	$\vec{P} = \hbar \int d^3x \vec{j} = m A \vec{V}$ Impulsion
Translation temporelle	τ	\vec{x} $t + \tau$	$\Psi_A(x, t)$	$E = \int d^3x \mathcal{H}(\Psi_A)$ Energie
Rotation spatiale	\vec{n}, θ	$\vec{x} + \sin \theta \frac{\vec{n} \times \vec{x}}{ \vec{n} \times \vec{x} }$ $+(1 - \cos \theta) \frac{\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{x})}{ \vec{n} \times \vec{x} }$ t	$\Psi_A(x, t)$	$\vec{M} = \hbar \int d^3x \vec{x} \times \vec{j}$ Moment angulaire
Invariance Galiléenne	\vec{v}	$\vec{x} - \vec{v} t$ t	$\Psi_A(x, t) \exp(-i \frac{m \vec{v} \cdot (\vec{x} - \vec{v} t)}{\hbar})$	$(\vec{R} \cdot \vec{V} t) = \frac{1}{A} \int d^3x (\vec{r} \cdot \frac{\vec{p}}{m} t)$ Vitesse du centre de masse
Transformation de jauge	θ	\vec{x} t	$\exp(i\theta) \Psi_A(\vec{x}, t)$	$n_A = \int d^3x \Psi_A ^2$ Norme des fonctions d'ondes individuelles
Transformation unitaire	θ	\vec{x} t	$\cos \theta \Psi_A + \sin \theta \Psi_B$ $\cos \theta \Psi_B - \sin \theta \Psi_A$	$n_{A,B} = \int d^3x \Psi_A^* \Psi_B$ Recouvrement des fonctions d'ondes individuelles

Table 1 : Liste des transformations continues des variables d'espace-temps (x, t) et des fonctions d'ondes individuelles Ψ_A qui laissent invariante la densité Lagrangienne de TDHF. La dernière colonne contient l'invariant associée à la transformation par le théorème de Noether ainsi que le nom que l'usage lui assigne.

4) TDHF : UNE DYNAMIQUE DE GAZ DE FERMIONS QUASI-LIBRES

Il est bon d'évaluer le contenu physique des équations TDHF dans la mesure où cela nous permettra de mieux comprendre l'origine des succès et des échecs concernant la reproduction des données. Une des méthodes les plus illustratives consiste à observer la transformée de Wigner de la densité $\rho(z, z')$ (z et z' jouent alors le rôle des indices i et j de la définition (3)). Cette transformée $f(z, k)$ qui représente le meilleur équivalent quantique d'une distribution dans l'espace des phases se définit comme suit :

$$f(z, k) = \frac{1}{2\pi} \int e^{ikz'} \rho\left(z + \frac{z'}{2}, z - \frac{z'}{2}\right) dz' \quad (15)$$

Dans la partie inférieure de la figure 1, on a dessiné l'évolution temporelle de cette quantité pour un cas de collision TDHF à une dimension d'un "noyau" avec de la matière nucléaire semi-infinie. Nous allons voir que les caractéristiques essentielles des résultats peuvent se comprendre au moyen d'un modèle simple de gaz de Fermi. Dans la partie supérieure droite de la même figure nous avons schématisé la situation avant la collision, les lignes en trait plein indiquent la limite des régions occupées dans l'espace des phases. La largeur dans la direction d'impulsion est égale à $2k_F$ la distribution étant uniforme dans cet intervalle. La distribution associée au projectile est décalée verticalement du montant de son impulsion cinétique k_i , celle de la matière semi-infinie est centrée autour de $k = 0$. Les lignes en tiret, schématisent les trajectoires d'un nucléon dans les deux milieux. Dans la matière semi-infinie, un nucléon de vitesse $-k$ rebondit sur la surface nucléaire et acquiert la vitesse $+k^*$. Dans le projectile le même phénomène a lieu mais, pour calculer l'impulsion après la collision sur la surface nucléaire, on doit tenir compte de la vitesse de cette dernière, c'est-à-dire celle du projectile (k_i). Ce comportement est caractéristique de celui d'un gaz de Fermions quasi libres car la trajectoire des nucléons dans le volume de la matière nucléaire est non perturbée (libre parcours moyen infini) les seuls changements d'impulsion ayant lieu à la surface. Dès le début de la collision les surfaces à la gauche du projectile et celle de la matière semi-infinie disparaissent. Les nucléons qui trouvent en face d'eux un espace des phases libre vont alors chercher à l'occuper. On peut distinguer trois types de trajectoires. Pour $-k_F + k_i \leq k \leq k_F$, le nucléon traverse l'ancienne frontière (qui a disparue), frappe la surface de droite du projectile et repart avec l'impulsion $-k + 2k_i$. Les nucléons du projectile d'impulsion $k > k_F$ se déplacent librement vers la gauche. Au contraire, les nucléons de la matière semi-infinie d'impulsion $k < -k_F + k_i$ créent un flux en sens inverse aussi longtemps qu'ils ne rencontrent pas la frontière droite de projectile. Cette discussion est illustrée par le dessin de la partie supérieure droite de la figure dont on voit qu'il correspond bien au résultat TDHF pour $t \leq 8.10^{-22}$ s. Une fois que le flux de nucléons atteint la surface droite du projectile la situation devient plus complexe. On constate qu'à la fin de la collision la nouvelle surface de la matière nucléaire est décalée d'environ 3fm par rapport à l'ancienne. De même on observe les limites de l'approximation d'un mouvement libre des nucléons dans la matière nucléaire. Par exemple, au dernier temps considéré dans ce calcul, l'impulsion maximale des nucléons est supérieure à celle qui était disponible avant la collision (celle-ci est indiquée par une flèche à la partie supérieure de l'axe des k).

* Pour la cohérence du signe de k et de l'évolution décrite, la direction de l'axe z devrait être renversée sur la figure 1.

Il y a donc accélération de certains nucléons par le potentiel moyen lors du passage du projectile dans la matière semi-infinie. Cependant, malgré des déviations comme celle-ci, on constate que pour l'essentiel la dynamique TDHF est proche de celle d'un gaz de fermions libres.

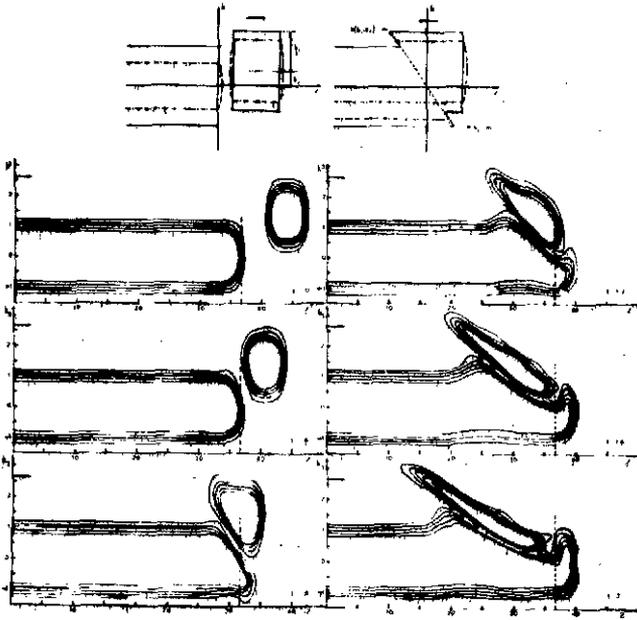


Figure 1 : Lignes de niveaux de la densité dans l'espace des phases pour la collision d'un projectile sur de la matière nucléaire semi-infinie. Les temps sont donnés en unités 10^{-22} s, les distances en fm et les moments en fm^{-1} .

5) RESULTATS TDHF POUR LES COLLISIONS D'IONS LOURDS

TDHF étant une théorie particulièrement appropriée à l'étude des mouvements collectifs de grande amplitude, on pouvait s'attendre à ce que la plupart des calculs soient consacrés à l'étude des collisions d'ions lourds.⁴⁾ Le produit immédiat de la théorie est alors cet ensemble d'images (voir figure 2) voire même de films qui en plus du plaisir esthétique qu'ils donnent, informe sur le mélange complexe de processus d'excitation à divers instants d'une collision. Ces images montrent clairement l'importance des modes collectifs dans le phénomène de transfert d'énergie pendant une collision profondément inélastique. Bien que dans ce qui suit, je m'attacherai exclusivement à l'analyse des résultats numériques, je continue à penser que l'apport de cette production pictographique de TDHF est loin d'être négligeable. Dans une situation aussi confuse que celle à laquelle les résultats des réactions par ions lourds nous confrontent, une analyse des images TDHF pourrait servir par exemple de guide dans le choix des paramètres collectifs utiles.

A partir de l'ensemble des résultats numériques disponibles, nous pouvons nous faire une idée assez claire de ce que TDHF peut ou ne peut pas reproduire dans le domaine des réactions par ions lourds. En effet, durant les cinq à six années d'existence opérationnelle de TDHF, on a étudié un ensemble de couples cible-projectile couvrant relativement bien la table des éléments. Dans la table 2 se trouve la liste de systèmes entre le plus léger $\alpha + \alpha$ et le plus lourd $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ pour lesquels un calcul TDHF a été réalisé. En fait il est plus juste de dire que ces résultats ne nous informent que sur la dépendance moyenne en N et Z des résultats TDHF. En effet, beaucoup des caractères spécifiques d'un noyau donné sont amoindris par l'utilisation systématique de l'approximation de remplissage partiel. Celle-ci consiste à décrire les noyaux du milieu de la couche en supposant une occupation partielle de toutes les orbites de la couche

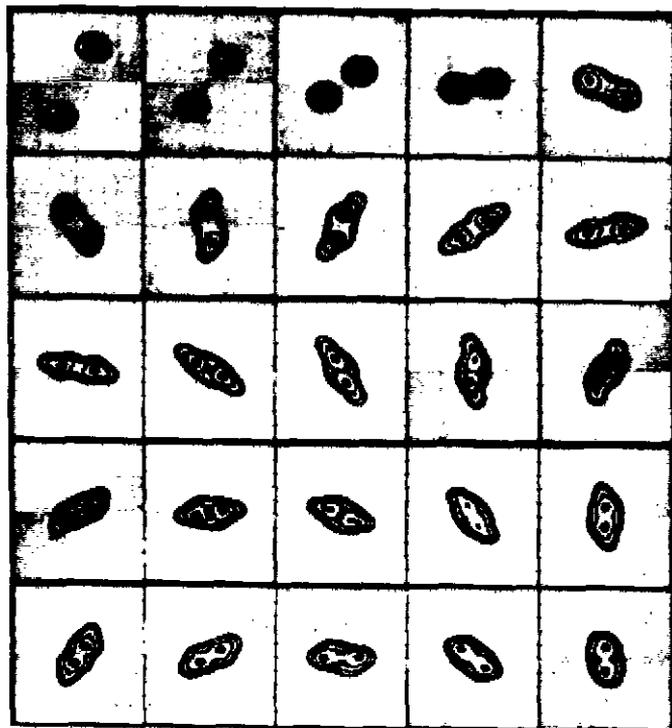


Figure 2 : Lignes de niveau de la densité nucléaire dans le plan de collision à divers instants d'une collision $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ les temps sont donnés en unités 10^{-22}s .

de valence. En quelque sorte, cette approximation remplace les noyaux véritables par des ersatzs quasi-magiques de même charge et masse. Ces systèmes d'ions lourds ont par ailleurs été étudiés pour des énergies comprises entre la barrière de Coulomb et plusieurs MeV par nucléon (jusqu'à 10 MeV). Ce domaine d'énergie couvre celui pour lequel est valide le modèle sous-jacent à TDHF c'est-à-dire de nucléons libres se déplaçant dans un puits de potentiel dépendant du temps,

$^4\text{He}+^4\text{He}$	$^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$	$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	$^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$	$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	$^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$	
$^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$	$^4\text{He}+^4\text{Ca}$	$^{16}\text{O}+^4\text{Ca}$	$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$	$^{20}\text{Ne}+^{58}\text{Ni}$	$^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$	
$^{40}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$	$^{16}\text{O}+^{93}\text{Nb}$	$^{12}\text{C}+^{198}\text{Au}$	$^{86}\text{Kr}+^{139}\text{La}$	$^{118}\text{Pb}+^{118}\text{Pb}$	$^{86}\text{Kr}+^{166}\text{Er}$	
$^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$	$^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$	$^{64}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}$	$^{84}\text{Kr}+^{209}\text{Bi}$	$^{136}\text{Xe}+^{209}\text{Bi}$	$^{208}\text{Pb}+^{208}\text{Pb}$	$^{238}\text{U}+^{238}\text{U}$

Table 2 : Ensemble des couples projectiles cibles pour lesquels un calcul TDHF est disponible. L'ordre choisi est celui des masses croissantes du système composé.

Remarquer l'intervalle entre la masse 109 ($^{16}\text{O}+^{93}\text{Nb}$) et 210.

Cette approximation suppose la quasi absence de collisions nucléon-nucléon dans la mer de Fermi. Or une estimation montre que pour des vitesses relatives de quelques MeV par nucléon le principe de Pauli supprime efficacement les collisions entre nucléons allongeant ainsi leur libre parcours moyen.

Comme TDHF restreint son étude à celle de l'évolution de la densité à un corps, on ne peut en principe en extraire des sections efficaces. On dit généralement que TDHF est adapté à la description qualitative de la voie de sortie dominante d'une réaction donnée. Néanmoins, pour la plupart des systèmes de la table 2 nous disposons de calculs de sections efficaces de fusion et ce, même quand la fusion n'est pas le processus dominant. Ceci découle du choix d'une définition opérationnelle simple des événements de fusion : ceux pour lesquels les deux systèmes participants restent en contact durant au moins une rotation. Ceci suppose (en accord en cela avec la majorité des modèles) que le temps nécessaire à une rotation complète du système est suffisant pour que toute influence de la voie d'entrée soit oubliée. C'est certainement une approximation correcte pour les systèmes légers car la répulsion coulombienne est faible. Elle est certainement moins bonne dans les systèmes lourds pour lesquels les effets coulombiens compensent bien l'attraction nucléaire et peuvent empêcher de grands transferts de masse et d'énergie pendant de "longs" intervalles de temps (de l'ordre de 10^{-21} s). Dans de tels cas la définition choisie pour un événement de fusion conduira à une surestimation de la section efficace de fusion par inclusion de phénomènes qu'il vaudrait mieux appeler quasi-élastiques. Pour cette raison, j'insisterai plus sur les prédictions TDHF concernant les systèmes légers. Sur la figure 3, on peut voir, en fonction de l'énergie de bombardement, une comparaison des sections efficaces de fusion TDHF et expérimentales

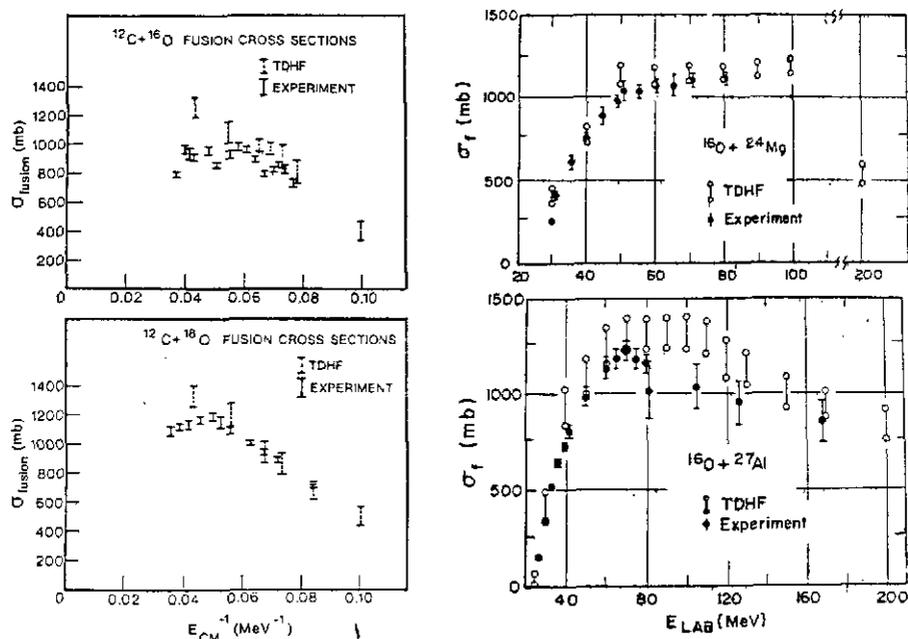


Figure 3 : Section efficaces de fusion expérimentales et calculées pour quatre systèmes d'ions lourds.

tales pour quatre systèmes. L'accord est bon. On peut distinguer trois régimes dans les résultats TDHF. Juste au-dessus de la barrière coulombienne un accroissement de la section efficace appelé couramment régime de barrière. Pour des énergies croissantes, de plus en plus d'ondes partielles franchissent la barrière coulombienne, toutes donnant lieu à un événement de fusion. Ensuite

apparaît, dans la section efficace, un plateau dont nous expliquerons, plus loin, l'origine. Finalement, pour l'énergie la plus haute qui ait été étudiée (système $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$) le résultat du calcul indique une forte décroissance qui pourrait s'assimiler au comportement en E^{-1} que l'on dénomme régime du moment angulaire critique. On dispose de peu de résultats pour les systèmes de masse intermédiaire. La comparaison pour $^{16}\text{O}+^{93}\text{Nb}$ à $E_{\text{lab}} = 204$ MeV fournit un accord un peu embarrassant : 1375 mb calculé pour 1350 mesurés. Le système lourd $^{36}\text{Kr}+^{139}\text{La}$ a été étudié à deux énergies $E_{\text{lab}} = 510$ MeV et 710 MeV. Les résultats sont indiqués dans la table 3. Ils sont relativement bons surtout si l'on garde en mémoire le fait que TDHF n'est probablement pas particulièrement adapté pour l'étude d'une voie de sortie qui est loin d'être prédominante.

E_{lab} (MeV)	σ_f (expt) (mb)		σ_f (TDHF) (mb)	
505	170	50	201	55
710	170	50	89	15

Table 3 - Résultats pour la section efficace de fusion de système $^{36}\text{Kr}+^{139}\text{La}$ à deux énergies de bombardement.

Nous avons déjà mentionné que TDHF n'est pas adapté à l'étude de sections efficaces pour des voies bien définies. On peut toutefois constater que les expériences actuelles ne s'y attachent pas trop non plus. Comme la quantité d'énergie transférée dans une collision est généralement beaucoup plus grande que l'interdistance des niveaux d'énergie des noyaux participants, on ne peut espérer obtenir une information détaillée sur les résultats de la réaction. Les résultats se prêtent mieux à une analyse classique et statistique. Une des façons les plus usitées de les présenter est le diagramme de Wilczynski sur lequel on porte les lignes de niveau de la section efficace différentielle dans un plan dont les abscisses mesurent l'énergie cinétique finale des fragments sortants et les ordonnées l'angle de déflexion. Sur un tel graphique, TDHF assigne un point à chaque valeur du moment angulaire ; soit une courbe pour l'ensemble du calcul. Le meilleur résultat que l'on puisse espérer est que cette courbe suive la ligne de crête de la surface de section efficace. Sur la figure 4, on montre une telle comparaison pour quatre systèmes. L'accord est plutôt bon sauf pour $^{86}\text{Kr}+^{139}\text{La}$ où l'énergie perdue dans la collision est sous-estimée. Cependant, une analyse du calcul montre que ce désaccord pourrait être dû à des restrictions de symétrie imposées dans la résolution numérique. En fait, il serait aussi intéressant d'étudier l'influence de l'interaction nucléon-nucléon bien que des résultats préliminaires ne semblent pas indiquer d'effets dramatiques. Dans la partie supérieure de la figure 5 on trouve la même information pour trois réactions induites par des ions Kr. La partie médiane de la figure, nous renseigne sur la quantité ΔA de nucléons transférés ainsi que sur la largeur de la distribution de masse $\bar{\Gamma}_A$. En dépit d'un éparpillement des points, on constate qu'en moyenne ΔA augmente quand le moment angulaire décroît (collisions plus inélastiques) indiquant que le système léger accroit sa masse. Ceci est en accord qualitatif avec la tendance expérimentale mais non quantitatif puisque la valeur la plus probable de la masse du fragment léger pour un angle de déflexion $\theta = 85$ est calculée égale à 90 alors que l'expérience donne 110. La largeur de la distribution de masse augmente aussi pour les collisions très inélastiques. Sa valeur évolue bien comme le carré du temps contact ainsi qu'il est prédit dans les modèles de diffusion. La largeur reste toutefois un ordre de grandeur inférieure à la valeur expérimentale.

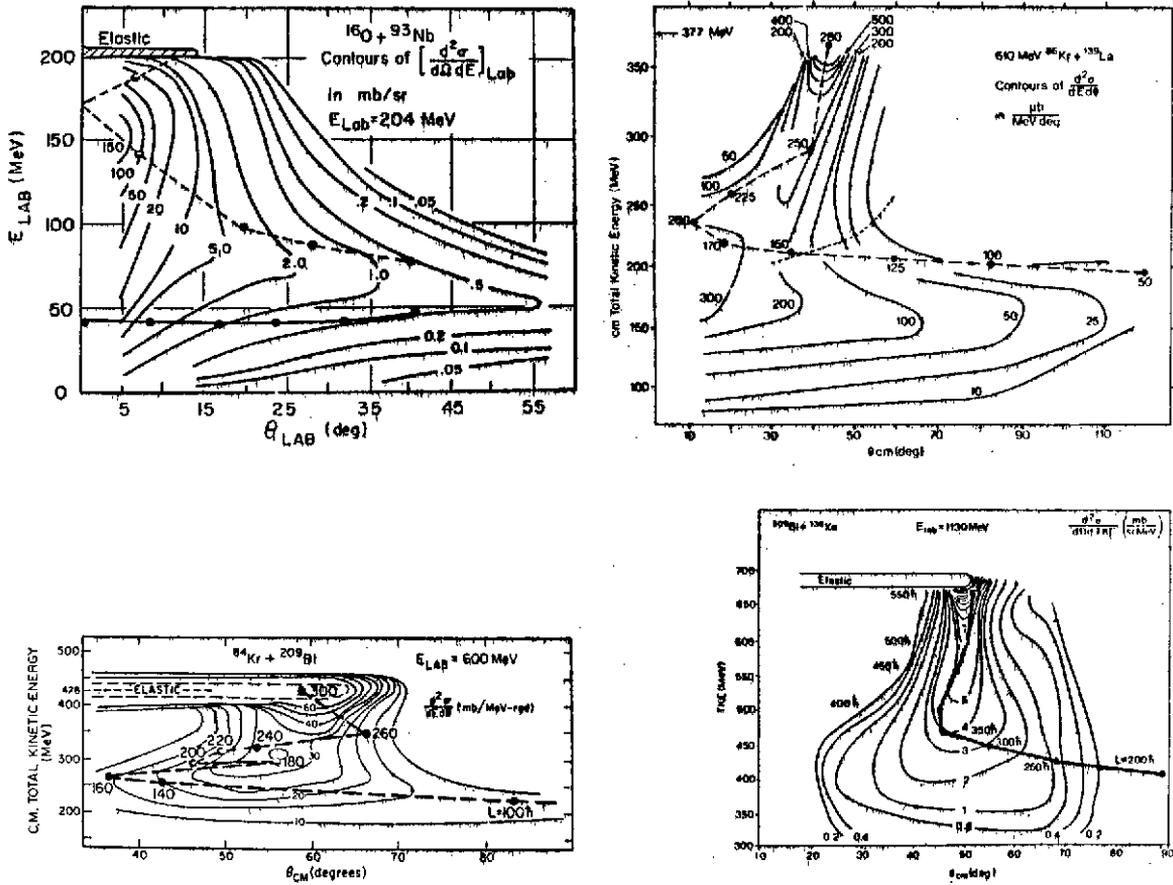


Figure 4 : Résultats TDHF comparés aux données expérimentales pour quatre systèmes d'ions lourds. Les valeurs calculées sont reliées par des lignes continues ou en tirets. Les points sont indiqués par la valeur du moment angulaire associé. Pour le système $^{16}\text{O} + ^{93}\text{Nb}$ les points correspondants au moment angulaire plus grand que ceux de la fenêtre de fusion sont reliés par une courbe en tirets, ceux qui correspondent à des moments angulaires plus bas sont reliés par une ligne en trait plein.

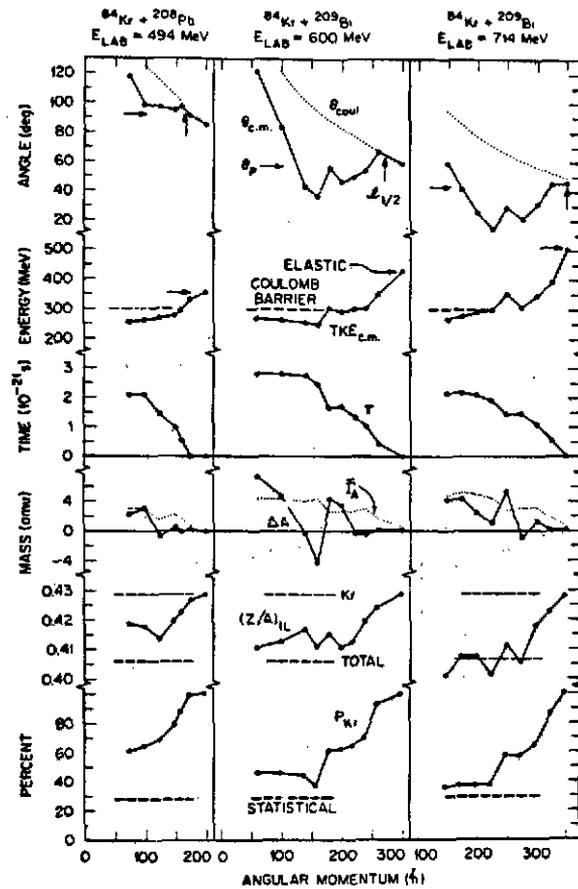


Figure 5 : Résultats TDHF pour trois réactions induites par des ions Kr. De haut en bas et pour chaque système on a porté en fonction du moment angulaire orbital initial l'angle de déflexion dans le repère du centre de masse : θ_{CM} l'énergie cinétique totale finale dans ce repère : TKE_{CM} , le temps de contact : τ , le changement de masse moyen ΔA du fragment léger, la largeur à mi-hauteur de la distribution de masse $\overline{\Gamma}_A$, le rapport Z/A final dans le fragment léger et le pourcentage d'orbitales de Kr restant dans le fragment léger après la collision.

Ceci met en évidence ce qui est de mon point de vue la déficience la plus notable de TDHF. De plus il n'y a pas d'espoir que ce désaccord puisse être résorbé. En effet, il existe une limite maximum absolue à la largeur de distribution de masse. Celle-ci est imposée par la nature de l'approximation TDHF et dans de nombreux cas la valeur expérimentale excède cette limite.

Cette rapide revue qui ne peut bien sûr rendre justice au remarquable travail accompli, a j'espère néanmoins montré que l'approximation TDHF reproduit avec une précision raisonnable, une catégorie de données, pour un nombre important de systèmes répartis sur la table des éléments et ceci dans l'intervalle d'énergie qui constituait à priori le domaine de validité de la théorie. Par ailleurs, les problèmes majeurs de TDHF concernant la mauvaise prédiction des dispersions apparaissent intrinsèques à l'approximation et ne seront pas résolus par l'utilisation d'une meilleure interaction ou la levée des dernières symétries encore imposées même par les calculs les plus élaborés.

Avant de quitter le domaine des ions lourds je voudrais discuter deux phénomènes qui bien qu'ayant peu conduit à des comparaisons avec l'expérience sont à mon sens intéressants parce que caractéristiques de TDHF. Le premier concerne la fenêtre de non-fusion à bas moment angulaire et le deuxième, l'émission rapide de particules légères (nucléons, particules α). Dans les deux cas, on observe une conséquence de la quasi-indépendance des nucléons telle qu'elle est décrite par TDHF. Les nucléons du projectile qui avant la collision rebondissent à l'intérieur de la surface nucléaire pénètrent dans la cible dès que les ions entrent en contact. En première approximation on peut considérer que chaque nucléon se déplace à la vitesse qu'il possédait par rapport au fond du puits de potentiel du noyau auquel il appartenait initialement, augmentée de la vitesse relative des ions. Les uns après les autres, les nucléons vont donc frapper et en général rebondir sur la paroi nucléaire qui fait face à la fenêtre d'entrée. Il va s'en suivre un ensemble complexe de réflexions sur des surfaces nucléaires elles-mêmes mouvantes de par la self-consistance des équations. De plus, les effets de distortion ou d'accélération évoqués à la fin du chapitre précédent vont apparaître. En général tous ces phénomènes tendent à détruire la cohérence du choc et conduisent à une dissipation complète de l'énergie cinétique relative qui se trouve alors transférée au mouvement interne des nucléons. C'est ce type de phénomène que nous avons choisi d'appeler événement de fusion. Cependant, pour des énergies de bombardement assez grandes le groupe des orbitales qui initialement composait le projectile atteint le côté opposé de la cible avec une énergie suffisante pour surmonter la barrière (coulombienne plus potentielle) et s'échapper, conduisant ainsi à un type très original de collision profondément inélastique. Dans le cas d'une collision frontale on peut par des arguments cinématiques simples estimer cette énergie seuil E_s par la relation

$$E_s = V_c + \frac{A_2}{A_1} (A_1 + A_2) \epsilon_F \left(\sqrt{1 + \frac{B}{\epsilon_F}} - 1 \right)$$

où V_c est l'énergie de la barrière de Coulomb au point de contact des noyaux ϵ_F l'énergie de Fermi (~ 40 MeV) et B la position du niveau de Fermi (~ 8 MeV). On peut remarquer que c'est cet effet de transparence qui est à l'origine de l'apparition d'un plateau dans les sections efficaces de fusion, plateau qui est justement observé expérimentalement. Il faut cependant dire que tous les efforts expérimentaux s'attachant à mettre en évidence directement le phénomène de transparence se sont révélés négatifs. Cependant, les échecs peuvent être dû au fait que ces expériences ont été faites pour des énergies trop légèrement supérieures aux valeurs prédites par TDHF pour l'énergie seuil. Depuis des calculs ont montré que cette énergie dépend de façon sensible de l'interaction nucléon-nucléon. En conséquence, pour infirmer de façon convaincante le phénomène de transparence, les expériences devraient être refaites à plus haute énergie.

Au contraire, l'émission rapide de particules légères (appelée PEP) semble avoir une confirmation expérimentale. Elle a été observée pour des particules α et des nucléons. Sa présence dans les calculs TDHF se voit clairement sur la figure 6. On y observe l'émission de neutrons le long de l'axe de collision et dans la direction du faisceau incident. Une analyse plus détaillée montre que ces neutrons proviennent pour l'essentiel des orbitales $1p$ des projectiles comme on s'y attend pour des particules PEP. Les résultats TDHF sont par ailleurs en bon accord avec ceux qu'on déduit d'un modèle de gaz de Fermi à température nulle comme d'ailleurs avec les données expérimentales. Par exemple la multiplicité moyenne de neutrons rapides en coïncidence

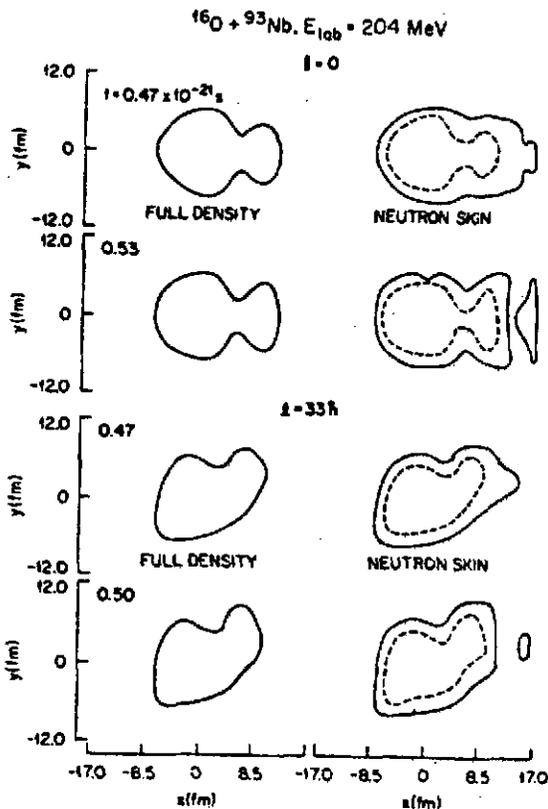


Figure 6 : Lignes niveau de la densité nucléaire dans le plan de réaction pour deux instants et deux paramètres d'impact d'une collision $^{16}\text{O} + ^{93}\text{Nb}$. La partie gauche de la figure montre la ligne de niveau correspondant à $\rho_0/10$ ($\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$). Sur la partie droite on a indiqué en tirets cette même courbe de niveau et en trait plein la ligne de niveau $\rho_0/100$.

avec des collisions profondément inélastiques a été calculée égale à $M_Y = 0.19$ alors que l'expérience fournit 0.15 ± 0.05 .

6) ETUDE DE RESONANCES GEANTES

Pour l'étude des modes collectifs de vibrations des noyaux on s'inspire de la parenté entre TDHF et l'approximation de la phase aléatoire dont on sait qu'elle se dérive à partir de TDHF si l'on se restreint à des mouvements d'amplitude infinitésimale. Après avoir excité le noyau par l'opérateur le plus adéquat et qui dépend bien sûr de la vibration qu'on veut étudier on enregistre les oscillations d'une observable significative du mode vibratoire (en général un moment multipolaire de la densité). Une analyse temporelle de Fourier fait alors apparaître l'énergie de la résonance comme un pic dans le spectre de Fourier ⁵⁾.

Par exemple sur la figure 7, on peut voir un exemple d'identification d'énergie de vibrations monopolaires. Par un calcul Hartree-Fock contraint on a engendré un état initial pour lequel le rayon de la densité des protons était supérieur à celui des neutrons. Le calcul TDHF montre alors (partie supérieure et médiane) de fortes oscillations isovecteur (neutrons et protons en opposition de phase) combinées à une faible vibration isoscalaire (partie inférieure de la figure). L'analyse de Fourier montre clairement un pic monopolaire isoscalaire à 30 MeV et des pics isovecteurs à 39 MeV dans les transformées associées aux rayons de neutron et de protons. Par ce type d'étude on a pu retrouver les énergies des résonances géantes telles qu'elles avaient déjà été obtenues au moyen de la RPA.

Ce procédé d'analyse a récemment eu une application dans une tentative d'explication de résultats expérimentaux obtenu par le groupe de N. Frascaria à Orsay ⁶⁾. Dans des collisions de

noyaux ^{40}Ca sur ^{40}Ca à $E_{\text{lab}} = 400$ MeV ce groupe a observé des structures dans la section efficace inélastique ainsi que dans celles associées au transfert de quelques nucléons. Le caractère le plus remarquable de ces structures est qu'elles apparaissent à des énergies très élevées : 25, 50, 80 MeV. Par ailleurs, elles ne sont observées que pour des collisions tangentielles. Nous avons modélisé cette expérience ⁷⁾ en nous attachant à reproduire les conditions expé-

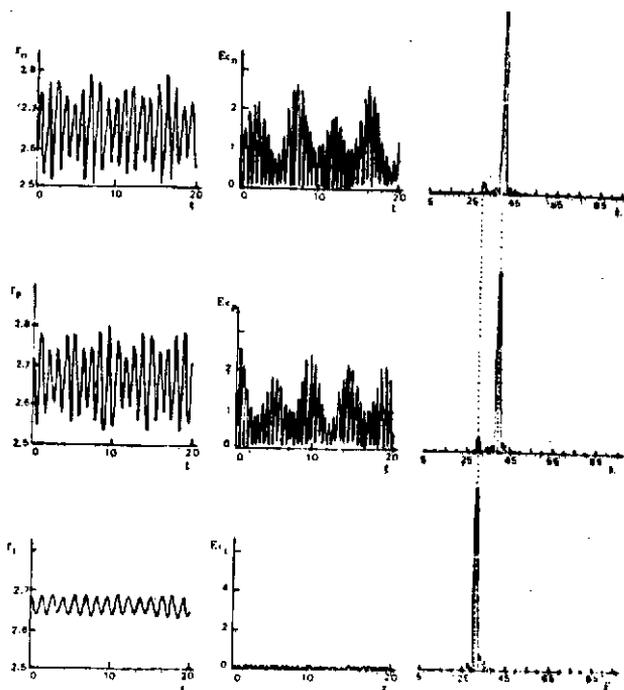


Figure 7 : Vibrations monopolaires isoscalaires et isovectorielles du noyau ^{16}O . Les rayons sont donnés en fm, les temps en 10^{-22} s et les énergies en MeV.

périmentales d'énergie et d'angle de déflexion. Puis nous avons suivi en fonction du temps l'évolution de la densité d'un des fragments émergeants. Enfin, nous avons effectué une analyse de Fourier des moments de la densité du type $\langle x^m y^n z^p \rangle$ m, n, p entiers. Quelques résultats de ce

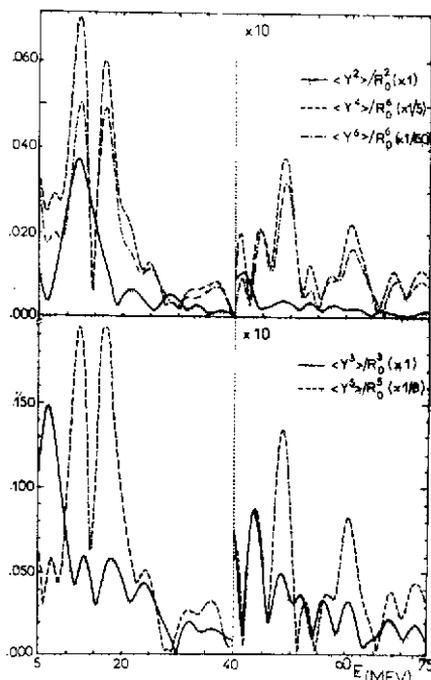


Figure 8 : Transformée de Fourier des moments $\langle y^n \rangle / R_0^n$ (voir texte). La coordonnée y est mesurée le long d'une direction principale d'inertie du fragment. La partie supérieure de la courbe montre les moments pairs $n = 2, 4, 6$ et la partie inférieure les moments impairs. Les courbes sont multipliées par 10 pour $E > 40$ MeV. De plus chacune a été renormalisée par un facteur indiqué sur la figure afin d'en faciliter la comparaison.

travail sont portés sur la figure 8. On voit qu'en plus des résonances géantes de basse énergie ($E < 30$ MeV), apparaissent dans le spectre des pics, certes de hauteur plus faible mais se détachant nettement du bruit de fond. Le travail se poursuit présentement par une analyse multipolaire de ces modes ainsi que par la recherche de leur facteur de forme. Tel quel, il illustre déjà bien ce que dans l'introduction j'avais mentionné des possibilités d'utilisation de TDHF en dehors des sentiers battus.

LECON II

L'INTEGRALE DE CHEMIN SON APPLICATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

1) INTRODUCTION

Voilà plus de trente ans que la méthode des intégrales de chemins a été proposée par Feynman ⁸⁾. Bien que son importance soit universellement reconnue, elle a été relativement peu utilisée et reste finalement un objet théorique mystérieux, voire un peu effrayant. Vous ne devez pas espérer des quelques pages qui suivent qu'elles lèveront tous les voiles du mystère. Il y a à cela au moins deux raisons ; la première est que tous les problèmes liés à la méthode des intégrales de chemin ne sont pas clairs même pour les spécialistes, la seconde est que je ne suis pas un de ces spécialistes. Malgré cela j'espère vous faire sentir l'attrait conceptuel de cette approche de la mécanique quantique, et vous décrire certaines de ses possibilités d'application pratique. Les applications à la physique nucléaire seront cantonnées à quelques chapitres. En particulier, dans les deux derniers je montrerai comment l'étude d'intégrales de chemins dans l'espace des champs moyens peut servir notre discipline. Auparavant afin de mettre en évidence ce qui dans la dérivation relève des techniques de champ moyen proprement dit et ce qui appartient au formalisme des intégrales de chemins je ferai de cette dernière méthode une rapide description.

La méthode des intégrales de chemins s'attache à définir la mécanique quantique à partir de la mécanique classique. A tout l'arsenal de cette branche de la physique elle ajoute deux "ingrédients" : une notion quantique et un procédé. La notion est celle de probabilité. On admet en effet que toute la dynamique du système est décrite par la probabilité qu'on a de l'observer en un endroit et un temps donnés (q_b, t_b) sachant que sa position q_a était connue à un temps antérieur t_a . Nous la noterons

$$\langle q_b t_b | q_a t_a \rangle$$

Le procédé de calcul est la construction de Huygens. Il est bien connu que cette construction permet d'obtenir un grand nombre de résultats de l'optique ondulatoire (tous ceux pour la compréhension desquels la nature électromagnétique de l'onde lumineuse n'importe pas) à partir des résultats de l'optique géométrique. Si l'on envoie une onde sur un écran C percé de deux fentes et que l'on observe l'amplitude ϕ (qui joue ici le rôle de la probabilité $\langle q_b t_b | q_a t_a \rangle$) sur un écran E on vérifie (on observe en fait l'intensité $\sim |\phi|^2$) que celle-ci se calcule comme la somme de contributions provenant de chacune des fentes.

$$\phi \propto e^{ikL_1} + e^{ikL_2}$$

donnant lieu au phénomène bien connu d'interférence (Figure 1). Les quantités kL_1 et kL_2

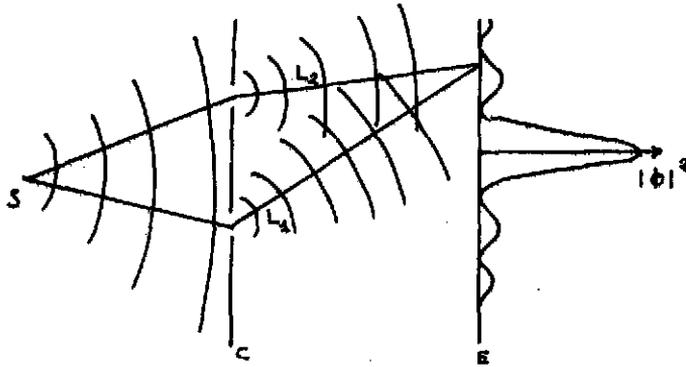


Figure 1

sont les chemins optiques parcourus par les ondes lumineuses depuis chaque fente jusqu'au point de l'écran considéré. La construction de Huygens généralise ce procédé de construction en faisant abstraction des fentes et affirme que l'amplitude observée sur un écran E éclairé par une source

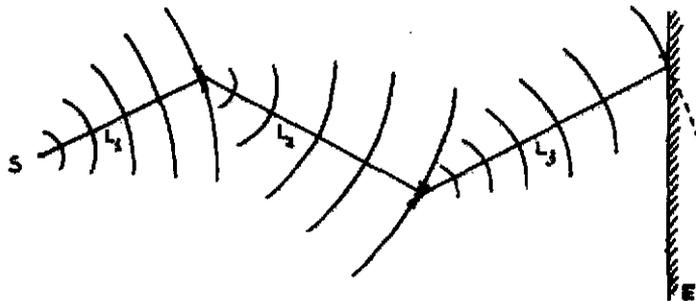


Figure 2

S peut-être obtenu en considérant chaque point de l'espace comme réémettant de la lumière, et en sommant les amplitudes (Figure 2)

$$\phi = \sum_{\text{chemins}} c e^{i k (L_1 + L_2 + L_3)}$$

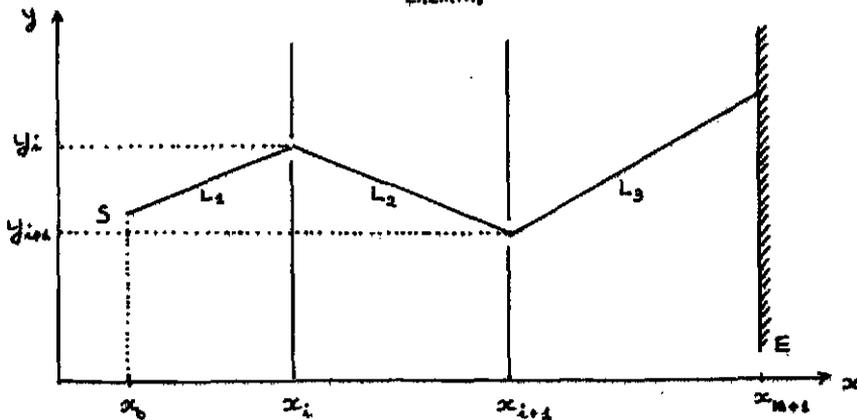


Figure 3

Pour mieux comprendre la signification de cette somme on peut réintroduire des écrans (Figure 3) aux abscisses x_1, x_2, \dots, x_n . Le nombre et la forme de ces écrans importent peu pourvu que l'indice des milieux change peu entre deux écrans consécutifs. Si on dénote y_i la coordonnée courante sur l'écran d'abscisse x_i , on aura

$$\sum_{\text{chemins}} \equiv \int dy_1 \int dy_2 \dots \int dy_n$$

et

et

$$k_i L_i = k_i \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2}$$

Si l'on décide d'utiliser ce procédé de construction, la mécanique classique remplaçant l'optique géométrique comme matériau de base, il faut bien sûr employer l'équivalent mécanique du chemin optique. Cet équivalent est bien connu : c'est l'action S.

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt$$

(1)

qui s'obtient en intégrant sur le temps la fonction de Lagrange L.

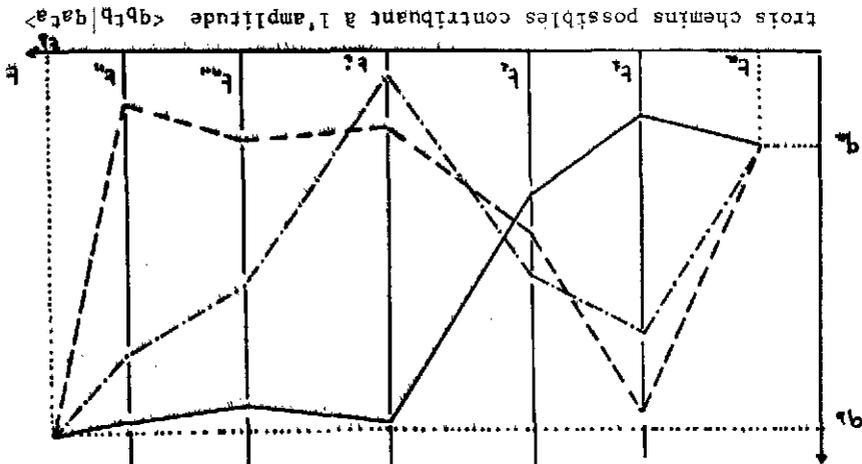


Figure 4

On sait en effet que cette quantité est extrême pour la trajectoire classique ce qui est aussi la propriété fondamentale du chemin optique. On va donc chercher à écrire l'amplitude $\langle q_b | q_a \rangle$ sous la forme

$$\langle q_b | q_a \rangle = \sum_{\text{chemin}} e^{i S(\text{chemin})}$$

où nous avons introduit le facteur de proportionnalité k . A la limite $\hbar \rightarrow 0$, on retrouve bien la mécanique classique car la seule contribution non nulle sera celle qui viendra du (ou des) chemin(s) rendant stationnaire la phase, c'est-à-dire l'action.

Dans ce qui suit, après un rappel de certains résultats de mécanique classique, j'expliciterai ce qu'on entend par le symbole \sum_{chemin} et ce en me restreignant d'abord au cas unidimensionnel.

2) QUELQUES RESULTATS DE MECANIQUE CLASSIQUE

En mécanique classique (9), la dynamique d'un système est contenue dans la fonction de Lagrange qu'on lui associe

$$L \equiv L(q, \dot{q})$$

(2)

Les trajectoires que suit le système sont alors déterminées par le principe de Hamilton qui s'écrit : en toute rigueur, il faudrait tenir compte de l'amortissement de l'amplitude avec L qui apparaît alors comme une contribution imaginaire au chemin optique.

postule que la trajectoire classique

$$q_d(t)$$

est celle pour laquelle l'action est extrémale

$$\delta S = 0 \quad (3)$$

La variation S doit se comprendre comme le changement de la valeur de l'intégrale (1) pour une variation infinitésimale de la fonction

$$q(t) \rightarrow q(t) + \delta q(t)$$

satisfaisant aux conditions

$$q_a(t_a) \equiv q_a \quad q(t_b) \equiv q_b \quad (4)$$

c'est-à-dire

$$\delta q(t_a) = \delta q(t_b) = 0 \quad (5)$$

Du principe de Hamiltonien découlent les équations de Lagrange

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial q} = 0 \quad (6)$$

On peut alors dériver un ensemble de propriétés telles que

$$\dot{q}(t) = \frac{\partial H}{\partial p} \quad ; \quad \dot{p}(t) = - \frac{\partial H}{\partial q} \quad (7)$$

où nous avons introduit l'impulsion et la fonction du Hamiltonien

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \quad ; \quad H = p\dot{q} - L \quad (8)$$

L'action peut aussi s'écrire au moyen de la fonction de Hamiltonien sous la forme

$$S = \int_{t_a}^{t_b} (p(t)\dot{q}(t) - H(p(t), q(t))) dt \quad (9)$$

et la trajectoire classique est alors obtenue comme celle qui extrémise S pour des variations indépendantes des fonctions $p(t)$ et $q(t)$ satisfaisant aux conditions (5). Passant maintenant à des résultats relatifs à l'action stationnaire, on rappelle d'abord trois équations bien connues

$$\left. \frac{\partial S_{st}}{\partial q_b} \right|_{q_a, t_a, t_b} = p(t_b); \quad \left. \frac{\partial S_{st}}{\partial q_a} \right|_{q_b, t_a, t_b} = -p(t_a); \quad \left. \frac{\partial S_{st}}{\partial t_b} \right|_{q_a, q_b, t_a} = -H(p(t_b), q(t_b)) \quad (10)$$

Un autre résultat moins connu concernant la dérivée seconde de l'action stationnaire nous sera utile plus loin

$$\frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q_a \partial q_b} = \frac{m^2}{p(t_a)p(t_b)} \frac{\partial E}{\partial t_b} = -m \left(p(t_a)p(t_b) \int_{t_a}^{t_b} \frac{dt}{p^3(t)} \right)^{-1} \quad (11)$$

En effet on a

$$\frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q_a \partial q_b} = \frac{\partial}{\partial q_a} (p(t_b)) = \frac{m}{p(t_b)} \frac{\partial E}{\partial q_a} = - \frac{m}{p(t_b)} \frac{\partial^2 S}{\partial q_a \partial t_b} = \frac{m}{p(t_b)} \frac{\partial p(t_b)}{\partial t_b} = \frac{m^2}{p(t_a)p(t_b)} \frac{\partial E}{\partial t_b}$$

Dans cette chaîne d'égalités la seconde et la dernière découlent de la relation valable en tout point q de la trajectoire

$$p = \left(2m(E(q_a, q_b, t_a, t_b) - V(q)) \right)^{1/2}$$

maintenant on remarque que

$$t_b - t_a = \int_{t_a}^{t_b} dt = \int_{q_a}^{q_b} \frac{mdq}{p}$$

d'où l'on déduit

$$\left. \frac{\partial t_b}{\partial E} \right|_{q_a, q_b, t_a} = - \int_{q_a}^{q_b} \frac{m dq}{p^2} \frac{\partial p}{\partial E} = - \int_{q_a}^{q_b} \frac{m^2 dq}{p^3} = - \int_{t_a}^{t_b} \frac{m dt}{p^2}$$

et la dernière égalité de 11.

3) DEFINITION DE L'INTEGRALE DE CHEMINS

On définit l'intégrale fonctionnelle au moyen d'un passage à la limite qui met sous forme mathématique l'image heuristique des chemins telle qu'elle a été présentée dans l'introduction. Avant le passage à la limite on ne manipule que de la mathématique traditionnelle (celle qu'on apprend en maîtrise voire avant). Après le passage à la limite on ne sait plus très bien ce que l'on a dans les mains. De là vient le sentiment d'insécurité qu'engendre parfois la méthode des intégrales de chemins. "Quelles sont les manipulations licites des expressions formelles que l'on obtient ?", est une question qui est loin d'être résolue. Cependant, cette situation n'est pas si grave qu'on pourrait le penser. Il faut en effet se rappeler que tout est parfaitement défini avant le passage à la limite. Dans le doute on peut calculer avant ce passage, étudier la limite du résultat, et vérifier alors la justesse des calculs formels. Dans ce qui suit je vais donc manipuler des expressions continues souvent mal définies mais qui ont l'avantage, d'être d'écriture simple, et de faire apparaître plus clairement la physique du problème que les formules discrétisées dont elles sont la limite. Enfin on peut mentionner qu'aucune ambiguïté n'existe pour les calculs sur ordinateur puisque ceux-ci ne peuvent se faire que sur des expressions discrétisées.

La formation de l'idée de chemins commence par un découpage de l'intervalle de temps $t_b - t_a$ en N intervalles égaux.

On définit alors un chemin par un choix de quantités

$$q_n \equiv q(t_n) \quad ; \quad p_n \equiv p(t_n)$$

et on remplace

$$\int_{t_a}^{t_b} dt (p\dot{q} - H(p, q, t)) \equiv S$$

par

$$S_N(q_1, \dots, q_N, p_1, \dots, p_{N+1}) = \sum_{n=1}^{N+1} \epsilon \left\{ p_n \frac{q_n - q_{n-1}}{\epsilon} - H(p_n, q_n, t_n) \right\} \quad (12)$$

On posera alors

$$\langle q_b t_b | q_a t_a \rangle = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\epsilon = t_b - t_a}} \left(\prod_{n=1}^N \int \frac{dq_n dp_n}{2\pi\hbar} \frac{dp_{n+1}}{2\pi} e^{\frac{i}{\hbar} S_N(q_1, \dots, q_N, p_1, \dots, p_{N+1})} \right) = \int \frac{\mathcal{D}q \mathcal{D}p}{2\pi\hbar} e^{\frac{i}{\hbar} S(q, p)} \quad (13)$$

la notation formelle introduite par la dernière égalité doit donc toujours être comprise comme la limite du résultat des intégrales*. Dans le cas particulier (mais particulièrement intéressant) où l'hamiltonien se compose d'une énergie cinétique et d'une énergie potentielle

$$H(q, p, t) = \frac{p^2}{2m} + V(q, t) \quad (14)$$

on peut pousser plus avant en effectuant les intégrales sur les variables p_n (il s'agit d'intégrales gaussiennes). On aboutit alors à la formulation proposée initialement par Feynmann

$$\langle q_b t_b | q_a t_a \rangle = \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\epsilon = t_b - t_a}} \left(\prod_{n=1}^N \int \frac{dq_n}{A} \frac{1}{A} e^{\frac{i}{\hbar} \sum_{n=1}^N \left\{ \frac{m}{2} \left(\frac{q_n - q_{n-1}}{\epsilon} \right)^2 - V(q_n, t_n) \right\} \epsilon} \right) \quad (15)$$

avec

$$A = \left(\frac{m}{2\pi i \hbar \epsilon} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (16)$$

On reconnaît dans la phase de l'exponentielle de la formule (15) une version discrétisée du Lagrangien associée à l'hamiltonien (14)

*Je n'évoquerai pas le problème engendré par l'existence de nombreuses approximations discrètes autre que (12) qui à limite $\epsilon \rightarrow 0$ tendent vers l'action S . (Par exemple remplacer $H(p_n, q_n, t_n)$ par $(H(p_n, q_n, t_n) + H(p_n, q_{n-1}, t_n))/2$). Ce problème est lié à celui de la définition en mécanique quantique de l'opérateur associé à une quantité classique contenant des produits de grandeurs dont les opérateurs quantiques associés ne commutent pas ; par exemple $H = pq$. Il n'apparaît pas pour l'hamiltonien (14).

$$L = \frac{1}{2} m \dot{q}^2 - V(q, t) \quad (17)$$

On peut donc dans ce cas particulier de Lagrangien écrire formellement l'intégrale de chemin sous la forme

$$\langle q_b t_b | q_a t_a \rangle = \int \mathcal{D}q e^{\frac{i}{\hbar} \int_{t_a}^{t_b} L(q, \dot{q}, t) dt} = \int \mathcal{D}q e^{\frac{i S(q)}{\hbar}} \quad (18)$$

où le symbole $\int \mathcal{D}q$ remplace $\lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\epsilon = \text{cst.}}} \int \dots \int \frac{1}{A} \prod_{i=1}^N \frac{dq_i}{A}$

4) RELATION AVEC LA MECANIQUE QUANTIQUE

Si on se donne un espace de Hilbert engendré par les vecteurs $|q\rangle$ vérifiant

$$\langle q | q' \rangle = \delta(q - q') \quad ; \quad \mathbb{1} = \int dq |q\rangle \langle q| \quad (19)$$

dans lequel on définit les opérateurs \hat{q} et \hat{p} de façon traditionnelle par

$$\langle q | \hat{q} | q' \rangle = q \langle q | q' \rangle \quad ; \quad \langle q | \hat{p} | q' \rangle = -\frac{i}{\hbar} \partial_q \langle q | q' \rangle \quad (20)$$

on peut associer à l'ensemble des nombres $\langle q t_b | q' t_a \rangle$ pour t_a et t_b fixés un opérateur $\hat{U}(t_b, t_a)$ de cet espace de Hilbert par la définition

$$\langle q | \hat{U}(t_b, t_a) | q' \rangle \equiv \langle q t_b | q' t_a \rangle \quad (21)$$

On peut facilement en vérifier quelques propriétés. En effet la définition (13) entraîne

$$\int dq'' \langle q t_b | q'' t_c \rangle \langle q'' t_c | q' t_a \rangle = \langle q t_b | q' t_a \rangle \quad (22)$$

(le fait qu'il y ait $N+1$ intégrales sur p et seulement N sur q dans (13) est ce qu'il faut remarquer pour faire la démonstration), on en déduit en utilisant (19) et (21)

$$\hat{U}(t_b, t_a) = \hat{U}(t_b, t_c) \hat{U}(t_c, t_a) \quad (23)$$

quelque soient t_a , t_b et t_c . De même la propriété évidente de (13)

$$\langle q t_b | q' t_a \rangle = \langle q' t_a | q t_b \rangle^* \quad (24)$$

se transcrit en

$$\hat{U}(t_b, t_a) = \hat{U}^+(t_a, t_b) \quad (25)$$

Pour montrer l'équivalence avec la théorie de Schrödinger il nous vérifie que l'opérateur $\hat{U}(t_b, t_a)$ défini par 21 est bien identique à l'opérateur d'évolution*

$$\exp\left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H}(t_b - t_a)\right) \quad (26)$$

où l'opérateur hamiltonien est défini par

$$\hat{H} \equiv \frac{\hat{p}^2}{2m} + V(\hat{q}) \quad (27)$$

On remarque d'abord que les éléments de matrice de \hat{H} s'écrivent

$$\langle q | \hat{H} | q' \rangle = \int \frac{dp}{2\pi\hbar} \left(\frac{p^2}{2m} + V(q) \right) e^{\frac{i}{\hbar} p(q-q')} = \int \frac{dp}{2\pi\hbar} H(q, p) e^{\frac{i}{\hbar} p(q-q')} \quad (28)$$

Par ailleurs, si ϵ est un infiniment petit, on a

$$\begin{aligned} \langle q | e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H}} | q' \rangle &= \langle q | 1 - \frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H} | q' \rangle + O(\epsilon^2) \\ &= \int \frac{dp}{2\pi\hbar} \left(1 - \frac{i\epsilon}{\hbar} H(q, p) \right) e^{\frac{i}{\hbar} p(q-q')} + O(\epsilon^2) \\ &= \int \frac{dp}{2\pi\hbar} \exp \frac{i}{\hbar} (p(q-q') - \epsilon H(q, p)) + O(\epsilon^2) \end{aligned} \quad (29)$$

d'après les définitions (13), (21) on aura

$$\begin{aligned} \langle q_b | \hat{U}(t_b, t_a) | q_a \rangle &= \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\epsilon = t_b - t_a}} \int \prod_{n=1}^N dq_n \left\{ \prod_{m=1}^{N+1} \int \frac{dp_m}{2\pi\hbar} e^{\frac{i}{\hbar} (p_m(q_n - q_{n-1}) - \epsilon H(q_n, p_m))} \right\} \\ &= \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\epsilon = t_b - t_a}} \int \prod_{n=1}^N dq_n \left\{ \prod_{m=1}^{N+1} \left(\langle q_m | e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H}} | q_{m-1} \rangle + O(\epsilon^2) \right) \right\} \\ &= \lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\epsilon = t_b - t_a}} \int \prod_{n=1}^N dq_n \left\{ \langle q_b | e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H}} | q_N \rangle \langle q_N | e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H}} | q_{N-1} \rangle \dots \langle q_2 | e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H}} | q_1 \rangle \langle q_1 | e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \hat{H}} | q_a \rangle + (N+1)O(\epsilon^2) \right\} \end{aligned} \quad (30)$$

Au passage à la limite le terme $(N+1)O(\epsilon^2)$ tend vers zéro, on peut alors le négliger et effectuer les intégrales sur q_n en utilisant (19), on trouve alors

* Pour simplifier, nous nous limiterons à des hamiltoniens indépendants du temps. Dans le cas contraire il faut faire attention à l'ordre des termes des produits apparaissant dans la formule (30).

$$\langle q_b | \hat{U}(t_b, t_a) | q_a \rangle = \langle q_b | \exp -\frac{i}{\hbar} \hat{H}(t_b, t_a) | q_a \rangle$$

qui est justement la propriété cherchée

5) APPLICATIONS DE LA METHODE DES INTEGRALES DE CHEMINS

Maintenant que nous avons vu que la théorie de Schrödinger et la méthode des intégrales de chemins décrivent la même physique on peut se demander quelles applications on peut faire de cette dernière formulation. On peut en distinguer trois types : celles où l'on calcule analytiquement l'intégrale de chemins, celles où l'on cherche à l'évaluer numériquement et enfin celles où on l'utilise comme point de départ pour des approximations.

a) Calcul analytique de l'intégrale de chemins

Le calcul exact des intégrales de chemins n'a pu être effectué que dans un nombre de cas très réduits bien inférieur à celui des problèmes résolus analytiquement au moyen de l'équation de Schrödinger. En dehors du problème de la particule libre et de l'oscillateur harmonique résolus par Feynmann dans son premier travail, on peut citer le puits carré infini à une dimension et le potentiel coulombien à trois dimensions. Le calcul pour des potentiels aussi simples que le puits infini à symétrie sphérique ou le puits carré unidimensionnel de profondeur finie n'a pas encore été réalisé. La quantité d'astuce qu'il a fallu mettre en oeuvre pour résoudre un problème aussi simple que le puits infini à une dimension, a d'ailleurs de quoi rendre circonspect quiconque aurait l'envie de s'attaquer à des cas plus compliqués.

b) Evolution numérique des intégrales de chemins

Si peu de chose peut être fait analytiquement qu'en est-il numériquement ? Là aussi rien n'est obtenu sans risque et sans peine.

Scher, Smith et Baranger¹⁰⁾ ont essayé de trouver les fonctions d'onde et les énergies dans un potentiel à une dimension en évaluant la transformée de Fourier de $\langle x_t | x'_0 \rangle$ calculée au moyen d'une intégrale de chemins. Ils se basent en effet sur l'écriture suivante de la probabilité de transition.

$$\langle x_t | x'_0 \rangle = \langle x | e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H} t} | x' \rangle = \sum_n \langle x | n \rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} \langle n | x' \rangle = \sum_n \Psi_n(x) \Psi_n^*(x') e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} \quad (31)$$

d'où l'on peut déduire

$$\lim_{\eta \rightarrow +0} \int_0^{\infty} dt e^{\frac{i}{\hbar} (E + i\eta)t} \langle x_t | x'_0 \rangle = \sum_n \frac{i \Psi_n(x) \Psi_n^*(x')}{E - E_n} \quad (32)$$

En étudiant la position des pôles et les résidus de la transformée de Fourier, on peut donc en principe avoir une connaissance complète de spectre et des états propres. Se tenant à la définition de l'intégrale de chemins Scher et ses collaborateurs ont construit l'intégrale pour une valeur assez grande de N en choisissant au hasard des chemins q_n et en ajoutant les contributions e^{iS} . Même après élimination des chemins oscillant trop violemment il n'a pas été possible d'obtenir des résultats sensés. La raison de cet échec tiend à ce que dans l'intégrale exacte

beaucoup des contributions de chemins tendent à s'annuler alors que cette annulation est inexacte pour des chemins choisis au hasard. Le fait que chacun des chemins apporte une contribution de module 1 n'est certainement pas étranger aux problèmes numériques rencontrés lors de ce travail.

Une façon plus efficace de procéder consiste à introduire un temps imaginaire et à calculer l'intégrale (15) qui prend alors la forme

$$\langle q - i\tau | q' \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta\tau}} \lim_{N \rightarrow \infty} \int \prod_{n=1}^N \frac{dq_n}{\sqrt{2\pi\Delta\tau}} e^{-\frac{i}{\hbar} \sum_i \left\{ \frac{m}{2} \left(\frac{q_i - q_{i-1}}{\Delta\tau} \right)^2 + V(q_i) \right\} \Delta\tau} \quad (33)$$

L'intégrale est alors définie positive (en fait dans ce cas l'intégrale de chemin est mathématiquement parfaitement définie) et beaucoup de trajectoires n'apportent que des contributions négligeables au résultat. On peut alors utiliser des techniques de Monte-Carlo en pondérant le choix des trajectoires au moyen du facteur de poids exponentiel contenu dans (33). Creutz et Freedman ont traité quelques problèmes simples à une dimension par cette méthode¹¹⁾. Ils évaluent pour de grandes valeurs de τ la quantité

$$\int dx \langle x - i\tau | x \rangle = \sum_n e^{-E_n \tau}$$

qui est alors dominée par l'état fondamental. Ils font ensuite un histogramme des points x_j de l'ensemble pour obtenir la fonction d'onde du fondamental. Le résultat correspondant est montré sur la figure 5. De même par le calcul de la quantité $\langle x(0), x(\tau) \rangle$ définie comme

$$\langle x(0), x(\tau) \rangle = \lim_{\tau_1 \rightarrow \infty} \int dx \langle x - i\tau_1 | x - i\tau \rangle \langle x - i\tau | x \rangle = \sum_n e^{-\frac{i}{\hbar} (E_n - E_0) \tau} \int dx |\psi_n(x)|^2 |\psi_0(x)|^2 \quad (34)$$

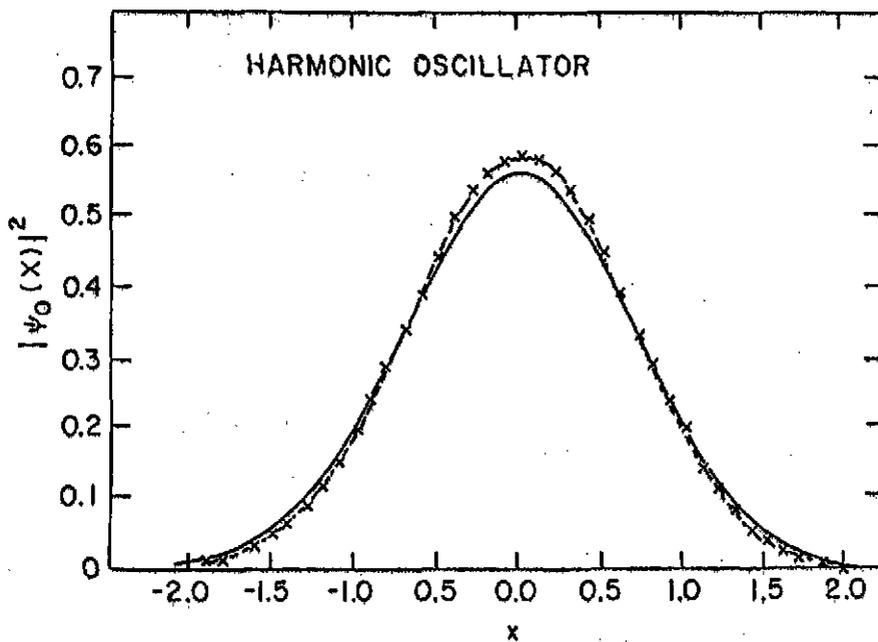


Figure 5 : Probabilité de présence pour l'état fondamental d'un oscillateur harmonique. Les croix indiquent les résultats du calcul de Monte-Carlo. Le résultat exact est donné par la courbe en trait plein.

qui pour τ grand est dominée par le facteur exponentiel $\exp -\frac{\tau}{\hbar} (E_1 - E_0)$ on peut obtenir une évaluation de la position du premier état excité. Sur la figure 6, on peut voir le résultat pour un potentiel d'oscillateur anharmonique $V(x) = \lambda (x^2 - f)^2$. Cette discussion montre donc

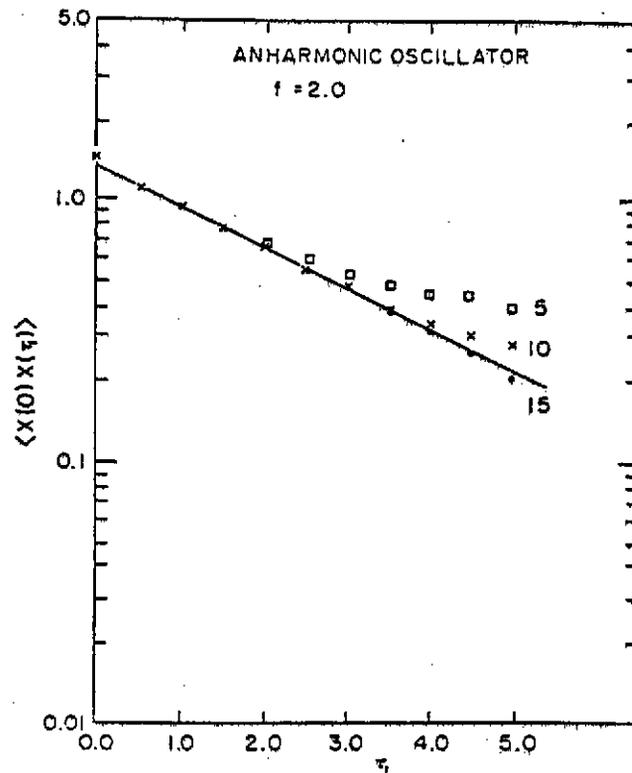


Figure 6 : Fonction de corrélation (voir texte) d'un oscillateur anharmonique portée en fonction du temps τ . La ligne en trait plein est le résultat attendu d'après un calcul exact de l'énergie du premier état excité. Les nombres et les symboles indiquent la valeur d'un paramètre de l'algorithme de Monte-Carlo.

que, manipulée correctement, l'intégrale de chemins peut fournir la solution complète d'un problème quantique. Cependant, en regard aux difficultés numériques à surmonter, ce n'est certainement pas une méthode d'avenir pour les problèmes à une ou peu de dimensions pour lesquels la résolution directe de l'équation de Schrödinger reste la méthode la plus simple.

c) L'approximation stationnaire

La forme même de l'intégrale de chemins (13) (18) suggère d'en explorer la limite classique par la méthode de la phase stationnaire. En effet, à l'exception du voisinage de la trajectoire classique qui extremise S on peut s'attendre à une annulation des contributions des chemins infiniment voisins. Partant de la formulation de Feynman (18), nous effectuons un développement de Taylor autour de la trajectoire classique en posant

$$q(t) = q_{st}(t) + \delta q(t) \quad ; \quad \delta q(t_a) = \delta q(t_b) = 0 \quad (35)$$

On obtient alors l'approximation suivante

$$\langle q(t_b) | q'(t_a) \rangle \approx e^{\frac{i}{\hbar} S_{st}(q, q', t_b, t_a)} \int \mathcal{D}q \, e^{\frac{i}{\hbar} \int_{t_a}^{t_b} dt dt' \delta q(t) \frac{\partial^2 S}{\partial q(t) \partial q(t')} \delta q(t')} \quad (36)$$

où nous avons introduit la "matricé" dérivée seconde de l'action calculée autour de la trajectoire classique, qui pour un hamiltonien de type (14) s'écrit

$$\frac{\partial^2 S}{\partial q(t) \partial q(t')} = -m \delta'(t-t') - \frac{\partial^2 V}{\partial q^2}(q_{st}(t)) \delta(t-t') \quad (37)$$

Démonstration :

$$S = \int_{t_a}^{t_b} dt \left[\frac{m}{2} \left(\frac{dq}{dt} \right)^2 - V(q) \right]$$

pour une variation $\delta q_1(t)$ satisfaisant la condition (35)

$$\delta S = \int_{t_a}^{t_b} dt \left(m \frac{dq}{dt} \frac{d\delta q}{dt} - \frac{\partial V}{\partial q} \delta q(t) \right) = - \int_{t_a}^{t_b} dt \left(m \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{\partial V}{\partial q} \right) \delta q(t)$$

si on effectue de plus une variation indépendante $\delta q_2(t)$, on aura

$$\delta S = - \int_{t_a}^{t_b} dt \delta q_1(t) \left(m \frac{d^2}{dt^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial q^2} \right) \delta q_2(t) \quad \text{qui peut alors s'écrire}$$

$$\delta S = \iint_{t_a}^{t_b} dt dt' \delta q_1(t) \frac{\partial^2 S}{\partial q(t) \partial q(t')} \delta q_2(t')$$

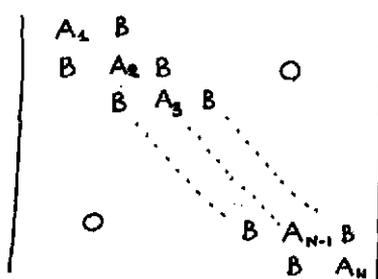
avec la définition (37) de la matricé dérivée seconde.

Si nous considérons maintenant la matricé à indice continue comme une matricé ordinaire, on pourra effectuer l'intégrale gaussienne. (Pour mieux voir de quoi il s'agit on peut revenir à une formulation discrétisée de l'intégrale de chemin

$$\frac{1}{A} \int \prod_{n=1}^N \frac{d(\delta q_n)}{A} \exp \frac{i}{\hbar \epsilon} \sum_{n,m=1}^N \delta q_n \epsilon^2 \frac{\partial^2 S_{st}(\eta, m)}{\partial q^2} \delta q_m \quad (38)$$

en considérant pour matricé $\epsilon^2 \frac{\partial^2 S_{st}(\eta, m)}{\partial q^2}$

une matricé tridiagonale du type



$$A_n = 2m - \epsilon^2 \frac{\partial^2 V}{\partial q^2}(q_{st}(t_a + n\epsilon))$$

$$B = -m$$

Pour cela on a utilisé l'approximation d'ordre 3 de l'opérateur dérivée seconde contenu dans 37, approximation qui serait d'ailleurs apparue par la variation directe de l'expression discrétisée de S dans la formule (15)), et trouver le résultat semi-classique

$$\langle q, t_b | q', t_a \rangle = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \det\left(\frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q^2}\right)}} \exp \frac{i}{\hbar} S_{st}(q, q', t_b, t_a) \quad (39)$$

On n'aurait guère progressé s'il n'existait un moyen simple d'évaluer le déterminant de la matrice infinie. On peut en effet montrer que celui-ci est relié à la dérivée seconde de l'action stationnaire par rapport aux valeurs initiales et finales des coordonnées de la trajectoire

$$1/\det\left(\frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q^2}\right) = -\frac{m}{p(t_a)p(t_b)} \frac{\partial E(q, q', t_b, t_a)}{\partial t_b} = -\frac{1}{m} \frac{\partial^2 S_{st}(q, q', t_b, t_a)}{\partial q \partial q'} \quad (40)$$

(La démonstration de cette propriété sera donnée ultérieurement). Compte tenu des propriétés (10) de l'action classique, nous aurons donc aussi

$$1/\det\left(\frac{\partial^2 S}{\partial q^2}\right) = -\frac{1}{m} \frac{\partial P_{st}(t_b)}{\partial q'}$$

qui nous donne l'expression particulièrement simple du résultat semi-classique

$$\langle q, t_b | q', t_a \rangle = \sqrt{\frac{i}{2\pi\hbar} \frac{\partial P_{st}(t_b)}{\partial q'}} e^{\frac{i}{\hbar} S_{st}(q, q', t_b, t_a)} \quad (41)$$

on voit donc que la probabilité d'observer le système au temps t_b sera proportionnelle à la racine carrée de la dérivée $\partial P_{st}(t_b)/\partial q'$. Celle-ci mesure la dispersion en impulsion finale des trajectoires classiques qui partant d'un point $q' + \Delta q'$ au temps t_a finissent au point q au temps t_b . Plus cette dispersion des impulsions finales (c'est-à-dire des trajectoires dans l'espace des phases au temps t_b (voir figure 7)) est importante plus la probabilité quantique sera grande

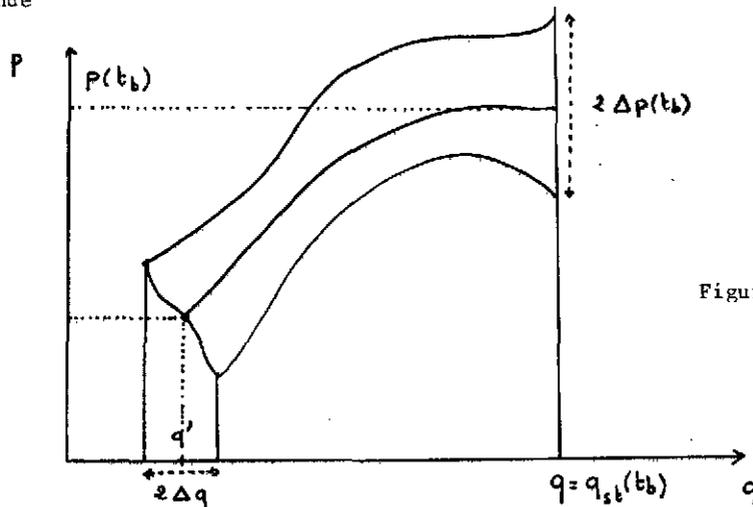


Figure 7

Il existe plusieurs démonstrations de cette formule. L'une d'entre elle particulièrement intéressante se trouve dans les articles de revue de Miller⁽¹²⁾ qui sont d'ailleurs une référence précieuse par bien d'autres aspects. Ici, je choisirai une démonstration qui prend pour point de départ la formulation discrétisée (38) de l'intégrale gaussienne. Après factorisation de la masse, nous devons évaluer le déterminant d'une matrice d'ordre N .

En effet (38) s'écrit :

$$\sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \varepsilon}} \int \prod \frac{dq_n}{\sqrt{\frac{2\pi\hbar i \varepsilon}{m}}} \exp \frac{i}{2\hbar} \sum_{n,m} \left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2 S}{\partial q^2}(n,m) \right) q_n q_m$$

Par la transformation unitaire qui diagonalise la matrice hermitienne, $\frac{\varepsilon^2}{m} \frac{\partial^2 S}{\partial q^2}(n,m)$, on se ramène à

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \varepsilon}} \prod_n \int \frac{dy}{\sqrt{\frac{2\pi\hbar i \varepsilon}{m}}} \exp(-\frac{m}{2\hbar i \varepsilon} \lambda_n y^2) &= \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \varepsilon}} \prod_n \int \frac{dy}{\sqrt{\pi}} \exp(-\lambda_n y^2) \\ &= \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \varepsilon}} \prod_n \int \frac{dy}{\sqrt{\pi \lambda_n}} \exp(-y^2) = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \varepsilon}} \prod_n \frac{1}{\sqrt{\lambda_n}} = \sqrt{\frac{m}{2\pi\hbar i \varepsilon}} \sqrt{\lim_{N \rightarrow \infty} \varepsilon \det M_N} \end{aligned}$$

où M_N est la matrice $\frac{\varepsilon^2}{m} \frac{\partial^2 S}{\partial q^2}$ qui s'écrit

$$M_N = \begin{pmatrix} 2 - \varepsilon^2 f(t_1) & -1 & & & \\ -1 & 2 - \varepsilon^2 f(t_2) & -1 & & \\ & \dots & \dots & \dots & \\ & & -1 & 2 - \varepsilon^2 f(t_{N-1}) & -1 \\ & & & -1 & 2 - \varepsilon^2 f(t_N) \end{pmatrix} \quad (42)$$

avec

$$f(t) = \frac{1}{m} \frac{\partial^2 V}{\partial q^2}(q_{st}(t)) \quad (43)$$

Nous allons calculer par récurrence ce déterminant. Si on dénote $D(t_k)$ le produit par ε du déterminant de la sous-matrice carrée obtenue en ne conservant que le bloc inférieur droit de la matrice M_N ayant $2 - \varepsilon^2 f(t_k)$ pour premier élément diagonal, on aura

$$D(t_N) = \varepsilon (2 - \varepsilon^2 f(t_N))$$

$$D(t_{N-1}) = (2 - \varepsilon^2 f(t_{N-1})) D(t_N) - \varepsilon$$

$$D(t_k) = (2 - \varepsilon^2 f(t_k)) D(t_{k+1}) - D(t_{k+2})$$

$$D(t_1) = \varepsilon \det M_N$$

on peut donc écrire l'équation aux différences

$$\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{D(t_{k+1}) - D(t_{k+2})}{\varepsilon} - \frac{D(t_{k+2}) - D(t_k)}{\varepsilon} \right) = -f(t_{k+1}) D(t_{k+1}) \quad (44)$$

$$\frac{D(t_N) - D(t_{N-1})}{\varepsilon} = -\frac{1}{\varepsilon} (1 - \varepsilon^2 f(t_{N-1})) D(t_N) + 1 \quad (45)$$

$$D(t_N) = \varepsilon - \varepsilon^3 f(t_N) \quad (46)$$

à la limite $\varepsilon \rightarrow 0$, $\varepsilon N = \text{constant}$ on a $D(t_N) \rightarrow D(t_b) = \mathcal{O}(\varepsilon)$;
 la quantité $-\frac{1}{\varepsilon} (1 - \varepsilon^2 f(t_{N-1})) D(t_N) + 1 = -(1 - \varepsilon^2 f(t_{N-1})) (\varepsilon - \varepsilon^3 f(t_N)) + 1$ tend vers
 $-1 + \mathcal{O}(\varepsilon)$ alors que le membre de gauche de (45) tend vers $\frac{d}{dt} D(t_b)$.
 Finalement la relation de récurrence (44) tend vers l'équation différentielle

$$\frac{d^2 D}{dt^2} = -f(t) D$$

On a donc ramené le calcul du déterminant de la matrice continue ou le calcul de $\lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\varepsilon = \text{const}}} \varepsilon \det M_N$
 à la résolution dans l'intervalle $[t_a, t_b]$ de l'équation différentielle

$$\frac{d^2 D}{dt^2} = -\frac{1}{m} \frac{\partial^2 V}{\partial q^2} (q_{st}(t)) D \quad (47)$$

pour les conditions initiales

$$D(t_b) = 0 \quad ; \quad \dot{D}(t_b) = -1 \quad (48)$$

La valeur recherchée est alors la valeur pour t_a de la solution de l'équation : $D(t_a)$.
 Il nous faut maintenant résoudre l'équation différentielle (47) avec les conditions aux limites (48). On vérifie immédiatement que la fonction

$$D_2(t) = \dot{q}_{st}(t) \quad (49)$$

satisfait à l'équation (47). En effet

$$\frac{d^2 D_2}{dt^2} = \frac{d}{dt} (\ddot{q}_{st}(t)) = \frac{d}{dt} \left(-\frac{1}{m} \frac{\partial^2 V}{\partial q^2} (q_{st}(t)) \right) = -\frac{1}{m} \frac{\partial^2 V}{\partial q^2} (q_{st}(t)) \dot{q}_{st}(t)$$

En utilisant la méthode de "variation des constantes", on trouve une solution indépendante sous la forme

$$D_2(t) = \dot{q}_{st} \int_0^t \frac{dt'}{\dot{q}_{st}^2(t')}$$

la solution générale est donc de la forme

$$D(t) = \dot{q}_{st} \left(\alpha + \beta \int_0^t \frac{dt'}{\dot{q}_{st}^2(t')} \right)$$

et il nous faut choisir α et β de façon à satisfaire (48). Le calcul de $\dot{D}(t)$

$$\dot{D}(t) = \ddot{q}_{st}(t) \left(\alpha + \beta \int_0^t \frac{dt'}{\dot{q}_{st}^2(t')} \right) + \frac{\beta}{\dot{q}_{st}(t)}$$

conduit à

$$\beta = -\dot{q}_{st}(t_b) \quad ; \quad \alpha = \dot{q}_{st}(t_b) \int_0^{t_b} \frac{dt'}{\dot{q}_{st}^2(t')} \quad (50)$$

On obtient donc pour $D(t)$ la forme plus compacte

$$D(t) = \dot{q}_{st}(t) \dot{q}_{st}(t_b) \int_t^{t_b} \frac{dt'}{\dot{q}_{st}(t')} \quad (51)$$

et pour la quantité qui nous intéresse la formule symétrique

$$\lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\varepsilon = t_b - t_a}} \varepsilon \det M_N = \dot{q}_{st}(t_a) \dot{q}_{st}(t_b) \int_{t_a}^{t_b} \frac{dt'}{\dot{q}_{st}(t')} \quad (52)$$

dans laquelle la fonction \dot{q} est évaluée le long de la trajectoire classique. Nous pourrions alors utiliser le résultat (11) (on a bien sûr $p = m\dot{q}$) pour démontrer la formule

$$\lim_{\substack{N \rightarrow \infty \\ N\varepsilon = t_b - t_a}} \varepsilon \det M_N = -m / \frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q_a \partial q_b} \quad (53)$$

d) Calcul approché du spectre au moyen de l'approximation de phase stationnaire

La même méthode permet aussi d'obtenir une estimation des énergies des états liés. Pour cela on considère la quantité (voir formule 32).

$$G(E) = \lim_{\eta \rightarrow +0} \int_0^{\infty} dt dq e^{\frac{i}{\hbar} (E + i\eta)t} \langle q_t | q_0 \rangle = \sum_n \frac{i\hbar}{E_n - E} \quad (54)$$

dont l'approximation stationnaire s'écrit (le facteur de convergence $\exp(-\eta t)$ sera désormais implicite)

$$G(E) \simeq \int_0^{\infty} dt e^{\frac{i}{\hbar} Et} \int dq \sum_{\substack{\text{chemins} \\ \text{classiques}}} \exp \frac{i}{\hbar} S_{st}(q, q, t, 0) \sqrt{\left. \frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q \partial q'} \right|_{q=q'}}$$

On remarque que les chemins classiques considérés dans la somme \sum sont ceux commençant au point q à l'origine des temps et finissant au même point au temps t . On réalise maintenant l'intégrale sur le temps par la méthode de la phase stationnaire c'est-à-dire que pour E et q donné, on recherche les solutions classiques satisfaisant à

$$\frac{\partial}{\partial t} (Et + S_{st}) = 0$$

soit

$$E = - \frac{\partial S_{st}}{\partial t} = H(q, q, t, 0)$$

Cette équation qui doit-être considérée comme une équation en t , nous indique que le temps mis à parcourir l'orbite doit-être choisi de façon à rendre l'énergie classique égale à E . La période t étant ainsi choisie $t \equiv t(E)$. Nous pouvons réaliser l'intégrale jusqu'au second ordre. Nous avons besoin de connaître la dérivée seconde $\partial^2 S_{st} / \partial t^2$ dont nous savons par (10) qu'elle vaut $-\partial E / \partial t$. Nous obtenons donc

$$G(E) = \int dq \sum_{\substack{\text{chemins} \\ \text{classiques}}} \left(\left(\frac{\partial^2 S_{st}}{\partial q \partial q'} \right)_{q=q'} \frac{\partial t}{\partial E} \right)^{1/2} e^{\frac{i}{\hbar} (Et(E) + S_{st}(q, q, t(E), 0))}$$

qui compte tenu de (51) devient

$$G(E) \approx \int dq \sum \frac{m}{\sqrt{p(a)p(b)}} e^{\frac{i}{\hbar} (Et(E) + S_{jt})} \quad (53)$$

Si nous utilisons une dernière fois l'approximation de la phase stationnaire pour réaliser l'intégrale sur q . Nous obtenons la condition

$$\frac{\partial S_{jt}}{\partial q} (q, q, t, 0) = 0$$

C'est-à-dire (on utilise une fois de plus les relations (10))

$$\left. \frac{\partial S_{jt}}{\partial q_a} \right|_{q_a=q} + \left. \frac{\partial S_{jt}}{\partial q_b} \right|_{q_b=q} = p(t) - p(0) = 0$$

Donc seules les orbites purement périodiques ($q(t) = q(0) = q$, $p(t) = p(0)$) d'énergie E sont à considérer. Celles-ci pourront être groupées en familles telles que dans chaque famille que l'on indexera par la lettre α , chaque orbite corresponde à une même orbite fondamentale parcourue un nombre entier de fois. Si on appelle

$$W_\alpha(E) = Et_\alpha(E) + S_{jt\alpha}(E) \quad (56)$$

la phase associée à l'orbite fondamentale de la famille α . On aura

$$G(E) \approx \sum_\alpha \sum_{n=1}^{\infty} N_\alpha(E) e^{\frac{i}{\hbar} n W_\alpha(E)} = \sum_\alpha \frac{N_\alpha(E)}{e^{\frac{i}{\hbar} W_\alpha(E)} - 1} \quad (57)$$

Dans le facteur $N_\alpha(E)$ se trouve inclu le facteur $2m \int dq/p = t_\alpha$ ainsi que les facteurs provenant de l'intégrale gaussienne. On voit donc qu'à l'approximation semi-classique les énergies propres du système qui d'après (54) sont les valeurs de E pour lesquelles $G(E)$ a un pôle sont aussi celles qui entraînent

$$W_\alpha(E) = 2n\pi \quad * \quad (58)$$

Compte tenu de la forme (9) de l'action on voit que cette condition peut aussi s'écrire

$$\oint_\alpha p dq = 2n\pi$$

On retrouve la formule de quantification de Bohr Sommerfeld. Pratiquement la méthode de calcul est la suivante. On cherche les trajectoires périodiques fondamentales en fonction de l'énergie E . On calcule les quantités $W_\alpha(E)$. On change ensuite l'énergie E jusqu'à ce que W_α croise un multiple de 2π . Pour des systèmes à une dimension, on retrouve ainsi l'approximation W.K.B. mais la formule (58) est applicable à des systèmes à plusieurs dimensions pour lesquels elle est non triviale tout en correspondant bien à l'intuition physique.

* Une analyse plus soignée aurait modifiée W_α en $W_\alpha + \pi$ pour tenir compte des réflexions qui ont lieu pour une trajectoire fermée.

e) Applications de la méthode de la phase stationnaire

Après cette longue discussion des méthodes de l'approximation stationnaire il est bon d'en montrer quelques applications. En dehors de nombreux travaux en chimie, il y a eu des applications en physique nucléaire pour traiter des problèmes de diffusion élastique ¹³⁾, d'excitation coulombienne ¹⁴⁾ ainsi que de fission induite par effet coulombien ¹⁵⁾. Le problème est plus complexe que ce que nous avons exposé car les variables q et p ne forment pas un couple de variables conjuguées satisfaisant pour décrire les états asymptotiques du système. Il vaut mieux choisir des coordonnées conjuguées du type action-angle (voir Ref.9) dont l'une d'entre elle possède une limite asymptotique que l'on puisse assimiler à un nombre quantique de niveau (l'énergie par exemple). Sur la figure 8, on peut voir des exemples de résultats pour les sections efficaces classiques de réactions par ions lourds. Dans le cas d'excitation coulombienne le système intrin-

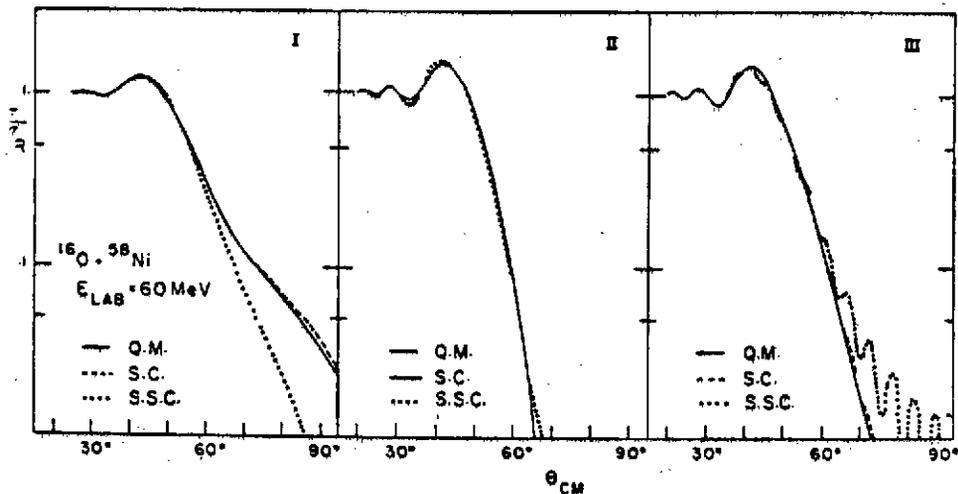


Figure 8 : Comparaison d'un calcul quantique exact (Q.M.) et d'un calcul semi-classique avec des trajectoires complexes (S.C.) (extrait de la référence 13).

sèque est décrit comme un ensemble de vibrateurs et de rotateurs et la trajectoire de l'ion incident peut-être décrite soit classiquement soit de façon semi-classique et couplée à l'excitation. La figure 9 montre une comparaison avec des calculs beaucoup plus complexes (et chers) de voies couplées. Enfin, je voudrais mentionner un exemple de calcul semi-classique de niveaux d'énergie pour un modèle à plusieurs particules. Il s'agit du modèle de Lipkin qui consiste en N particules qui peuvent chacune occuper un des deux niveaux indexés par $\sigma = \pm 1$

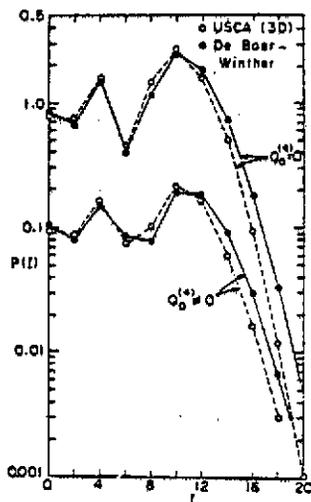


Figure 9 : Probabilité d'excitation coulombienne du niveau de spin I de la bande fondamentale de ^{238}U par de l' ^{40}Ar à $E_{\text{lab}} = 200$ MeV. USCA correspond à l'approximation semi-classique et De Boer et Winter correspond à un calcul quantique de type voies couplées. Q_4 est le moment hexadécapolaire de la bande (Ref 16).

et d'énergie $\sigma \varepsilon / 2$. De plus ces particules sont couplées par une interaction qui peut faire monter ou descendre des paires de nucléons. L'hamiltonien du problème peut s'écrire en seconde quantification sous la forme

$$\hat{H} = \frac{\varepsilon}{2} \sum_{n=1}^N \sum_{\sigma=\pm 1} \sigma a_{n\sigma}^+ a_{n\sigma} - \frac{V}{2} \sum_{n,n'+1}^N \sum_{\sigma,\sigma'=\pm 1} a_{n-\sigma}^+ a_{n'-\sigma'}^+ a_{n\sigma} a_{n'\sigma'} \quad (60)$$

Il est possible pour ce système de définir une action et donc utiliser les techniques semi-classiques indiquées précédemment. Sur la figure 10, on peut voir une comparaison des énergies semi-classiques obtenues par la relation 59 avec les énergies exactes pour différentes valeurs de l'intensité de l'interaction ($\tilde{\varepsilon}^{-1} = (N-1)V/\varepsilon$)¹⁶⁾

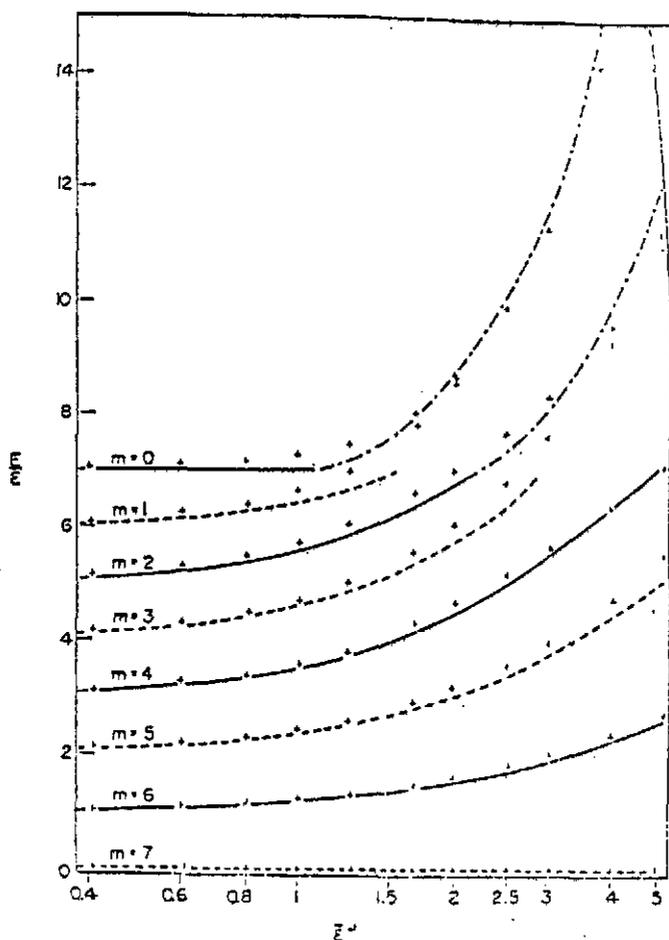


Figure 10 : Comparaison du spectre exact (croix) et de son approximation par la méthode de la phase stationnaire (courbes en trait plein, tiret et point tiret). La quantité $\tilde{\varepsilon}^{-1}$ mesure l'intensité de l'interaction à 2 corps (voir texte).

6) L'INTEGRALE DE CHEMINS POUR DES SYSTEMES A N CORPS

Nous avons vu que la méthode des intégrales de chemins peut-être considérée comme un outil pour l'étude d'un système quantique à une ou peu de dimensions. Cependant on ne peut manquer de comparer sa grande complexité à la relative simplicité de l'équation de Schrödinger tant en ce qui concerne la résolution analytique de problèmes "simples" que pour le traitement numérique de problèmes plus complexes. Toutefois dès que l'on s'intéresse à des problèmes à plusieurs

corps la compétition devient plus incertaine. Considérons en effet un système à A corps. Une fois éliminé le centre de masse, il nous reste un problème à $3(A-1)$ dimensions (on ne parle pas de spin). Si chaque coordonnée est décrite par une décomposition sur une base de dimension B, la fonction d'onde totale consiste en $B^{3(A-1)}$ nombres. Si on prend l'exemple de l'hélium $A = 4$ et d'une base constituée par un réseau dont le pas vaut 0.05fm et qui s'étend jusqu'à 4fm on aura $B = 80$ soit $80^9 \sim 10^{17}$. Dans la méthode de l'intégrale de chemin on va devoir considérer un ensemble de trajectoires qui, si l'algorithme de Monte-Carlo est bien choisi, sera de l'ordre de $C \sim 1000$. Chacune de ces trajectoires est alors définie par $3(A-1) \times N$ nombres (N est le nombre de pas en temps choisi lors de la discrétisation). Une valeur typique pour N sera 100. Le nombre total de chiffre à manipuler est alors $3(A-1)NC$. Même si l'on considère qu'il faut recommencer un nouveau calcul de Monte-Carlo pour chaque observable que l'on veut évaluer, il faudrait dans l'exemple ci-dessus être intéressé par 10^{11} observables pour rendre les deux méthodes compétitives.

Afin de traiter des problèmes à A corps sans avoir à calculer un trop grand nombre de trajectoires il faut prendre en compte la dépendance rapide du potentiel à deux corps et pour cela introduire dans l'algorithme de calcul une certaine connaissance du résultat final. Ceci peut-être réalisé par l'introduction d'une fonction d'onde d'essai $|\Psi\rangle$ qui soit une approximation raisonnable de celle du fondamental (fonction de Jastrow par exemple). On applique alors la technique des intégrales de chemin au calcul de la quantité

$$\frac{\langle H \Psi | \exp(-\tau H) | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \exp(-\tau H) | \Psi \rangle} \quad (61)$$

pour τ suffisamment grand. Le choix de la fonction $|\Psi\rangle$ n'influence pas le résultat mais seulement le temps de calcul. On peut d'ailleurs remarquer que si $|\Psi\rangle$ était justement état propre de H, la quantité ci-dessus (61) serait égale à l'énergie de cet état indépendamment des erreurs numériques effectuées dans le calcul du numérateur et du dénominateur (les mêmes trajectoires étant bien sûr utilisées lors de calcul). Il existe d'autres façons d'influencer le choix de la trajectoire de façon à accélérer les calculs, une des plus usitées est l'échantillonnage préférentiel (importance sampling¹⁷). Ces méthodes s'appliquent avec succès au calcul des énergies de liaison et d'observables pour des systèmes à peu de nucléons interagissant par des potentiels centraux comme le montrent les figures 11 et 12. Sur la figure 11, on peut voir l'énergie du fondamental de l'hélium 4 pour le potentiel de Malfliet-Tjon qui consiste en une somme de fonctions de Yukawa attractive et répulsive. Comparé à la valeur exacte (-28 MeV) le résultat est bon. On observe une relaxation très rapide ($\sim 10^{-23}$ s) du résultat vers la valeur exacte suivie d'un comportement oscillant autour de la valeur exacte. Ces fluctuations reflètent les erreurs statistiques de la méthode de Monte-Carlo et peuvent être réduits par une augmentation du nombre de trajectoires. Sur la figure 12, la densité calculée pour le même système et la même interaction est comparée à la densité exacte.

La méthode évoquée ci-dessus ne permet pourtant pas le calcul des fonctions d'ondes d'états excités (sauf si on connaît exactement les fonctions d'ondes des états d'énergie inférieure) ni (et c'est plus grave pour un physicien nucléaire) le traitement des systèmes de plusieurs fermions. La raison tiend à ce qu'il est impossible d'imposer dans l'intégrale de chemin écrite sous sa forme conventionnelle (33) une symétrie exacte comme la symétrie sphérique ou l'antisymétrie globale de la fonction d'onde. Pour la plupart des hamiltoniens la fonction d'onde symétrique du système de bosons possède une énergie inférieure à celle antisymétrique du système de fermions, c'est donc la première qui sera trouvée par la méthode de Monte-Carlo utilisant le

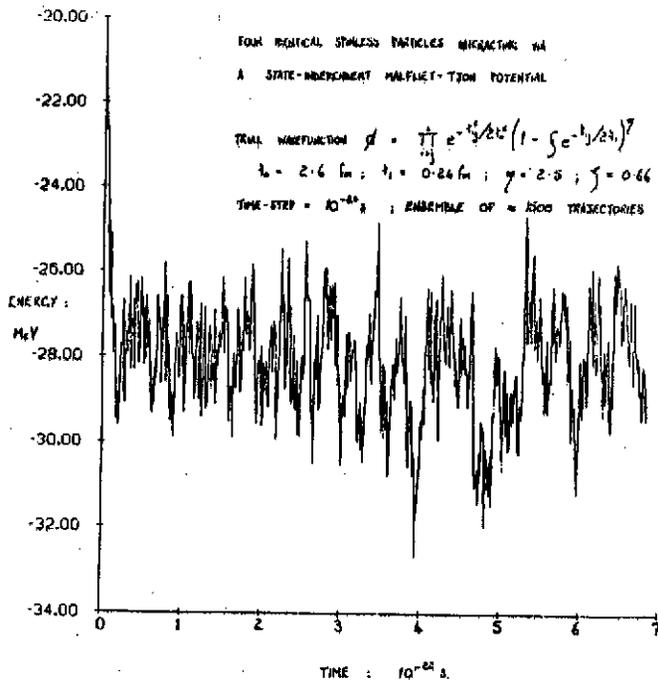


Figure 11 : Energie du noyau He^4 comme fonction de τ pour la fonction d'essai indiquée et le potentiel de Malfiet-Tjon.

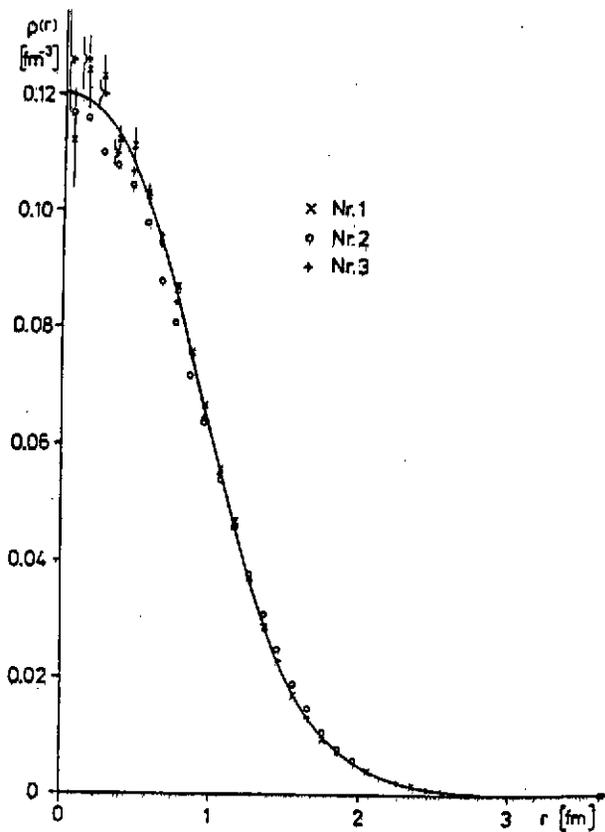


Figure 12 : Densité du noyau He^4 pour le potentiel de Malfiet-Tjon et divers choix d'algorithme de Monte-Carlo.

temps imaginaire. On a proposé de remédier à ce problème en choisissant une fonction d'essai $|\phi\rangle$ antisymétrique. Mais cette méthode à l'inconvénient d'imposer dès le départ la structure des noeuds. Par ailleurs, elle ne semble pas adaptée lorsque les particules se meuvent dans un espace à plusieurs dimensions. Il faut donc reformuler l'intégrale de chemin en termes de coordonnées contenant explicitement l'antisymétrie inhérente au problème. Parmi les deux types de méthodes proposées, je n'aborderai que celle qui fait du champ moyen la coordonnée sur laquelle est bâtie l'intégrale de chemin. Une autre méthode qui sert de base à des développements bosoniques s'applique à chercher un ensemble de coordonnées qui caractérise de façon univoque un point dans l'espace des déterminants de Slater et au moyen d'une décomposition de l'unité appropriée (analogue de 19) bâtissent la probabilité d'évolution comme un intégrale de chemin dans cet espace. Je renvoie aux références 17 et 18 le lecteur intéressé par cette approche.

7) L'INTEGRALE DE CHEMINS DANS L'ESPACE DES COORDONNEES DU CHAMP MOYEN

Dans ce chapitre, je décris une méthode proposée originellement par Stratonovitch ²⁰⁾ et reprise par Hubbard ²⁰⁾. Ce n'est certainement pas la seule méthode de ce type. A bien des égards elle n'est pas optimale car elle manque de souplesse et ne permet par exemple pas d'obtenir le champ moyen de Hartree-Fock ou de Hartree-Fock-Bogoliubov à l'approximation de la phase stationnaire ni de prendre en compte la notion d'interaction effective. Cependant, elle met en oeuvre de façon relativement compacte les techniques nécessaires à l'obtention de meilleures formulations dont la construction implique une discussion technique plus soignée mais relève du même esprit ²²⁾.

Deux idées sont à la base de la méthode. La première consiste à remarquer que la complexité du propagateur $\exp(-\frac{i}{\hbar} t \hat{H})$ est due à la présence du potentiel à deux corps dans l'hamiltonien \hat{H} . En effet, grâce aux connaissances acquises par moyen de calculs TDHF, on maîtrise la technologie nécessaire à l'utilisation de propagateurs du type $U_{\sigma}(t) = \exp(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' h(\sigma(t')))$ où $h(\sigma)$ est un opérateur à un corps (énergie cinétique plus potentielle associée au champ moyen σ). On va donc chercher à écrire le propagateur exact comme une intégrale de propagateurs à un corps sur toutes les histoires possibles du champ moyen. L'outil technique utilisé est la complétion quadratique de l'intégrale gaussienne qui s'écrit

$$e^{-\frac{i}{2} ax^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{\sqrt{\frac{2\pi i}{a}}} e^{ia\frac{y^2}{2}} e^{-iaxy} \quad (62)$$

On remarque que dans cette égalité nous avons remplacé l'exponentielle d'une quantité quadratique en x par l'intégrale sur y de l'exponentielle d'une quantité linéaire en x multipliée par la fonction de poids $\exp(-iax^2/2)$. On va donc écrire l'énergie potentielle à deux corps comme le carré d'un opérateur à un corps (x dans la formule 62) ce qui nous permettra d'utiliser la transformation 62 le rôle de y étant tenu par une quantité qui pourra alors s'assimiler à un champ moyen. Il y a une infinité de façon de réaliser l'écriture du potentiel à deux fermions comme le carré d'un opérateur à un corps. Aucune ne conduit à Hartree-Fock comme trajectoire stationnaire. Je choisirai donc celle qui à l'approximation de la phase stationnaire, donne le potentiel de Hartree ²³⁾ (plutôt que celui de Fock ou la moitié de Hartree-Fock par exemple).

Nous partons du hamiltonien

$$\hat{H} = \sum_{ij} T_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} a_i^\dagger a_k^\dagger a_l a_j \quad (63)$$

où $T_{ij} = \langle i | \hat{T} | j \rangle$ sont les éléments de matrice de l'énergie cinétique et $V_{ijkl} = \langle ik | \hat{V} | jl \rangle$ sont les éléments de matrice non antisymétrisés du potentiel. Compte tenu des règles d'anticommutation de Fermions, on peut aussi écrire \hat{H} sous la forme

$$\hat{H} = \sum_{ij} K_{ij} \hat{P}_{ij} + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} \hat{P}_{ij} \hat{P}_{kl} \quad (64)$$

avec

$$K_{ij} = T_{ij} + \frac{1}{2} \sum_k V_{ikhj} \quad (65)$$

et

$$\hat{P}_{ij} = a_i^\dagger a_j \quad (66)$$

Dans la formule (64) on a mis l'énergie potentielle sous forme quadratique en \hat{P}_{ij} . La formule (62) se généralise à une forme quadratique de dimension D :

$$\exp\left(-\frac{i\varepsilon}{2} \sum_{\alpha, \beta=1}^D a_{\alpha, \beta} x_\alpha x_\beta\right) = (\det a)^{1/2} \left(\int \frac{\prod dy_k}{\sqrt{2\pi i/\varepsilon}} \exp\left\{\frac{i\varepsilon}{2} \sum_{\alpha, \beta} a_{\alpha, \beta} (y_\alpha y_\beta - x_\alpha x_\beta)\right\} \right) \quad (67)$$

Nous pouvons donc l'utiliser pour notre construction. Le rôle des indices α et β de la formule 67 est tenu par les paires d'indices (ij) et (kl) et celui de la matrice $a_{\alpha, \beta} = a(ij)(kl)$ par V_{ijkl} . On arrive à

$$\exp\left(-\frac{i\varepsilon}{\hbar} \hat{H}\right) = \mathcal{N} \left(\int \prod_{(ij)} d\sigma_{ij} \exp\left\{\frac{i\varepsilon}{2} \sum_{ijkl} V_{ijkl} \sigma_{ij} \sigma_{kl}\right\} U_\sigma(\varepsilon) \right) \quad (68)$$

avec

$$U_\sigma(\varepsilon) = \exp\left(-\frac{i\varepsilon}{\hbar} \sum_{ij} h_{ij}(\sigma) \hat{P}_{ij}\right) \quad (69)$$

et

$$h_{ij}(\sigma) = K_{ij} + \sum_{kl} V_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (70)$$

En toute rigueur, nous avons triché en écrivant (68) car nous avons assimilé les opérateurs \hat{P}_{ij} aux nombres x_α de la formule 67, négligeant ainsi le fait qu'ils ne commutent pas. Cependant, une analyse soignée montre que l'erreur engendrée est d'ordre ε^2 et de même que lors de la dérivation de la formule (30) elle devient négligeable au passage $\varepsilon \rightarrow 0, N\varepsilon = \text{const}$. Le facteur de normalisation \mathcal{N} est celui qui assure que pour $\hat{H}=0$ on retrouve bien l'unité. Maintenant, il ne nous reste qu'à discrétiser le temps comme précédemment en intervalles de largeur ε , à réaliser la décomposition (68) pour chaque temps $t_n = n\varepsilon$, $n = 1-N$, et à "empiler" les propagateurs infinitésimaux ainsi obtenus. Le résultat s'écrit

$$\exp\left(-\frac{i t}{\hbar} \hat{H}\right) = \mathcal{D}^N \left(\prod_{(i,j)_n} d\sigma_{ij}(n) \exp \left\{ \frac{i \varepsilon}{2\hbar} \sum_{n=1}^N \sum_{ijkl} V_{ijkl} \sigma_{ij}(n) \sigma_{kl}(n) \right\} U_{\sigma}(t) \right) \quad (71)$$

avec

$$U_{\sigma}(t) = T \prod_{n=1}^N \exp \left(-\frac{i \varepsilon}{\hbar} \sum_{ij} h_{ij}(\sigma(n)) \hat{p}_{ij} \right) \quad (72)$$

où le symbole T rappelle que l'on doit respecter l'ordre dans le temps lorsque l'on effectue le produit (72). Une écriture commode (mais parfois dangereuse) de (71) (72) est

$$\exp\left(-\frac{i t}{\hbar} \hat{H}\right) = \int \mathcal{D}[\sigma] \exp \left\{ \frac{i}{2\hbar} \int_0^t dt (\sigma(t) \vee \sigma(t)) \right\} U_{\sigma}(t) \quad (73)$$

$$U_{\sigma}(t) = T \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt (h(t) \hat{p}) \right) \quad (74)$$

Maintenant que nous avons l'outil (71)-(74) voyons ce que nous pouvons en faire. L'utilisation analytique semblant improbable dans les cas d'intérêt, il reste soit le calcul numérique d'une intégrale utilisant le propagateur et bien sûr avec $t \rightarrow -i\tau$, soit la construction d'approximations.

La première application est précisément celle qui est actuellement tentée (sous cette forme ou des variantes) pour résoudre exactement le problème à N fermions. On remarque en effet que l'intégrale de chemin (71) tient compte à tout instant de l'antisymétrisation des fermions. La procédure de calcul consiste à choisir par des méthodes de type Monte-Carlo un ensemble de chemin $\sigma_{ij}(t_n)$ puis de calculer l'évolution d'une fonction d'essai $|\Psi\rangle$ par l'opérateur de type TDHF (72) (74). A chaque chemin correspondra un calcul de type TDHF (moins la selfconsistence car σ est donné à priori). C'est le prix à payer pour un résultat exact ; il est lourd mais cependant raisonnable par comparaison avec celui que requerraient des calculs exacts par la diagonalisation de matrices (dimension 10^{17}). Une autre difficulté viendra aussi de ce que la fonction d'essai $|\Psi\rangle$ (formule 6) devra probablement être choisie comme une somme de déterminants de Slater, si l'on veut tenir compte des effets des corrélations pour ne pas trop augmenter le nombre de trajectoires nécessaires au calcul.

8) UNE APPROXIMATION DE TYPE CHAMP MOYEN POUR LA MATRICE S

Dans ce chapitre, nous allons dériver une approximation de l'élément de matrice $\langle f | \exp\left(-\frac{i t}{\hbar} \hat{H}\right) | i \rangle$ entre deux états initial et final. Partant de 73 on écrit l'expression exacte

$$\langle f | e^{-\frac{i t}{\hbar} \hat{H}} | i \rangle = \int \mathcal{D}[\sigma] \exp \left(\frac{i}{2\hbar} \int_0^t dt (\sigma \vee \sigma) \right) \langle f | U_{\sigma}(t) | i \rangle = \int \mathcal{D}[\sigma] \exp \left(\frac{i}{\hbar} S(\sigma) \right) \quad (75)$$

dans laquelle on a introduit l'action

$$S(\sigma) = \frac{1}{2} \int_0^t dt \sum_{ijkl} V_{ijkl} \sigma_{ij}(t) \sigma_{kl}(t) - i \hbar \ln \langle f | U_{\sigma}(t) | i \rangle \quad (76)$$

On peut maintenant chercher le champ $\sigma_{ij}^{\circ}(t)$ qui rend l'action stationnaire. La variation s'effectue comme suit

$$\delta S = \int_0^t dt' \sum_{ijkl} V_{ijkl} \sigma_{ji}^{\circ}(t') \delta \sigma_{lk}^{\circ}(t') - i \hbar \frac{\delta \langle f | U_{\sigma} | i \rangle}{\langle f | U_{\sigma} | i \rangle} \quad (77)$$

et on a

$$\delta \langle f | U_{\sigma} | i \rangle = - \frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' \sum_{ijkl} V_{ijkl} \delta \sigma_{lk}^{\circ}(t') \langle f | U_{\sigma}(t, t') \hat{P}_{ij} U_{\sigma}(t', 0) | i \rangle \quad (78)$$

soit

$$\delta S = \int_0^t dt' \sum_{ijkl} V_{ijkl} \delta \sigma_{lk}^{\circ}(t') \left\{ \sigma_{ji}^{\circ}(t') - \frac{\langle f | U_{\sigma}(t, t') \hat{P}_{ij} U_{\sigma}(t', 0) | i \rangle}{\langle f | U_{\sigma}(t, 0) | i \rangle} \right\} \quad (79)$$

comme la variation $\delta \sigma_{lk}^{\circ}(t')$ est arbitraire on en déduit que l'accolade doit être nulle pour tous les indices ij (cela implique bien sûr qu'à V_{ijkl} corresponde une matrice a inversible. Le résultat s'écrit alors

$$\sigma_{ji}^{\circ}(t') = \frac{\langle f(t') | a_{ij}^{\dagger} | i(t') \rangle}{\langle f(t') | i(t') \rangle} \quad (80)$$

formule dans laquelle nous avons introduit la notation

$$\begin{aligned} |i(t')\rangle &= U_{\sigma^{\circ}}(t', 0) |i\rangle \\ |f(t')\rangle &= U_{\sigma^{\circ}}(t', t) |f\rangle \end{aligned} \quad (81)$$

La self consistance du problème se voit à ce que $\sigma^{\circ}(t')$ dépend des états $|i(t')\rangle, |f(t')\rangle$ qui sont eux mêmes obtenus au moyen d'opérateurs d'évolution $U_{\sigma^{\circ}}$ dépendant de $\sigma^{\circ}(U_{\sigma^{\circ}}(t', 0), U_{\sigma^{\circ}}(t', t))$. Une fois résolu le problème (80)-(81) par une généralisation des techniques numériques de TDHF on obtient une approximation de l'élément de matrice S

$$\langle f | U(t) | i \rangle \approx \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' \sum_{ijkl} V_{ijkl} \sigma_{lk}^{\circ}(t') \sigma_{ji}^{\circ}(t') \right\} \langle f | U_{\sigma^{\circ}}(t, 0) | i \rangle \quad (82)$$

Je ne discuterai pas ici diverses variantes ²⁴⁾ de l'approximation qui en particulier permettent de résoudre le problème de l'asymptoticité (que se passe-t-il quand l'intervalle $[0, t]$ est étendu à $]-\infty, \infty[$). Avant de présenter des résultats je mentionnerai seulement comment TDHF apparaît comme cas particulier des équations (80), (81). Ce sera le cas pour lequel $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont choisis comme des déterminants de Slater vérifiant $|i(t')\rangle \equiv |f(t')\rangle$. En d'autres termes, si partant d'un déterminant de Slater $|i\rangle$, on l'évoque par les équations TDHF "ordinaires" jusqu'au temps t et que l'on appelle $|f\rangle$ l'état obtenu, le champ moyen de TDHF sera solution des équations (80) (81) bâties sur les états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ ainsi définis

La première application des équations ci-dessus, a été faite pour le hamiltonien de Lipkin (50) en présence d'une perturbation à un corps dépendante du temps

$$V(t) = \exp(-t^2) \sum_{n10 \leq n1}^N (a_{n\sigma}^{\dagger} a_{n-\sigma} + \frac{\sigma}{2} a_{n\sigma}^{\dagger} a_{n\sigma}) \quad (83)$$

On calcule les transitions engendrées par cette perturbation du fondamental vers les états excités. La figure (13) montre trois comparaisons avec les résultats d'un calcul exact. La figure 14,

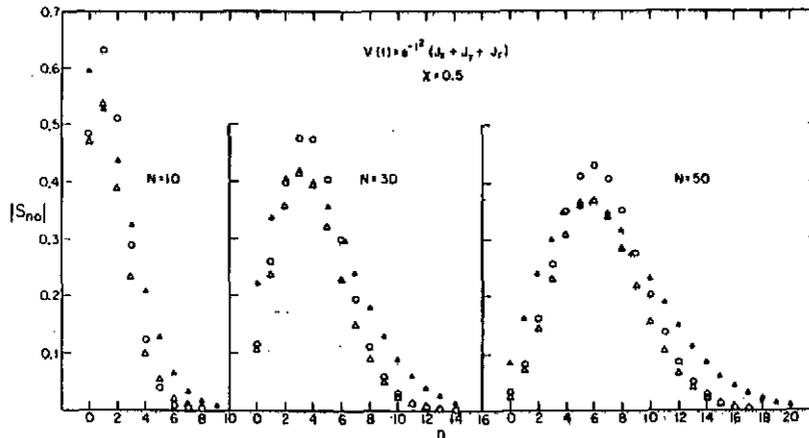


Figure 13 : Amplitude d'excitations S_{n0} pour le modèle de Lipkin en présence de champ extérieur (indiqué en haut de la figure). O-résultats exacts ; Δ approximation de champ moyen \blacktriangle -évolution par l'hamiltonien TDHF, Ref.24

se singularise dans cet exposé ; en effet elle montre une comparaison avec des résultats expérimentaux. Il s'agit d'expériences d'ionisation de l'Hélium par des protons²⁵⁾. Les mouvements des noyaux sont traités classiquement et ceux des électrons quantiquement. On constate que la méthode de champ moyen semi-classique pour la matrice S reproduit bien les données expérimentales. Les résultats d'un calcul utilisant une méthode traditionnelle en physique moléculaire donnent une idée de la difficulté qu'il y a à reproduire les données.

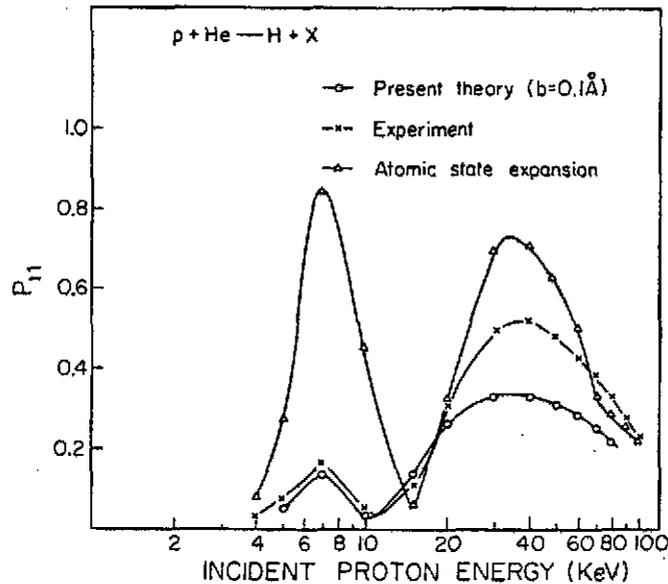


Figure 14 : Probabilité de transfert de charge inclusif dans la réaction atomique $p + He$; "present theory" indique le résultat de l'approximation de champ moyen.

9) CONCLUSION

Je pense avoir démontré que la méthode des intégrales de chemin est non seulement un outil conceptuel puissant mais encore qu'elle offre une des chances les plus prometteuses de calculer exactement les propriétés de l'état fondamental voire des premiers états excités du problème à

N corps. Par ailleurs elle se prête naturellement à des approximations basées sur la méthode de la phase stationnaire. Ces approximations fournissent souvent une bonne reproduction des données expérimentales. De plus (je n'ai pas discuté ce point) elles constituent la base de départ d'un traitement perturbatif du problème quantique autour de la solution classique.

LECON III

UN PRINCIPE VARIATIONNEL POUR LA MESURE DE LA VALEUR MOYENNE D'UNE OBSERVABLE ET DE SA DISPERSION

1) CARACTERISTIQUES GENERALES DU PRINCIPE VARIATIONNEL

Dans cette leçon, je présenterai un principe variationnel adapté à la description de processus de mesure d'une observable sur un système préparé antérieurement.²⁴⁾ J'en décrirai ensuite une modification qui aura pour but d'adapter le principe à la détermination de la dispersion des résultats de la mesure d'une observable. La motivation de cet effort tient à une remarque de la leçon I affirmant que TDHF n'est pas adapté au calcul de dispersions. Il s'agit donc de remédier à ce défaut tout en conservant des équations assez simples pour être résolues. Deux constatations déduites de l'expérience sont à cet égard encourageantes. On remarque d'abord qu'un grand nombre de données peuvent s'expliquer au moyen de modèles qui utilisent la notion de température. Celle-ci est absente de TDHF mais il est possible de l'inclure dans une théorie de type champ moyen. Pour ce faire on peut décrire le système par une matrice densité non corrélée $\exp(\sum_j R_{ij} a_j^\dagger a_j)$ et si la notion de température T a un sens on aura de plus $R_{ij} = \frac{1}{kT} h_{ij}$ où h est l'hamiltonien à un corps. L'autre constatation concerne les observables mesurées dans les expériences : ce sont presque exclusivement des observables à un corps (énergie cinétique = impulsion, angle, nombre de masse ou de charge). Bien que la mesure de la dispersion d'une observable à 1 corps s'apparente à celle d'un opérateur à 2 corps le problème est toutefois plus simple puisque le nombre de degrés de liberté reste égal au nombre d'éléments de matrice de l'opérateur à 1 corps. Quand on étudie une dispersion on doit donc s'attendre à des équations plus complexes que pour une valeur moyenne, mais pas à une augmentation de la taille de l'espace dans lequel les équations doivent être résolues. En d'autres termes, la matrice densité à un corps (quantité à 2 indices Leçon I formule 3) reste l'objet fondamental de notre étude alors même qu'on ne peut plus lui associer une fonction de déterminant de Slater

Avant de dériver les équations de type champ moyen, nous allons présenter et étudier le principe variationnel qui sera à leur origine. On peut établir un certain nombre de critères que devrait satisfaire un principe adapté à la mesure d'une observable

- 1) La description quantique d'un processus de mesure implique deux objets mathématiques : un opérateur correspondant à l'observable et une matrice densité qui décrit le système*. L'emploi d'un opérateur et d'une matrice densité comme quantités variationnelles apparaît donc comme une exigence naturelle.
- 2) Dans une expérience, on prépare le système à un instant initial t_i . Sa matrice densité D est parfaitement spécifiée à cet instant. Si on dénote $\mathcal{D}(t)$ la matrice densité d'essai de principe celle-ci doit donc satisfaire à la condition

* Le choix d'une matrice densité semble préférable à celui d'une fonction d'onde (qu'il englobe d'ailleurs) car il permet une description cohérente de problèmes comme celui de la mesure successive de deux observables quand on n'observe pas le résultat de la première mesure.

$$\mathcal{D}(t_i) = \mathcal{D} \quad (1)$$

La matrice densité exacte \mathcal{D} évolue ultérieurement selon l'équation de Von Neuman

$$i \hbar \dot{\mathcal{D}}(t) = [H, \mathcal{D}] \quad (2)$$

jusqu'à un temps final $t_f > t_i$. A cet instant on effectue un processus de mesure au moyen d'un appareillage que l'on décrit par un opérateur A . Si on dénote $\mathcal{A}(t)$ l'opérateur variationnel du principe et on devra donc avoir

$$\mathcal{A}(t_f) = A \quad (3)$$

En d'autres termes une variation de \mathcal{A} et \mathcal{D} compatible avec la nature du processus de mesure doit satisfaire

$$\delta \mathcal{D} \Big|_{t_i} = 0 \quad \delta \mathcal{A} \Big|_{t_f} = 0 \quad (4)$$

3) L'utilité d'un principe variationnel se manifeste surtout quand on l'utilise dans le cadre d'une approximation (dans un espace variationnel réduit). Cependant pour qu'il ait quelque chance de décrire correctement le processus d'une mesure il se doit de conduire aux équations exactes du mouvement (Schroedinger) pour la variation la plus générale de \mathcal{D} et de \mathcal{A} .

4) Il apparaît finalement souhaitable que la valeur stationnaire de l'action possède un sens physique et plus précisément celui de la quantité même pour l'évaluation de laquelle le principe est construit : le résultat de la mesure. On peut remarquer que cette exigence satisfaite en mécanique et optique géométrique, ne l'est pas par le principe de Schroedinger mentionné dans la leçon I. On vérifie facilement que dans ce dernier cas l'insertion des solutions du problème (aussi bien dans le cas exact que dans l'application à TDHF) conduit à une action stationnaire nulle.

2) PRINCIPE VARIATIONNEL POUR LA VALEUR MOYENNE D'UN OBSERVABLES-EQUATIONS-SYMETRIES

Nous allons vérifier que les critères énoncés ci-dessus sont bien satisfaits par l'action S_1 suivante,

$$S_1 = \frac{\text{Tr} \mathcal{A} \mathcal{D}}{\text{Tr} \mathcal{D}} \Big|_{t_i} - \int_{t_i}^{t_f} dt \text{Tr} \mathcal{A} \left(\frac{d}{dt} \frac{\mathcal{D}}{\text{Tr} \mathcal{D}} + i [H, \frac{\mathcal{D}}{\text{Tr} \mathcal{D}}] \right) \quad (5)$$

quand les variations de \mathcal{A} et \mathcal{D} sont contraintes par

$$\delta \mathcal{A} \Big|_{t_f} = 0 \quad \delta \mathcal{D} \Big|_{t_i} = 0 \quad (6)$$

Dans l'équation (5) H est l'hamiltonien (quantique) et Tr signifie que l'on calcule la trace dans l'espace complet (espace de Fock) des états à 1, 2, ... n particules dans lequel \mathcal{A} et \mathcal{D} agissent. Derrière la complexité apparente de l'action (5) on reconnaît une structure proche de celle de l'action classique (Leçon II formule 9) \mathcal{A} jouant le rôle d'impulsion et $\mathcal{D}/\text{Tr} \mathcal{D}$ celui de coordonnée. Le contre terme final résulte des conditions (6). Un tel contre terme apparaîtrait aussi dans le principe de Hamilton pour des conditions aux limites mixtes $(q(t_i), p(t_f))$. Il est commode d'introduire la notation

$$\tilde{\mathcal{D}} = \mathcal{D} / \tau \cdot \mathcal{D} \quad (7)$$

La variation de \mathcal{A} et \mathcal{D} dans un espace variationnel qu'il n'est pas besoin de préciser pour l'instant, conduit alors aux équations

$$\text{Tr} \delta \mathcal{A} \left(\frac{d\tilde{\mathcal{D}}}{dt} + i [\mathcal{H}, \tilde{\mathcal{D}}] \right) = 0 \quad (8a)$$

$$\text{Tr} \delta \mathcal{D} \left\{ \frac{d\mathcal{A}}{dt} + i [\mathcal{H}, \mathcal{A}] - \text{Tr} \left(\tilde{\mathcal{D}} \left(\frac{d\mathcal{A}}{dt} + i [\mathcal{H}, \mathcal{A}] \right) \right) \right\} = 0 \quad (8b)$$

On peut aussi écrire ces équations sous la forme

$$\begin{aligned} \delta_{\mathcal{A}} \text{Tr} \mathcal{A} \left(\frac{d\tilde{\mathcal{D}}}{dt} + i [\mathcal{H}, \tilde{\mathcal{D}}] \right) &= 0 \\ \delta_{\mathcal{D}} \text{Tr} \tilde{\mathcal{D}} \left(\frac{d\mathcal{A}}{dt} + i [\mathcal{H}, \mathcal{A}] \right) &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

où les symboles $\delta_{\mathcal{A}}$, $\delta_{\mathcal{D}}$ signifient que les quantités auxquelles ils s'appliquent doivent être variées par rapport aux seuls coefficients définissant \mathcal{A} ou \mathcal{D} . On peut remarquer que pour des espaces variationnels arbitraires de \mathcal{A} et \mathcal{D} , rien ne garantit a priori l'existence de solutions aux équations (8)(9). Il sera donc toujours nécessaire de la vérifier. Nous supposons désormais que tel est bien le cas.

Les équations variationnelles ci-dessus ont un certain nombre de propriétés que nous allons maintenant passer en revue. Tout d'abord nous allons chercher un espace variationnel qui garantisse la propriété 4) mentionnée dans le chapitre précédent (l'action stationnaire S_1 est égale à la valeur moyenne de l'observable A mesurée au temps t_f^*). On constate que si l'espace où évolue \mathcal{A} est tel que des variations $\delta \mathcal{A}$ proportionnelles à \mathcal{A} sont permises l'équation (8) devient

$$\text{Tr} \mathcal{A} \left(\frac{d\tilde{\mathcal{D}}}{dt} + i [\mathcal{H}, \tilde{\mathcal{D}}] \right) = 0 \quad (10)$$

Revenant alors à la définition de l'action on trouve

$$S_1(\text{stationnaire}) = \text{Tr} \mathcal{A} \tilde{\mathcal{D}} \Big|_{t_f} = \text{Tr} A \tilde{\mathcal{D}} \Big|_{t_f} \quad (11)$$

qui est ce que nous souhaitons. Nous supposons désormais que tous les espaces variationnels choisis pour \mathcal{A} permettent des variations infinitésimales $\delta \mathcal{A} \propto \mathcal{A}$. Il est facile de voir que les espaces variationnels les plus intéressants (opérateurs à un ou plusieurs corps) sont de ce type.

Nous devons aussi vérifier le point 3) de l'introduction en étudiant la variation la plus générale de \mathcal{A} et \mathcal{D} . L'équation 8a conduit bien à l'équation d'évolution exacte pour la densité normalisée

$$\frac{d\tilde{\mathcal{D}}}{dt} + i [\mathcal{H}, \tilde{\mathcal{D}}] = 0 \quad (12)$$

On remarque que par suite de l'invariance de l'action vis à vis de la transformation de jauge

*Si l'espace variationnel de \mathcal{A} ou \mathcal{D} est restreint il ne pourra bien sûr s'agir que d'une approximation de la valeur moyenne mesurée. Il n'y a pas de miracle !

$$\mathcal{D}(t) \rightarrow \exp f(t) \cdot \mathcal{D}(t) \quad f(t_i) = 0 \quad (13)$$

nous n'avons aucune information sur l'évolution de la norme de \mathcal{D} (la fonction de partition $Z = \text{Tr} \mathcal{D}$) mais bien sûr cette incertitude n'affecte pas l'action, donc le résultat de la mesure. En introduisant la notation

$$\tilde{\mathcal{A}} = \mathcal{A} - \text{Tr} \mathcal{A} \tilde{\mathcal{D}} \quad (14)$$

nous dérivons de l'équation (8b) l'équation d'évolution pour

$$\frac{d\tilde{\mathcal{A}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{A}}] = 0 \quad (15)$$

Cette équation nous montre, qu'à une constante près, l'évolution temporelle de \mathcal{A} est celle dictée par l'équation de Schrödinger. On peut remarquer que $\mathcal{A}(t)$ ne doit pas être identifiée avec un opérateur de la représentation de Schroedinger (qui est constant). Si on l'écrit plutôt sous la forme $\mathcal{A}(t_f, t)$ on constate qu'il obéit à l'équation de Heisenberg vis à vis du temps t_f et à celle de Schroedinger vis à vis du temps t . Le fait que \mathcal{A} ne soit connu qu'à une constante près n'affecte bien sûr pas le résultat de la mesure car au temps t_f justement on a une connaissance complète de $\mathcal{A}(t_f) \equiv A$. On peut relier cette indétermination de \mathcal{A} à une autre symétrie de jauge de l'action

$$\mathcal{A}(t) \rightarrow \mathcal{A}(t) + g(t) \quad g(t_f) = 0 \quad (16)$$

où $g(t)$ est une fonction (un \mathbb{C} nombre) arbitraire. Le moyen le plus simple de l'éliminer consiste à imposer

$$\frac{d}{dt} \text{Tr} \mathcal{A} \tilde{\mathcal{D}} = 0 \quad (17)$$

L'équation (15) devient alors l'équation exacte

$$\frac{d\mathcal{A}}{dt} + i [H, \mathcal{A}] = 0$$

On peut enfin mentionner que quelques soient les espaces variationnels de \mathcal{A} et \mathcal{D} , il existe un invariant associé à l'invariance de l'action par translation dans le temps. Pour dériver cet invariant le plus simple est de considérer les équations 8a, 8b pour les variations

$$\delta \mathcal{A} = \frac{d\delta \mathcal{A}}{dt} \delta t \quad \delta \mathcal{D} = \frac{d\delta \mathcal{D}}{dt} \delta t \quad (18)$$

qui caractérisent l'évolution le long de la trajectoire. Une simple soustraction montre alors que la quantité

$$\mathcal{E}_1 = -i \text{Tr} \mathcal{A} [H, \tilde{\mathcal{D}}] \quad (19)$$

se conserve lors de l'évolution. On peut d'ailleurs remarquer que l'analogie de l'action S_1 avec celle du principe de Hamilton met justement \mathcal{E}_1 en correspondance avec le hamiltonien classique.

3) MODIFICATION DU PRINCIPE POUR LE CALCUL DES DISPERSIONS

Pour un choix donné des espaces variationnels de \mathcal{A} et \mathcal{D} nous avons déterminé une réponse "optimale" au problème de la mesure au temps t_f de la valeur moyenne $\langle A \rangle$ et nous avons vérifié

que

$$S_1(\text{stationnaire}) = \langle A \rangle \quad (20)$$

Dans une étape ultérieure nous voudrions utiliser les mêmes espaces pour obtenir une valeur optimale de la dispersion Δ de l'opérateur A au même temps t_f autour de $\langle A \rangle$. Pour ce faire nous considérons l'action

$$S_2 = \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \tilde{\mathcal{Q}} \Big|_{t_i}^{t_f} - \int_{t_i}^{t_f} dt \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) \quad (21)$$

où $\tilde{\mathcal{Q}}$ et $\tilde{\mathcal{A}}$ sont définis par les formules (7) et (14). Les équations du mouvement s'obtiennent en rendant stationnaire S_2 pour des variations $\delta \mathcal{A}$, $\delta \mathcal{Q}$ soumises aux contraintes (en plus bien sûr de celles que leur imposent leurs espaces variationnels respectifs).

$$\delta \mathcal{A} \Big|_{t_f} = 0 \quad \delta \mathcal{Q} \Big|_{t_i} = 0 \quad (22)$$

La variation quoique plus pénible se fait comme dans le chapitre précédent. On obtient alors les équations

$$\begin{aligned} \delta \mathcal{A} \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) &= 0 \\ \delta \mathcal{Q} \text{Tr} \tilde{\mathcal{Q}} \left(\frac{d\tilde{\mathcal{A}}^2}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{A}}^2] \right) &= 0 \end{aligned} \quad (23)$$

Si on veut mettre en évidence plus directement les variations $\delta \mathcal{A}$ et $\delta \mathcal{Q}$ on peut récrire les équations (23) sous la forme

$$\text{Tr} \delta \mathcal{A} \left[\left\{ \mathcal{A}, \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) \right\}_+ - \tilde{\mathcal{Q}} \left(\text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) \right) - \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \tilde{\mathcal{Q}} \right] = 0 \quad (24)$$

$$\text{Tr} \left(\delta \mathcal{Q} - \tilde{\mathcal{Q}} \text{Tr}(\delta \mathcal{Q}) \right) \left[\frac{d\tilde{\mathcal{A}}^2}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{A}}^2] + \tilde{\mathcal{A}}^2 \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}} \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) \right] = 0 \quad (25)$$

(l'accolade avec un signe + indique un anticommutateur).

On vérifie aisément que le choix d'un espace permettant la solution $\delta \mathcal{A} = \mathcal{A}$ entraîne

$$\text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \left(\frac{d\tilde{\mathcal{Q}}}{dt} + i [H, \tilde{\mathcal{Q}}] \right) = 0 \quad (26)$$

qui a pour conséquence

$$S_2(\text{stationnaire}) = \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 \tilde{\mathcal{Q}} \Big|_{t_i}^{t_f} = \Delta \quad (27)$$

De même on trouve un invariant associé à l'invariance de l'action S_2 par translation temporelle

$$\mathcal{E}_2 = \text{Tr} \tilde{\mathcal{A}}^2 [H, \tilde{\mathcal{Q}}]$$

La variation la plus générale de \mathcal{A} et \mathcal{Q} conduit à des équations dont il est aisé de voir qu'elles sont satisfaites par les équations exactes du mouvement.

4) APPLICATION AU CALCUL DE LA VALEUR MOYENNE ET DE LA DISPERSION DES MESURES D'UN OBSERVABLE
A UN CORPS

Après avoir étudié les caractéristiques générales des équations associées aux actions et nous allons considérer le cas particulier où $\mathcal{A}(t)$ (donc A) ne peut varier que dans l'espace des opérateurs à un corps

$$\mathcal{A} = \frac{a}{i} + \sum_{ij} B_{ij} a_i^\dagger a_j \quad (28)$$

Dans la définition (28) on voit apparaître les paramètres qui définissent \mathcal{A} c'est à dire le nombre a et les éléments de la matrice $\{B_{ij}\}$

Pour l'espace variationnel de \mathcal{D} nous choisissons celui des matrices densité non corrélées

$$\mathcal{D} = p \exp \sum_{ij} R_{ij} a_i^\dagger a_j \quad (29)$$

qui ainsi qu'il a été mentionné dans l'introduction peut, entre autres, décrire un système de nucléons placés dans un champ moyen à une température donnée.

Dans la définition (29) p et $\{R_{ij}\}$ sont les paramètres qui définissent \mathcal{D} . En fait toute matrice densité de ce type peut être mise en correspondance univoque avec l'ensemble de nombres constitué par la fonction de partition Z et la matrice densité $\{\rho_{ij}\}$ défini par

$$\text{Tr } \mathcal{D} = Z \quad (30)$$

$$\text{Tr } (a_j^\dagger a_i \mathcal{D}) / Z = \rho_{ij} = \frac{1}{i} (\delta_{ij} + M_{ij}) \quad (31)$$

Pour des raisons de commodité ce sont les nombres Z et $\{M_{ij}\}$ que nous utiliserons comme paramètres variationnels plutôt que les quantités p et $\{R_{ij}\}$ auxquelles ils peuvent aisément être reliés.

a) Equation du mouvement pour la mesure de la valeur moyenne = TDHF

Considérons d'abord les équations associées à S_1 . Pour les dériver à partir de (9) il nous faut préalablement calculer $\text{Tr } \mathcal{A} \frac{d\tilde{\mathcal{D}}}{dt}$, $\text{Tr } \tilde{\mathcal{D}} \frac{d\mathcal{A}}{dt}$ et $\text{Tr } \mathcal{A} [H, \mathcal{D}]$. Ceci peut se faire au moyen du théorème de Wick et on obtient

$$\begin{aligned} \text{Tr } \mathcal{A} \frac{d\tilde{\mathcal{D}}}{dt} &= \frac{1}{i} \text{tr } B \dot{M} \\ \text{Tr } \tilde{\mathcal{D}} \frac{d\mathcal{A}}{dt} &= \frac{1}{i} (\dot{a} + \text{tr } \dot{B} (1+M)) \end{aligned} \quad (32)$$

Dans les équations (32) nous avons introduit la notation tr pour indiquer une trace dans l'espace à un corps par opposition avec le symbole Tr pour trace dans l'espace de Fock. Si pour Hamiltonien \hat{H} nous adoptons

$$\hat{H} = \sum_{ij} T_{ij} a_i^\dagger a_j + \frac{1}{4} \sum_{ijkl} \tilde{V}_{ijkl} a_i^\dagger a_j^\dagger a_l a_k \quad (33)$$

la quasi énergie s'écrit

$$\mathcal{E}_1 = -i \text{Tr } \mathcal{A} [H, \tilde{\mathcal{D}}] = -\frac{i}{2} \text{tr } B [\mathcal{h}, M] \quad (34)$$

l'hamiltonien \mathcal{h} étant celui de Hartree-Fock

$$h_{ij} = T_{ij} + \frac{1}{\epsilon} \sum_{k\ell} \tilde{V}_{ikj\ell} (1+M)_{\ell k} \quad (35)$$

Afin de condenser les formules il est commode d'introduire la notation

$${}^{tr}V_{ij}^c = \sum_{k\ell} \tilde{V}_{ikj\ell} C_{k\ell} \quad (36)$$

de sorte que l'opérateur (matrice) h prend la forme

$$h = T + \frac{1}{\epsilon} {}^{tr}V^{(1+M)} \quad (37)$$

Nous pouvons maintenant effectuer les variations sachant que $\delta \alpha$ symbolise $\delta \alpha_{ij}$ et $\{\delta \beta_{ij}\}$. De même à $\delta \mathcal{O}$ correspondent les variations δZ et $\{\delta M_{ij}\}$. Les variations par rapport à α et Z conduisent à deux identités $0=0$. Ceci est une conséquence des invariances de jauge (13) et (16) qui sont encore vérifiées dans les espaces variationnels restreints de α et \mathcal{O} définis par (28) et (29). Les autres variations conduisent au système d'équations matricielles

$$\dot{M} + i [h, M] = 0 \quad (38a)$$

$$\dot{B} + i [h, B] + i t = 0 \quad (38b)$$

avec l'apparition d'un nouveau champ moyen

$$t = \frac{1}{\epsilon} {}^{tr}V^{[B, M]} \quad (39)$$

Les équations (38) appellent quelques remarques. On doit en général s'attendre à obtenir des équations couplées pour le mouvement de α et \mathcal{O} (sauf bien sûr pour la variation la plus générale qui conduit aux équations exactes). Le sens d'un tel couplage est clair : quand on cherche à utiliser un espace variationnel restreint pour obtenir la description optimale d'une mesure, l'évolution temporelle du système se trouve influencée par l'observable qu'on mesure. En d'autres termes cette évolution cesse d'avoir un sens physique intrinsèque. Seule compte la quantité (le chiffre) qu'on optimise c'est à dire la valeur stationnaire de l'action $\langle A \rangle$ ou Δ .

La première équation du système (38) apparaît de ce point de vue remarquable. En effet on constate que l'évolution de M (donc de \mathcal{O}) qui est justement celle de TDHF est indépendante de l'évolution de B . On peut donc dire que TDHF représente l'évolution optimale pour la mesure de la valeur moyenne de toute observable à un corps à tout instant t_f . Quel est le sens de l'équation (38b)? Pour le discerner on peut considérer le cas particulier où la première équation est statique $[h, M] = 0$. On peut alors vérifier que l'équation (38b) est identique aux équations de la RPA autour du champ moyen h . Dans le cas général l'équation (38b) représente donc une équation RPA autour de la solution TDHF.

b) Equations du mouvement pour la dispersion

Pour utiliser les équations (23) il nous faut calculer $\text{Tr} \alpha^{\dagger} \frac{d\tilde{\mathcal{O}}}{dt}$, $\text{Tr} \tilde{\mathcal{O}} \frac{d\alpha^{\dagger}}{dt}$ et $\text{Tr} \alpha^{\dagger} [H, \tilde{\mathcal{O}}]$.

. Utilisant à nouveau le théorème de Wick on obtient

$$\begin{aligned} \text{Tr} \alpha^{\dagger} \frac{d\tilde{\mathcal{O}}}{dt} &= -\frac{1}{\epsilon} {}^{tr} B M B M \\ \text{Tr} \tilde{\mathcal{O}} \frac{d\alpha^{\dagger}}{dt} &= \frac{1}{\epsilon} {}^{tr} \tilde{B} (B - M B M) \end{aligned} \quad (40)$$

$$\text{Tr } \dot{\mathcal{L}}[\hat{H}, \hat{\mathcal{Q}}] = -\frac{1}{2} \text{tr}([\mathcal{L}, B] + t)(B - MBM)$$

Afin de mettre sous forme plus compacte les équations provenant de la variation il est commode d'introduire les quantités X et Y mesurant la déviation par rapport aux équations (39)

$$\begin{aligned} X &= \dot{M} + i[\mathcal{L}, M] \\ Y &= \dot{B} + i[\mathcal{L}, B] + i t \end{aligned} \quad (41)$$

Les équations variationnelles s'écrivent alors

$$\begin{aligned} MBX + XBM &= i([\mathcal{L}, M] - t + M t M) \\ BMY + YMB &= i([\mathcal{L}, B] - \mu) \end{aligned} \quad (42)$$

avec deux nouveaux champs moyens de couplages

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \text{tr} V^{(B-MBM)} \quad \mu = \frac{1}{2} \text{tr} V^{(BM) - (M\mathcal{L})^2} \quad (43)$$

A un instant donné, connaissant B et M on calcule les champs \mathcal{L} et μ . On résoud alors les équations linéaires (43) pour trouver X et Y. Reportant les résultats obtenus dans les équations (42) on peut alors calculer l'évolution temporelle de B et M. Une fois le calcul terminé

$$\Delta = \text{Tr } \dot{\mathcal{L}} \hat{\mathcal{Q}} \Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{1}{4} \text{tr} B^2 - (BM)^2 \quad (44)$$

5) CONCLUSION

Dans cette leçon, nous avons vu comment la notion de principe variationnel qui soutend une bonne part de la physique pouvait aussi être utilisée pour calculer le résultat d'une mesure quantique. Le principe adopté est structurellement identique à celui de Hamilton et fait jouer à la matrice densité du système et à l'observable mesurée les rôles de coordonnées conjuguées. La variation de l'action associée conduit à des équations du mouvement en général couplées. Le résultat de la mesure (valeur moyenne ou dispersion) est égal à l'action stationnaire. On obtient donc pour ce résultat une valeur optimisée compte tenu des espaces variationnels choisis. Finalement, dans le cas particulier d'observables à un corps et de matrices non corrélées, on dérive des équations généralisant TDHF mais dont la complexité apparaît cependant compatible avec les moyens de résolution actuellement disponibles.

REFERENCES

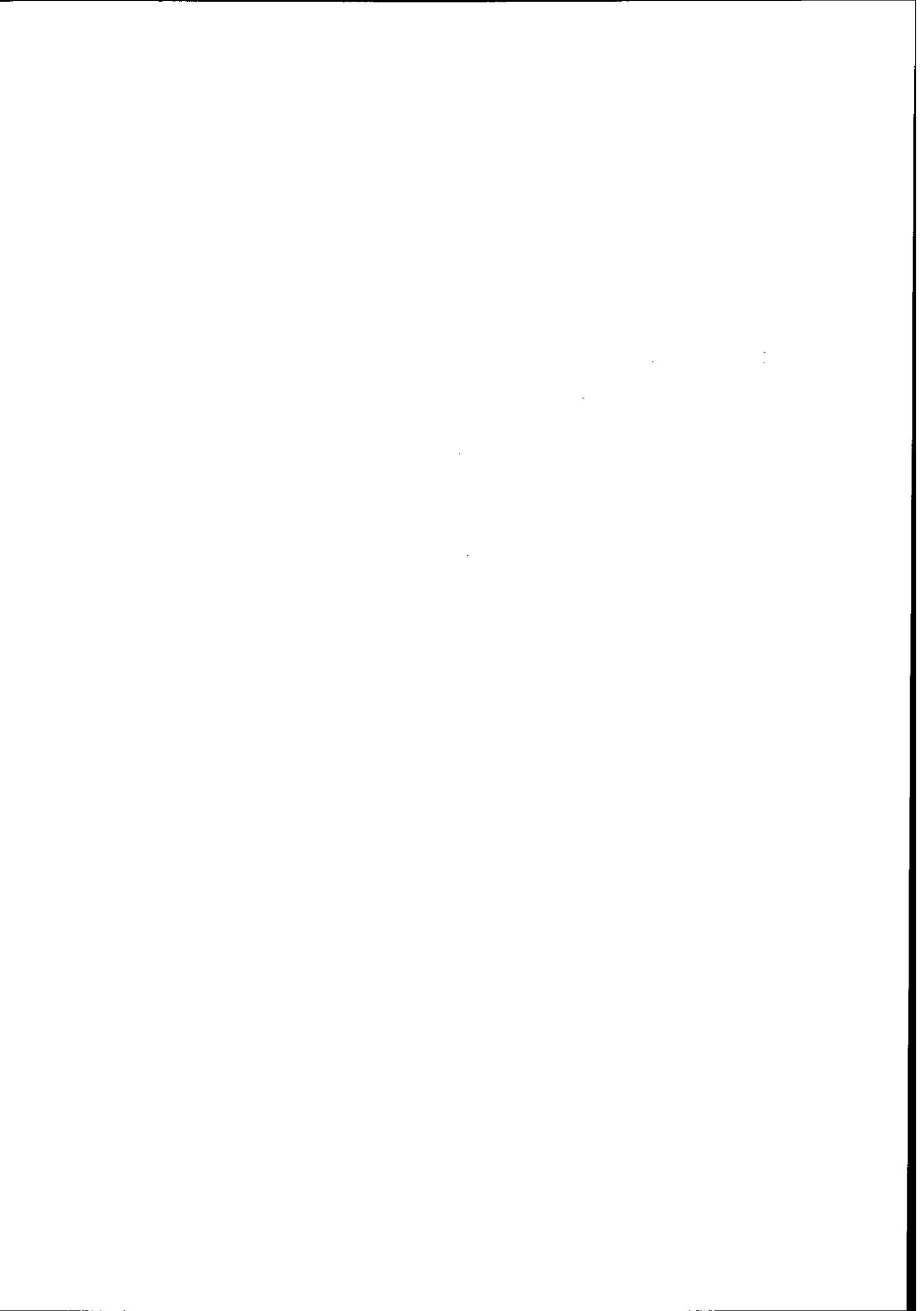
- 1) Voir par exemple P. Quentin, H. Flocard, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28(1978) 523.
- 2) Voir par exemple A.L. Fetter, J.D. Walecka : "Quantum Theory of Many Particle Systems" McGraw Hill (1971) Chapter II.
- 3) Voir par exemple J.D. Bjorken, S.D. Drell : "Relativistic Quantum Field" McGraw Hill (1965) p. 17-22.
- 4) Pour l'essentiel le contenu de ce chapitre est extrait de l'excellent article de revue par K.T.R. Davies, K.R.S. Devi, S.E. Koonin et M. Strayer, Cal. Tech. preprint MAP 23(1982).
- 5) J. Blocki, H. Flocard, Phys. Lett. 85B(1979) 163.
- 6) N. Frascaria et al. Z. Phys. A294(1980) 167.
- 7) H. Flocard et M.S. Weiss, Phys. Lett. 105B(1981) 14.
- 8) R.P. Feynman et AR. Hibbs, Quantum mechanics and path integrals, McGraw Hill, N.Y., (1965). Une autre excellente revue est celle de S.E. Koonin dans Proceedings of the Nuclear Theory Workshop, Santa Barbara, G. Bertsch ed. (1981) 183, qui a inspiré pour une bonne part cette leçon II.
- 9) H. Goldstein, Classical Mechanics, Addison Wesley (1980)
- 10) G. Scher, M. Smith et M. Baranger, Ann. Phys. 130(1980) 290.
- 11) M. Creutz et B. Freedman, Brookhaven preprint BNL-28588, Août 1980.
- 12) W.H. Miller, J. Chem., Phys. 53(1970) 1949 et 53(1970) 3578.
- 13) T. Koeling et R.A. Malfliet, Phys. Rev. C22(1975) 181.
J. Knoll et R. Schaeffer, Ann. Phys. N.Y. 97(1976) 307.
- 14) S. Levit et V. Smilanski et D. Pelte, Phys. Lett. 53B(1974) 39.
H. Massmann et J.O. Rasmussen, Nucl. Phys. A243(1975) 155.
- 15) S. Levit et U. Smilanski, Nucl. Phys. A315(1979) 205.
- 16) S. Levit, J.W. Negele, Z. Paltiel, Phys. Rev. C21(1980) 1603.
- 17) D.M. Ceperley et M.H. Kalos, dans Monte-Carlo Methods in Statistical Physics K. Binder editeur, Springer Verla, N.Y. (1979) 145.
- 18) H. Kuratsuji et T. Suzuki, J. Math. Phys. 21(1980) 472.
- 19) J.P. Blaizot et H. Orland, Preprint Université Illinois (1981).
- 20) R.I. Stratonovitch, Doklady Akad Nauk USSR 115(1957) 1907.
- 21) J. Hubbard, Phys. Lett. 3(1959) 77.
- 22) T. Troudet, Thèse Phys. D.M.IT. (1982).
- 23) S. Levit, Phys. Rev. C 21(1980) 1594.
- 24) Y. Alhassid et S.E. Koonin, Phys. Rev. C23(1981) 1590.
- 25) K.R.S. Devi et S.E. Koonin, Phys. Rev. Lett. 47(1981) 27.
- 26) R. Balian et M. Vénéroni, Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1353.

COUPLAGE DES MOUVEMENTS COLLECTIFS ET INDIVIDUELS :

Phénomènes de transport

J. RICHERT

Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg



I. INTRODUCTION.

L'avènement de faisceaux d'ions lourds ayant des énergies typiques de quelques MeV par nucléon bien au-dessus de l'énergie correspondant à la barrière coulombienne entre les ions a considérablement changé le paysage traditionnel de la physique nucléaire durant la dernière décade. La préoccupation antérieure des physiciens utilisant les ions lourds pour l'investigation de la matière nucléaire finie se restreignait essentiellement à essayer de reproduire les effets observés lors des collisions à plus basse énergie dans le cadre des mécanismes de réaction traditionnels : diffusion élastique, excitation coulombienne, réactions inélastiques avec ou sans transfert de quelques nucléons, réactions de fusion et de fission induite. Dans le domaine spécifique de la spectroscopie l'intérêt se portait vers l'étude des configurations complexes à basse énergie et celle des états de haut spin qui reste d'ailleurs un domaine d'investigation intensément étudié.

C'est essentiellement la tentative de synthèse de noyaux dits superlourds qui a motivé la montée en énergie. Les physiciens ne s'attendaient pas à l'ouverture d'un nouveau et vaste champ de travail, car cette démarche menait, a priori, à des situations bien plus complexes que celles qu'il fallait reproduire à basse énergie pour la description desquelles beaucoup restait à faire. On pouvait craindre, en effet, que cette démarche mènait vers un appauvrissement de la quantité et de la qualité des informations recueillies plutôt que l'inverse. En fait, le développement de cette physique a connu une ampleur considérable parce qu'elle a permis à la fois de mettre en évidence des phénomènes nouveaux (mécanismes de réaction très inélastique, de fission rapide,...) exigeant la mise en oeuvre de concepts et de théories jusqu'ici extérieurs à la physique nucléaire et de redécouvrir de vieux problèmes, à savoir la description du comportement collectif des noyaux. Si le premier point qui constitue l'essentiel du présent exposé a été très largement étudié (cf. l'abondance de la littérature à ce sujet dans la suite) et peut être considéré actuellement comme assez bien maîtrisé dans le domaine d'énergie auquel nous nous adressons, le second l'est certainement beaucoup moins, tant à cause de la complexité des techniques expérimentales qui doivent être mises en oeuvre pour détecter les caractéristiques des noyaux après la réaction et qui sont encore en développement (cf. le "château de cristal") qu'à cause de la difficulté liée au concept de collectivité et à sa description sur le plan théorique. La maîtrise de ce concept et son évolution lorsque l'énergie incidente par nucléon se rapproche de l'énergie de Fermi des nucléons à la surface des noyaux pourraient bien constituer l'un des challenges de l'avenir.

II. CONCEPTS GENERAUX ET MODELES.

1. Quelques caractéristiques expérimentales.

Les caractéristiques des phénomènes observées dans la collision d'ions lourds aux énergies considérées peuvent se résumer dans les points suivants :

- La transformation d'une partie considérable de l'énergie disponible dans le mouvement relatif en énergie intrinsèque des ions qui peuvent acquérir une énergie d'excitation de quelques dizaines à plus d'une centaine de MeV (figure 1) ;
- un transfert comportant de moment angulaire relatif en moment angulaire de rotation intrinsèque

des ions (estimé à l'aide de mesure de décroissance γ des fragments par exemple) ;

- un temps de réaction relativement court, de l'ordre de quelques unités 10^{-21} sec (estimé par exemple, à l'aide de modèles, cf. II) ;

- un possible transfert important de nucléons d'un ion dans l'autre (figure 2).

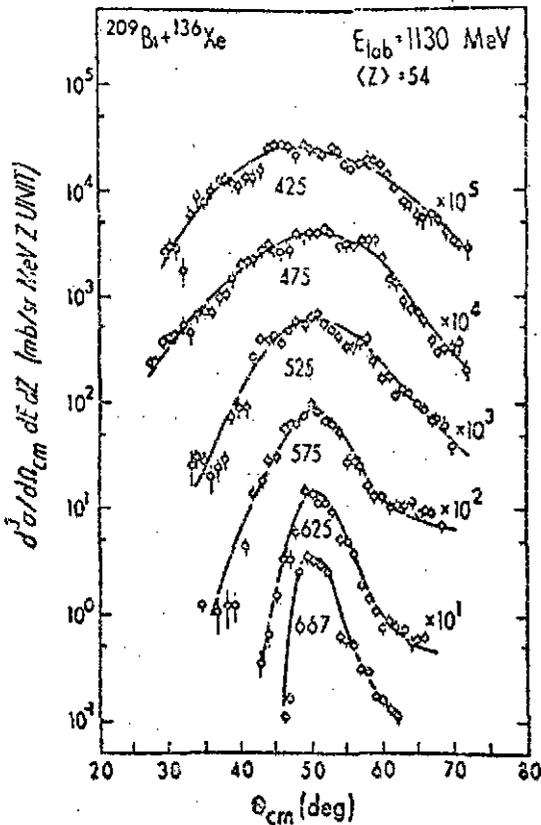


Figure 1 : Sections efficaces différentielles de réaction en fonction de l'angle pour le système Bi + Xe ; l'énergie cinétique des ions dans la voie de sortie est indiquée sous chaque courbe¹ (fig. 20).

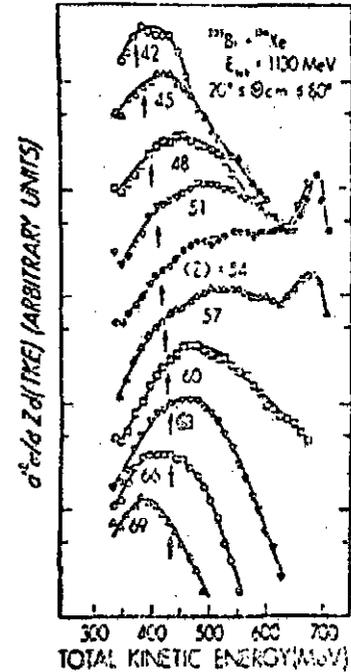


Figure 2 : Sections efficaces différentielles de réaction en fonction de l'énergie cinétique dans la voie de sortie pour le système Bi sur Xe pour différentes valeurs moyennes de la charge de l'un des ions¹, (fig. 13).

Ces quelques points ne constituent qu'un résumé des caractéristiques essentielles des processus observés. Les informations accumulées sur les mécanismes de réaction sont riches et variées. Le lecteur peut en juger en se référant au cours de B. Tamain². A ce stade, l'interprétation qui apparaît est claire : une partie plus ou moins grande de l'énergie incidente et du moment angulaire relatif disponibles, quantités dites macroscopiques, sont absorbées par les ions en interaction sous forme d'énergie d'excitation des nucléons composant les fragments. Ce phénomène se traduit par l'apparition d'une énergie de rotation et peut-être aussi de vibration intrinsèque des noyaux ainsi que le possible transfert de nucléons d'un ion dans l'autre au cours de la collision. C'est l'ensemble de ces processus plus ou moins complexes et observés asymptotiquement qu'il faut décrire en essayant de reconstituer, à l'aide de modèles, ce qui s'est passé au moment de la collision.

2. Diverses théories et modèles.

Diverses approches pour l'étude des collisions d'ions lourds ont été développées et présentées dans de nombreuses publications, à l'occasion de rencontres, ateliers, conférences et écoles. Elles se situent à des niveaux fort différents, entre la description phénoménologique et la description microscopique. Comme dans toute période de développement particulièrement intense d'un nouveau domaine, elles s'interpénètrent plus ou moins et il est difficile d'en dresser un catalogue exhaustif. On se contentera donc ici de citer les plus importantes dont on ne parlera plus par la suite pour se concentrer dans le prochain paragraphe sur celle qui fait l'objet de ce cours.

a) Modèle des vibrations de surface³.

Ce modèle suppose que l'énergie intrinsèque des ions est due à l'excitation cohérente d'états suivant des modes collectifs de vibration de surface pour chaque fragment indépendant. Les formes des noyaux sont décrites par l'évolution temporelle des paramètres de déformation de la surface, les vibrations de surface sont traitées en terme d'oscillations harmoniques. L'amortissement des vibrations est produit par le transfert d'énergie collective vers d'autres degrés de liberté intrinsèques. Le transfert de nucléons d'un ion dans l'autre est calculé dans le cadre des modèles de proximité⁴ en ajoutant les forces de friction aux équations du mouvement relatif. On trouvera une critique de cette approche dans la référence⁵.

b) Modèles se rapprochant de ceux qui servent à la description dynamique de la fission^{6,7}, en particulier l'approche microscopique de Glas et Mosel⁸ dans laquelle l'énergie disponible dans le mouvement relatif des ions se transforme en énergie d'excitation des particules individuelles qui se déplacent dans un potentiel moyen à deux centres variables avec le temps.

c) Approche de type macroscopique du groupe de Berkeley^{4,9} basée sur le concept de dissipation à un corps dans le cadre du modèle dit du mur et de la fenêtre qui décrit le transfert d'énergie entre les deux ions en interaction dû aux collisions des nucléons contre les parois du potentiel dans lequel ils sont confinés et à leur transfert d'un ion à l'autre au travers de la fenêtre par laquelle les noyaux communiquent.

d) Modèle de Gross et al.^{10,11}. On suppose ici que les effets du potentiel à un corps produit par l'un des fragments au cours de la réaction agit sur les nucléons de l'autre fragment en créant des paires particule-trou et vice versa. Ce mécanisme induit un changement dans l'énergie d'excitation au cours du temps auquel est associée une force identifiée à une force de friction. Ce modèle est essentiellement adapté à la description de la phase d'approche des ions au cours de la réaction.

e) Les théories microscopiques de la collision d'ions lourds basées sur l'approche Hartree-Fock dépendant du temps et ses extensions ainsi que les approches par la méthode des intégrales fonctionnelles. Ces descriptions sont présentées et discutées dans le cours de H. Flocard¹².

3. Théories et modèles de transport.

a) Concepts fondamentaux et démarche générale.

Les approches qui se sont révélées les plus fructueuses et qui ont été le plus développées sont celles qui se placent dans le cadre général des théories dites de transport. Celles-ci ont été largement utilisées dans des domaines extérieurs à la physique nucléaire (physique du solide,

physique des plasmas, ...). Elles sont de type purement phénoménologique ou essaient de se fonder sur une base microscopique, la délimitation entre la phénoménologie et la microscopie n'étant pas forcément très précise à cause de la complexité du problème.

Ce sont les faits expérimentaux schématiquement relevés ci-dessus qui justifient, a posteriori, ces approches. Au cours de la réaction, les ions sont excités à des énergies élevées sans que le système n'atteigne forcément l'équilibre thermodynamique comme c'est le cas dans le mécanisme de formation du noyau composé (cf. les temps caractéristiques de réaction). Ce système est supposé être composé de deux sous-systèmes : celui décrit par les variables collectives (macroscopiques : distance relative entre les ions, moments angulaires relatif et intrinsèque, paramètres de déformation, répartition des masses et des charges dans les ions, ...) et celui des variables intrinsèques (coordonnées des nucléons dans les ions). La dynamique est fixée par l'Hamiltonien total

$$H = H_{\text{int}}(\xi) + H_{\text{coll}}(q) + V(q, \xi)$$

où q et ξ symbolisent l'ensemble des coordonnées collectives et intrinsèques, H_{coll} , H_{int} représentent les Hamiltoniens collectif et intrinsèque et $V(q, \xi)$ est un potentiel de couplage.

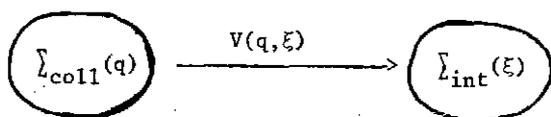


Figure 3 : Les deux sous-systèmes en interaction.

L'existence de ce couplage qui génère l'interaction entre les deux sous-systèmes est la clé de la description. Expérimentalement, l'évolution des variables et observables macroscopiques comme l'énergie évoluent de façon irréversible (sans atteindre forcément une valeur d'équilibre), du sous-système collectif vers le sous-système intrinsèque. Ceci laisse à penser que le sous-système collectif accessible à l'expérience pourrait être décrit par une équation d'évolution des variables collectives non invariantes par renversement du sens du temps. Le but d'une approche quantitative des collisions d'ions lourds est donc, en partant de l'équation de Schrödinger du système total (ou de l'équation de Von Neumann correspondante pour la matrice densité), de réduire cette équation de façon consistante à une équation (de transport) pour les variables collectives introduites en s'appuyant sur des hypothèses empruntées à la thermodynamique ou à la mécanique statistique des phénomènes hors de l'équilibre que justifie l'état d'excitation du sous-système intrinsèque et généralement de type classique. Elle décrit l'évolution des variables et observables du sous-système collectif soumis à des effets de dissipation engendrés par la présence des forces de friction dues au potentiel de couplage et générées par l'intermédiaire des hypothèses d'ordre statistique sur le sous-système intrinsèque, et à des effets de fluctuation dans le sous-système collectif directement reliées à l'existence des effets de dissipation. La figure 4 schématise cette démarche.

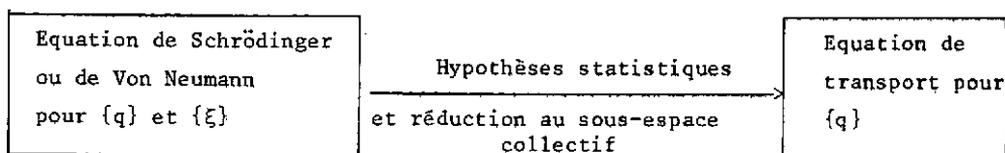


Figure 4.

Les différents modèles de transport suivent tous ce schéma. Ils diffèrent essentiellement les uns des autres par le type des hypothèses et approximations introduites au cours de la dérivation de l'équation de transport. Dans la suite (chapitres II et III) on développera de façon quantitative les concepts introduits ici et on discutera des limites de validité des hypothèses et approximations.

b) Modèles de transport.

Il n'est pas question de présenter ici une revue exhaustive des différents modèles de transport. Une telle démarche serait fastidieuse et encombrerait le texte de détails qui ne mèneraient qu'à la confusion. Le lecteur intéressé est renvoyé aux articles originaux et aux revues qui présentent et analysent ces approches⁵.

Citons pour mémoire les développements les plus importants :

- Le modèle de Hofmann et Siemens¹³ basé sur la théorie de la réponse linéaire traite le couplage $V(q, \xi)$ comme une perturbation. Le sous-système intrinsèque est supposé en équilibre thermodynamique (ensemble canonique). La réduction classique de l'équation quantique dans le sous-espace collectif mène à une équation de transport pour la fonction de distribution des variables collectives.
- Le modèle de Nörenberg et collaborateurs¹⁴ utilise un formalisme spécifique à la mécanique statistique quantique. On définit des probabilités d'occupation " macroscopiques " d'états intrinsèques en sommant sur les éléments de matrice de l'opérateur densité microscopique dans des cellules de l'espace de phase (procédure de " coarse graining "). On dérive à partir de l'équation de Von Neumann une équation maîtresse pour les probabilités d'occupation macroscopiques par l'introduction d'hypothèses statistiques sur les éléments de matrice de couplage entre les états intrinsèques appartenant à des cellules différentes et des considérations sur l'ordre de grandeur relatif des temps de relaxation caractéristiques. L'équation maîtresse se réduit à une équation de transport sous certaines hypothèses supplémentaires.
- Le modèle des matrices aléatoires de Weidenmüller et collaborateurs¹⁵ permet de construire une équation de transport dans l'espace des variables collectives en introduisant des hypothèses de distribution statistique sur les éléments de matrice de $V(q, \xi)$ entre les états du sous-système intrinsèque. Ceci se fait à partir d'une paramétrisation phénoménologique des seconds moments de V . Cette approche, comme la précédente, ne nécessite aucune hypothèse sur le degré d'intensité du couplage contrairement au modèle de la réponse linéaire pour lequel ce couplage doit être faible. Ceci fait qu'elle est bien adaptée à la description des collisions d'ions lourds.

4. Plan du cours.

Dans la suite, on poursuit essentiellement trois objectifs. Le premier consiste à préciser les concepts, à énoncer et à analyser de manière quantitative les hypothèses et approximations qui permettent de justifier la validité des équations de transport pour la physique des ions lourds. Le second consiste à montrer comment et avec quel succès les résultats expérimentaux peuvent être interprétés dans le cadre de ces approches. Enfin, on s'attache à présenter les problèmes qui restent ouverts tant sur le plan de la théorie que sur celui de la comparaison avec l'expérience.

Le chapitre III est consacré à la dérivation des équations de transport dans un cadre phénoménologique. On y montre sous quelles conditions l'évolution d'un système ouvert et hors de l'équilibre peut être décrit par une équation de Fokker-Planck. On donne un certain nombre d'exemples d'application à l'expérience qui permettent de juger de la validité de l'approche. Le chapitre IV fait une analyse des conditions de validité des équations de transport en terme de temps caractéristiques d'évolution des quantités qui caractérisent les deux sous-systèmes. Puis on y présente un exemple de dérivation des coefficients et paramètres qui rentrent dans une équation de transport pour les variables collectives à partir d'une description microscopique. Cette dérivation permet aussi de voir, dans le cadre du modèle utilisé, quelles sont les limites dans lesquelles la notion de variable collective garde un sens. Dans le chapitre V on étudie plus particulièrement le problème de la description du transfert de masse et de charge entre les ions à l'aide de modèles. En comparant avec l'expérience sur des exemples précis, on montre comment différents modèles semi-phénoménologiques permettent de comprendre la situation expérimentale, les effets de structure caractéristiques des systèmes étudiés. Le chapitre VI rassemble un certain nombre de points qui semblent indiquer un désaccord entre la formulation théorique et l'expérience, les difficultés et ambiguïtés sous-jacentes à la définition des sous-systèmes, l'importance des effets que l'état présent des théories a du mal à expliquer (phase initiale de réaction ; importance des effets quantiques ; effets de déformation). On y tire un certain nombre de conclusions pour l'avenir.

III. APPROCHE PHENOMENOLOGIQUE DES COLLISIONS D'IONS LOURDS ; EQUATIONS DE TRANSPORT ET EXEMPLES D'APPLICATION.

1. Variables collectives et équation de Langevin.

On postule ici que l'évolution d'un sous-système décrit par une variable collective x en interaction avec un sous-système microscopique peut être décrit par l'équation de mouvement classique :

$$\mu \ddot{x} + \gamma \dot{x} + \frac{\partial U}{\partial x} = L(t) \quad (\text{III-1})$$

La variable x peut représenter un quelconque degré de liberté : la distance relative entre des ions, un paramètre de déformation ou toute autre variable spécifiant le sous-système. Celui-ci est caractérisé par une masse d'inertie μ et soumis à un potentiel conservatif U , une force de friction définie par un coefficient γ et générée par la présence d'autres degrés de liberté, ainsi qu'une force aléatoire $L(t)$, appelée force de Langevin, due au fait que le sous-système microscopique agit de façon aléatoire dans le temps sur le sous-système macroscopique.

$L(t)$ est caractérisée par sa valeur moyenne à un instant t donné et son second moment :

$$\langle L(t) \rangle = 0$$

(III-2)

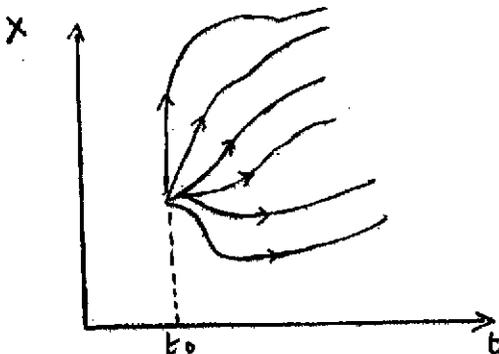
$$\langle L(t) L(t') \rangle = 2D_p \delta(t-t')$$

L'exemple idéal du système physique qui peut être décrit en termes de (III-1) est celui de la particule brownienne. La force aléatoire générant les chocs des particules microscopiques sur la particule macroscopique induit sur cette dernière un mouvement aléatoire. Cette action a pour effet de faire dévier, avec une certaine probabilité, la particule macroscopique de sa trajectoire classique qui est donnée en annulant le membre de droite de (III-1). Comme on le voit en se reportant à (III-2), la valeur moyenne de $x(t)$, $\langle x(t) \rangle$, suit la trajectoire classique (strictement si μ et γ sont indépendants de x et $\langle \partial U / \partial x \rangle = \partial U / \partial \langle x \rangle$).

Dans la suite, on suppose implicitement que l'équation (III-1) (ou sa généralisation à plusieurs variables) peut s'appliquer dans le cadre de la physique des ions lourds. Cette hypothèse peut paraître quelque peu hardie car le système doit remplir, comme c'est le cas pour la particule brownienne, des conditions assez contraignantes. En particulier, pour que la distinction entre la variable collective x et les variables caractérisant le sous-système microscopique aient un sens, il faut que le temps d'action effectif de la force aléatoire τ_{int} vérifie $\tau_{int} \ll \tau_{coll}$ où τ_{coll} est le temps caractéristique sur lequel la variable x change de façon significative. Ce point est central pour l'applicabilité de (III-1) et plus généralement des concepts développés au chapitre II pour la description des collisions d'ions lourds. Il sera largement repris plus loin. Pour le moment on se propose d'abord d'étudier les conséquences d'une telle description.

2. Equation de transport et relations entre les coefficients de transport.

Les solutions de l'équation (III-1) peuvent être obtenues en intégrant cette équation dans le temps avec $L(t)$ aléatoire. En reprenant cette intégration un grand nombre de fois pour des conditions initiales $x(t = t_0)$, $\dot{x}(t = t_0)$ fixées au temps initial t_0 , on obtient un faisceau de trajectoires qui décrit le mouvement du sous-système collectif dans l'espace de phase $\{x, p = \mu \dot{x}\}$ (cf. figure 5).



Cette procédure est fastidieuse. En pratique on peut procéder autrement en définissant à chaque instant t une fonction de distribution $P(x, p; t)$ qui donne la probabilité pour que le système se trouve à l'instant t dans un intervalle $[x, x + dx]$ et $[p, p + dp]$ de l'espace de phase.

Il est possible de montrer (cf. appendice A pour un système à une variable) que l'équation d'évolution

Figure 5 : Trajectoires suivant x en fonction du temps.

de cette distribution s'écrit :

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{p}{u} P \right] - \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{\partial U}{\partial x} P \right] = \frac{\partial}{\partial p} \left[\frac{\gamma p}{u} P \right] + \frac{\partial^2}{\partial p^2} \left[D_p P \right] \quad (\text{III-3})$$

Cette dérivation est cependant soumise à l'applicabilité de l'hypothèse de Markov (on suppose ici, par mesure de simplicité, que le système est caractérisé par une seule variable x , la généralisation à plusieurs variables est évidente) :

Si $P_n(x_1 t_1, x_2 t_2, \dots, x_{n-1} t_{n-1} | x_n t_n)$ est la probabilité conditionnelle pour que le système soit dans l'intervalle $[x_n, x_n + dx_n]$ au temps t_n quand il était dans $[x_1, x_1 + dx_1]$ au temps $t_1, \dots, [x_{n-1}, x_{n-1} + dx_{n-1}]$ au temps t_{n-1} , alors :

$$P_n(x_1 t_1, \dots, x_{n-1} t_{n-1} | x_n t_n) = P(x_{n-1} t_{n-1} | x_n t_n) \quad (\text{III-4})$$

avec : $\int P(x_1 0 | x_2 t_2) dx_2 = 1$ et $P \geq 0$

Le sens physique de cette hypothèse est clair. Elle stipule que la probabilité pour que le système se trouve en un point donné ne dépend que de son "histoire" dans le dernier intervalle de temps considéré. Cette assertion peut être mise en relation directe avec la discussion faite dans le paragraphe précédent. Elle est d'autant mieux réalisée que τ_{int} est beaucoup plus petit que τ_{coll} : entre deux chocs des particules microscopiques avec la particule macroscopique, la particule brownienne a le temps "d'oublier" les effets de ses interactions antérieures avec le sous-système microscopique. L'hypothèse de Markov est donc sous-jacente à la dérivation d'équations de transport du type (III-3). C'est aussi le cas pour la plupart des équations de transport dérivées à partir de l'équation de Schrödinger dans le cadre de la physique des ions lourds (voir réf.⁵ pour une discussion). On analysera par la suite (chapitre IV) dans quelle mesure elle peut être justifiée.

Il est intéressant de noter que le coefficient de friction γ (III-1) et le coefficient de diffusion D_p (III-2) sont reliés entre eux, ce qui est physiquement compréhensible dans la mesure où ces deux quantités décrivent le processus d'échange de moment et d'énergie entre les deux sous-systèmes.

Définissant :

$$\begin{aligned} \langle x(t) \rangle &\equiv \int dx dp x P(x,p;t) \\ \langle p(t) \rangle &\equiv \int dx dp p P(x,p;t) \\ \langle p^2(t) \rangle &\equiv \int dx dp p^2 P(x,p;t) \end{aligned} \quad (\text{III-5})$$

En utilisant (III-3), il vient :

$$\mu \frac{d\langle x \rangle}{dt} = \langle p \rangle$$

$$\frac{d}{dt} \langle p \rangle = - \frac{d}{dx} U(\langle x \rangle) - \gamma \langle p \rangle \quad (\text{III-6})$$

$$\frac{d}{dt} (\langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2) = 3D_p - 2\gamma (\langle p^2 \rangle - \langle p \rangle^2)$$

Si à l'instant initial t_0 , $\langle p^2(t_0) \rangle = \langle p(t_0) \rangle^2$, l'intégration de la dernière équation donne

$$\sigma_p^2(t) \equiv \langle p^2(t) \rangle - \langle p(t) \rangle^2 = \frac{3}{2} \frac{D_p}{\gamma} (1 - e^{-2\gamma t}) \quad (\text{III-7})$$

Lorsque $t \rightarrow \infty$, la variance $\sigma_p^2(t)$ atteint la valeur limite $3D_p/2\gamma$. En l'absence de potentiel ($U = 0$), on suppose que le système atteint l'équilibre. Alors P doit tendre vers la fonction de distribution stationnaire d'un système en contact avec un bain de chaleur à une température T (distribution maxwellienne). Par conséquent $\langle p(\infty) \rangle = 0$ et $\langle p^2(\infty) \rangle = 3\mu kT$ (pour un système à 3 dimensions) où k est la constante de Boltzmann.

De (III-7), il vient ;

$$D_p = 2\mu\gamma kT \quad (\text{III-8})$$

Cette relation est appelée relation d'Einstein, forme particulière d'une relation plus générale connue sous le nom de théorème de fluctuation-dissipation¹³. La présence d'effets dissipatifs dans le sous-système macroscopique génère des fluctuations de l'impulsion de ce sous-système : la trajectoire classique s'étale dans l'espace des impulsions. On peut montrer qu'il en est de même dans l'espace des coordonnées.

En résumé, la présence du sous-système microscopique (intrinsèque) a pour effet de modifier la trajectoire du sous-système macroscopique (collectif) classique. Dans le cas où $\gamma = D_p = 0$, le membre de droite de (III-3) est nul, le membre de gauche qui représente la dérivée totale de P par rapport au temps aussi : P est conservé le long de la trajectoire. Pour $\gamma, D_p \neq 0$ par contre, un ensemble infini de trajectoires sont possibles, avec des probabilités plus ou moins grandes. Le maximum de P est décalé vers des moments plus petits et sa largeur augmente avec le temps. Les coefficients de transport γ et D_p décrivent la perte de moment et d'énergie et le développement de la probabilité d'occupation dans l'espace de phase pour les variables collectives et leurs moments conjugués.

Les considérations ci-dessus énoncées sont générales et de type purement phénoménologique. Il reste à montrer de quelle façon et dans quelle mesure elles sont applicables à la physique des ions lourds. Ce point fait l'objet du chapitre IV. Cependant, il paraît intéressant à ce stade déjà, d'appliquer les formalismes pour voir si, et dans quelle mesure, la physique expérimentale répond positivement aux modèles de transport.

3. Application d'équations de transport phénoménologiques à la description des résultats expérimentaux.

On suppose que le transfert de charges entre deux ions en interaction peut se décrire comme un phénomène de transport en termes d'une fonction de distribution $P(Z,t)$ où Z est la charge totale de l'un des ions. Z est supposée être une variable continue. L'équation de transport s'écrit dans ce cas (cf. appendice B pour la dérivation à partir de l'équation de Langevin) :

$$\frac{\partial P(Z,t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial Z}(v_Z P) + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}(D_Z P) \quad (\text{III-9})$$

Cette équation décrit l'évolution de la distribution P en régime sur-critique (absence d'oscillations dans le mouvement de $\langle Z(t) \rangle$ dû à l'absence de termes d'inertie dans l'équation de Langevin de départ à partir de laquelle (III-9) est supposée être dérivée ($\mu = 0$ dans l'équation (III-1)). La quantité v_Z est appelée coefficient de dérive. Elle est proportionnelle au gradient du potentiel qui régit l'évolution de la distribution et D_Z le coefficient de diffusion qui caractérise l'évolution de sa largeur (cf. appendice 2).

On suppose par la suite, sans le justifier, que v_Z et D_Z sont des constantes. Alors (III-9) possède une solution analytique gaussienne :

$$P(Z,t) = \frac{1}{(4\pi D_Z t)^{1/2}} \exp\left\{-\frac{(Z - Z_i - v_Z t)^2}{4D_Z t}\right\} \quad (\text{III-10})$$

où Z_i est la charge initiale de l'un des ions au temps $t = 0$ avec

$$P(Z,t = 0) = \delta(Z - Z_i)$$

on voit directement sur la solution (III-10) que le centroïde de la distribution $\langle Z(t) \rangle = \int dZ \cdot Z \cdot P(Z,t)$ se déplace avec la vitesse v_Z et que la variance $\sigma_Z^2(t) = \langle Z^2(t) \rangle - \langle Z(t) \rangle^2 = 2D_Z t$ croît linéairement avec le temps.

a) Application au système ^{40}Ar sur ^{232}Th

Ce système est l'un des premiers qui a été étudié expérimentalement¹⁶. On a mesuré en particulier les distributions $P(Z;t = \infty)$ en fin de réaction et les distributions en charge des ions observées asymptotiquement pour différents angles de déflexion sont montrés sur la figure 6. Dans

ce cas $Z_i = 18$. Si on suppose que le modèle de transport introduit ci-dessus a un sens, v_Z doit être très petit. Si Γ_Z^2 est la largeur à mi-hauteur, celle-ci est donnée par :

$$\Gamma_Z^2 = (16 \ln 2) \cdot D_Z t_{\text{int}} \quad (\text{III-11})$$

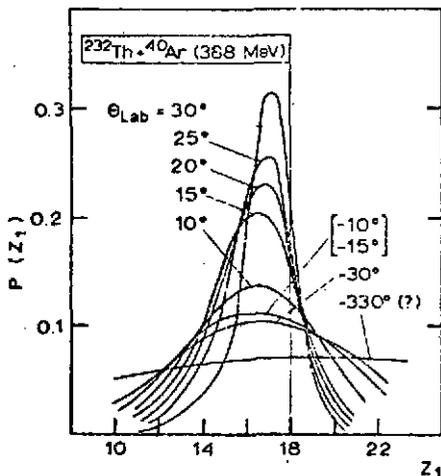
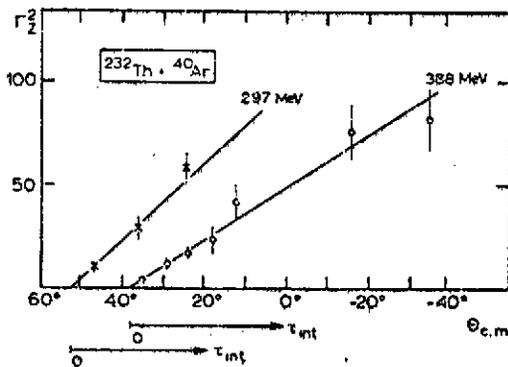


Figure 6 : Distribution de charges normalisées¹⁶, (fig. 2).

où t_{int} est le temps d'interaction des ions au cours de la collision. Dans une description classique du mouvement relatif des ions, on suppose que ce temps peut être relié à l'angle de déflexion θ auquel la distribution est mesurée par une relation simple du type

$$t_{int} = A(\theta_{gr} - \theta) \quad (III-12)$$

où A est une constante inversement proportionnelle au moment angulaire d'effleurement et θ_{gr} l'angle de déflexion correspondant à une réaction d'effleurement. En reportant (III-12) dans (III-11) on voit que Γ_Z^2 doit dépendre linéairement de l'angle de déflexion. La figure 7



largeur qui est tout à fait consistante avec les points expérimentaux.

Il est possible de déduire de ces figures un ordre de grandeur pour les coefficients de transport.

On trouve ainsi :

$$|v_Z| \approx 10^{21} \text{ (unités charge) } \times \text{sec}^{-1}$$

$$\text{et } D_Z \approx 10^{22} \text{ (unités charge)}^2 \text{sec}^{-1}$$

Figure 7 : Largeur des distributions de charge en fonction de l'angle de déflexion¹⁶, (fig. 3)

b) Dans le cadre de ce même modèle on peut étudier la corrélation qui relie la distribution de charges à la transformation d'énergie correspondant au mouvement relatif des ions en énergie d'excitation intrinsèque des fragments¹⁷.

Si E_{cm} est l'énergie asymptotique initiale dans le c.m. et $F_{diss} = -\gamma v$ la force dissipative où γ est une constante et v la vitesse relative des ions, la dissipation d'énergie au cours de la réaction est donnée classiquement par :

$$-\frac{dE}{dt} = -\mu v \frac{dv}{dt} \equiv F_{diss} \cdot v = \gamma v^2$$

où $E(t)$ est l'énergie cinétique à l'instant t .

$$\text{Soit : } -\frac{dE}{dt} = \frac{2\gamma E}{\mu} \quad \text{avec } v^2 = 2E/\mu$$

$$\text{D'autre part : } \sigma_Z^2(t) = 2D_Z t$$

Soit, pour D_Z constant :

$$d\sigma_Z^2 = -\frac{\mu D_Z}{\gamma} \frac{dE}{E}$$

$$\text{et } \sigma_Z^2(t) = \frac{\mu D_Z}{\gamma} \ln \left(\frac{E_0}{E(t)} \right) \quad (\text{III-13})$$

avec $\sigma_Z^2(0) = 0$, $E_0 = E_{cm} - E_{c\ell b}$, où $E_{c\ell b}$ est l'énergie coulombienne calculée au rayon d'absorption forte, au temps $t = 0$. En supposant que le moment angulaire relatif est proportionnel à l'énergie dissipée, il est possible de relier le temps de réaction $t = t_{int}$ à l'angle de déflexion permettant ainsi d'obtenir une relation entre $E(t_{int})$ et $\sigma_Z^2(t_{int})$ dans l'équation

(III-13) (cf. plus loin). On voit sur la figure 8 que l'accord entre l'expérience et le résultat du calcul est relativement bon pour les systèmes étudiés.

La dispersion des points indique cependant que la quantité $\mu D_Z / \gamma$ n'est pas la même pour tous les systèmes. En pratique on trouve :

$$\gamma D_Z \approx (0.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-43} \text{ MeV} \cdot \text{sec}^2 \cdot \text{fm}^{-2}$$

c) L'étude précédente peut être poursuivie en cherchant une relation explicite entre la variance σ_Z^2 , l'énergie relative finale E et le moment angulaire relatif initial ℓ dans le cadre d'une description classique de la réaction¹⁸.

Pour le modèle considéré :

$$\sigma_Z^2 = 2D_Z t_{int} \quad (\text{III-14})$$

Figure 8 : Variation de $\sigma_Z^2(t_{int})$ avec $E(t_{int})$ ¹⁷, (fig. 2)

Le temps d'interaction est donné par¹⁹

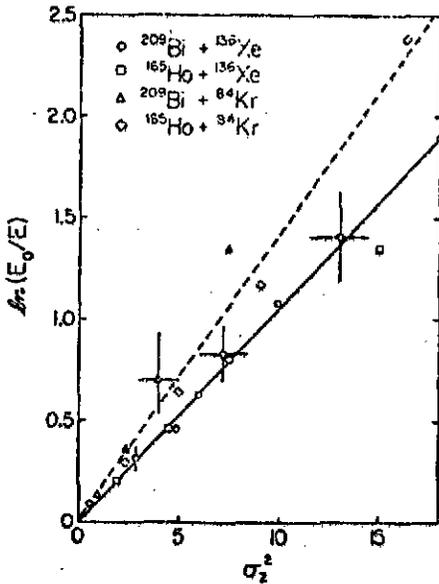
$$t_{int} = \frac{\mathcal{I}[\theta_c(\ell) - \theta(\ell)]}{\hbar \ell} \quad (\text{III-15})$$

où θ_c et θ sont les angles de déflexion coulombien et total pour ℓ fixé, \mathcal{I} le moment d'inertie du système égal à μR^2 où R est le rayon d'interaction des ions. L'angle de déflexion coulombien est donné par :

$$\theta_c = \pi - \theta_{ic} - \theta_{fc}$$

où θ_{ic} et θ_{fc} sont les angles de diffusion dans la voie d'entrée et la voie de sortie que l'on peut calculer analytiquement en fonction de ℓ et ℓ_f , le moment angulaire final. Pour ce dernier, deux limites extrêmes sont possibles : $\ell_f = \ell$ (limite du non-collage) et $\ell_f = \mathcal{I} \mathcal{I}_S$, $\mathcal{I}_S = \mathcal{I} + \frac{2}{5}(M_1 R_1^2 + M_2 R_2^2)$ où (M_1, M_2) , (R_1, R_2) sont les masses et les rayons des ions (limite du collage).

L'angle θ est l'angle de déflexion expérimental. Il peut être relié au moment initial ℓ par l'intermédiaire de la mesure de l'énergie cinétique relative finale E . La relation entre ℓ et E est déterminée par l'intermédiaire du modèle de Fresnel généralisée^{18,20} ; la tranche de



section efficace de réaction $\Delta\sigma_{n,n-1}$ correspondant à une tranche d'énergie cinétique finale $\langle E_n \rangle - \langle E_{n-1} \rangle$ et associée à une tranche de moment angulaire $[\ell_n, \ell_{n-1}]$ est donnée par

$$\Delta\sigma_{n,n-1} = \pi k_\infty^{-1} \left\{ \left(\ell_n + \frac{1}{2} \right)^2 - \left(\ell_{n-1} + \frac{1}{2} \right)^2 + 2\delta(\ell_n - \ell_{n-1}) \right\}$$

où k_∞ est le nombre d'onde asymptotique dans la voie d'entrée. On obtient ainsi, en mesurant $\Delta\sigma_{n,n-1}$ et E_n, E_{n-1} une relation du type $E = \alpha + \beta\ell$, α et β sont fixés pour un système donné ($^{209}\text{Bi} + ^{136}\text{Xe}$). La figure 9 montre la relation quantitative obtenue pour différentes énergies de bombardement. On voit que la relation linéaire est assez bien vérifiée.

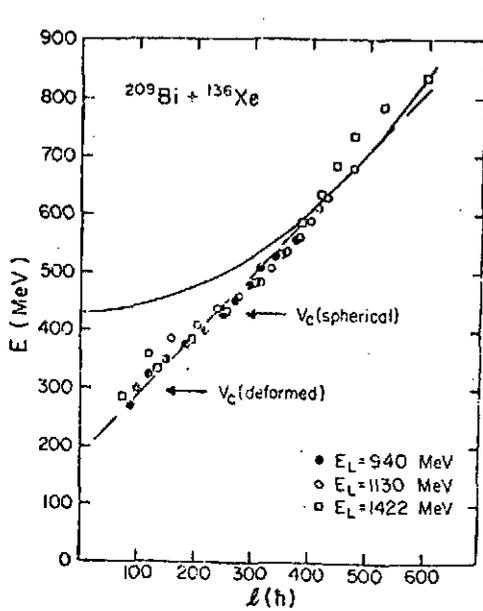


Figure 9 : Relation entre l'énergie cinétique finale et le moment angulaire initial¹⁸, (fig. 3).

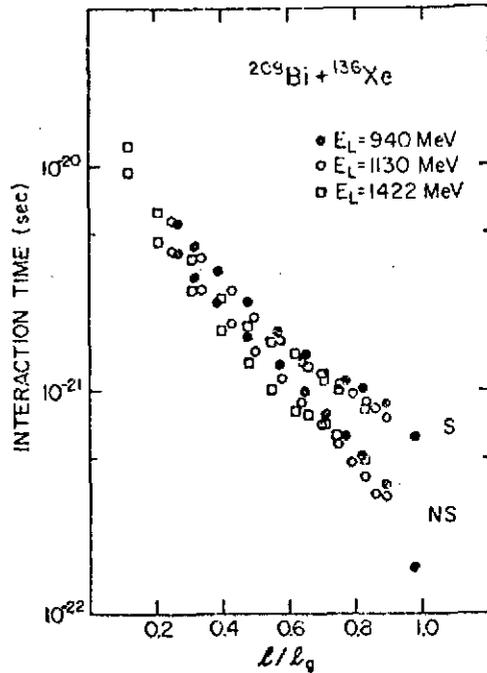


Figure 10 : Relation entre ℓ et t_{int} dans les limites du collage (S) et non-collage (NS)¹⁸, (fig. 5).

Le temps d'interaction (III-15) peut alors être paramétré de façon satisfaisante, par l'expression analytique :

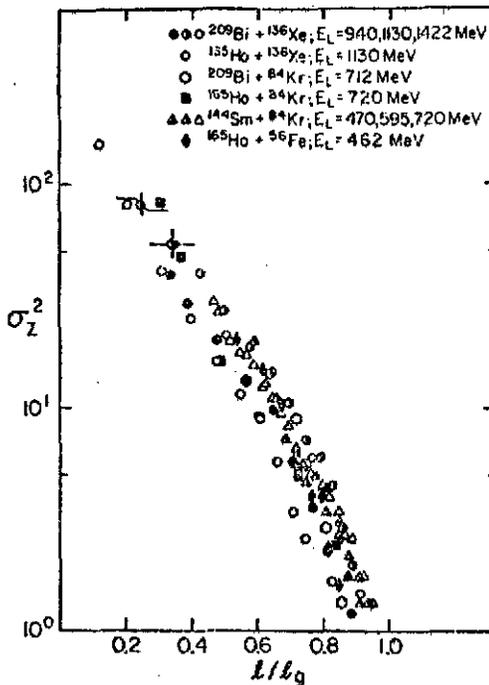
$$t_{\text{int}} = a e^{-b\ell/\ell_g} \quad (\text{III-16})$$

où a et b sont des constantes et ℓ_g le moment angulaire d'effleurement (fig. 10).

Le coefficient de diffusion D_Z peut aussi être paramétré en fonction de ℓ puisque, par l'intermédiaire de (III-13), D_Z est fonction de E . On montre en fait que cette dépendance est relativement faible et D_Z peut être supposé constant. En utilisant les expressions (III-14) et (III-16) il vient par conséquent :

$$\ln \sigma_Z^2 = \ln(2D_Z a) - b\ell/\ell_g. \quad (\text{III-17})$$

Cette relation est très bien vérifiée pour un certain nombre de systèmes étudiés et différentes énergies de bombardement comme le montre la figure 11.



En conclusion, un modèle de transport aussi simple que celui qui a été utilisé dans les trois exemples précédents permet de reproduire un grand nombre de résultats expérimentaux. Ceci illustre le fait, confirmé par de nombreuses autres études, que l'application des théories de transport n'est pas contredite par l'expérience. D'un autre côté, on pourrait déplorer la pauvreté des informations nécessaires pour décrire l'évolution du système. Il est vrai qu'à ce point on ne s'est pas posé la question de la dérivation des coefficients de transport. On verra plus loin comment cette question est abordée et quels sont les ingrédients dynamiques qui rentrent dans cette dérivation.

Figure 11 : Relation entre σ_z^2 et l/l_0 pour 10 réactions différentes¹⁸, (fig. 7)

IV. CONNECTION MICROSCOPIE-MACROSCOPIE : TEMPS CARACTERISTIQUES ET EXEMPLE DE DERIVATION DES COEFFICIENTS DE TRANSPORT.

1. Estimation des temps caractéristiques d'évolution des degrés de liberté collectifs et intrinsèques et conditions de validité des équations de transport.

Les théories de transport décrivent des processus d'équilibration, la façon dont un système physique se déplace irréversiblement vers l'équilibre. On a vu précédemment que la dérivation menant d'une équation de Langevin phénoménologique à une équation de Fokker-Planck nécessitait l'introduction de l'hypothèse de Markov (cf. (III-4)). Les théories et modèles de transport développés dans le cadre de la description des collisions d'ions lourds essaient de ramener le problème à une équation de Fokker-Planck. Pour justifier son utilisation, il faut donc vérifier la validité de cette hypothèse en estimant l'ordre de grandeur relatif des temps caractéristiques d'évolution des sous-systèmes collectif et intrinsèque.

Ainsi, si $\tau_{coll}(\{q\})$ est le temps minimum nécessaire pour que le sous-système collectif atteigne l'état d'équilibre vers lequel il tend au cours de la collision et si $\tau_{eq}(\{\xi\})$ est le temps correspondant pour l'équilibration du sous-système intrinsèque, il faut, pour justifier l'application d'hypothèses statistiques au sous-système intrinsèque, que

$$\tau_{eq} \ll \tau_{coll} \ll \tau_R$$

(IV-1)

où τ_R est le temps de récurrence de Poincaré, c'est-à-dire le temps qu'il faut pour que le système entier revienne dans un voisinage arbitrairement petit de son point de départ dans l'espace de phase de toutes les variables. Les inégalités (IV-1) sont nécessaires pour garantir la validité de la dérivation d'une équation de transport : le sous-système intrinsèque atteint l'équilibre beaucoup plus rapidement que le sous-système collectif : sur un temps caractéristique de l'évolution du sous-système collectif, ce dernier a le temps " d'oublier " les causes de son évolution. Si cette condition n'est pas réalisée, la définition d'une fonction de distribution pour les variables dites collectives n'est pas justifiée, les sous-systèmes collectif et intrinsèque doivent être traités sur le même pied. Ainsi, l'estimation des temps caractéristiques attachés aux divers degrés de liberté peut être considérée comme un critère d'applicabilité de la répartition du système en deux sous-systèmes. Il n'en reste pas moins que le choix des variables collectives est un problème d'intuition physique. Il n'existe pas, pour le moment, de critère formel qui permette de fixer ce choix a priori.

On peut estimer qualitativement les différents temps caractéristiques introduits ci-dessus. Le temps de récurrence de Poincaré peut être relié à la densité de niveaux $\rho(E^*)$ dans les ions à l'énergie d'excitation E^* considérée : $\tau_R \approx 2\pi\hbar\rho(E^*)$. Pour des noyaux lourds $\rho(E^*)$ est de l'ordre de $10^5/\text{MeV}$ au seuil d'éjection de neutrons et de 10^{18} à $10^{20}/\text{MeV}$ à 100 MeV d'excitation. Ceci donne $\tau_R \approx 10^{10}$ à 10^{20} bsec (1 bsec = 10^{-23} sec). Les temps d'équilibration liés au transfert d'énergie cinétique τ_{rad} , de moment angulaire τ_{ang} , de déformation τ_d et de masse τ_{A_1} peuvent être estimés indirectement à l'aide de modèles^{21,22}. On obtient ainsi $\tau_{\text{rad}} \approx 30$ à 50 bsec, $\tau_{\text{ang}} \sim 100$ à 200 bsec, $\tau_d \approx \tau_{A_1} \approx 100$ à 500 bsec.

L'évolution du sous-système intrinsèque dépend de l'intensité du potentiel de couplage $V(q, \xi)$. Au cours de la collision, ce potentiel agit un certain nombre de fois et lors de chaque action une certaine quantité d'énergie Δ et une certaine impulsion $\hbar\Delta k$ est transférée du sous-système collectif au sous-système intrinsèque. On associe à ces quantités un temps caractéristique : $\tau_\Delta \approx \hbar/\Delta$ et $\tau_{\Delta k} \approx 1/\dot{q}\Delta k$ où \dot{q} est la vitesse instantanée d'évolution de la variable collective q . L'intensité V peut être caractérisée par un temps τ_λ . Celui-ci peut être défini comme le temps nécessaire pour que la probabilité de trouver le sous-système intrinsèque qui était dans un état propre donné de H_{int} à un instant t_0 soit tombée à la valeur $1/e$ à l'instant $t_0 + \tau_\lambda$. Ce temps est directement relié au libre parcours moyen λ pour la variable q considérée, soit $\tau_\lambda = \lambda/\dot{q}$. Il est une mesure de l'intensité de l'interaction ou du temps qui s'écoule entre deux actions successives de V . Le potentiel de couplage est dit faible (processus markovien) si

$$\tau_\Delta \text{ ou } \tau_{\Delta k} \ll \tau_\lambda \quad (\text{IV-2})$$

Il est fort (processus non-markovien) si $\tau_\lambda \ll \tau_\Delta$ et $\tau_{\Delta k}$ (IV-3)

La signification physique de ces inégalités est claire. Dans le cas de la relation (IV-2) le transfert d'énergie ou de quantité de mouvement se fait rapidement entre les actions successives du potentiel de couplage. L'inverse est vrai dans le cas (IV-3).

Il faut donc déterminer l'ordre de grandeur de τ_λ et $\tau_{\Delta k}$. Pour cela on utilise le modèle schématisé sur la figure 12. Le recouvrement du puits du potentiel moyen de l'un des ions avec celui de

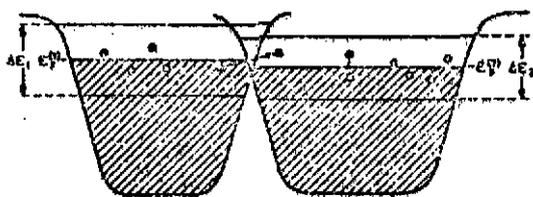


Figure 12 : Transfert d'énergie, de moment angulaire et de masse dû au recouvrement des potentiels moyens des deux ions^{14b}, (fig. 1).

125 MeV d'énergie. Si le temps de réaction est de l'ordre de 10^{-21} sec, le temps moyen entre deux créations successives de paires (particule-trou) est $\tau_{\lambda} \approx 4,5$ bsec. Ce résultat est qualitativement confirmé par l'expérience^{1b}.

Les conditions optimales d'applicabilité des concepts de transport sont réalisées lorsque (IV-1) et (IV-2) sont vérifiées et que

$$\tau_{eq} \ll \tau_{\lambda} \cdot \tau_{\Delta k}$$

(IV-4)

Le temps d'équilibration τ_{eq} du sous-système intrinsèque peut être estimé de la façon suivante.

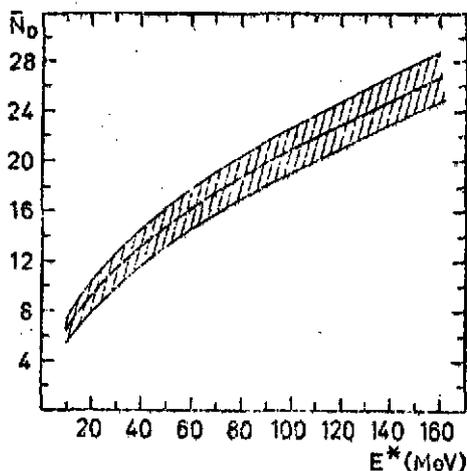


Figure 13 : Nombre moyen \bar{N} d'états particule-trou à E^* fixé et sa variance (zone hachurée)^{23,5}.

Il est possible de connaître le nombre N de paires (particule-trou) formées lors de la collision entre les ions si l'on connaît l'énergie par nucléon transférée au sous-système intrinsèque à l'énergie d'excitation E^* considérée¹ (2è réf.). Ce nombre N est proche de \bar{N} , le nombre caractéristique de paires (particule-trou) du système en équilibre thermodynamique à l'énergie E^* ²³ donné sur la figure 13. On peut donc considérer que le sous-système intrinsèque est approximativement en équilibre thermodynamique entre deux actions successives de $V(q, \xi)$: son temps d'équilibration τ_{eq} est de l'ordre de grandeur de τ_{λ} , $2\tau_{\lambda}$ soit $\tau_{eq} \sim 5$ à 10 bsec. Ce temps est obtenu en estimant la durée de vie d'un état à \bar{N} paires (particule-trou). Si Γ^{\dagger} est la largeur d'échappement d'un état à une particule, la durée de vie de cet état est $\tau = \hbar/2\Gamma^{\dagger}$. Pour \bar{N} paires (particule-trou) $\tau = \hbar/4N\Gamma^{\dagger}$. On estime $\Gamma^{\dagger} \approx 200$ keV²⁴ pour un état (particule-trou) situé entre 1.8 et 2.5 MeV au-dessus (ou en-dessous) de la surface de Fermi. Ces estimations montrent que τ_{λ} est du même ordre de grandeur que τ_{eq} .

l'autre provoque l'excitation des particules au-dessus de la surface de Fermi des ions $\epsilon_F^{(1)}$ et $\epsilon_F^{(2)}$ dans des bandes d'énergie $\Delta\epsilon_1$ et $\Delta\epsilon_2$, provoquant la création de paires (particule-trou). Des nucléons peuvent être transférés d'un puits dans l'autre. On estime alors $\frac{\hbar k_F}{5} \ll \hbar\Delta k \ll \hbar k_F$ où k_F est le moment de Fermi dans la matière nucléaire, la limite inférieure correspondant à des nucléons à la surface des ions. Pour une énergie de bombardement par nucléon $E/A = 4$ MeV, $\dot{q} = 0.093c$ (q est la distance relative entre les ions, c la vitesse de la lumière). Dans ces conditions, $\tau_{\Delta k} \approx 15$ bsec. L'énergie ΔE transférée par création d'une paire (particule-trou) est $< \frac{2}{5} (\epsilon_F E/A)^{1/2}$. Pour $\epsilon_F = 40$ MeV on obtient $\Delta E \approx 5$ MeV. Il faut par conséquent à peu près 25 créations de paires (particule-trou) pour dissiper

En résumé, les conditions d'applicabilité d'une équation de Fokker-Planck à l'étude des collisions d'ions lourds sont données par les relations (IV-1), (IV-4) et (IV-2). La première condition est à peu près réalisée ($\tau_{coll} \geq 30$ bsec, $\tau_{eq} \leq 10$ bsec), la seconde ne l'est pas vraiment ($\tau_{\lambda} \approx 3$ bsec, $\tau_{\Delta k} \approx 15$ bsec), la troisième pas du tout. Ceci montre donc les limites imposées par un système nucléaire et la différence entre un tel système et la particule brownienne pour laquelle les conditions imposées sont parfaitement réalisées (le système " intrinsèque " des particules microscopiques est en équilibre thermodynamique, i.e. $\tau_{eq} \approx 0$ et le temps caractéristique d'évolution de la particule macroscopique τ_{coll} est beaucoup plus grand que τ_{eq}). Les estimations de temps caractéristiques montrent que pour les collisions d'ions lourds, le régime est celui qui correspond au couplage fort : plusieurs états à nombre différent de paires (particule-trou) peuvent se chevaucher entre deux actions du potentiel de couplage. Il existe des procédures techniques qui permettent de se replacer dans le cadre d'un système à couplage faible^{15b}. Une méthode consistante qui permet de rendre le processus markovien (i.e. de dériver une équation du type Fokker-Planck) a été développée⁹⁶. Elle nécessite l'introduction explicite de l'énergie d'excitation du sous-système intrinsèque comme variable macroscopique dans l'expression de la fonction de distribution. On peut montrer par ailleurs que la phase d'approche (début de la réaction) correspondant à une énergie d'excitation du système intrinsèque de quelques dizaines de MeV correspond à un temps qui est du même ordre de grandeur que τ_{rad} . Cette partie du processus ne peut évidemment pas être décrite dans le cadre d'une théorie de transport.

L'estimation des temps discutée ci-dessus est relativement grossière. Elle donne cependant une idée des caractéristiques rencontrées dans la physique des ions lourds à des énergies de quelques MeV par nucléon et montre les limitations de principe et les difficultés qui sont rencontrées dans une description de transport.

Enfin, on conçoit, lorsque l'énergie de bombardement augmente, que le temps caractéristique d'évolution des variables collectives diminue, tendant à rendre la vérification de l'inégalité (IV-1) de plus en plus difficile et par conséquent l'image de la séparation en sous-systèmes de plus en plus douteuse. Il n'est pas clair dans l'esprit de l'auteur comment cette évolution se fait et une estimation quantitative des limites d'applicabilité des théories de transport reste à déterminer.

2. Exemple de dérivation des coefficients de transport classiques.

On se propose de présenter ici une méthode de dérivation des coefficients d'une équation de transport classique pour les variables collectives^{25,26,27} en partant de la décomposition habituelle de l'Hamiltonien du système

$$H = H_{\text{coll}}(\{q\}) + H_{\text{int}}(\{\xi\}) + V(\{q\}, \{\xi\}) \quad (\text{IV-5})$$

où $\{q\}$ et $\{\xi\}$ représentent l'ensemble des variables collectives et intrinsèques. On suppose pour ce faire que les conditions d'applicabilité des concepts de transport discutées dans le paragraphe précédent sont vérifiées. Pour la simplicité de l'écriture, on se restreint au cas d'une seule variable q , la généralisation à plusieurs variables est immédiate. On pourra trouver dans la réf.⁵ une représentation d'autres dérivations dans le cadre des théories et modèles développés^{13, 14, 15}.

a) Formulation générale.

La dynamique du sous-système collectif est supposée être décrite par le Lagrangien classique

$$\mathcal{L}(q, \dot{q}) = T(q) - U(q) \quad (\text{IV-6})$$

où $T(q)$ est l'énergie cinétique collective caractérisée par une masse d'inertie et $U(q)$ un potentiel, par exemple le potentiel relatif entre les deux ions si q est la distance ou l'énergie de la goutte liquide avec ou sans effets de couches²⁸ si q est un degré de liberté de déformation.

Dans un intervalle de temps $t_0 \leq t \leq t_1$, on associe à \mathcal{L} l'intégrale d'action le long d'un chemin partant de $q(t_0) \equiv q_0$ et se terminant en $q(t_1) \equiv q_1$:

$$S[q(t)] = \int_{t_0}^{t_1} dt \mathcal{L}(q, \dot{q}) \quad (\text{IV-7})$$

L'espace du sous-système intrinsèque est sous-tendu par un ensemble complet d'états orthonormés $|a\rangle, |b\rangle, \dots$. Si on dénote par $A_{ba}[q(t)]$ l'amplitude de probabilité pour que le sous-système intrinsèque se trouve dans l'état $|b\rangle$ à l'instant t s'il se trouvait dans l'état $|a\rangle$ à l'instant t_0 , on peut définir, pour deux chemins différents q et \tilde{q} (cf. figure 14) la fonctionnelle d'influence^{29,30} :

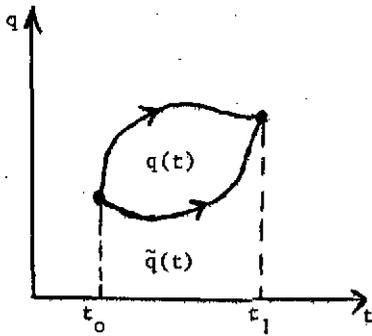


Figure 14 : Chemins entre t_0 et t_1

$$\rho_{ba} \equiv A_{ba}[q(t_1)] A_{ba}^*[\tilde{q}(t_1)] \quad (\text{IV-8})$$

Si un grand nombre d'états finaux $|b\rangle$ sont accessibles au sous-système intrinsèque, on peut définir

$$\rho_a[q(t_1), \tilde{q}(t_1)] \equiv \sum_b \rho_{ba}[q(t_1), \tilde{q}(t_1)] \quad (\text{IV-9})$$

Dans les collisions très inélastiques d'ions lourds, la densité des niveaux d'états intrinsèques $|b\rangle$ est très grande à l'énergie d'excitation des ions considérée. Le sous-système intrinsèque peut alors être caractérisé par des propriétés statistiques qui permettent de remplacer ρ_{ba} par sa valeur moyenne sur l'ensemble des états $|b\rangle$. Ainsi (IV-9) devient :

$$\bar{\rho}_a[q(t_1), \tilde{q}(t_1)] = \sum_b \bar{\rho}_{ba}[q(t_1), \tilde{q}(t_1)] \quad (\text{IV-10})$$

Définissant

$$\eta(t) = q(t) - \tilde{q}(t) \quad (\text{IV-11})$$

on montrera sur un cas particulier dans la suite que $\bar{\rho}_a$ peut s'écrire sous la forme

$$\bar{\rho}_a[q(t_1), \tilde{q}(t_1)] \propto \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^{t_1} dt \eta(t) F(t) - \frac{1}{2\hbar^2} \int_{t_0}^{t_1} dt \int_{t_0}^{t_1} dt' \eta(t) \eta(t') G(t, t') + O(\eta^3) \right\} \quad (\text{IV-12})$$

où F et G sont fonctions de q et de ses dérivées.

La probabilité de transition quantique moyenne pour que le système se déplace de l'état initial $\{q_0, |a\rangle\}$ à $t = t_0$ au point $\{q_1$ à $t = t_1$, moyenné sur tous les états finaux $|b\rangle$ du sous-système intrinsèque} est donné par²⁵

$$|\overline{K_a}|^2 = \int_{q_0}^{q_1} \mathcal{D}q \int_{\tilde{q}_0}^{\tilde{q}_1} \mathcal{D}\tilde{q} \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} [S(q) - S(\tilde{q})] \right\} \bar{\rho}_a[q, \tilde{q}] \quad (\text{IV-13})$$

Dans le membre de droite, les intégrations symbolisent la somme continue sur tous les chemins que peuvent suivre les variables q et \tilde{q} entre t_0 et t_1 .

La limite classique de cette probabilité est obtenue en appliquant l'approximation de la phase stationnaire à l'intégrand dans le membre de droite de (IV-13) (cf. appendice C). On obtient alors l'équation de la trajectoire classique $q(t)$ suivie par le sous-système collectif :

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} = F(t) \quad (\text{IV-14})$$

En l'absence de couplage entre les deux sous-systèmes $F = G = 0$. Ceci montre que le sous-système intrinsèque agit sur le sous-système collectif par l'intermédiaire de forces F et on verra plus

loin que celles-ci peuvent, sous certaines conditions, s'écrire sous la forme $\gamma \dot{q}$ et $M\ddot{q}$, c'est-à-dire des forces de type dissipatif et conservatif. Le terme quadratique en n dans (IV-12) représente les fluctuations du sous-système collectif autour de la trajectoire classique. Dans l'exemple qui suit, $G(t, t') = ZDf(t, t')$ où D peut être interprété comme un coefficient de diffusion^{25,31}.

La dérivation des coefficients de friction γ et de diffusion D ainsi que du paramètre de masse M permet de dériver pour q et son moment conjugué p une équation de transport pour la fonction de distribution classique $P(q, p; t)$ en couplage faible ou en couplage fort⁹⁶.

b) Dérivation explicite des coefficients de transport.

On se place dans la base intrinsèque fixe (indépendante de q) des états propres de $H_{int}(\xi)$:

$$H_{int}(\xi)|a\rangle = \epsilon_a |a\rangle \quad (IV-15)$$

où ϵ_a est l'énergie associée à $|a\rangle$.

L'opérateur d'évolution U du sous-système intrinsèque obéit à ($\hbar = 1$ dans la suite) :

$$i \frac{\partial U}{\partial t} = [H_{int}(\xi) + V(q, \xi)]U \quad (IV-16)$$

Les propriétés statistiques du sous-système intrinsèque qui permettent de calculer $\bar{\rho}_a$ moyennée sur un ensemble d'états $|b\rangle$ sont introduites par l'intermédiaire du modèle des matrices aléatoires¹⁵ : les éléments de matrice $V_{ab}(q, \xi)$ entre les états intrinsèques $|a\rangle$ et $|b\rangle$ forment un ensemble gaussien caractérisé par

$$\overline{V_{ab}} = 0 \quad (IV-17)$$

et ses seconds moments paramétrés sous la forme

$$\overline{V_{ab}(q)V_{cd}(\tilde{q})} = (\delta_{ac}\delta_{bd} + \delta_{ad}\delta_{bc})(D_a D_b)^{1/2} W_0 f\left[\frac{1}{2}(q + \tilde{q})\right] \exp\left\{-\frac{1}{2}(\epsilon_a - \epsilon_b)^2/\Delta^2\right\} \exp\left\{-\frac{1}{2}(q - \tilde{q})^2/\sigma^2\right\} \quad (IV-18)$$

La distance de corrélation entre les niveaux d'énergie ϵ_a et ϵ_b est caractérisée par Δ définie plus haut et correspond à la largeur d'étalement des états correspondants. La longueur de corrélation σ est reliée au moment moyen transféré au cours d'une action de V , $\sigma^{-1} = \Delta k$. Le paramètre W_0 est une mesure de l'intensité du couplage V , f un facteur de forme qui tient compte du recouvrement des ions au cours de la réaction, D_a et D_b sont les écartements moyens des niveaux intrinsèques aux énergies ϵ_a et ϵ_b . D_b décroît avec l'énergie d'excitation ainsi que les seconds moments (IV-18) : ceci se justifie dans la mesure où le recouvrement des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ diminue quand ϵ_b augmente. Des estimations sur l'ordre de grandeur de ces quantités peuvent être trouvées dans la référence²⁵.

Dans l'approche considérée, l'expression de la valeur moyenne de la fonctionnelle d'influence est donnée par

$$\overline{\rho_{ba}[q(t), \tilde{q}(t')]} = \langle b | U(q, t, t_0) | a \rangle \langle a | U^\dagger(\tilde{q}, t', t_0) | b \rangle \quad (\text{IV-19})$$

On essaie d'écrire cette fonctionnelle sous la forme donnée par (IV-12). Pour ce faire, on définit la fonctionnelle généralisée

$$P(T, \tau) = \int_b \exp\{i\varepsilon_b \tau\} \tilde{\rho}_{ba}(T + \frac{\tau}{2}, T - \frac{\tau}{2}) \quad (\text{IV-20})$$

où $T = \frac{1}{2}(t + t')$, $\tau = t - t'$

qui est identique à $\tilde{\rho}_a$ pour $\tau = 0$.

En utilisant (IV-16), (IV-18), (IV-19) et (IV-20) il est possible de dériver pour P une équation intégral-différentielle qui s'écrit sous la forme

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(T, \tau)}{\partial t} = & \sqrt{2\pi\Delta} W_0 f[q(T)] \cdot \left\{ \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' g(T, \tau - \tau') e^{-\frac{\Delta^2}{2}(-\tau' + i\frac{\beta}{2})^2} P(T, \tau') \right. \\ & \cdot e^{-\frac{1}{2}[q(T - \frac{\tau}{2} + \tau') - q(T - \frac{\tau}{2}) + \eta(T)]^2 / \sigma^2} \\ & - \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' g(T, \tau - \tau') e^{-\frac{\Delta^2}{2}(\tau - \tau' + i\frac{\beta}{2})^2} P(T, \tau') e^{-\frac{1}{2}[q(T + \frac{\tau}{2}) - q(T - \frac{\tau}{2} + \tau')]^2 / \sigma^2} \\ & + \int_{\tau}^{\infty} d\tau' \tilde{g}^*(T, \tau' - \tau) e^{-\frac{\Delta^2}{2}(-\tau' + i\frac{\beta}{2})^2} P(T, \tau') e^{-\frac{1}{2}[q(T + \frac{\tau}{2}) - q(T + \frac{\tau}{2} - \tau') + \eta(T)]^2 / \sigma^2} \\ & \left. - \int_{\tau}^{\infty} d\tau' \tilde{g}^*(T, \tau' - \tau) e^{-\frac{\Delta^2}{2}(\tau - \tau' + i\frac{\beta}{2})^2} P(T, \tau') e^{-\frac{1}{2}[q(T + \frac{\tau}{2} - \tau') - q(T - \frac{\tau}{2})]^2 / \sigma^2} \right\} \quad (\text{IV-21}) \end{aligned}$$

Dans cette expression g est une fonction de Green définie par

$$G_a(t, t') \equiv \overline{\langle a | U(q, t, t') | a \rangle} = e^{-i\varepsilon_a(t-t')} g[t, t'] \quad (\text{IV-22})$$

et \tilde{g} celle qui correspond au chemin \tilde{q} . Ces fonctions vérifient une équation intégral-différentielle non linéaire²⁵.

Pour arriver à (IV-21) les approximations suivantes ont été introduites :

- (i) f(q) est une fonction qui varie lentement avec q ;
- (ii) $D_a = e^{-\beta E_a}$, où β^{-1} est une température nucléaire,
- (iii) P(T, τ) et $\eta(T)$ sont des fonctions qui varient lentement avec T.

On peut montrer que l'équation (IV-21) a une solution, $P_{eq}(T, \tau)$, qui est indépendante de T lorsque T devient grand et ceci quelle que soit l'intensité du couplage V , dans la mesure où $\beta\Delta \ll 1$, c'est-à-dire pour des températures β^{-1} élevées. Cette solution vérifie (IV-21) pour $\eta = 0$.

$$\text{Pour } \tau < 0 : P_{eq}(T, \tau) = \tilde{g}^*(T, -\tau - i\beta) / \tilde{g}^*(T, -i\beta) \quad (\text{IV-23})$$

$$\text{Pour } \tau > 0 : P_{eq}(T, \tau) = g(T, \tau - i\beta) / g(T, -i\beta)$$

Si on écrit :

$$P(T, \tau) \equiv P_{eq}(T, \tau) e^{\int_0^T dt' L(T', \tau)} \quad (\text{IV-24})$$

On montre que :

$$\begin{aligned} L(T, 0) = & -\eta(T) \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} W_0 \Delta f[q(T)] \left\{ \int_{-\infty}^0 dt' g(T, -t') P_{eq}(T, t') e^{-\frac{\Delta^2}{2}(-t' + \frac{i\beta}{2})^2} \right. \\ & \left. e^{-\frac{1}{2}[q(T+t')-q(T)]^2/\sigma^2} [q(T-t')-q(T)] \right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} dt' g^*(T, t') P_{eq}(T, t') e^{-\frac{\Delta^2}{2}(-t' + \frac{i\beta}{2})^2} - \frac{1}{2}[q(T)-q(T-t')]^2/\sigma^2 [q(T)-q(T+t')] \right\} \\ & - \frac{\eta^2}{2}(T) \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} W_0 \Delta f[q(T)] \left\{ \int_{-\infty}^0 dt' g(T, -t') P_{eq}(T, t') e^{-\frac{\Delta^2}{2}(-t' + \frac{i\beta}{2})^2} - \frac{1}{2}[q(T+t')-q(T)]^2/\sigma^2 \right. \\ & \left. + \int_0^{\infty} dt' g^*(T, t') P_{eq}(T, t') e^{-\frac{\Delta^2}{2}(-t' + \frac{i\beta}{2})^2} - [q(T)-q(T-t')]^2/\sigma^2 \right\} + \theta(\eta^3) \quad (\text{IV-25}) \end{aligned}$$

La définition (IV-24) et la relation (IV-25) montrent que la fonctionnelle d'influence a la forme cherchée, donnée par (IV-12). Il suffit alors d'identifier les coefficients γ, μ dans le terme linéaire en η et D dans le terme quadratique en η , en développant les quantités $[q(T \pm \tau') - q(T)]$ en série de Taylor autour de q et en retenant les termes d'ordre le plus bas en \dot{q} et \ddot{q} .

On peut obtenir une forme analytique approximative pour la fonction de Green g dans les deux cas correspondant au couplage faible (W_0 petit) et au couplage fort (W_0 grand) :

$$\begin{aligned} g(T, \tau) & \approx e^{-\frac{1}{2} \omega |\tau|} && (\text{couplage faible}) \\ g(T, \tau) & \approx e^{-\frac{1}{2} \frac{\tau^2}{\tau_0}} && (\text{couplage fort}) \end{aligned}$$

où ω et τ_0 sont des quantités dépendant des paramètres introduites dans (IV-18)²⁵.

Dans le cas du couplage faible il vient :

$$\begin{aligned}
 \gamma &= \frac{2\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} W_0 \Delta f[q(T)] e^{\frac{\beta^2 \Delta^2}{8}} \int_0^\infty d\tau' \tau' e^{-\omega\tau'} e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{\dot{q}^2}{\sigma^2} + \Delta^2 \right] \tau'^2} \sin \left[\frac{\beta \Delta^2 \tau'}{2} \right] \\
 M &= \frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} W_0 \Delta f[q(T)] e^{\frac{\beta^2 \Delta^2}{8}} \int_0^\infty d\tau' \tau'^2 e^{-\omega\tau'} e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{\dot{q}^2}{\sigma^2} + \Delta^2 \right] \tau'^2} \sin \left[\frac{\beta \Delta^2 \tau'}{2} \right] \\
 D &= \frac{2\sqrt{2\pi}}{\sigma^2} W_0 \Delta f[q(T)] e^{\frac{\beta^2 \Delta^2}{8}} \int_0^\infty d\tau' e^{-\omega\tau'} e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{\dot{q}^2}{\sigma^2} + \Delta^2 \right] \tau'^2} \cos \left[\frac{\beta \Delta^2 \tau'}{2} \right]
 \end{aligned} \tag{IV-26}$$

et des expressions semblables dans le cas du couplage fort. On obtient ainsi une expression explicite pour $F(t)$ (cf. (IV-14)) ainsi que pour $G(t, t')$ (IV-12).

On peut montrer par ailleurs en reprenant l'expression (IV-25),²⁵ que les coefficients γ et D sont reliés entre eux par la relation

$$\gamma = \frac{1}{2} \beta_{\text{eff}} D$$

à la limite où \dot{q} est très petit. Cette relation a la forme de la relation d'Einstein (cf. chapitre III). Dans le cas du couplage faible β_{eff}^{-1} est la température du système intrinsèque, $\beta \propto \langle \epsilon_b \rangle^{-1/2}$. Dans le cas du couplage fort, $\beta_{\text{eff}} \propto \langle \epsilon_b \rangle^{-1/2}$ où $\langle \epsilon_b \rangle = \langle \epsilon_b \rangle + \beta/\tau_0^2$, β/τ_0^2 représentant l'énergie d'interaction due à l'action du potentiel de couplage et $\langle \epsilon \rangle$ l'énergie totale contenue dans le sous-système intrinsèque. La différence entre les deux cas est une manifestation de l'intensité du couplage qui fait dériver le sous-système intrinsèque hors de la couche d'énergie dans le cas du couplage fort¹⁵.

Cette dérivation quelque peu fastidieuse peut être répétée dans le cas du choix d'une base intrinsèque adiabatique²⁶. Elle est limitée par les approximations et hypothèses (haute température, variation lente de la variable collective q) dont il est possible de se défaire partiellement en résolvant numériquement (IV-21) et l'équation qui régit l'évolution de la fonction de Green. Elle constitue une méthode élégante parmi tous les modèles et théories dans lesquelles on tente de faire une dérivation microscopique des coefficients de transport. Elle montre aussi les limitations imposées à l'évolution des variables collectives : celle-ci doit être "lente" pour que se justifient les approximations qui mènent à l'identification des forces dissipative et conservative. Ce point est inhérent à d'autres théories aussi¹³.

V. DESCRIPTION DU TRANSFERT DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS : MASSE, CHARGE ET MOMENT ANGULAIRE.

Des efforts extrêmement importants ont été faits ces dernières années afin d'obtenir une description satisfaisante de l'évolution des variables et observables macroscopiques dans les collisions d'ions lourds en termes de processus de transport. De nombreux modèles basés sur des approches phénoménologiques ou dérivés de théories de type microscopique ont été développés pour la description quantitative du transfert de l'énergie et du moment angulaire relatifs en énergie d'excitation et énergie de rotation intrinsèque des ions^{14b,32-36}.

Il s'est avéré très vite que le transfert de nucléons entre les ions observé expérimentalement par la mesure des distributions de masse et de charge en fin de réaction est un ingrédient essentiel pour la compréhension du processus de collision. On peut dire que la nature du mécanisme de transfert est encore assez mal comprise, c'est pourquoi divers types de modèles ont été développés. Au savoir de l'auteur, il existe essentiellement deux points de vue. Dans le premier type d'approche^{32,36,37,38}, le transfert est décrit en termes de variable collective, l'asymétrie de masse $y = (A_2 - A_1)/(A_1 + A_2)$ (A_1, A_2 = masses des ions) et (ou) $z = (Z_2 - Z_1)/(Z_1 + Z_2)$ (Z_1, Z_2 = charges des ions). Dans la seconde³⁹⁻⁴³, le processus se comprend comme un transfert de nucléons individuels.

Les deux points de vue ne sont pas identiques. Dans le premier cas, le transfert de nucléons est régi par la topologie de la surface d'énergie potentielle, somme du potentiel relatif agissant entre les ions et de l'énergie de liaison du fondamental du système³². Dans le second cas, c'est la probabilité de transfert de chaque particule en présence du potentiel qui agit entre les ions qui est l'ingrédient essentiel du mécanisme. De fait, cette seconde approche introduit des éléments microscopiques.

Dans la suite de ce chapitre, on se propose d'étudier divers modèles décrivant le transfert de nucléons et de moment angulaire et de les appliquer à l'étude de cas spécifiques pour lesquels un certain nombre de résultats expérimentaux ont été accumulés.

1. Transfert de neutrons et de protons.

a) Considérations générales sur le mécanisme.

On conçoit intuitivement que le transfert de particules entre deux ions en interaction se fait différemment pour les neutrons et les protons, ces derniers étant soumis au potentiel coulombien additionnel qui freine le passage d'un noyau à l'autre. Des indications expérimentales précises ont montré, pour des réactions assez périphériques correspondant à de faibles énergies d'excitation intrinsèques, un flux riche en neutrons, avec un rapport des variances en masse et en charge des fonctions de distribution correspondantes qui diminue avec l'énergie d'excitation des ions dans la région quasi-élastique⁴⁴. Cette évolution semble pouvoir se comprendre en termes de somme des énergies de liaison des ions, $B_1(N_1, Z_1) + B_2(N_2, Z_2)$ dans leur état fondamental : la figure 15 montre l'exemple de la réaction $^{136}_{54}\text{Xe}_{82} + ^{56}_{26}\text{Fe}_{30}$ pour $E_{\text{lab}} = 800$ MeV. Le système tend à descendre rapidement dans la vallée de stabilité de façon à

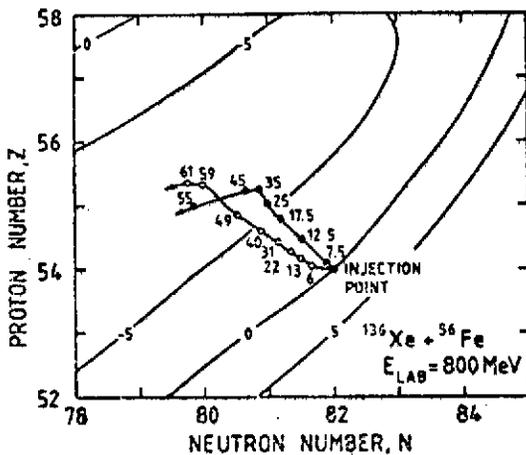


Figure 15 : Somme des énergies de liaison Xe+Fe en fonction du nombre de protons (Z) et de neutrons (N) dans le fragment du type Xe et évolution du système en fonction de l'énergie d'excitation des fragments. Points noirs : expérience. Points blancs : calcul théorique (cf. plus loin)⁴⁵, (fig. 7).

dèles s'attachant à la description de ce mécanisme peuvent être trouvés dans les références^{39-43,46}.

b) Le modèle : équations du mouvement.

Le sous-système collectif est caractérisé par la distance relative r , l'angle de déflexion θ , le nombre de protons et de neutrons Z_1 et N_1 du projectile. Le mouvement relatif (r, θ) est donné dans l'approximation classique justifiée par la courte longueur d'onde associée au mouvement relatif, par les équations de Newton

$$\mu \frac{d^2 r}{dt^2} = \mu r^2 \ddot{\theta} - \frac{dV_N}{dr} - \frac{dV_{c\&l\&b}}{dr} - K_r \left(\frac{dV_N}{dr} \right)^2 \quad (V-1)$$

$$\mu \frac{d}{dt} (r^2 \dot{\theta}) = - K_\theta \left(\frac{dV_N}{d\theta} \right)^2 r^2 \dot{\theta} \quad (V-2)$$

Les forces de friction, proportionnelles à \dot{r} et $\dot{\theta}$ sont celles dérivées par Gross et Kalinowski¹¹, V_N et $V_{c\&l\&b}$ sont les potentiels nucléaire et coulombien relatifs.

L'évolution du nombre de neutrons et de protons dans l'un des ions (projectile) au cours de la réaction supposée binaire est donnée par une équation de Fokker-Planck à deux dimensions de type sur-critique (absence de termes d'inertie, cf. chapitre III) pour la fonction de distribution $P(N_1, Z_1, t)$:

réaliser l'équilibration de charge et de masse ($N_1/Z_1 \approx N_2/Z_2 \approx (N_1 + N_2)/(Z_1 + Z_2)$) puis évolue dans la vallée de stabilité vers le minimum d'énergie $B_1 + B_2$, maximisant ainsi l'énergie d'excitation des fragments. Cette évolution se comprend qualitativement : la pente des surfaces d'énergies des ions dans une direction perpendiculaire à la vallée de stabilité étant très forte, les ions échangent dans un premier temps des protons et des neutrons à masse constante pour atteindre la vallée de stabilité pour le système total, après quoi ce dernier évolue dans la vallée de stabilité vers le minimum d'énergie correspondant généralement, pour des noyaux assez lourds, à des fragments d'égale masse ($A_1 = A_2 = A/2$).

On se propose d'étudier à l'aide du modèle de transport assez récent de Gross et Hartmann⁴⁵ le transfert de protons et de neutrons pour un certain nombre de réactions. D'autres mo-

$$\frac{\partial}{\partial t} P(N_1, Z_1, t) = \left[- \frac{\partial}{\partial N_1} v_{N_1}(N_1, Z_1, t) - \frac{\partial}{\partial Z_1} v_{Z_1}(N_1, Z_1, t) + \frac{\partial^2}{\partial N_1^2} D_{N_1 N_1}(N_1, Z_1, t) + \frac{\partial^2}{\partial Z_1^2} D_{Z_1 Z_1}(N_1, Z_1, t) \right] P(N_1, Z_1, t) \quad (V-3)$$

Dans cette équation N_1 et Z_1 sont considérés comme des variables continues, les coefficients de dérive v_{N_1} et v_{Z_1} caractérisent la direction vers laquelle P évolue et les coefficients de diffusion $D_{N_1 N_1}$, $D_{Z_1 Z_1}$ sa largeur dans les directions N_1 et Z_1 (cf. chapitre III). Le processus d'échange étant considéré comme un mécanisme s'appliquant à des particules indépendantes, (V-3) ne contient pas de termes du type $\partial^2 D_{N_1 Z_1} / \partial N_1 \partial Z_1$ qui introduit une corrélation entre la diffusion des neutrons et des protons.

La fonction de distribution satisfait aux conditions initiales :

$$P(N_1, Z_1; t = 0) = \delta(N_1 - N_{1i}) \delta(Z_1 - Z_{1i}) \quad (V-4)$$

où N_{1i} et Z_{1i} caractérisent le projectile avant la réaction.

En supposant que P reste approximativement gaussienne au cours du temps, elle peut être caractérisée par ses deux premiers moments, et l'équation (V-3) est remplacée par

$$\frac{d\langle N_1 \rangle}{dt} = v_{N_1}(\langle N_1 \rangle, \langle Z_1 \rangle, t) \quad (V-5)$$

$$\frac{d\langle Z_1 \rangle}{dt} = v_{Z_1}(\langle N_1 \rangle, \langle Z_1 \rangle, t) \quad (V-6)$$

$$\frac{d\sigma_{N_1}^2}{dt} = 2 \left\{ \left(\sigma_{N_1}^2 \frac{\partial}{\partial N_1} + \sigma_{N_1 Z_1}^2 \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) v_{N_1} + D_{N_1 N_1}(\langle N_1 \rangle, \langle Z_1 \rangle, t) \right\} \quad (V-7)$$

$$\frac{d\sigma_{Z_1}^2}{dt} = 2 \left\{ \left(\sigma_{Z_1}^2 \frac{\partial}{\partial Z_1} + \sigma_{N_1 Z_1}^2 \frac{\partial}{\partial N_1} \right) v_{Z_1} + D_{Z_1 Z_1}(\langle N_1 \rangle, \langle Z_1 \rangle, t) \right\} \quad (V-8)$$

$$\frac{d\sigma_{N_1 Z_1}^2}{dt} = \left(\sigma_{N_1 Z_1}^2 \frac{\partial}{\partial Z_1} + \sigma_{N_1}^2 \frac{\partial}{\partial N_1} \right) v_{Z_1} + \left(\sigma_{N_1 Z_1}^2 \frac{\partial}{\partial N_1} + \sigma_{Z_1}^2 \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) v_{N_1} \quad (V-9)$$

$$\text{où : } \langle N_1 \rangle \equiv \int dN_1 dZ_1 N_1 P(N_1, Z_1, t) / \int dN_1 dZ_1 P(N_1, Z_1, t)$$

$$\langle Z_1 \rangle \equiv \int dN_1 dZ_1 Z_1 P(N_1, Z_1, t) / \int dN_1 dZ_1 P(N_1, Z_1, t)$$

$$\sigma_{N_1}^2 \equiv \langle N_1^2 \rangle - \langle N_1 \rangle^2$$

$$\sigma_{Z_1}^2 \equiv \langle Z_1^2 \rangle - \langle Z_1 \rangle^2$$

$$\sigma_{N_1 Z_1}^2 \equiv \langle N_1 Z_1 \rangle - \langle N_1 \rangle \langle Z_1 \rangle$$

Dans ces conditions, la fonction de distribution s'écrit :

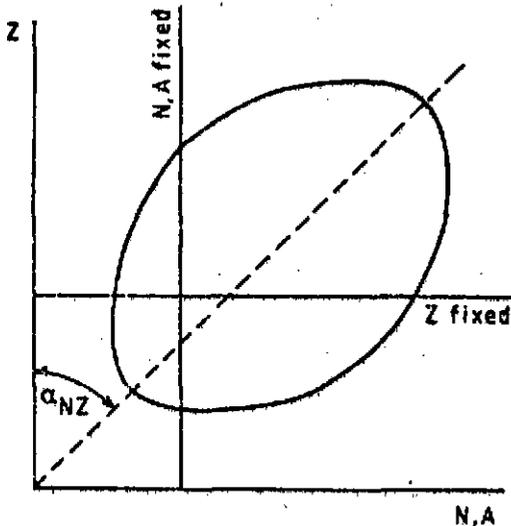
$$P(N_1, Z_1, t) = (\sigma_{N_1}^2 \sigma_{Z_1}^2 - \sigma_{N_1 Z_1}^4)^{-1/2} \cdot \exp \left\{ - \frac{(N_1 - \langle N_1 \rangle)^2 \sigma_{Z_1}^2 + (Z_1 - \langle Z_1 \rangle)^2 \sigma_{N_1}^2 - 2(N_1 - \langle N_1 \rangle)(Z_1 - \langle Z_1 \rangle) \sigma_{N_1 Z_1}^2}{2(\sigma_{N_1}^2 \sigma_{Z_1}^2 - \sigma_{N_1 Z_1}^4)} \right\} \quad (V-10)$$

Il est intéressant d'étudier l'évolution de P dans le plan (N_1, Z_1) .

Le coefficient

$$\chi \equiv \frac{\sigma_{N_1 Z_1}^2}{\sigma_{N_1} \sigma_{Z_1}} \quad (V-11)$$

caractérise le degré de corrélation neutron-proton. Le mouvement de corrélation maximum des protons contre (resp. avec) les neutrons correspond à $\chi = -1$ (resp. $\chi = +1$) et pour $\chi = 0$ ce mouvement est totalement non corrélié,



Les contours correspondant à P constant dans le plan (N_1, Z_1) forment des ellipses dont l'axe principal est incliné d'un angle (cf. figure 16)

$$\alpha = \text{Arctg} \left\{ \frac{\sigma_{N_1}^2 - \sigma_{Z_1}^2 + \sqrt{(\sigma_{N_1}^2 - \sigma_{Z_1}^2)^2 + 4\chi^2 \sigma_{N_1}^2 \sigma_{Z_1}^2}}{2\chi \sigma_{N_1} \sigma_{Z_1}} \right\} \quad (V-12)$$

par rapport à l'axe des Z_1 . Il prend les valeurs :

$$\begin{cases} \pi - \text{Arctg}(\sigma_{N_1} / \sigma_{Z_1}) & \chi = -1 \\ \frac{\pi}{2} & \chi = 0 \\ \text{Arctg}(\sigma_{N_1} / \sigma_{Z_1}) & \chi = +1 \end{cases} \quad (V-13)$$

Figure 16 : Contour à P constant dans le plan (N_1, Z_1) ⁴⁵. (fig. 1)

Si le système a le temps d'atteindre sa valeur d'équilibre dans la répartition des protons et des neutrons, l'angle limite α doit correspondre à celui de la vallée de stabilité (cf. § V-1a).

On peut facilement montrer que :

$$\sigma_{A_1}^2 = \sigma_{N_1}^2 + \sigma_{Z_1}^2 + 2\chi \sigma_{N_1} \sigma_{Z_1}$$

$$\sigma_{A_1 Z_1}^2 = \sigma_{Z_1} (\sigma_{Z_1} + \chi \sigma_{N_1})$$

où A_1 est le nombre total de particules dans un ion.

c) Coefficients de transport.

Le système d'équations (V-1), (V-2), (V-5) - (V-9) peut être intégré dans le temps si les coefficients de transport v et D sont explicitement connus.

Le modèle⁴⁵ suppose que le processus de transfert de nucléons est déterminé par la probabilité $\pi(\vec{r}_i, \vec{p}_i; C \rightarrow P) \equiv \pi_i(C \rightarrow P)$ pour qu'un nucléon (proton ou neutron) dans la cellule de l'espace de phase $\{[\vec{r}_i, \vec{r}_i + d\vec{r}_i], [\vec{p}_i, \vec{p}_i + d\vec{p}_i]\}$ passe de l'ion cible C dans l'ion projectile P et $\pi_i(P \rightarrow C)$ pour le processus inverse. Si ces probabilités sont toutes égales, la probabilité pour que n particules (protons ou neutrons) parmi les N particules présentes soient transférées de C dans P est donnée par

$$W_{n,N}(C \rightarrow P) = \frac{N!}{n!(N-n)!} \pi^n(C \rightarrow P) [1 - \pi(C \rightarrow P)]^{N-n} \quad (V-14)$$

A l'aide de la fonction génératrice

$$Z(\lambda) \equiv \prod_{i=1}^N \{1 - \pi_i(C \rightarrow P) + \lambda \pi_i(C \rightarrow P)\} \quad (V-15)$$

$$Z(1) = 1$$

on peut calculer le nombre moyen de particules transférées et la variance correspondante :

$$\langle n \rangle_{C \rightarrow P} = \left. \frac{\partial Z}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=1} = \prod_{i=1}^n \pi_i(C \rightarrow P) \quad (V-16)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{n_i, C \rightarrow P}^2 &\equiv \langle n^2 \rangle_{C \rightarrow P} - \langle n \rangle_{C \rightarrow P}^2 = \left. \frac{\partial^2 Z}{\partial \lambda^2} \right|_{\lambda=1} + \langle n \rangle_{C \rightarrow P} - \langle n \rangle_{C \rightarrow P}^2 \\ &= \sum_{i=1}^n \pi_i(C \rightarrow P) [1 - \pi_i(C \rightarrow P)] \end{aligned} \quad (V-17)$$

La dérivée v est égale à la variation du nombre moyen de particules dans le projectile :

$$\begin{aligned} v &\equiv \frac{d\langle n \rangle}{dt} = \frac{d(\langle n \rangle_{C \rightarrow P} - \langle n \rangle_{P \rightarrow C})}{dt} \\ &= 2 \left\{ \frac{d\vec{p}d\vec{r}}{(2\pi\hbar)^3} \left[\pi(C \rightarrow P) - \pi(P \rightarrow C) \right] \right\} \end{aligned} \quad (V-18)$$

où le facteur correspond à la dégénérescence, les protons et les neutrons étant traités séparément.

La variance totale dans les deux directions ($C \rightarrow P; P \rightarrow C$) est donnée $\sigma_n^2 = \sigma_{n, C \rightarrow P}^2 + \sigma_{n, P \rightarrow C}^2$. Le coefficient de diffusion est égal à la variation de cette variance par unité de temps :

$$D = \frac{1}{2} \frac{d\sigma_n^2}{dt} = \left\{ \frac{d\vec{p}d\vec{r}}{(2\pi\hbar)^3} \left[\pi(C \rightarrow P) [1 - \pi(C \rightarrow P)] + \pi(P \rightarrow C) [1 - \pi(P \rightarrow C)] \right] \right\} \quad (V-19)$$

d) Probabilité de transfert d'un nucléon.

Il reste à déterminer les probabilités de transfert $\pi(C \rightarrow P)$ et $\pi(P \rightarrow C)$. Les nucléons sont supposés se déplacer indépendamment les uns des autres dans un potentiel commun au système cible-projectile. La géométrie du système est montrée dans la figure 17 (dans un système de coordonnées cylindriques $\{r, \rho\}$) et la dynamique dans la figure 18. Un nucléon d'impulsion \vec{p} faisant un angle θ_p avec l'axe du système et situé à une distance ρ de cet axe peut être transféré de

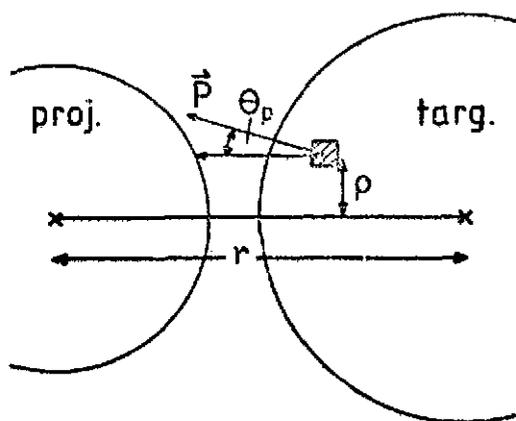


Figure 17 : Géométrie du système cible-projectile⁴⁵, (fig.2). r est la distance entre les centres des ions.

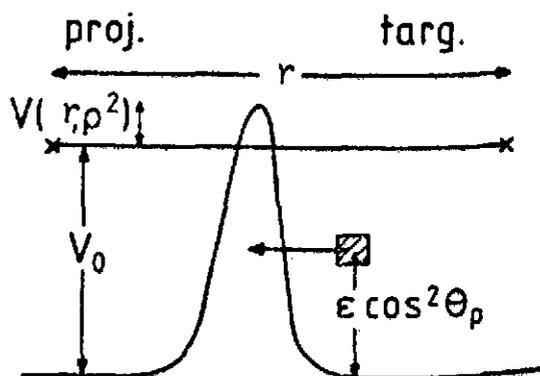


Figure 18 : Dynamique du système cible-projectile⁴⁵, (fig. 2).

la cible dans le projectile et vice versa. Il est situé dans un puits de potentiel de profondeur V_0 et soumis à la barrière $V(r, \rho^2)$ entre les ions au-dessus ou en-dessous du zéro d'énergie.

La probabilité de transfert $\pi(C \rightarrow P)$ est le produit de trois contributions :

- la probabilité pour que la cellule de l'espace de phase (\vec{p}, \vec{r}) d'énergie ϵ soit occupée par un proton (ou un neutron) dans la cible. Elle est donnée par la distribution de Fermi isotrope :

$$n_C(\epsilon) = \{1 + \exp[(\epsilon - \mu_C)/\tau]\}^{-1} \quad (V-20)$$

où μ_C est l'énergie de Fermi du proton (ou neutron) du noyau cible et τ la température du sous-système intrinsèque calculée dans le modèle du gaz de Fermi (cf. plus loin).

- La probabilité pour que la cellule correspondante dans le projectile soit inoccupée :

$$1 = n_P(\epsilon, \dot{r}) = \{1 + \exp[(\mu_P + p_F \dot{r} - \epsilon)/\tau]\}^{-1} \quad (V-21)$$

où μ_P est l'énergie de Fermi, p_F le moment de Fermi dans le projectile et \dot{r} la vitesse relative du projectile et de la cible. En pratique l'énergie à la surface de Fermi de la particule dans la cible est donnée par :

$$\frac{1}{2} m(\vec{v}_F + \dot{r})^2 - \frac{1}{2} m\dot{r}^2 = \mu_P + p_F \cdot \dot{r}$$

En se restreignant aux particules proches de la surface de Fermi, supposant que le déplacement

$\frac{1}{r}$ se fait uniquement dans la direction radiale et en moyennant sur toutes les directions de p_F pour $0 < |\theta_p| < \frac{\pi}{2}$ (cf. figure 17) on obtient (V-21). Le terme $p_F \cdot \hat{r}$ abaisse le niveau de Fermi vu par le nucléon dans la cible dans la voie d'entrée ($\hat{r} < 0$) et l'élève dans la voie de sortie ($\hat{r} > 0$).

- La probabilité de transfert de la cellule de l'espace de phase de la cible dans le projectile. Cette probabilité de transfert ou de passage par effet tunnel (cf. figure 18) est donnée, dans l'approximation parabolique de la barrière $V(r, \rho^2)$ entre les ions par :

$$f(\epsilon, r) = \left[1 + \exp\left\{ \frac{(V(r, \rho^2) + V_0 - \epsilon \cos^2 \theta_p) / \omega(r, \rho^2)}{\hbar} \right\} \right]^{-1} \quad (V-22)$$

où ω est relié à la courbure de la barrière :

$$\omega(r, \rho^2) = \frac{\hbar}{2\pi} \left(\frac{1}{m} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} \right)^{1/2}$$

En résumé, la probabilité de transfert d'un nucléon de la cible dans le projectile est donnée en regroupant (V-20), (V-21) et (V-22) :

$$\pi(C \rightarrow P) = n_C(\epsilon) [1 - n_P(\epsilon, \hat{r})] f(\epsilon, r) \quad (V-23)$$

qui est différente pour les protons et les neutrons puisque ces particules sont placées dans des potentiels différents. Une expression semblable peut être dérivée pour $\pi(P \rightarrow C)$.

e) Expression des coefficients de transport.

La combinaison de (V-18), (V-19) et (V-23) donne l'expression des coefficients de transport $v(r)$ et $D(r)$ pour les protons et les neutrons, dans le cadre des approximations discutées ci-dessus. En négligeant les effets du mouvement relatif entre le projectile et la cible ($p_F \cdot \hat{r} \approx 0$), on peut montrer que pour $\omega \gg \tau$:

$$v(r) = -N(\bar{\mu}, r) F$$

$$D(r) \approx \begin{cases} \frac{1}{2} [N(\bar{\mu}, r) - M(\bar{\mu}, r)] |F| & \tau \ll |F| \\ \frac{1}{2} [N(\bar{\mu}, r) - M(\bar{\mu}, r) / 3] \tau & \tau \gg |F| \end{cases} \quad (V-24)$$

avec

$$N(\bar{\mu}, r) = \frac{m}{2\pi\hbar^3} \int_0^{\bar{\rho}^2} d\rho^2 \omega(r, \rho^2) \ln \left\{ 1 + \exp \left[- \frac{V(r, \rho^2) + V_0 - \bar{\mu}}{\omega(r, \rho^2)} \right] \right\} \quad (V-25)$$

$$M(\bar{\mu}, r) = N(\bar{\mu}, r) - \frac{m}{2\pi\hbar^3} \int_0^{\bar{\rho}^2} d\rho^2 \frac{\omega(r, \rho^2)}{1 + \exp \left[\frac{V(r, \rho^2) + V_0 - \bar{\mu}}{\omega(r, \rho^2)} \right]}$$

qui décrivent le passage par effet tunnel des protons et des neutrons à travers une fenêtre d'ouverture maximum $\bar{\rho}$ (figure 17), $\bar{\mu} = 1/2(\mu_C + \mu_P)$ est l'énergie moyenne de Fermi pour un type de nucléons donné et $F = \mu_P - \mu_C$ la force de dérive (cf. plus loin).

Il est intéressant d'étudier la forme des coefficients pour différents cas limites. Ainsi, pour

une probabilité de passage par effet tunnel petite, $N \gg M$ (cf. (V-25)) et une température τ très petite $2D(r) \approx |v(r)|$, soit par (V-18) et (V-19) : $d\sigma_n^2 \approx |d\langle n \rangle|$, la variance est égale au nombre de particules transférées, ce qui correspond au résultat donné par le problème de la marche aléatoire classique. Pour τ grand, par contre, $v(r) = D(r)F/\tau$, la relation d'Einstein (cf. chapitre III) est vérifiée.

Dans le cas d'une probabilité de passage grande et une température faible :

$$D(r) \sim \frac{m}{4\pi\hbar^3} |F| \int_0^{\rho^2} d\rho^2 \omega(r, \rho^2)$$

le coefficient de diffusion est proportionnel à la courbure de la barrière, un résultat typique de la présence de fluctuations quantiques.

En résumé, les équations (V-24) donnent les expressions des coefficients de transport associés à la description du transfert de nucléons indépendants entre le projectile et la cible. Le modèle tient compte approximativement des effets quantiques associés à la traversée de la barrière de potentiel qui existe entre les ions en interaction. Cette barrière est différente pour les protons et les neutrons, les premiers sentant les effets de l'interaction coulombienne relative qui agit entre les noyaux. Les approximations introduites dans la dérivation sont essentiellement d'ordre géométrique (voir paragraphe 1d.)

f) Applications du modèle.

La force de dérive F_Z agissant sur les protons et introduite dans (V-24) est donnée par :

$$F_Z = S_{Z_1}(N_1, Z_1) - S_{Z_2}(N_2, Z_2) + \Delta V_{c\ell b} + \Delta V_\ell + \Delta V_n \quad (V-26)$$

où S_{Z_1} (S_{Z_2}) sont les énergies de séparation d'un neutron dans le projectile (la cible) calculées à l'aide du modèle de la goutte liquide sans et avec effets de couches et $\Delta V_{c\ell b}$, ΔV_ℓ , ΔV_n l'action du champ moyen créée par la cible sur les nucléons du projectile. Une expression semblable est obtenue pour F_N ($\Delta V_{c\ell b} = 0$ dans ce cas).

L'énergie $V_0 - \bar{\mu}$ est calculée comme l'énergie de séparation moyenne dans les deux ions. Comme elle varie lentement pour les différentes combinaisons projectile-noyau, elle est prise constante. Pour des distances de séparation finies entre les noyaux, des corrections semblables à celles utilisées dans (V-26) sont introduites.

La température (la même pour les deux fragments) est calculée dans le modèle du gaz de Fermi :

$$\tau = \sqrt{E^*/a} \quad a \approx A/8$$

La barrière de potentiel $V(r, \rho^2 = 0)$, et $\omega(h, \rho^2 = 0)$ est obtenue en ajustant des fonctions paraboliques sur les barrières en N et Z entre le projectile et la cible. Pour $\rho > 0$, une procédure empirique permet de déterminer $\bar{\rho}_N$ et $\bar{\rho}_Z$ ⁴⁵.

La figure 19 montre l'évolution des énergies de séparation S_N, S_Z des forces de dérive F_N et F_Z , des probabilités de pénétrations de barrière f_N et f_Z , des rayons d'ouverture de la fenêtre

dans laquelle se fait l'échange de nucléons $\bar{\rho}_N$ et $\bar{\rho}_Z$ et des coefficients de diffusion D_{NN} et D_{ZZ} en fonction du temps pour le système Xe sur Fe à $E_{lab} = 800$ MeV, $\ell = 150 \hbar$ et $\ell = 120 \hbar$.

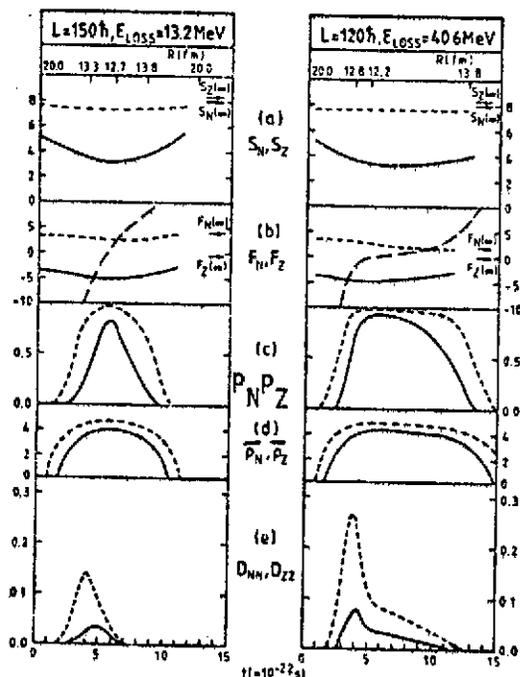


Figure 19 : Evolution dans le temps des quantités caractérisant le modèle pour Xe sur Fe⁴⁵, (fig. 4) (cf. texte). Les courbes en petits pointillés correspondent aux neutrons, les courbes en trait plein aux protons, S_N, S_Z : énergies de séparation F_N, F_Z : forces de dérive P_N, P_Z : pénétration de barrière au centre de la fenêtre de transfert (f_N, f_Z dans le texte) $\bar{\rho}_N, \bar{\rho}_Z$: dimensions de la fenêtre de transfert D_{NN}, D_{ZZ} : coefficients de diffusion. Les courbes en grands traits discontinus correspondent au cas où $p_F \neq 0$ (cf. texte)

Ces courbes sont obtenues par intégration simultanée dans le temps des équations (V-1), (V-2) et (V-5) - (V-9). On remarque que les probabilités de pénétration de barrière sont plus importantes pour les neutrons que pour les protons, quelle que soit l'énergie dissipée par friction et qu'il en va de même pour les coefficients de diffusion. Pour $\ell = 120 \hbar$ le temps d'interaction des deux ions est plus long que pour $\ell = 150 \hbar$.

La figure 20 montre les distributions expérimentales et théoriques $P(N_1, Z_1; t = \infty)$ pour différentes réactions à différents angles, dans le plan (N_1, Z_1) . Le point d'injection (N_1, Z_1) pour $t = 0$ est marqué par une croix. On observe un déplacement du centroïde de la distribution dans certains cas. Les effets de la dérive ont été montrés dans la figure 19 (cf. plus haut : F_N et F_Z) pour Xe sur Fe. On voit que la théorie reproduit assez bien les observations expérimentales.

La figure 21 montre l'évolution du rapport des variances σ_N^2/σ_Z^2 pour différentes énergies d'excitation et différents systèmes. Les rapports expérimentaux tendent vers la valeur 2.5 pour des énergies d'excitation croissantes, les calculs reproduisent plus ou moins bien ce résultat. On remarquera que pour des systèmes riches en neutrons (Xe sur Sn), les rapports à basse énergie d'excitation sont beaucoup plus forts (≈ 10) que pour les systèmes plus pauvres en neutrons (Xe sur Fe). Ceci se comprend aisément : pour de faibles énergies d'excitation, le flux de neutrons qui mène le système dans la vallée de stabilité est beaucoup plus important que le flux de protons, les distributions s'élargissent plus vite dans la direction des neutrons que dans la direction des protons.

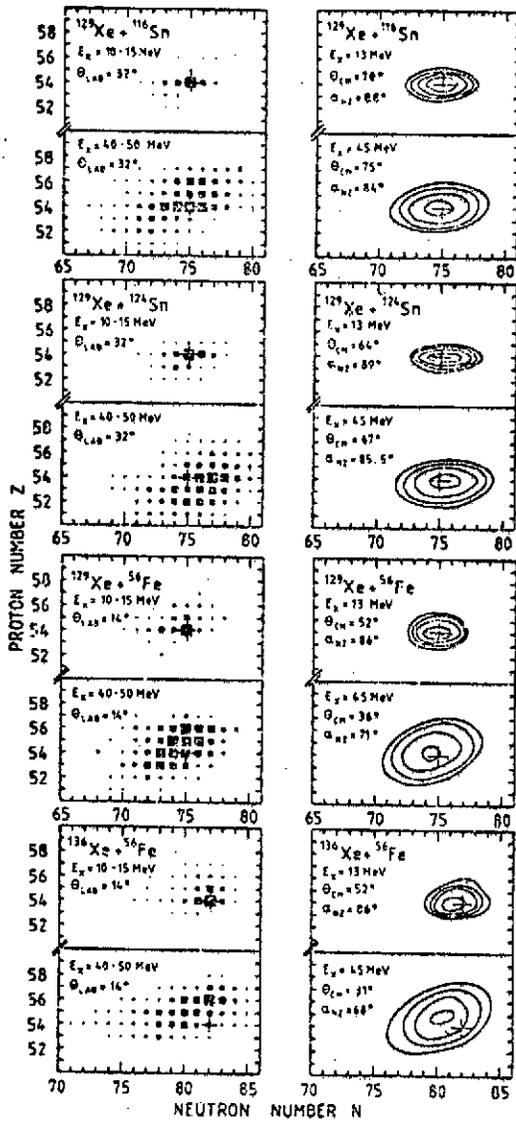


Figure 20 : Distributions expérimentales et théoriques ⁴⁵, (fig. 6) (cf. texte).

Figure 22 : Coefficient de corrélation pour différents systèmes en fonction de l'énergie d'excitation intrinsèque ⁴⁵, (fig. 9).

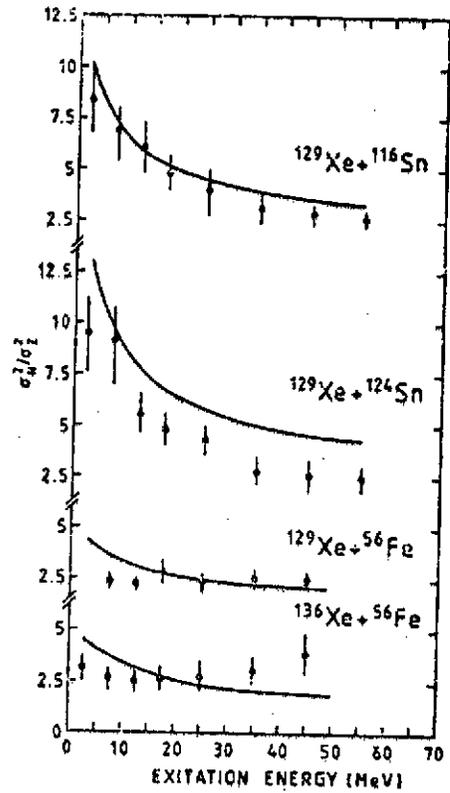
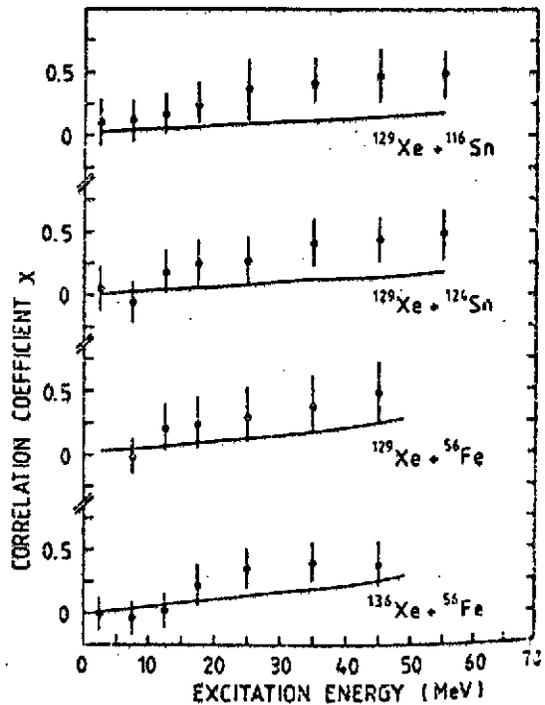


Figure 21 : Rapport de variances en protons et neutrons pour différentes énergies d'excitation intrinsèques ⁴⁵, (fig. 8)



La mesure des distributions de masse (cf. paragraphe 1b.) permet de déterminer χ . La comparaison avec le calcul est montrée dans la figure 22. On voit que l'accord est généralement bon, le calcul sous-estime cependant l'importance des corrélations proton-neutron.

Les valeurs absolues des variances $\sigma_{N_1}^2$ et $\sigma_{Z_1}^2$ sont difficiles à reproduire. On voit qu'elles sont généralement trop petites (cf. figure 23).

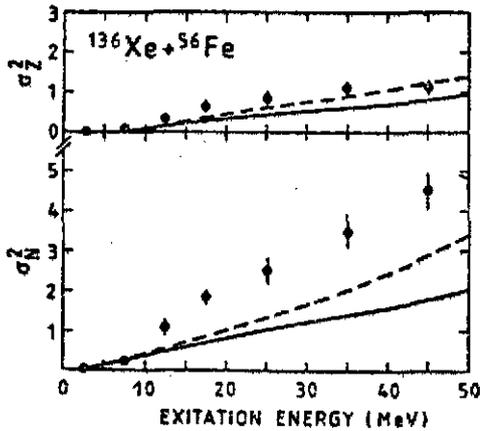


Figure 23 : Variations en protons et neutrons pour Xe sur Fe^{45} , (fig. 10). Les courbes en traits pointillés correspondent à l'inclusion d'une interaction à deux corps (effets de pairing, par exemple).

Dans certains cas (cf. figure 24) les calculs théoriques sont très éloignés des résultats expérimentaux à basse énergie d'excitation.

La figure 25 montre le coefficient de corrélation χ pour le système Fe sur U. Pour des énergies d'excitation intrinsèque inférieures à 20 MeV χ devient négatif, un résultat que la théorie ne peut pas expliquer car ceci impliquerait que la diffusion se ferait dans la direction perpendiculaire à la vallée de stabilité. Ce mécanisme est en fait fortement empêché par la pente des surfaces d'énergie potentielles qui est très grande. (cf. paragraphe 1a.)

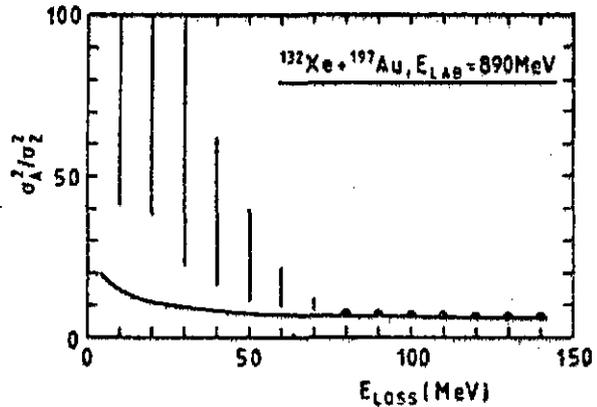


Figure 24 : Rapport de variances $\sigma_{A_1}^2 / \sigma_{Z_1}^2$ pour Xe sur Au^{45} , (fig. 13)

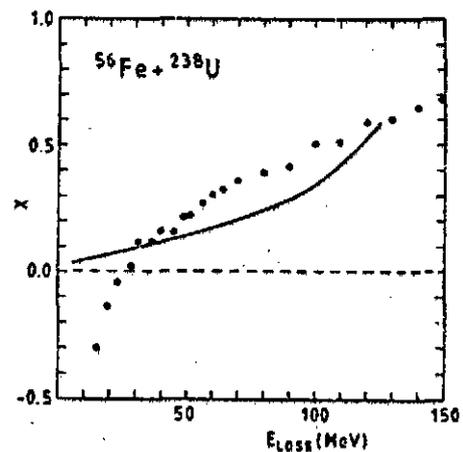


Figure 25 : Fonction de corrélation pour Fe sur U^{45} , (fig. 16)

g) Conclusions.

Le modèle qui a été discuté est intéressant dans la mesure où il tente d'introduire dans la description certains aspects quantiques du transfert de nucléons (effets de barrière). L'introduction des variables collectives (r, θ) se fait dans le cadre de la mécanique classique et le transfert de protons et de neutrons dans celui de la mécanique statistique. Il reproduit qualitativement la plupart des résultats expérimentaux, en particulier le processus rapide d'équilibration dans la répartition des neutrons et des protons dans les noyaux (figure 21). Par contre, les variances de la distribution finale sont en général, trop petites et la corrélation entre protons et neutrons est sous-estimée. Elle semble même être en désaccord avec l'expérience dans le cas précis Fe sur U.

Il est clair que les désaccords avec l'expérience sont liés aux hypothèses et approximations introduites. Celles-ci sont de différents types : approximations géométriques (transfert des nucléons suivant une direction parallèle à l'axe des centres des noyaux, absence des effets dus à la déformabilité, absence de col entre les ions), approximation des particules indépendantes dans le cadre du modèle du gaz de Fermi, traitement différent pour les variables collectives (r, θ) d'une part, (N_1, Z_1) d'autre part, approximation gaussienne pour la fonction de distribution des protons et des neutrons, utilisation d'une équation de transport pour les énergies d'excitation intrinsèques petites. Il est difficile de déterminer la part d'importance exacte de chaque point de cette liste. Ceci demande une amélioration point par point du modèle. Plus intéressantes, de l'avis de l'auteur, sont les contradictions flagrantes qui peuvent apparaître dans certains cas entre la théorie et l'expérience. On reviendra sur cette question dans le chapitre suivant.

2. Corrélations des moments angulaires de rotation dans les collisions d'ions lourds.

Dans la voie de sortie d'une réaction à une énergie de quelques MeV par nucléon, les fragments excités peuvent atteindre des moments angulaires élevés, de quelques dizaines d'unités \hbar . L'étude de l'état rotationnel des noyaux⁹⁴ peut apporter des renseignements intéressants sur leur structure, en particulier sur leurs moments d'inertie. La mesure des moments angulaires est délicate et se fait de manière indirecte : étude de la décroissance γ des fragments (multiplicité γ ⁴⁷⁻⁴⁹), de la production de particules légères⁵⁰ et des fragments de fission^{51,52,94}. Cette étude en est encore à ses débuts. Le développement des techniques expérimentales ("château de cristal", "boule de cristal", ...) dans un proche avenir devrait permettre d'accumuler des données de type exclusif qui améliore la détermination des moments d'inertie des ions excités.

On se propose de montrer sur un modèle simple comment on peut accéder à ces quantités⁵³.

Au cours de la réaction, la friction tangentielle qui s'exerce entre les ions transforme une partie du moment angulaire relatif initial \vec{L} en moments de rotation intrinsèque des ions \vec{L}_1 et \vec{L}_2 . On suppose ici que \vec{L}, \vec{L}_1 et \vec{L}_2 restent alignés dans la même direction. On néglige donc les effets de désalignement des noyaux qui sont induits par des fluctuations d'ordre statistique générés par des modes particuliers de rotation ("bending", "tilting", "wiggling", "twisting"...) des ions⁵⁴.

a) Le modèle⁵³.

On se place dans le cadre d'un modèle de transport en supposant que la distribution des moments

intrinsèques l_1 et l_2 obéit à une équation de Fokker-Planck :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} P(l_1, l_2; t) = & - \frac{\partial}{\partial l_1} (v_1 P) - \frac{\partial}{\partial l_2} (v_2 P) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial l_1^2} (D_1 P) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial l_2^2} (D_2 P) + \frac{\partial^2}{\partial l_1 \partial l_2} (D_{12} P) \end{aligned} \quad (V-27)$$

Les coefficients de dérive v_{l_1} , v_{l_2} sont reliés à l'énergie de rotation du système U_l pour l_1, l_2 fixés par les relations d'Einstein :

$$v_1 = \frac{D_1}{T} \frac{\partial U_l}{\partial l_1} \quad ; \quad v_2 = \frac{D_2}{T} \frac{\partial U_l}{\partial l_2} \quad (V-28)$$

où
$$U_l = \frac{l_1^2}{2J_1} + \frac{l_2^2}{2J_2} + \frac{(l_1 - l_2)^2}{2J_{rel}}$$

J_1, J_2, J_{rel} étant les moments d'inertie intrinsèques des ions et le moment relatif, D_1 et D_2 les coefficients de diffusion (D_{12} est choisi nul), T la température du complexe di-nucléaire.

Le potentiel U_l (V-28) étant quadratique en l_1 et l_2 , l'équation (V-27) possède une solution analytique exacte de type gaussien⁵⁵ si D_1, D_2 et T sont supposés constants. On peut calculer explicitement les premiers et seconds moments $\langle l_k \rangle$ ($k = 1, 2$), $\sigma_k^2 = \langle l_k^2 \rangle - \langle l_k \rangle^2$ et $\sigma_{12}^2 = \langle l_1 l_2 \rangle - \langle l_1 \rangle \langle l_2 \rangle$ qui déterminent complètement la distribution P .

Ainsi :

$$\begin{aligned} \langle l_k(t) \rangle &= \frac{J_k}{J_{tot}} l - A_k e^{-\frac{t}{\tau_1}} - B_k e^{-\frac{t}{\tau_2}} \\ \sigma_1^2 &= \frac{J_1 (J_{rel} + J_2)}{J_{tot}} T + E_1 e^{-\frac{2t}{\tau_1}} - F_1 e^{-\frac{2t}{\tau_2}} \\ \sigma_2^2 &= \frac{J_2 (J_{rel} + J_1)}{J_{tot}} T + E_2 e^{-\frac{2t}{\tau_1}} - F_2 e^{-\frac{2t}{\tau_2}} \\ \sigma_{12}^2 &= - \frac{J_1 J_2}{J_{tot}} T - \frac{D_1 D_2}{\lambda_1 (\lambda_1 - \lambda_2) J_{rel} T} e^{-\frac{2t}{\tau_1}} + \frac{D_1 D_2}{\lambda_2 (\lambda_1 - \lambda_2) J_{rel} T} e^{-\frac{2t}{\tau_2}} \end{aligned} \quad (V-29)$$

où $J_{tot} = J_1 + J_2 + J_{rel}$, $A_k, B_k, E_1, F_1, E_2, F_2$ sont des coefficients, τ_1 et τ_2 des temps de relaxation qui s'expriment en fonction des moments d'inertie, des coefficients D_1, D_2 et de la température, $\lambda_{1,2} = -\tau_{1,2}^{-1}$.

Lorsque $t \rightarrow \infty$, les moments atteignent des valeurs d'équilibre. Ainsi

$$\langle l_k \rangle_{eq} = \frac{J_k}{J_{tot}} l \quad \text{et} \quad (\sigma_1^2)_{eq} = \frac{J_1 (J_{rel} + J_2)}{J_{tot}}$$

et des relations semblables pour $(\sigma_2^2)_{eq}$ et $(\sigma_{12}^2)_{eq}$.

Si on définit

$$\sigma^2 \equiv \langle (\ell_1 + \ell_2)^2 \rangle - \langle \ell_1 + \ell_2 \rangle^2 \quad (\text{V-30})$$

$$\text{alors } \sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2\sigma_{12}^2$$

où la variance σ_{12}^2 mesure la corrélation entre les moments intrinsèques des noyaux. A l'équilibre ce terme vaut :

$$(\sigma_{12}^2)_{\text{eq}} = - \frac{\mathcal{J}_1 \mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_{\text{tot}}} T$$

et il est maximum pour la fragmentation symétrique en masse, c'est-à-dire $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2$ (étant entendu que, s'il existe, le degré de déformation est le même pour les deux ions).

L'existence de la corrélation σ_{12}^2 est particulièrement intéressante. Elle est en effet reliée à l'angle de corrélation

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctg \left[\frac{2\sigma_{12}^2}{\sigma_2^2 - \sigma_1^2} \right] \quad (\text{V-31})$$

dont ont tourné les axes de symétrie de la distribution P dans le plan (ℓ_1, ℓ_2) si, pour $t = 0$ les axes de symétrie étaient parallèles aux axes de coordonnées ($\sigma_{12}^2(0) = 0$) (cf. définition semblable dans le paragraphe 1 du chapitre V ci-dessus qui traite du transfert de masse et de charge).

A l'équilibre :

$$\alpha_{\text{eq}} = \frac{1}{2} \arctg \left[- \frac{2\mathcal{J}_1 \mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_{\text{rel}} (\mathcal{J}_2 - \mathcal{J}_1)} \right] \quad (\text{V-32})$$

et $\alpha_{\text{eq}} \geq -45^\circ$, la valeur limite étant atteinte pour $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_2$.

b) Calculs explicites.

L'utilisation des expressions (V-29) pour la détermination de l'angle de corrélation α dans une réaction donnée nécessite la connaissance de temps d'interaction $\tau_{\text{int}}(\ell)$ des ions pour une énergie de bombardement E_1 et un moment angulaire initial ℓ fixés ainsi que la dissipation d'énergie $\langle \Delta E \rangle = \langle \Delta E_1 \rangle + \langle \Delta E_2 \rangle$ dans l'excitation des fragments qui donne la température $\left(T \approx (\langle \Delta E \rangle / a)^{1/2} \right)$ à la fin de la réaction. Pour ce faire, on peut utiliser un modèle phénoménologique^{36,56,57}, dans lequel on tient compte de la déformation des ions à l'aide d'un coefficient de déformation $\epsilon(t)$ commun aux deux fragments. Les coefficients de diffusion D_1 et D_2 sont fixés à partir de l'expérience. La figure 26 montre l'évolution des quantités caractéristiques en fonction de ℓ en fin de réaction pour le système Kr + Sm à 7 MeV par nucléon. L'évolution des fonctions de distribution pour Kr + Sm et Ho + Ho est donnée dans la figure 27. Les courbes fermées correspondent à $P(\ell_1, \ell_2)$ constant. Les fluctuations dans le transfert de moment angulaire augmentent avec $\langle \Delta E \rangle$ ainsi que les effets d'anticorrélation caractérisés par α .

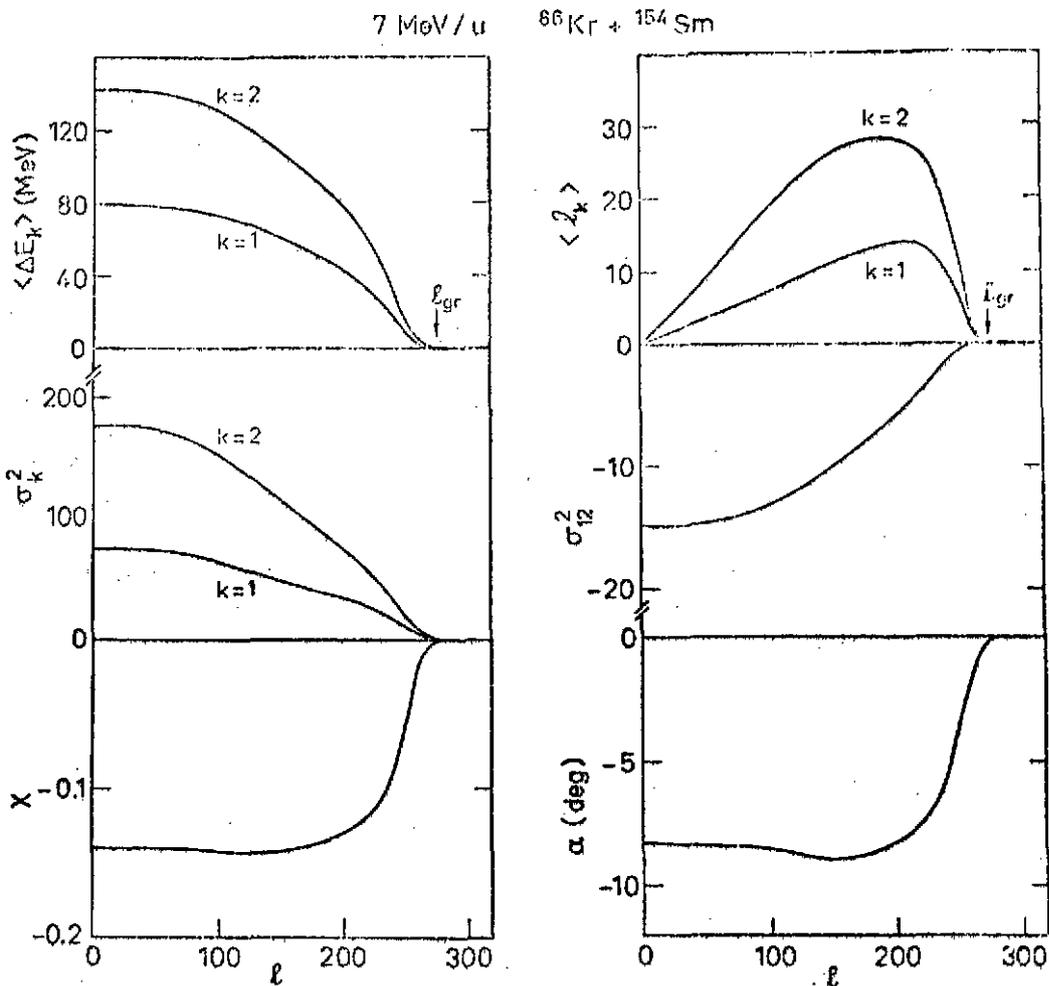


Figure 26 : Evolution des quantités caractéristiques dans la réaction Kr + Sm en fonction de l^{53} , (fig. 1) ; $\chi = \sigma_{12}^2 / \sigma_1 \cdot \sigma_2$.

La mesure expérimentale des effets de corrélation devrait permettre de confirmer ou d'infirmier l'applicabilité de modèles de transport au transfert de moment angulaire et d'obtenir des renseignements sur la structure des ions excités par l'intermédiaire de leurs moments d'inertie ((V-29), (V-31)). Il reste à savoir si les techniques expérimentales permettent de déceler ces effets qui peuvent être faibles.

Le modèle qui a été présenté ci-dessus contient des simplifications assez fortes : les effets de désalignement sont négligés, le mouvement relatif est traité de façon approximative (pas d'interprétation explicite au cours du temps), les ingrédients de l'équation de transport sont supposés constants (coefficients de diffusion, température), les moments d'inertie calculés pour des corps rigides avec une même déformation pour les deux ions. Ces divers points peuvent

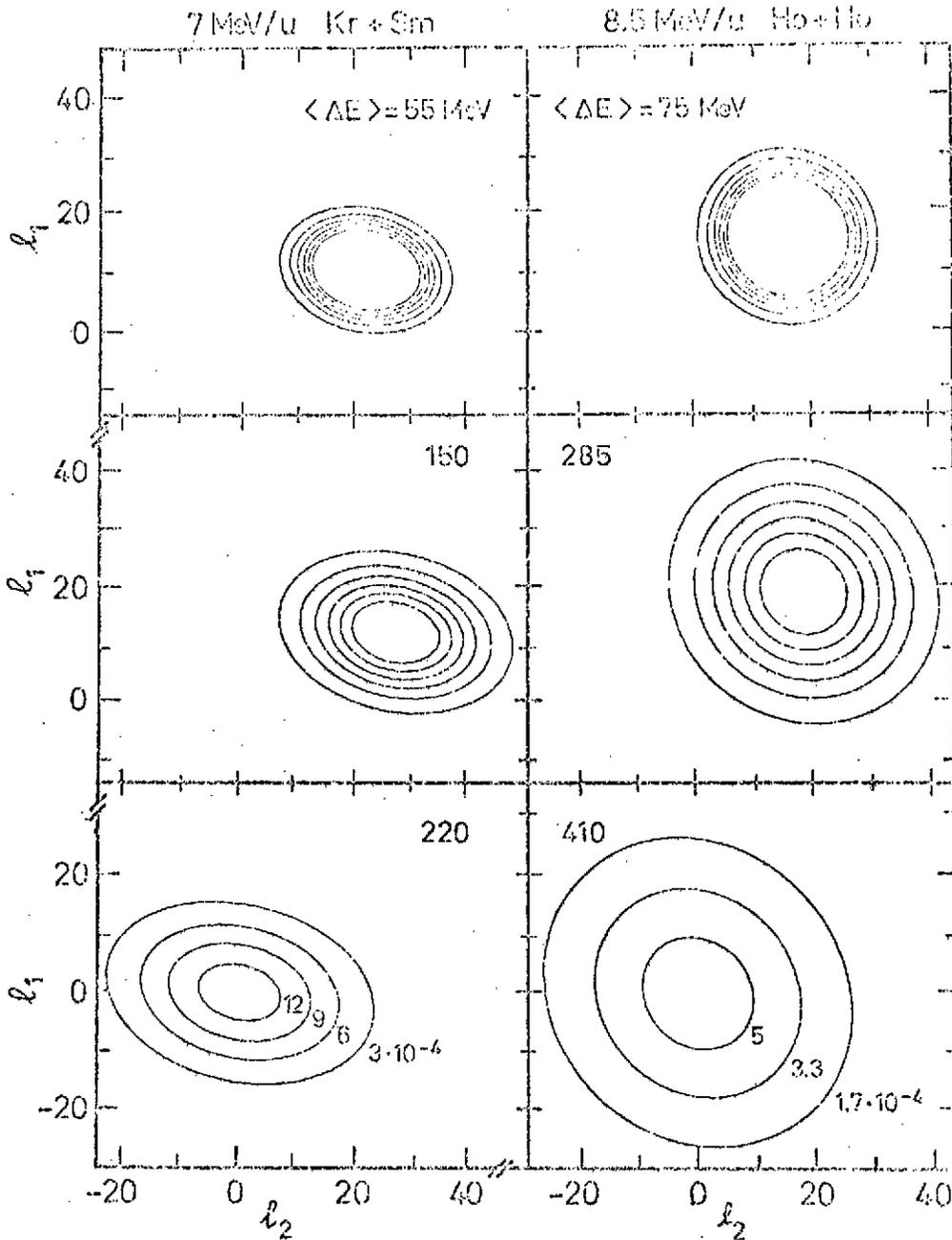


Figure 27 : Evolution des distributions de moments angulaires $P(l_1, l_2; t_{int})$ en fonction de l'énergie d'excitation $\langle \Delta E \rangle$ pour Kr + Sm et Ho + Ho⁵³, (fig. 3).
L'angle de corrélation α augmente avec $\langle \Delta E \rangle$.

cependant être améliorés en principe, en utilisant des modèles plus réalistes pour la description du mouvement relatif ainsi que les quantités entrant dans l'équation de transport (V-27).

3. Description du transfert de masse ; exemples de collisions entre ions lourds de masse moyenne.

Le modèle présenté et discuté au paragraphe 1 du présent chapitre décrit le transfert de nucléons entre ions en termes de particules individuelles dans un potentiel moyen et soumises à l'action d'une force de dérive. Ce modèle utilise des ingrédients microscopiques.

Le transfert peut ainsi être considéré comme un processus de nature collective en introduisant la variable d'asymétrie de masse $y = (A_2 - A_1)/A$ où A_1 et A_2 sont le nombre de nucléons dans les ions, $A = A_1 + A_2$. On suppose ici que le transfert se fait dans les conditions correspondant à l'équilibre de charges, $Z_1/A_1 = Z_2/A_2 = Z/A$ (Z_i = nombre de protons dans chaque ion). Cette hypothèse est valable si l'équilibration se fait rapidement au cours de la réaction. Elle est généralement assez bien vérifiée expérimentalement⁵⁸.

Dans la suite on se propose de présenter un modèle qui décrit le transfert de masse en termes de la variable collective y et de l'appliquer à l'étude de la collision de ^{32}S sur des noyaux de masse moyenne à des énergies de quelques MeV par nucléon qui a été étudiée de façon détaillée du point de vue expérimental^{59,60} et théorique⁶¹⁻⁶⁴.

a) Le modèle.

Les variables $\{Q_i(t)\}$ introduites pour la description des mouvements collectifs sont la distance relative r , le moment angulaire relatif ℓ , les moments angulaires intrinsèques des ions ℓ_1 et ℓ_2 ainsi que l'asymétrie de masse y traitée comme une variable continue. L'évolution du sous-système collectif est en principe donnée par une équation de transport pour la distribution multidimensionnelle $P(r; \ell; \ell_1; \ell_2; y; t)$. Comme l'intégration d'une telle fonction est en dehors des possibilités de calcul actuels, on suppose que cette distribution se factorise dans la variable y d'une part et les autres variables d'autre part. On se borne à décrire l'évolution de ces dernières en termes de leur premier moment

$$\langle Q_i(t) \rangle = \int \prod_j dQ_j P(\{Q_j\}; t) Q_i$$

En pratique, on suppose que les $\langle Q_i(t) \rangle$ sont régies par les équations du mouvement données par un modèle phénoménologique classique⁶⁵ :

$$\mu \frac{dr}{dt} = P_r \quad (\text{V-33})$$

$$\frac{dp_r}{dt} = F_{\text{coul}}(r) + F_{\text{cent}}(r, \ell) + F_{\text{nuc}}(r) + F_{\text{rad}}(r) \quad (\text{V-34a})$$

$$\frac{d\ell_1}{dt} = F_{\text{tg}}^{(1)}(r; \ell_1; \ell_2) \quad (\text{V-34b})$$

$$\frac{d\ell_2}{dt} = F_{\text{tg}}^{(2)}(r; \ell_1; \ell_2) \quad (\text{V-34c})$$

$$\frac{d\ell_1}{dt} + \frac{d\ell_2}{dt} + \frac{d\ell}{dt} = 0 \quad (\text{V-34d})$$

où μ est la masse réduite, les trois premiers termes du membre de droite de (V-34a) sont les

forces conservatives agissant entre les ions, F_{rad} et $F_{\text{tg}}^{(i=1,2)}$ des forces dissipatives radiale et tangentielle proportionnelles à la vitesse radiale et aux vitesses angulaires relative et intrinsèques des ions ainsi qu'au volume de recouvrement de matière lors de la collision. Les forces traduisent phénoménologiquement le couplage entre les variables intrinsèques et collectives en permettant le transfert irréversible d'énergie et de moment angulaire entre les sous-systèmes correspondants. L'équation (V-34d) exprime la conservation du moment angulaire total.

L'évolution de l'asymétrie de masse est régie par l'équation de transfert^{14,32}

$$\frac{\partial P}{\partial t}(y; \ell; t) = - \frac{\partial}{\partial y} [v(y; \ell; t) P(y; \ell; t)] + \frac{\partial^2}{\partial y^2} [D(y; \ell; t) P(y; \ell; t)] \quad (\text{V-35})$$

où la dérive v est responsable du déplacement global de la distribution en fonction de y et D la fonction de diffusion reliée à la largeur de P .

Leurs expressions sont données par

$$v = \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_{\ell}^*} \right) D \frac{\partial E_{\ell}^*}{\partial y} + \frac{1}{6} D \left[\frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} - 4 \frac{A_1^{-2/3} - A_2^{-2/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \right] \quad (\text{V-36})$$

$$D = c \left[\frac{E_{\ell}^*}{A} \right]^{1/4} \left[\frac{(A_1 A_2)^{1/3}}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \right]^2 F(\ell, r) \quad (A = A_1 + A_2) \quad (\text{V-37})$$

$$E_{\ell}^*(y) = E_{\text{CM}} - T_{\text{rel}} - U_{\ell}(y) \quad (\text{V-38})$$

où E_{CM} est l'énergie relative initiale, T_{rel} l'énergie cinétique relative et

$$U_{\ell}(y) = V_{\ell}(y) + E_{\text{rot}}(A_1) + E_{\text{rot}}(A_2) + \Delta B \quad (\text{V-39})$$

$$\Delta B = B(A_1 + A_2) - B(A_1^i) - B(A_2^i) \quad (\text{V-40})$$

l'ensemble des potentiels relatifs centrifuge, coulombien, nucléaire⁶⁶, les énergies de rotation des ions qui sont supposés être des sphères rigides et la différence ΔB des énergies de liaison des noyaux dans leur état fondamental avant (A_1^i , A_2^i) et au cours de la réaction. Le coefficient c dans (V-37) contient des informations sur la structure microscopique¹⁴, T est la température nucléaire uniforme pour l'ensemble des deux ions proportionnelle à $(E_{\ell}^*)^{1/2}$ (modèle du gaz de Fermi).

On voit sur l'expression de v (V-36) que la dérive a tendance à déplacer la distribution dans la direction y correspondant au maximum de l'énergie E_{ℓ}^* . Le coefficient de diffusion D augmente avec E_{ℓ}^* et dépend de l'asymétrie de masse. Le facteur de forme phénoménologique $F(\ell, r)$ est introduit de sorte que D ne varie que dans la mesure où les ions sont en interaction^{62,63}.

Dans la pratique, l'équation (V-35) est difficile à intégrer numériquement. Pour des raisons de facilité, elle est remplacée ultérieurement (sauf pour quelques cas cités plus bas) par l'équation d'évolution de ses deux premiers moments (approximation gaussienne) :

$$\frac{\partial \langle y(t) \rangle}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int dy y P(y; \ell; t) = \int dy P(y; \ell; t) v(y; \ell; t) \quad (V-41)$$

$$\frac{\partial \langle y^2(t) \rangle}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int dy y^2 P(y; \ell; t) = 2 \int dy [v(y; \ell; t) y(t) + D(y; \ell; t)] P(y; \ell; t) \quad (V-42)$$

on choisit les conditions initiales :

$$P(y; t = t_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_i^2}} e^{-\frac{(y-y_i)^2}{2\sigma_i^2}}$$

où y_i est l'asymétrie de masse initiale, la variance $\sigma_i^2 = \langle y_i^2 \rangle - \langle y_i \rangle^2$ correspond à une largeur à mi-hauteur de P inférieure à une particule.

Les équations (V-33 - V-34) sont couplées à (V-35) ou (V-42 - V-42) par l'intermédiaire des variables y et ℓ . La résolution du système se fait en intégrant dans le temps l'ensemble des équations le long des trajectoires classiques pour une énergie de bombardement et un moment initial ℓ_i fixés.

b) Situation expérimentale.

L'étude des réactions ^{32}S sur ^{59}Co , ^{65}Cu , ^{74}Ge , ^{79}Br , ^{85}Rb , ^{89}Y à des énergies de 4-5 MeV par nucléon donne des sections efficaces doublement différentielles $d^2\sigma/d\theta dy$ dont certaines caractéristiques sont montrées sur la figure 28. Pour les noyaux les plus lourds ($^{74}\text{Ge}, \dots, ^{89}\text{Y}$) ces sections efficaces sont centrées en masse sur une répartition égale des nucléons entre les ions alors que la situation est différente pour le cas de ^{65}Cu et ^{59}Co . En fait, dans ce dernier cas, la mesure à $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$ et $E = 160$ MeV montre que la section efficace reste approximativement centrée autour d'une valeur correspondant à celle de la voie d'entrée. On notera cependant que cette situation n'est pas parfaitement réalisée à tous les angles et à des énergies plus élevées comme semblent le prouver des mesures récentes plus complètes⁶⁷. On reviendra sur ce point plus loin. En tous cas, le système S + Co (et dans une certaine mesure aussi S + Cu) se différencie des autres pour lesquels la section efficace est symétrique en masse pour tous les angles et énergies mesurées. Cette différence et ses causes constituent un problème intéressant que l'on s'efforce d'analyser dans la suite à l'aide du modèle présenté ci-dessus. On note que pour tous les cas étudiés le paramètre de fissilité du système composé se situe entre 0.4 et 0.5 et que $\ell_{B_f=R_n} \leq \ell_{\text{crit}} \leq \ell_{B_f=0}$ où $\ell_{B_f=R_n}$ est le moment angulaire pour lequel l'énergie de séparation d'un neutron est égale à la hauteur de la barrière de fission, ℓ_{crit} le moment angulaire maximum de fission, $\ell_{B_f=0}$ celui pour lequel la barrière de fission disparaît.

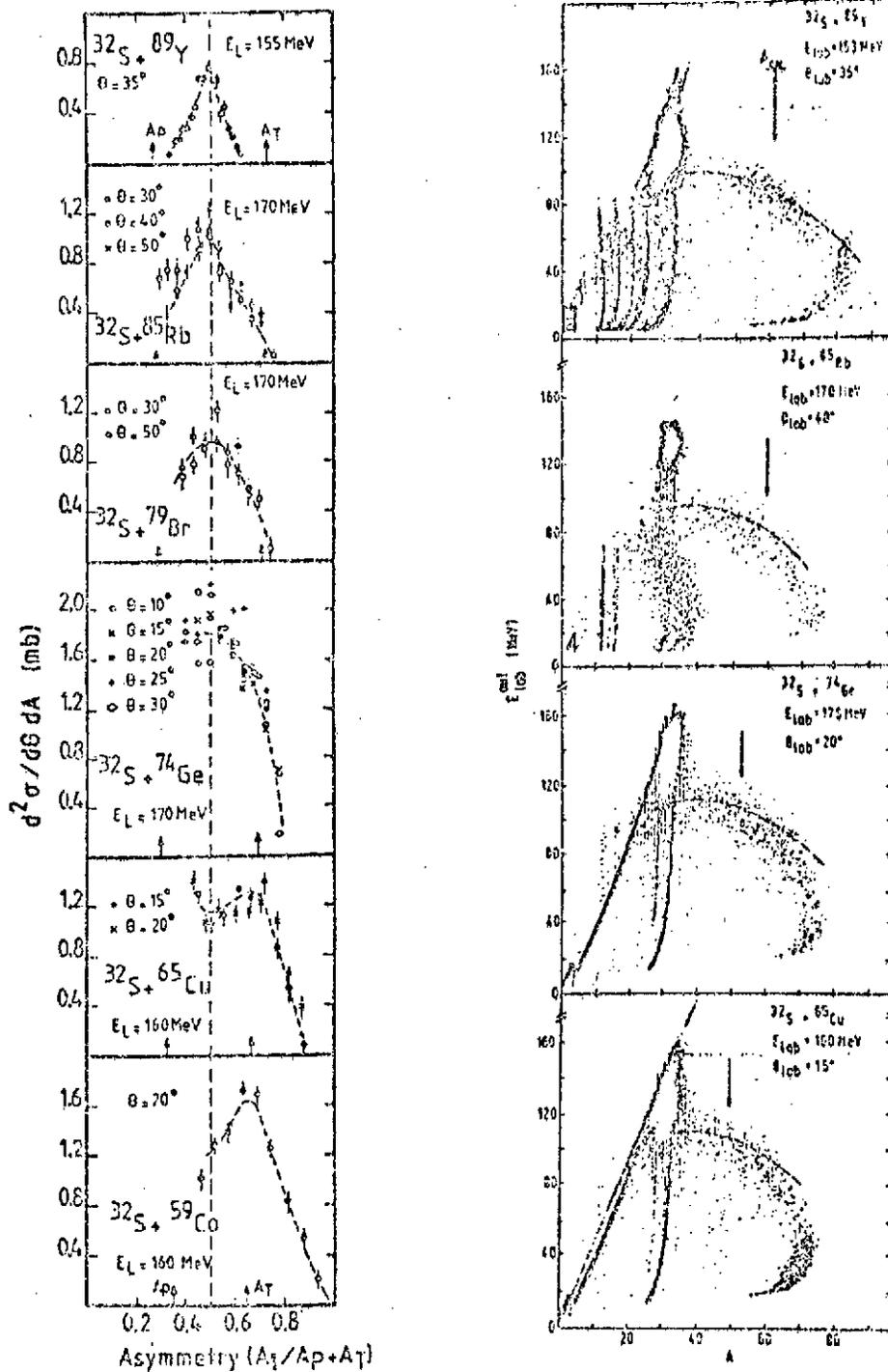


Figure 28 : Sections efficaces différentielles pour divers systèmes (à gauche) ; énergies des fragments dans la voie de sortie en fonction de la masse de l'un des ions (à droite) ⁵⁹, fig. 1 et 2 .

c) Comportement du potentiel de dérive.

L'évolution de la dérive γ est dominée par le premier terme du membre de droite (V-36), c'est-à-dire essentiellement par le comportement de $\partial U_\ell / \partial \gamma$. Les énergies de liaison des ions (V-40) ont été soit prises dans les tables de défauts de masse expérimentaux⁶⁸, soit calculées en utilisant le modèle de la goutte liquide⁶⁹ dans l'hypothèse de l'équilibre de charges. Les énergies ΔB ainsi obtenues sont proches les unes des autres et ont le même comportement en fonction de γ . Sur les figures 29 à 31, on montre la variation des énergies de liaison pour certains systèmes étudiés ainsi que $S + Ti$ ⁵⁰ qui présente des caractéristiques expérimentales semblables au cas $S + Co$.

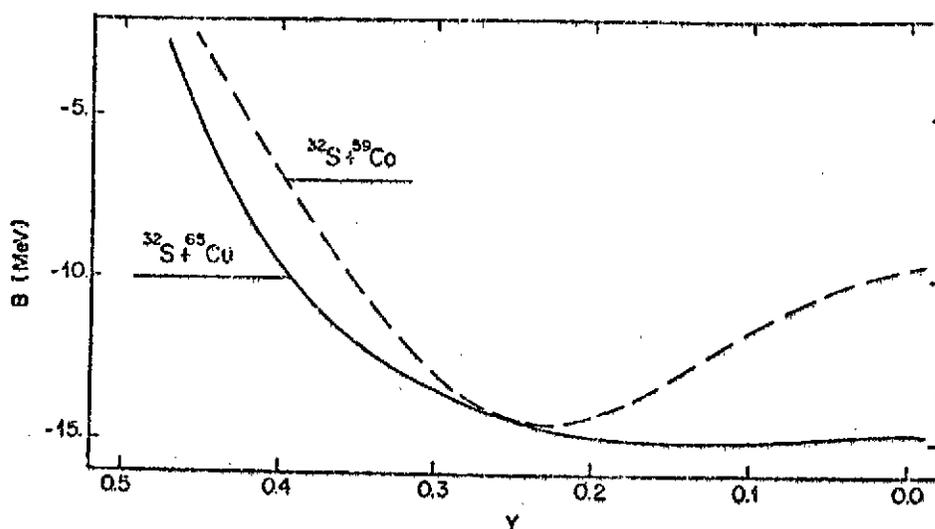


Figure 29 : Variation de $B = B(A_1) + B(A_2) - B(A_1 + A_2)$ avec l'asymétrie de masse γ pour $S + Co$ et $S + Cu$ ⁶³, (fig. 3).

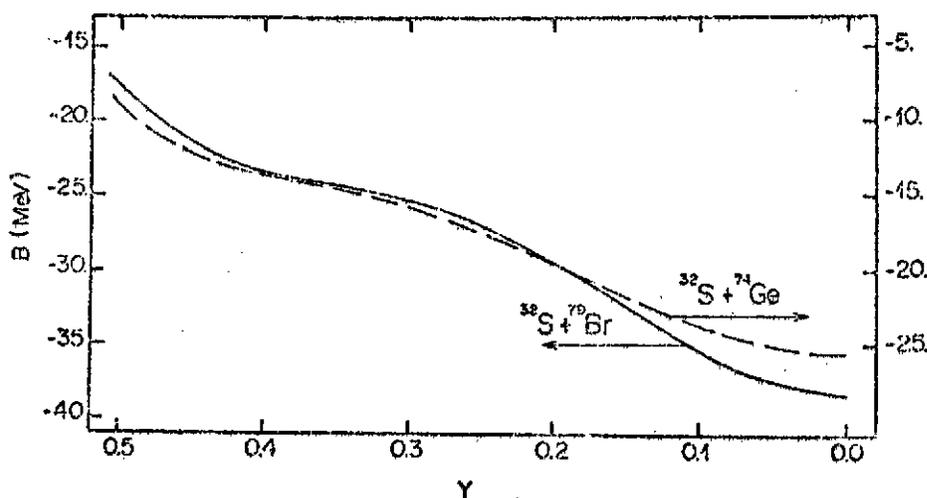


Figure 30 : Même commentaire que pour la figure 29 pour $S + Ge$ et $S + Br$ ⁶³, (fig. 4).

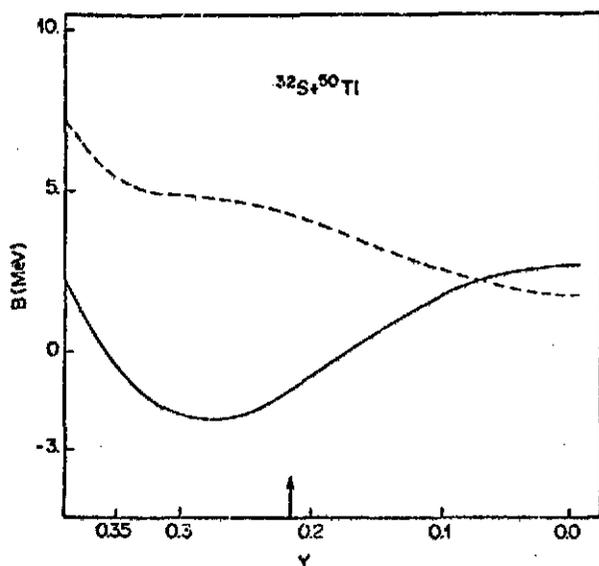


Figure 31 : Même commentaire que pour la figure 29 pour S + Ti. La courbe en pointillés donne le résultat en l'absence des effets de couches⁶³, (fig. 6)

autres ions pour lesquels le minimum se situe en $y = 0$, les systèmes dérivent vers la symétrie pour un temps d'interaction assez long. Les effets de couches sont sensibles à la température du système. Une estimation à partir d'un modèle simple⁷⁰ prévoit leur disparition à des températures $T \geq 3 \sim 4$ MeV, c'est-à-dire une température largement supérieure à celle observée dans les réactions étudiées ($T \leq 1.5 \sim 2$ MeV).

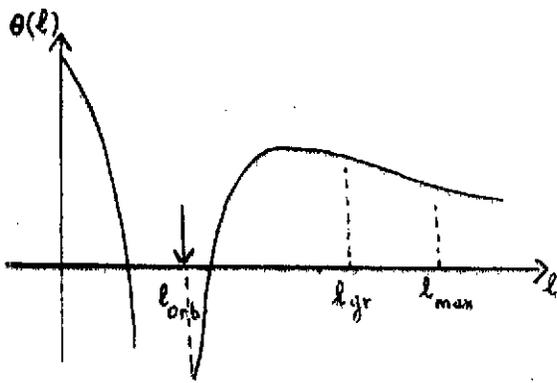
d) Calcul dynamique.

La confirmation des prédictions faites plus haut est obtenue par le calcul dynamique en intégrant les équations d'évolution des variables collectives. La forme générale de l'angle de déflexion $\theta(\ell)$ en fonction du moment angulaire initial est donnée sur la figure 32.

La figure 33 montre que pour toute valeur $\ell > \ell_{orb}$ (valeur maximale pour laquelle les ions orbitent classiquement l'un autour de l'autre), le système S + Co possède en fin de réaction une distribution centrée sur l'asymétrie de masse de la voie d'entrée. La largeur de la distribution augmente régulièrement lorsque ℓ décroît et atteint pour $\ell = 64 (= \ell_{orb} + 1)$ une largeur à mi-hauteur de 8 particules. Pour S + Cu, la distribution reste relativement centrée sur celle de la voie d'entrée et ne tend vers la fragmentation symétrique que pour ℓ proche de ℓ_{orb} . La dérive vers la symétrie est nette pour les autres systèmes, excepté pour ℓ proche de ℓ_{max} , le moment angulaire maximum contribuant à la réaction.

On observe une différence qualitative de comportement entre S + Co, S + Ti d'une part et les autres systèmes d'autre part. Pour ces derniers, la courbe décroît plus ou moins rapidement vers la fragmentation symétrique ($y = 0$), la variation pour Cu est très lente entre $A_1 = 40$ et $A_1 = 49$ (symétrie). Pour Co et Ti on observe un minimum pour y proche de l'asymétrie de masse de la voie d'entrée.

Une analyse détaillée montre que la forme des courbes est due de façon univoque aux effets du terme de corrections de couches dans l'expression de la goutte liquide. Ainsi des effets de structure pourraient être à l'origine du comportement des divers systèmes : pour Co, Ti l'asymétrie de masse initiale est conservée au cours de la réaction car ces systèmes ne peuvent évoluer vers la symétrie à cause de la présence d'un minimum dans les énergies de liaison. Ceci n'est pas le cas pour les



L'approximation gaussienne (V-41) - (V-42) peut être testée par l'intégration numérique directe de l'équation de transport (V-35). La comparaison entre les deux calculs est montrée dans le tableau 1 et un exemple est montré sur la figure 34.

Figure 32 : Fonction de déflexion en fonction de l ; l_{orb} correspond à la limite d'orbitation pour les systèmes étudiés.

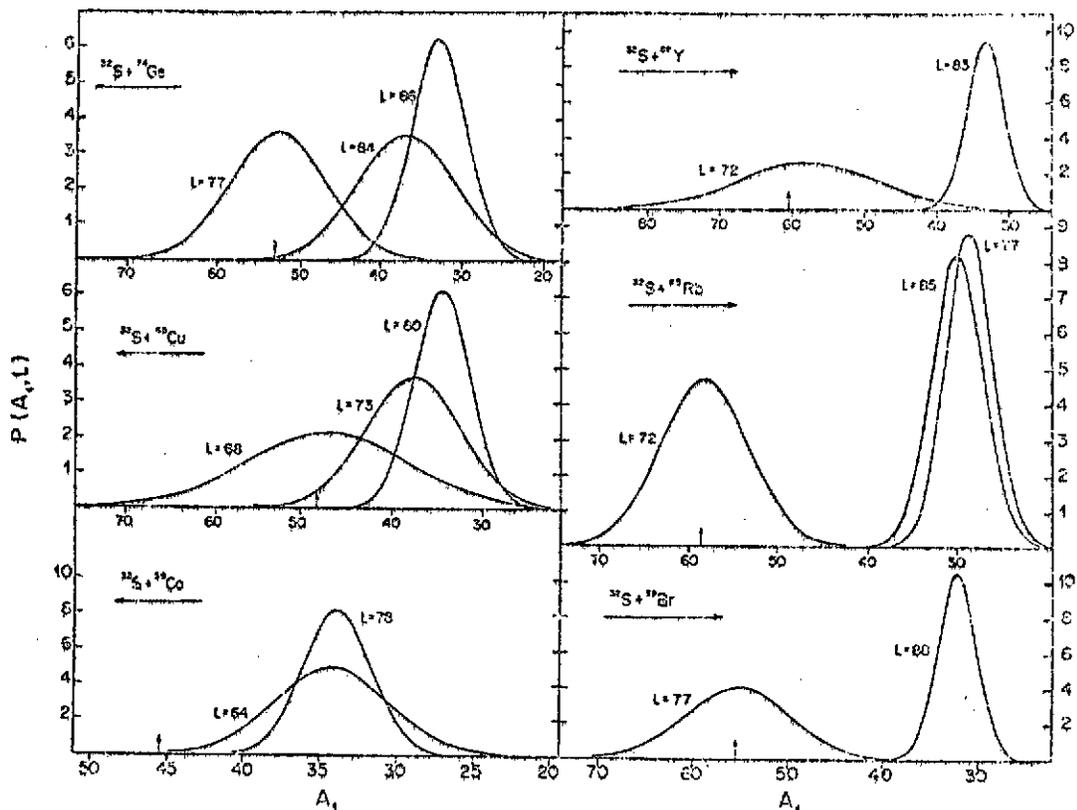


Figure 33 : Distributions de masse en fin de réaction en fonction de la masse A_1 de l'ion restant le plus léger. Les flèches indiquent le point de symétrie correspondant à $A/2$. ⁶³. (fig. 9).

Pour l bien supérieur à l_{orb} , les déviations entre les deux calculs sont faibles, la différence augmente sensiblement lorsque l est proche de l_{orb} . Le calcul exact va dans le sens d'un rapprochement avec l'expérience et la valeur calculée de $\sigma^2 = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2$, les distributions s'élargissent.

Système	l	$\langle y \rangle$	σ^2	θ
S + Co	76	0.269 (0.255)	0.00306 (0.00240)	36.45 (36.55)
	68	0.0527 (0.0273)	0.0589 (0.0343)	-112.7 (-105.7)
	73	0.205 (0.222)	0.0282 (0.0118)	28.93 (28.85)
	80	0.280 (0.289)	0.0045 (0.0043)	37.31 (37.30)
S + Ce	74 (orbitation)	0.0223 (0.0041)	0.0153 (0.0079)	
	77	0.0145 (0.0078)	0.0185 (0.0122)	- 53.49 (- 54.91)
	84	0.314 (0.304)	0.0190 (0.0129)	32.85 (33.0)
	86	0.376 (0.376)	0.0050 (0.0041)	33.75 (33.81)
S + Br	77	0.0083 (0.0050)	0.0131 (0.0099)	-34.62 (-36.14)
	88	0.418 (0.419)	0.0015 (0.0014)	38.59 (38.59)
S + Rb	77	0.451 (0.509)	0.0208 (0.0206)	13.74 (15.37)
	85	0.488 (0.487)	0.0020 (0.0024)	36.39 (36.35)
S + Y	72 (orbitation)	0.0623 (0.0546)	0.0281 (0.0267)	
	83	0.448 (0.448)	0.0018 (0.0018)	43.97 (43.99)

Tableau 1 : Comparaison de la position des centroïdes $\langle y \rangle$ et des variances σ^2 des distributions de masse pour les systèmes étudiés et différentes valeurs de l . Les nombres du haut donnent les valeurs calculées par intégration exacte de l'équation de transport. Ceux qui sont donnés entre parenthèses correspondent aux résultats du calcul dans l'approximation gaussienne. θ est l'angle de déflexion finale à la fin de la réaction.

e) Sections efficaces.

La comparaison directe avec l'expérience peut se faire en calculant les sections efficaces classiques en fonction de l'angle de déflexion θ et le nombre de nucléons A_1 dans l'un des fragments

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta dA_1} = \frac{4\pi}{k^2 A} \sum_{n=n_{\max}}^{n_{\text{orb}}+1} \ell_n \left| \frac{d\ell}{d\theta} \right| P(y; \ell_n; t = +\infty) \quad (V-43)$$

où k est le nombre d'onde et la sommation est faite sur toutes les valeurs de ℓ contribuant à la réaction.

Des exemples de calcul sont montrés dans la figure 35. Elles sont généralement du bon ordre de grandeur (à un facteur 1 à 5 près) et en accord qualitatif avec l'expérience. On remarque cependant qu'elles sont trop étroites dans la direction de l'asymétrie de masse. D'autre part, elles dépendent assez sensiblement de l'angle θ , ce qui ne semble pas être le cas pour l'expérience.

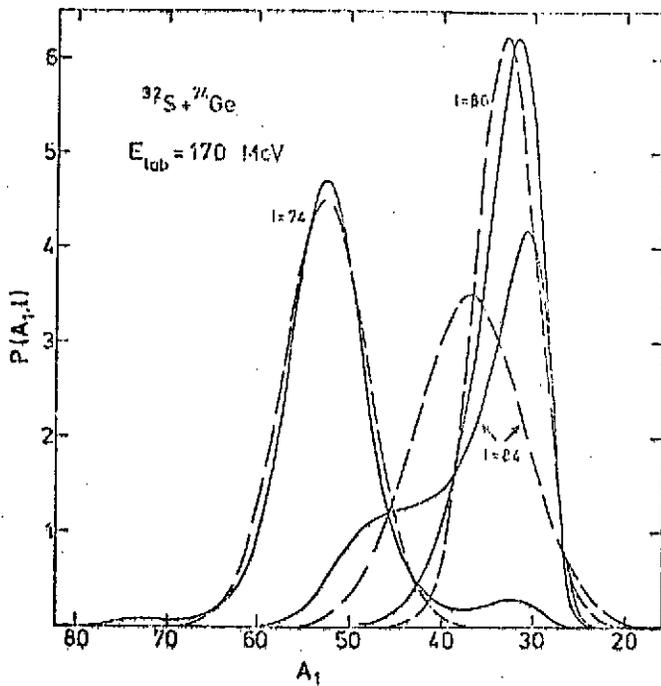


Figure 34 : Comparaison des distributions de masse obtenues par intégration exacte (trait plein) et par approximation gaussienne (trait pointillé) pour $S + Ge^{63}$, (fig. 11)

f) Discussion.

Divers points liés au modèle montrent un désaccord avec l'expérience. L'énergie d'excitation E^* calculée est trop faible, les largeurs des distributions de masses sont généralement trop étroites, Ceci peut être dû aux

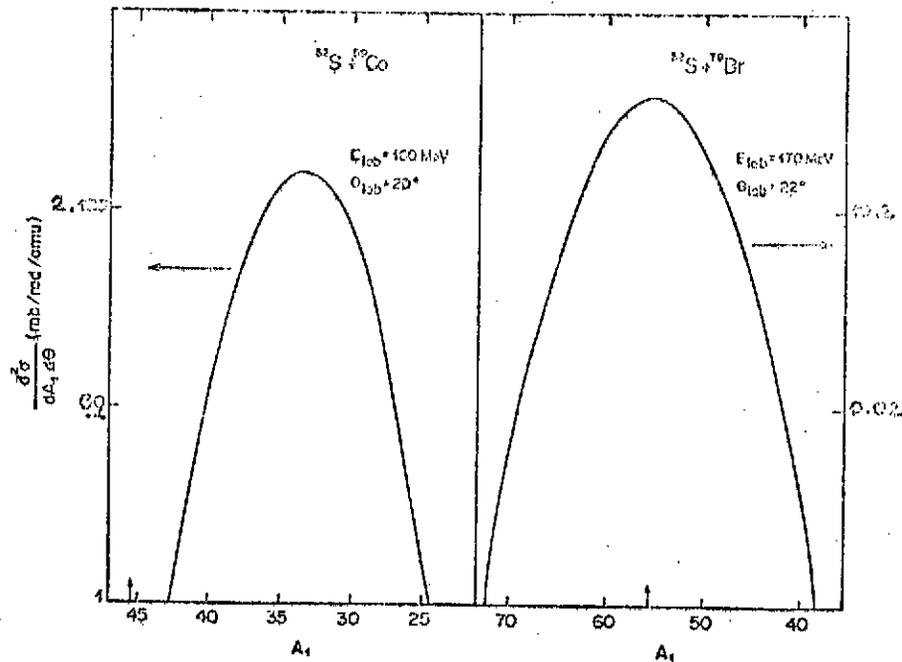


Figure 35 : Sections efficaces classiques $S + Co$ et $S + Br$ en fonction de la masse A_1 du fragment léger. La flèche indique la fragmentation symétrique 63 , (fig. 14)

paramètres introduits dans le modèle ⁶⁵, aux approximations qui y sont utilisées : les ions sont considérés comme des sphères rigides, les effets de déformation des fragments ne sont pas pris en compte.

Il existe aussi des incertitudes liées à l'équation de transport utilisée, les largeurs des distributions sont généralement trop petites. L'équation (V-35) elle-même est de type sur-critique. Elle ne tient pas compte des effets d'inertie induits sur le mouvement de y par la présence d'une masse collective μ_y associée au moment p_y conjugué de y . Des études ont été faites à ce sujet^{71,72}. Elles montrent que ces effets peuvent être sensibles.

Les sections efficaces $d\sigma/d\theta$ calculées varient sensiblement avec l'angle alors que celles obtenues expérimentalement sont relativement isotropes, du moins sur un domaine d'angle restreint ($10^\circ \leq \theta_{lab} \leq 80^\circ$). Il est vrai que la comparaison détaillée avec l'expérience n'est pas immédiate : les sections efficaces expérimentales sont mesurées pour les événements correspondant à des pertes d'énergie dans la voie de sortie la plus forte (cf. figure 28, partie droite). On pourrait penser qu'il existe une contribution importante à la section efficace due à la fusion incomplète des ions. Ce mécanisme n'est pas pris en compte dans le modèle. On a néanmoins essayé d'estimer la contribution de ce mécanisme à l'aide d'un modèle statistique classique⁶⁴ en calculant la probabilité d'échappement du système trappé dans la poche du potentiel pour $\ell_{B_f=B_n} \leq \ell \leq \ell_{orb}$. Cette contribution est sensible mais trop petite pour pouvoir être comparée à l'expérience.

Enfin, comme cela a été évoqué plus haut, des mesures récentes de $d^2\sigma/d\theta dA_1$ pour $S + Co$ montrent que ce système ne reste pas accroché à l'asymétrie de masse de la voie d'entrée pour toutes les énergies ($158 \leq E_{lab} \leq 198$ MeV) et à tous les angles ($5^\circ \leq \theta_{lab} \leq 80^\circ$). On peut constater un glissement plus ou moins net vers la cassure symétrique ($y = 0$) lorsque l'énergie de bombardement augmente et que l'angle de diffusion diminue. Ce phénomène n'est pas reproductible dans le cadre du modèle utilisé ci-dessus. Plusieurs explications sont possibles. La température du complexe croît avec l'énergie de bombardement et le temps d'interaction, les temps d'interaction longs correspondant à des angles θ petits ou négatifs. Ceci permettrait de penser que les effets de couches disparaissent avec l'énergie et à certains angles. Cette explication est cependant assez peu vraisemblable dans la mesure où la transition dans le comportement du système en fonction de l'énergie de bombardement nécessiterait une évolution très rapide de la température (de $T < 2$ MeV à $T > 3 \sim 4$ MeV) pour une différence d'énergie de 40 MeV. Une explication plus vraisemblable peut être trouvée en imaginant l'existence d'un mécanisme différent. Lorsque ℓ diminue, les ions s'interpénètrent de plus en plus et le potentiel auquel ils sont soumis n'est plus le potentiel "diabatique" utilisé, mais le potentiel "adiabatique" généré par le complexe unique déformé, formé par les ions tel qu'il a, par exemple, été introduit^{73,74} et utilisé pour décrire le mécanisme de fission rapide^{75,76} (cf. chapitre VI). Un calcul de la surface d'énergie potentielle correspondante pour le système $S + Co$ montre effectivement que le système a tendance à dériver très lentement vers la symétrie pour toutes les valeurs de ℓ lorsque la distance relative entre les ions est égale ou inférieure à la somme de leurs rayons⁷⁷.

L'étude détaillée développée ci-dessus montre la richesse et la complexité des processus qui entrent en jeu dans les collisions d'ions lourds. Elle montre aussi que de nombreux points obscurs restent encore à élucider.

VI - PROBLEMES OUVERTS ET PERSPECTIVES.

1. Limites des modèles phénoménologiques.

On a vu au chapitre V que les modèles spécifiques utilisés ne présentaient généralement qu'un accord qualitatif avec l'expérience. On se propose ici de donner quelques exemples supplémentaires qui illustrent clairement les difficultés rencontrées dans certains cas. On discutera aussi brièvement de l'importance des effets qui ne sont généralement pas pris en compte, à savoir les effets de déformation et de formation d'un col entre les ions en interaction. On abordera enfin le problème de la phase initiale de la réaction pour laquelle les modèles de transport statistiques ne sont pas utilisables en principe.

- a) Antinomie entre dérive et coefficient de diffusion dans le transfert de masse⁷⁸,
Désaccords entre modèles et expérience.

On postule que le transfert de nucléons entre les ions est décrit par une équation de transport du type de celle introduite au chapitre V, paragraphe 3 :

$$\frac{\partial P(y,t)}{\partial t} = \left[-\frac{\partial}{\partial y} v(y) + D \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] P(y,t) \quad (\text{VI-1})$$

où y est la variable collective d'asymétrie de masse $(A_2 - A_1)/(A_1 + A_2)$, D le coefficient de diffusion indépendant de y et dépendant linéairement du moment angulaire relatif ℓ . Sa forme peut être justifiée par comparaison avec l'expérience¹⁹. La dérive est donnée par :

$$v(y) = -\frac{D}{T} \frac{\partial}{\partial y} U(\ell; y) \quad (\text{VI-2})$$

où T est la température du système et U le potentiel total, somme des potentiels relatifs et des énergies de liaison des ions dans le fondamental (on tient compte des effets de couches dans l'expression de l'énergie de la goutte liquide). L'équilibre de charge est supposé établi ($A_1/Z_1 = A_2/Z_2 = A/Z$). Le temps d'interaction des ions est fixé en intégrant les équations du mouvement relatif⁷⁹.

Contrairement à la plupart des calculs effectués jusqu'ici, l'équation (VI-1) est intégrée exactement⁸⁰ pour des conditions initiales $P(y = y_i; t = 0) = \delta(y - y_i)$ fixées (y_i est l'asymétrie de masse initiale).

Des calculs ont été effectués pour différents systèmes. Ainsi la figure 36 montre le cas du système symétrique $^{154}_{54}\text{Sm} + ^{154}_{54}\text{Sm}$. La présence des effets de couche décelables sur la figure 37 explique la déviation de la distribution de masse finale par rapport à une distribution gaussienne.

La figure 38 montre l'évolution de la variance en fonction de l'énergie d'excitation. Les calculs (avec effets de couches : les 3 courbes supérieures, sans effets de couches : courbe pointillée) ont été effectués avec un coefficient de diffusion largement surestimé par rapport à la valeur moyenne réaliste que donne la théorie²¹, et reproduisent mal l'allure de la courbe expérimentale. Une valeur réaliste de D donnerait une variance représentée par la courbe en trait plein inférieure. On observe des déviations semblables pour d'autres systèmes.

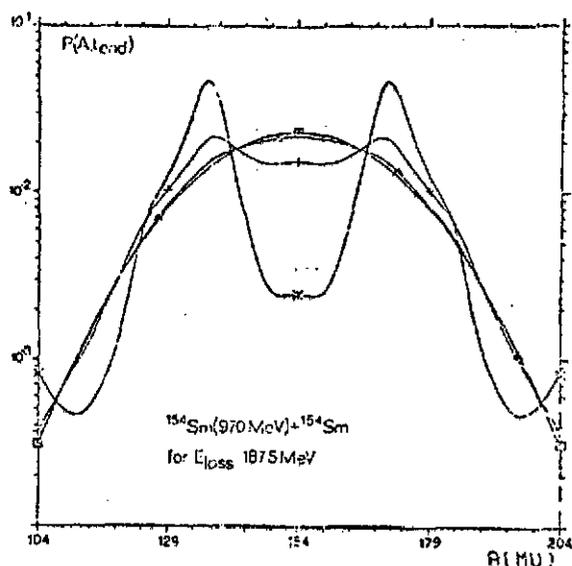


Figure 36 : Distribution de masse finale pour le système $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$, (fig. 12).

D'une manière générale, et indépendamment des détails du modèle, il est souvent impossible de reproduire à la fois la position du centroïde et la largeur de la distribution de masse finale pour des systèmes asymétriques. Il en est, par exemple, ainsi pour la réaction ^{136}Xe sur ^{209}Bi : le centroïde se déplace trop rapidement alors que la largeur est comparable à sa valeur expérimentale⁷⁸.

Il en est semblable-t-il de même pour le système $\text{Ar} + \text{Mo}^{81}$ pour lequel le modèle prévoit une dérive de la distribution de masse vers la symétrie alors qu'expérimentalement la distribution de masse reste centrée sur celle de la voie d'entrée (figure 39). Il est intéressant de noter ici que le modèle de transfert de neutrons et de protons discuté au chapitre V⁴⁵ indique, quant à lui, un bon accord avec l'expérience : les centroïdes des distributions de neutrons et de protons suivent bien les points expérimentaux (figure 40). Il faut noter cependant que le modèle ne permet pas d'atteindre des énergies d'excitation intrinsèques de plus de 100 MeV qui sont observées expérimentalement.

Des problèmes d'interprétation du même type, dans le cadre du modèle des surfaces d'énergie potentielle, ont été observés dans d'autres réactions⁸². Cependant, des difficultés de type expérimental pourraient invalider des conclusions trop hâtives. La confrontation de deux modèles différents avec l'expérience semble donner la faveur à l'un d'entre eux. Si cela est vraiment le cas, il reste à comprendre la raison de cette situation, entre autre pourquoi le

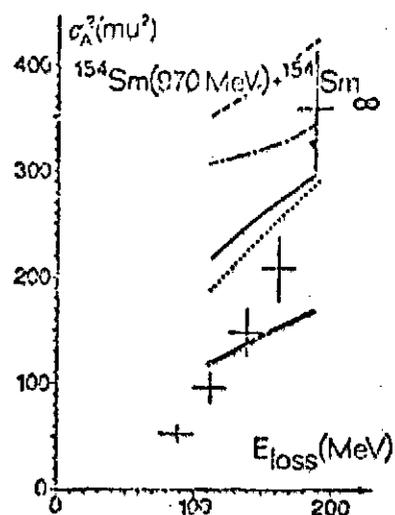


Figure 37 : Potentiel de dérive pour le système $^{154}\text{Sm} + ^{154}\text{Sm}$, (fig. 9).

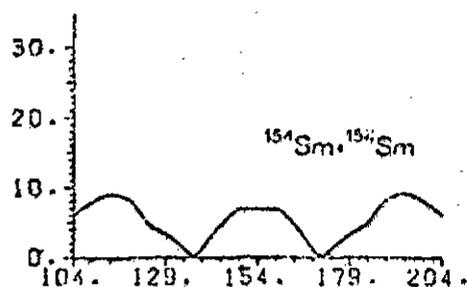


Figure 38 : Variations en masse σ_A^2 en fonction de l'énergie d'excitation (cf. texte)⁷⁸, (fig. 11).

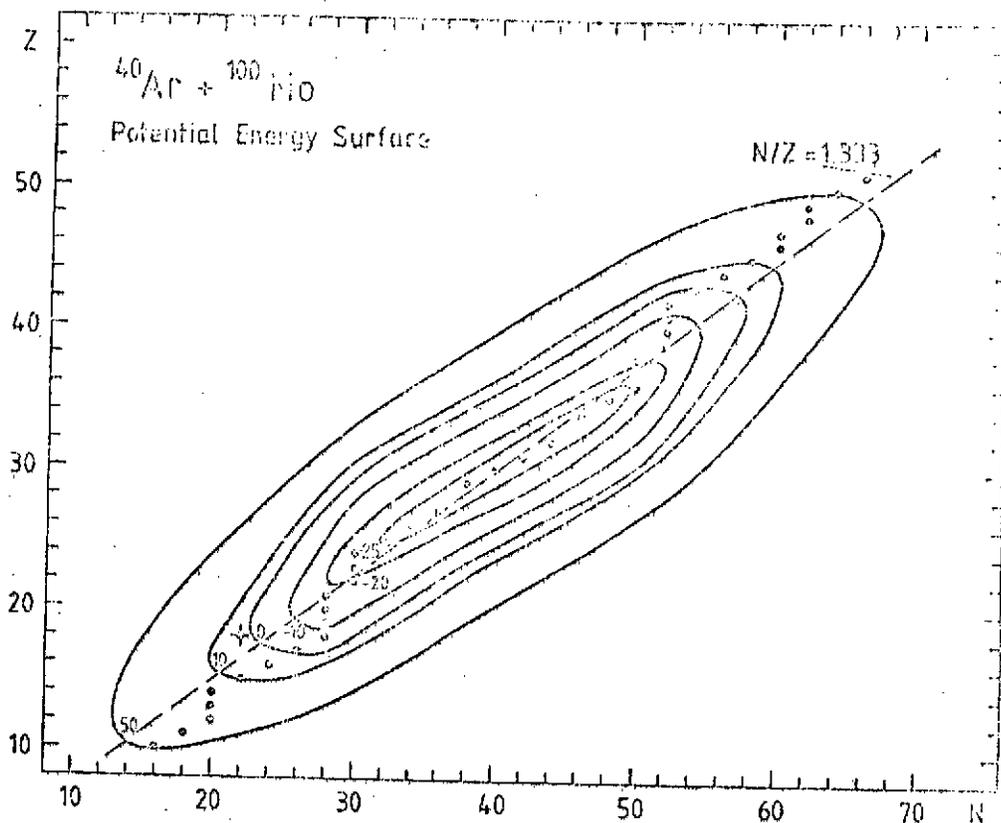


Figure 39 : Surface d'énergie potentielle pour le système Ar + Mo⁸¹.

transfert de particules peut être décrit tantôt comme un phénomène collectif caractérisé par l'asymétrie de masse, tantôt comme un phénomène de transfert de particules individuelles à travers la barrière de potentiel qui agit entre les ions.

Il pourrait exister des explications plausibles permettant de lever l'antinomie entre dérive et coefficient de diffusion, en particulier la formation d'un col entre les ions en interaction. Ce phénomène pourrait avoir une influence sur les largeurs des distributions de masse⁷⁸. D'autre part, l'équation (VI-1) est de type surcritique, il n'est pas tenu compte des effets d'accélération dus à la présence d'une masse d'inertie $\mu(y)$ dans l'évolution y . De fait, la présence d'un tel terme peut freiner l'évolution du transfert de masse et retarder la dérive de la distribution vers la symétrie pour un système asymétrique^{71,72}.

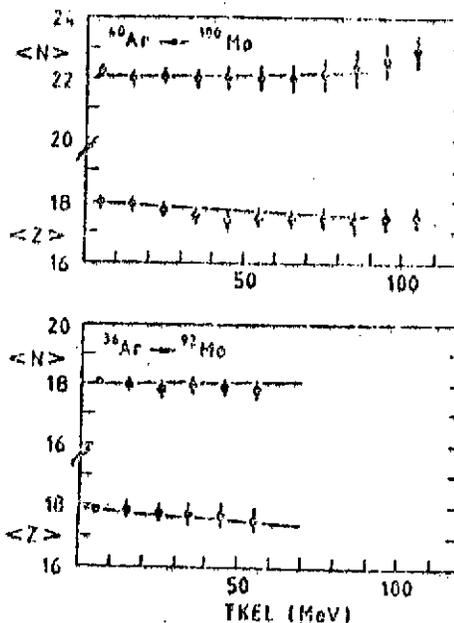


Figure 40 ; Centroides des distributions de protons et de neutrons dans le modèle de Gross et Hartmann⁸³, (fig. 6)

b) Effets de déformation.

On imagine que la déformabilité des ions peut jouer un rôle important dans les collisions⁸⁴. C'est pourquoi des modèles classiques qui tiennent compte de l'évolution de la déformation de la surface des ions ont été proposés. Le modèle de Broglia et al³ a été cité dans l'introduction. D'autres tentatives ont été faites^{85,86}.

L'introduction des effets de déformation des ions dans le processus de collision présente des difficultés :

- le choix des degrés de liberté, c'est-à-dire des modes de vibration de surface considérés comme importants ;
- la prise en compte des effets de la déformation sur les potentiels relatifs (Coulombien, nucléaire, centrifuge) et les moments d'inertie des ions ;
- la définition de la géométrie initiale dans la voie d'entrée ;
- la formation possible d'un col lorsque les ions s'interpénètrent substantiellement.

Pour le moment, les modèles classiques sont encore primitifs. C'est pourquoi un travail important reste à faire sur ce point. Mises à part les références citées plus haut, des calculs ont été effectués dans le cadre de l'étude du transfert de nucléon⁸³. Les premiers résultats indiquent des effets sensibles, rapprochant les résultats expérimentaux des calculs théoriques.

Le problème de l'introduction d'un col dans la description des collisions a été abordé par Grégoire et al^{75,76} dans le cadre de l'étude du mécanisme de fission rapide. Au cours du processus, les ions sont soumis d'abord au potentiel relatif agissant entre des objets séparés puis, progressivement, à un potentiel adiabatique, somme de l'énergie de surface, coulombienne et centrifuge d'un complexe unique possédant une géométrie caractéristique de celle correspondant à la fission²⁸. On peut établir une correspondance entre les variables collectives dans la voie d'entrée ($r, \theta; y =$ asymétrie de masse) et celles qui caractérisent le système di-nucléaire (élongation c ; asymétrie gauche droite α ; y). Cette correspondance est approximative, les relations entre les deux systèmes de variables sont hautement non linéaires. Les résultats obtenus pour les sections efficaces différentielles $d^2\sigma/dy dE$, $d^2\sigma/d\theta dy$ montrent que le processus de fission peut être assez bien reproduit qualitativement. Il serait certainement intéressant de perfectionner ce modèle et d'étudier plus systématiquement les effets de la formation d'un véritable complexe di-nucléaire dans les collisions d'ions lourds.

c) Phase initiale de la réaction.

La validité des théories de transport et l'applicabilité des modèles est restreinte en principe à la phase de la réaction, dans laquelle les excitations intrinsèques permettent l'application des hypothèses statistiques. Le succès rencontré dans leur application à l'ensemble de la réaction peut se comprendre si ce processus est rapide. Nörenberg⁷⁴ découpe la réaction en trois étapes : la phase initiale gouvernée par le champ moyen self-consistant à un corps dans lequel se meuvent les nucléons ; la phase intermédiaire au cours de laquelle s'établit un équilibre statistique " local " des degrés de liberté intrinsèques ; la phase finale qui correspond à l'évolution vers l'équilibre du sous-système collectif. Seule la dernière phase est en principe correctement décrite par une théorie de transport.

Le temps d'établissement d'un équilibre local du sous-système intrinsèque est estimé être

atteint au bout de trois collisions successives entre nucléons :

$$\tau_{loc} \approx 3\lambda/v_F$$

où v_F est la vitesse de Fermi et λ le libre parcours moyen d'une particule. Ce temps peut être assez long dans la phase initiale de la réaction (de l'ordre de quelques unités 10^{-21} s) ; on s'attend ici à la présence d'effets de mémoire dans l'évolution du sous-système collectif (processus non-markovien). La longueur relative de τ_{loc} et du temps d'interaction τ_{int} permet d'estimer l'évolution d'un système : si $\tau_{loc} < \tau_{int}$ l'équilibration peut se faire, si $\tau_{loc} > \tau_{int}$ le sous-système intrinsèque n'atteint pas l'équilibre et les théories de transport sont inapplicables.

Les considérations esquissées ci-dessus ont été développées à l'aide de modèles simples basés sur l'étude de l'évolution des nucléons sur les niveaux d'énergie à une particule⁷⁴. Elles nécessitent certainement des développements plus rigoureux. Elles sont importantes dans la mesure où elles pourraient mener à des estimations sur les limites d'applicabilité des théories de transport lorsque l'énergie de bombardement augmente et que les temps d'interaction diminuent.

2. Problèmes théoriques : validité de l'approximation classique ; dérivation de l'Hamiltonien collectif.

L'état actuel des approches théoriques pose encore des questions de fond à différents niveaux. On se propose ici de les relever et de discuter brièvement les efforts qui ont été poursuivis pour les maîtriser.

a) Importance et traitement des effets quantiques.

Les approches couramment utilisées et citées au chapitre II mènent à la dérivation d'équations de transport de type classique. Les effets quantiques sont négligés. Deux types de travaux se sont attachés à analyser leur importance dans le cadre de la physique des ions lourds.

Le traitement classique du mouvement relatif des ions est une approximation qui peut être améliorée par l'introduction de corrections de type semi-classique⁸⁷. Les corrections prises en compte sont de deux types : celles dues à l'interférence entre des trajectoires voisines menant à un même angle de diffusion, l'angle de diffusion arc-en-ciel, et celles qui apparaissent dans la diffraction par un disque opaque provoquée par l'absorption dans des voies correspondant à la fusion pour des paramètres d'impact petits. L'expression des sections efficaces multi-différentielles obtenues par intégration sur le paramètre d'impact contient la fonction de distribution asymptotique (à la fin de la réaction) classique des variables décrivant l'évolution des observables macroscopiques convoluée avec un terme qui tient compte des effets de diffraction quantique traités dans l'approximation semi-classique. L'application de cette approche à des exemples physiques a été esquissée. Les calculs de sections efficaces pour différents systèmes⁸⁸ montrent que la prise en compte des phénomènes diffractifs peut amener des changements sensibles par rapport à un calcul purement classique dans le sens d'un meilleur accord avec l'expérience. Les approximations introduites au cours de la dérivation rendent cependant une conclusion définitive difficile.

Les équations de transport classiques reproduisent généralement assez mal, pour des raisons évidentes, la contribution quasi-élastique aux sections efficaces différentielles expérimentales correspondant à une faible dissipation d'énergie³⁴. Cette constatation a suscité une autre série de travaux⁸⁹ qui cherche à analyser l'importance des effets quantiques dans la contribution quasi-élastique de réaction. Pour ce faire, on dérive, dans le cadre quantique, l'expression asymptotique ($\vec{r} \rightarrow \infty$) de la transformée de Wigner $\rho_W(\vec{r}, \vec{p})$, de la matrice densité, décrivant le mouvement relatif des ions, obtenue à partir de la matrice densité totale en prenant la trace sur les variables intrinsèques. Les équations gouvernant les composantes radiales diagonales en ℓ (moment relatif) $\rho_W^{\ell\ell}$ provenant d'une décomposition en ondes partielles contiennent des termes de friction. L'amplitude de diffusion est calculée de manière semi-classique, en utilisant les déphasages δ_ℓ provenant de l'approximation BKW. Elle s'écrit :

$$f(\theta, k) = \frac{1}{2ik_0} \sum_{\ell} (2\ell+1) P_{\ell}(\cos\theta) e^{2i\eta_{\ell}} (e^{2i\delta_{\ell}^{BKW}} - 1) d_{\ell}^{1/2}(k) \quad (\text{VI-2})$$

où η_{ℓ} est le déphasage coulombien, k_0 le nombre d'onde et

$$d_{\ell}(k) = \lim_{r \rightarrow \infty} k \rho_W^{\ell\ell}(r, k) / \int dk k \rho_W^{\ell\ell}(r, k) \quad (\text{VI-3})$$

L'expression de l'amplitude de diffusion permet d'obtenir la section efficace différentielle $d^2\sigma/d\theta dk = |f(\theta, k)|^2$. Les calculs de sections efficaces pour le système Ar sur Th montrent clairement une amélioration par rapport aux calculs statistiques classiques pour les processus quasi-élastiques qui correspondent à des moments angulaires relatifs proches de celui qui mène à la diffusion arc-en-ciel. Cette observation est un signe de l'importance des effets d'interférence. Cette approche néglige cependant toutes les contributions $\rho_W^{\ell\ell'}$ non diagonales en ℓ .

En résumé, on peut affirmer que les efforts faits pour obtenir une estimation des effets quantiques dans les collisions d'ions lourds indiquent que ces derniers sont effectivement décelables. Ils apportent des corrections plus ou moins importantes qui vont dans le sens de l'expérience. Les approches reposent cependant sur les approximations dont il est difficile d'estimer l'importance.

b) Variables collectives et intrinsèques. Hamiltonien collectif et potentiel de couplage.

On a soigneusement évité jusqu'ici le problème central dans l'utilisation de théories de transport pour la description de collisions d'ions lourds, à savoir celui de la dérivation effective de l'Hamiltonien sous la forme d'une somme de trois termes (Hamiltonien collectif, Hamiltonien intrinsèque et potentiel de couplage) à partir de l'Hamiltonien microscopique de départ. Cette dérivation, qui n'est pas restreinte à la physique des ions lourds (cf. par exemple la fission) a fait l'objet de travaux importants. Un problème théorique essentiel est celui de la dérivation d'une formulation canonique dans le sens de la mécanique hamiltonienne, c'est-à-dire une formulation qui associe à chaque variable collective choisie q un moment conjugué p vérifiant les équations classiques d'Hamilton. Les approches les plus connues sont celles de la théorie Hartree-Fock dépendant du temps (ATDHF)⁹⁰ et la méthode de la coordonnée génératrice⁹¹. Elles permettent de dériver un Hamiltonien collectif classique, dans l'hypothèse d'une évolution adiabatique lente dans le temps des variables collectives. Dans le cas où

plusieurs variables collectives sont introduites, l'une décrivant un mouvement de grande amplitude adiabatique (collectif) lent et les autres des excitations autour de la position d'équilibre instantanée du système (modes RPA), on peut montrer que l'Hamiltonien se décompose effectivement en une somme de trois termes pour les sous-systèmes de la variable collective et celui des variables correspondant aux autres modes^{92,93}.

Toutes ces formulations ne sont cependant ni totalement satisfaisantes, ni faciles à manier en pratique. Mise à part l'hypothèse d'adiabaticité (le système se déplace en restant toujours dans son état d'énergie le plus bas) qui n'est pas nécessairement vérifiée dans les collisions d'ions lourds, il reste de sérieux problèmes quant à l'unicité de la définition des variables collectives et de leurs moments conjugués. Un travail difficile et certainement ardu reste à faire dans cette direction. Il reste, en fait, à trouver la clé de la porte qui sépare les approches microscopiques des approches macroscopiques discutées ici.

VII - CONCLUSIONS

Dans les chapitres qui précèdent on cherche à montrer que les phénomènes observés dans les collisions d'ions lourds à des énergies de quelques MeV par nucléon peuvent s'interpréter comme des phénomènes de transport, dans le cadre de la mécanique statistique classique hors de l'équilibre.

Trois points essentiels sont investigués ;

- Les fondements phénoménologiques de cette approche et son applicabilité dans le cadre de la physique des ions lourds (chapitre III, première partie du chapitre IV). On essaie de montrer que la distinction entre sous-systèmes collectif et intrinsèque est justifiée dans la mesure où certaines contraintes sur l'ordre de grandeur relatif des temps caractéristiques d'évolution des différents degrés de liberté sont respectées;

- l'interface microscopie-macroscopie, c'est-à-dire la tentative de dériver des équations de transport classiques du type Fokker-Planck pour l'évolution des variables collectives à partir de l'Hamiltonien total du système (deuxième partie du chapitre IV) ;

- l'applicabilité de modèles de transport à la description et la reproduction des résultats expérimentaux (chapitres III et V). On s'attache plus particulièrement à l'étude du mécanisme de transfert de nucléons entre les ions pour lequel différentes approches ont été proposées.

Le chapitre VI se présente comme un catalogue (largement incomplet et succinct) des divers problèmes qui sont ouverts ou en cours d'investigation et qui dépassent, pour certains, le cadre des théories de transport.

D'une manière générale, les concepts de transport se sont avérés très fructueux pour la physique des ions lourds. Il reste (heureusement ?) des points obscurs qu'indiquent certains désaccords qualitatifs et surtout quantitatifs entre les résultats expérimentaux et les calculs. Une dérivation microscopique plus rigoureuse des coefficients de transport reste à faire. Ce problème est directement relié à la difficulté rencontrée dans l'introduction de variables collectives. Il reste un certain nombre de défis à relever sur le plan de la théorie. Un des rôles essentiels de la physique expérimentale est de rechercher les " anomalies ", c'est-à-dire, les phénomènes qui ne peuvent pas s'expliquer dans le cadre des modèles existants, en augmentant

la quantité et aussi la qualité des informations.

De fait, il faut avouer qu'il n'a pratiquement pas été question ici des limites d'applicabilité des modèles de transport dans un domaine d'énergie supérieur à une dizaine de MeV par nucléon, le sujet central de la présente Ecole. Les discussions du chapitre VI montrent qu'a priori, le schéma développé n'est plus valable, la notion de mouvement collectif lent par rapport au mouvement intrinsèque est mise en défaut si l'on se base sur une analyse en termes de temps caractéristiques. Les " effets de mémoire " induits dans le sous-système collectif par le sous-système intrinsèque peuvent être importants, le processus devient alors non-markovien. L'étude des réactions se produisant à des énergies de quelques MeV par nucléon est actuellement un champ ouvert, la complexité des phénomènes qui semblent s'y produire en fait foi. De nouvelles approches s'imposent. Le lien entre ces approches et celles utilisées à plus basse énergie est objet de travail pour la suite.

Je voudrais remercier ici les personnes qui de près ou de loin et de diverses façons m'ont permis de mener à bien la mise au point de cet exposé : A. Lejeune pour son étroite collaboration dans notre travail commun, C. Grégoire pour les discussions informelles que j'ai eues avec lui et la spontanéité avec laquelle il m'a aidé dans un calcul ponctuel, W. Bohne et K.M. Hartmann pour les renseignements qu'ils m'ont fournis, T. Sami pour ses questions et critiques pertinentes et le temps qu'elle a pris pour relire le texte, H. Weidenmüller, P. Grangé et G. Wolachin pour les discussions que nous avons eues. Je ne voudrais pas oublier Madame Le Guen pour la diligence et le soin qu'elle a investis dans la frappe du texte, enfin, ma femme et mes enfants qui ont subi avec patience et compréhension la période de gestation et d'exécution de ce travail.

REFERENCES.

- 1.a) V.V. Volkov, Phys. Rep. 44C (1978) 93.
- b) W.U. Schröder, J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sci. (1977) 465.
2. B. Tamain, Cours de l'Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire, Bombannes (Septembre 1982).
- 3.a) R.A. Broglia, C.H. Dasso, A. Winther, Phys. Lett. 61B (1976) 113.
- b) R.A. Broglia, O. Civitarese, C.H. Dasso, A. Winther, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 405.
- c) R.A. Broglia, C.H. Dasso, H. Esbensen, Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 4, Sir D. Wilkinson edit. Pergamon Press (1980) p. 345.
- d) R.A. Broglia, C.H. Dasso, A. Winther, Nordita preprint (Avril 1980).
- 4.a) H. Blocki, Y. Boneh, J.R. Nix, J. Randrup, M. Sobel, A.J. Sierk, W.J. Swiatecki, Ann. Phys. (NY) 113 (1978) 330.
5. H.A. Weidenmüller, Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 3 (1980) 49.
6. W.J. Swiatecki and S. Bjornholm, Phys. Rep. C4 (1972) 325.
7. W.J. Swiatecki, J. Phys. Suppl. 33 C5 (1972) 45.
8. D. Glas, U. Mosel, Nucl. Phys. A264 (1976) 268.
9. W.J. Swiatecki, Progress in Particle and Nuclear Physics, Vol. 4, Sir D. Wilkinson edit., Pergamon Press (1980) p. 383.
10. D.H.E. Gross, H. Kalinowski, J.N. De, Lecture Notes in Physics, Vol. 33, p. 194, Springer Verlag, Berlin (1975).
11. D.H.E. Gross, H. Kalinowski, Phys. Rep. C45 (1978) 177.
12. H. Flocard, Cours de l'Ecole Joliot Curie de Physique Nucléaire, Bombannes (Septembre 1982).
- 13.a) H. Hofmann, P.J. Siemens, Nucl. Phys. A257 (1976) 165.
- b) H. Hofmann, P.J. Siemens, Nucl. Phys. A275 (1977) 464.
- 14.a) S. Ayik, B. Schürmann, W. Nörenberg, Zeit. Phys. A277 (1976) 299.
- b) S. Ayik, B. Schürmann, W. Nörenberg, Zeit. Phys. A279 (1976) 145.
- 15.a) D. Agassi, C.M. Ko, H.A. Weidenmüller, Ann. Phys. (NY) 107 (1977) 140.
- b) D. Agassi, C.M. Ko, H.A. Weidenmüller, Ann. Phys. (NY) 117 (1979) 407.
16. W. Nörenberg, Phys. Lett. 53B (1974) 289.
17. J.R. Huizenga, J.R. Birkelund, W.U. Schröder, K.L. Wolf, V.E. Viola Jr., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 885.
18. H.J. Wollersheim, W.W. Wilcke, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, Phys. Rev. C25 (1982) 338.
19. W.U. Schröder, J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf, V.E. Viola Jr., Phys. Rep. 45C (1978) 301.
20. W.E. Frahn, Nucl. Phys. A302 (1978) 267.
21. G. Wolschin, W. Nörenberg, Zeit. Phys. A284 (1978) 209.
22. G. Wolschin, Nucl. Phys. A316 (1979) 146.
23. C. Bloch, Scientific Works, Vol. 2, ed. R. Balian, C. De Dominicis, V. Gillet, A. Messiah, North Holland Publ. Co., Amsterdam (1975).
24. J.P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, Phys. Lett. 25C (1976) 83.
25. D.M. Brink, J. Neto, H.A. Weidenmüller, Phys. Lett. 80B (1979) 170.
- 26.a) M.C. Nemes, H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. C24 (1981) 450.
- b) M.C. Nemes, H.A. Weidenmüller, Phys. Rev. C24 (1981) 944.
27. J. Richert, T. Sami, H.A. Weidenmüller, à paraître dans Phys. Rev. C.
28. M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky, C.Y. Wong, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 320.

29. R.P. Feynman, F.V. Vernon, Ann. Phys. (NY) 24 (1963) 118.
30. P. Pechukas, Phys. Rev. 181 (1969) 174.
31. R.P. Feynman, A.R. Hibbs, Quantum Mechanics and Path Integrals, Mc Graw Hill, New York, 1965, chapitre 12.
32. W. Nörenberg, Physique Nucléaire avec des Ions Lourds, Supplément au Journal de Physique, fasc. 11 C-5, Caen (1976) p. 141.
33. C. Ngô, H. Hofmann, Zeit. Phys. A282 (1977) 83.
34. M. Berlanger, C. Ngô, P. Grangé, J. Richert, H. Hofmann, Zeit. Phys. A284 (1978) 61.
35. C. Riedel, G. Wolschin, Zeit. Phys. A294 (1980) 17.
36. G. Wolschin, Proceedings of the International School of Physics " Enrico Fermi ", Course LXXVII, ed. R.A. Broglia et R.A. Ricci, North Holland Publ. Co. (1981) p. 508.
37. M. Berlanger, P. Grangé, H. Hofmann, C. Ngô, J. Richert, Zeit. Phys. A286 (1978) 207.
38. R. Schmidt, G. Wolschin, Zeit. Phys. A296 (1980) 215.
39. a) J. Randrup, Nucl. Phys. A307 (1978) 319.
b) J. Randrup, Nucl. Phys. A327 (1979) 490.
40. W.U. Schröder, J.R. Huizenga, J. Randrup, Phys. Lett. 98B (1981) 355.
41. C.M. Ko, G.F. Bertsch, D. Cha, Phys. Lett. 77B (1978) 174.
42. M. Prakash, S. Shlomo, V.S. Ramamurthy, S.S. Kapoor, S.K. Kataria, Phys. Lett. 98B (1981) 413.
43. M. Dakowski, A. Gobbi, W. Nörenberg, Nucl. Phys. A378 (1982) 189.
44. H. Essel, K. Hartel, P. Kienle, H.J. Körner, K.E. Rehm, P. Sperr, W. Wagner, Phys. Lett. 81B (1979) 161.
45. D.H.E. Gross, K.M. Hartmann, Phys. Rev. C24 (1981) 2526.
46. S.K. Samaddar, M.I. Sobel, Phys. Lett. 82B (1979) 191.
47. M. Berlanger, M.A. Deleplanque, C. Gerschel, F. Hanappe, M. Leblanc, J.F. Mayault, C. Ngô, D. Paya, N. Perrin, J. Peter, B. Tamain, L. Valentin, J. Phys. Lett. 37 (1976) 323.
48. A. Olmi, H. Sann, D. Pelte, Y. Eyal, A. Gobbi, W. Kohl, U. Lynen, G. Rudolf, H. Stelzer, R. Bock, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 688.
49. W. Trautmann, J. de Boer, W. Dünneweber, G. Graw, R. Kopp, C. Lauterbach, H. Puchta, U. Lynen, Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1062.
50. H. Ho, R. Albrecht, W. Dünneweber, G. Graw, S.G. Steadman, J.P. Wurm, D. Disdier, V. Rauch, F. Scheibling, Zeit. Phys. A283 (1977) 235.
51. G.J. Wozniak, R.P. Schmitt, P. Glässel, R.L. Jared, G. Bizard, L.G. Moretto, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1436.
52. D. Von Harrach, P. Glässel, Y. Civelekoglu, R. Männer, H.J. Spacht, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1728.
53. J.Q. Li, X.T. Tang, G. Wolschin, preprints MPI-H-1981-V19 ; MPI-H-1982-V8.
54. L.G. Moretto, R.P. Schmitt, Phys. Rev. C21 (1980) 204.
55. M.C. Wang, G.E. Uhlenbeck, Rev. Mod. Phys. 17 (1945) 323.
56. C. Riedel, G. Wolschin, W. Nörenberg, Zeit. Phys. A290 (1979) 47.
57. G. Wolschin, Phys. Lett. 88B (1979) 35.
58. S.K. Samaddar, M.I. Sobel, Phys. Lett. 82B (1979) 191.
59. H. Oeschler, P. Wagner, J.P. Coffin, P. Engelstein, B. Heusch, Phys. Lett. 87B (1979) 193.
60. J. Barrette, P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke, H.E. Wegner, B. Zeidman, A. Camp, H.L. Harney, Th. Walcher, Nucl. Phys. A279 (1977) 125 ; ibid. Nucl. Phys. A289 (1977) 195.
61. A. Lejeune, J. Richert, Zeit. Phys. A296 (1980) 359.

62. A. Lejeune, J. Richert, Zeit. Phys. A299 (1981) 273.
63. J. Richert, 6^e Rencontre d'Etudes Biennale de Physique Nucléaire d'Aussois, Institut de Physique Nucléaire, Université Claude Bernard, Lyon (Février 1981), C18.
64. C. Barbagallo, J. Richert, A. Lejeune, Zeit. Phys. A301 (1981) 343.
65. K. Siwek-Wilczynska, J. Wilczynski, Nucl. Phys. A264 (1976) 115.
66. C. Ngô, B. Tamain, M. Beiner, R.J. Lombard, D. Mas, H.H. Deubler, Nucl. Phys. A252 (1975) 237.
67. J.P. Coffin, B. Heusch, communication privée.
68. J.H.E. Mattauch, W. Thiele, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 67 (1965) 1.
69. W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.
70. A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. II, W.A. Benjamin (1975), p. 607.
71. S. Grossmann, H.J. Krappe, Zeit. Phys. A298 (1980) 41.
72. A. Lejeune, C. Barbagallo, J. Richert, preprint CRN (1982), Nucl. Phys. A389 (1982) 141.
73. W. Nörenberg, C. Riedel, Zeit. Phys. A290 (1979) 335.
74. W. Nörenberg, Cours de l'" International Nuclear Physics Workshop ", Trieste, Octobre 1981.
75. C. Ngô, C. Grégoire, B. Remaud, 3rd Adriatic Europhysics Study Conference on the dynamics of Heavy-Ion Collisions, Hvar, Croatia, Yougoslavie, Mai 1981.
76. C. Grégoire, Exposé de revue : " Fast fission phenomenon ", Conférence de Saclay (Mai 1982), M. Martinot et C. Ngô, à paraître dans Nuclear Physics A.
77. C. Grégoire, communication privée.
78. U. Brosa, S. Grossmann, Exposé de revue, 14th Summer School on Nuclear Physics, 31 Août-12 Septembre 1981, Mikolaji, Pologne.
79. J.R. Birkelund, L.E. Tubbs, J.R. Huizenga, J.N. De, D. Sperber, Phys. Rep. 56 (1979) 107.
80. U. Brosa, Zeit. Phys. A296 (1980) 215.
81. W. Bohne, communication privée.
82. C. Grégoire, R. Lucas, C. Mazur, C. Ngô, J. Poitou, M. Ribrag, U. Lynen, A. Gobbi, J.V. Kratz, A. Olmi, H. Sann, G. Wirth, Rapport annuel, GSI Darmstadt, 1980.
83. D.H.E. Gross, K.M. Hartmann, Contribution présentée à " La Ribada International Summer School on Heavy Ion Collisions ", Espagne, Juin 1982.
84. D.H.E. Gross, L. Satpathy, Phys. Lett. 110B (1982) 31.
85. H.H. Deubler, K. Dietrich, Nucl. Phys. A277 (1977) 493.
86. D.H.E. Gross, R.C. Nayak, L. Satpathy, Zeit. Phys. A299 (1981) 63.
87. K. Dietrich, Ch. Leclercq-Willain, Nucl. Phys. A359 (1981) 201.
88. K. Dietrich, Ch. Leclercq-Willain, Nucl. Phys. A359 (1981) 237.
89. W. Cassing, H. Friedrich, Zeit. Phys. A291 (1979) 339 ; *ibid.* A298 (1980) 129 ; *ibid.* A299 (1981) 359.
90. F. Villars, Nucl. Phys. A285 (1977) 269.
91. K. Goeke, P.G. Reinhard, Ann. Phys. (NY) 124 (1980) 249.
92. E. Moya de Guerra, F. Villars, Nucl. Phys. A285 (1977) 297.
93. A.K. Kerman, S.E. Koonin, Ann. Phys. (NY) 100 (1976) 332.
94. C. Le Brun, J.F. Lecolley, F. Lefebvres, M. L'Haridon, A. Osmont, J.P. Patry, J.C. Steckmeyer, R. Chechik, Phys. Rev. C25 (1982) 3212.
95. J. Randrup, Nucl. Phys. A383 (1982) 468.
96. D. Saloner, H.A. Weidenmüller, Zeit. Phys. A294 (1980) 207.

N.B. : La liste donnée ci-dessus est loin d'être exhaustive. Elle devrait cependant permettre de retrouver la plupart des travaux essentiels.

APPENDICE A : Dérivation d'une équation de Fokker-Planck classique.

En partant de la définition d'un processus de Markov pour un système à une variable, on obtient

$$P(x,0|y,t+\Delta t) = \int dz P(x0|zt)P(zt|yt+\Delta t) \quad (A-1)$$

où $P(x_1, t_1 | x_2, t_2)$ est la probabilité pour que le système se trouve entre x_2 et $x_2 + dx_2$ à l'instant t_2 quand il était entre x_1 et $x_1 + dx_1$ à l'instant t_1 .

On définit les moments de la distribution :

$$a_n(z, \Delta t) \equiv \int dy (y-z)^n P(z, t | y, t+\Delta t)$$

$$\text{et } A(z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} a_1(z, \Delta t) \quad (A-2)$$

$$B(z) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} a_2(z, \Delta t) \quad (A-3)$$

Soit $R(y)$ une fonction qui décroît assez vite lorsque $y \rightarrow \pm \infty$ pour que l'intégrale

$$I = \int dy R(y) \frac{\partial P(x0|yt)}{\partial t}$$

ait un sens.

Alors :

$$I = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left[\int dy R(y) \int dz P(x0|zt)P(zt|yt+\Delta t) - \int dz R(z)P(x0|zt) \right]$$

En développant $R(y)$ au second ordre en série de Taylor autour de z :

$$\begin{aligned} \int dy R(y)P(zt|yt+\Delta t) &\approx \int dy \left[R(z) + (z-y)R'(z) + \frac{(z-y)^2}{2} R''(z) \right] P(zt|yt+\Delta t) \\ &= R(z) + R'(z)a_1(z, \Delta t) + R''(z)a_2(z, \Delta t) \end{aligned}$$

Soit

$$\begin{aligned} I &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \int dz P(x0|zt) \left[R(z) + R'(z)a_1(z, \Delta t) + R''(z)a_2(z, \Delta t) - R(z) \right] \\ &= \int dz P(x0|zt) \left[R'(z)A(z) + \frac{R''(z)}{2} B(z) \right] \end{aligned}$$

En intégrant par partie et en utilisant le comportement spécifique de $R(z)$ (cf. plus haut) :

$$I \equiv \int dy R(y) \frac{\partial P(x0|yt)}{\partial t} = - \int dy R(y) \left[\frac{\partial}{\partial y} (A(y)P(x0|yt)) - \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} (B(y)P(x0|yt)) \right]$$

Soit, pour tout y et $R(y)$ ($P(y;t) \equiv P(x0|yt)$) :

$$\frac{\partial P}{\partial t}(y, t) = - \frac{\partial}{\partial y} [A(y)P(y; t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} [B(y)P(y; t)] \quad (\text{A-4})$$

Ce résultat se généralise immédiatement à plusieurs variables :

$$\frac{\partial P(\vec{y}; t)}{\partial t} = - \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial y_i} [A_i(\vec{y})P(\vec{y}; t)] + \frac{1}{2} \sum_{kl} \frac{\partial^2}{\partial y_k \partial y_l} [B_{kl}(\vec{y})P(\vec{y}; t)] \quad (\text{A-5})$$

où $\vec{y} = (y_1, \dots, y_n)$

APPENDICE B : Détermination des coefficients de transport correspondant au régime sur-critique.

On part de l'équation de Langevin sur-critique ($\mu = 0$) :

$$\gamma \frac{dx}{dt} + \frac{\partial U}{\partial x} = L(t) \quad (B-1)$$

avec $\langle L(t) \rangle = 0 \quad (B-2)$

$$\langle L(t)L(t') \rangle = 2D \delta(t-t') \quad (B-3)$$

On a montré dans l'appendice A que l'équation de Fokker-Planck s'écrit :

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} [A(x)P(x,t)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [B(x)P(x,t)]$$

où $A(x) \equiv \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x \rangle}{\Delta t}$

et $B(x) \equiv \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x^2 \rangle}{\Delta t}$

où $\langle \Delta x \rangle$ et $\langle \Delta x^2 \rangle$ sont, par définition, les premier et second moments de la distribution P (cf. (A-2) et (A-3))

En partant de l'équation (B-1) :

$$\Delta x = - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial U}{\partial x} \Delta t + \frac{1}{\gamma} \int_t^{t+\Delta t} L(\xi) d\xi$$

Soit :

$$A(x) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x \rangle}{\Delta t} = - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{\gamma \Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \langle L(\xi) \rangle d\xi = - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial U}{\partial x} \quad (B-4)$$

en tenant compte de (B-2). D'autre part :

$$\Delta x^2 = \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 \Delta t^2 - \frac{2}{\gamma} \frac{\partial U}{\partial x} \Delta t \cdot \frac{1}{\gamma} \int_t^{t+\Delta t} L(\xi) d\xi + \frac{1}{\gamma^2} \int_t^{t+\Delta t} d\xi \int_t^{t+\Delta t} d\eta \langle L(\xi)L(\eta) \rangle$$

Soit :

$$\begin{aligned} B(x) &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x^2 \rangle}{\Delta t} = \frac{1}{\gamma^2} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} d\xi \int_t^{t+\Delta t} d\eta \langle L(\xi)L(\eta) \rangle \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\gamma^2} \frac{2}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} d\xi D(x) = \frac{2D}{\gamma^2} \end{aligned}$$

Par conséquent, l'équation de transport s'écrit :

$$\frac{\partial P(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{\gamma} \frac{\partial U}{\partial x} P(x,t) \right] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\frac{D}{\gamma^2} P(x,t) \right]$$

qui est de la forme (III-9), avec un coefficient de dérive $v = -\frac{1}{Y} \frac{\partial U}{\partial x}$ et un coefficient de diffusion $\frac{D(x)}{2}$. Pour le cas où $\mu \neq 0$, il est facile d'obtenir l'équation de Fokker-Planck.

Pour cela, il suffit de calculer les moments

$$A_1 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x \rangle}{\Delta t}$$

$$A_2 = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta p \rangle}{\Delta t}$$

(où $p = \mu \dot{x}$)

$$B_{11} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x^2 \rangle}{\Delta t}$$

$$B_{12} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta x \Delta p \rangle}{\Delta t}$$

$$B_{22} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\langle \Delta p^2 \rangle}{\Delta t}$$

et remplacer dans (A-5).

APPENDICE C : Dérivation de l'équation de la trajectoire classique du sous-système collectif.

On part de l'équation (IV-13) pour l'amplitude de transition :

$$\overline{|K_a|^2} = \int_{q_0}^{q_1} \mathcal{D}q \int_{\tilde{q}_0}^{\tilde{q}_1} \mathcal{D}\tilde{q} \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} [S(q) - S(\tilde{q})] \right\} \bar{\rho}_a [q, \tilde{q}] \quad (C-1)$$

La trajectoire q la plus probable est obtenue en cherchant les extrêma de la phase dans l'exponentielle. Soit :

$$\Delta S = S(q) - S(\tilde{q}) = \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(q, \dot{q}) dt - \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(\tilde{q}, \dot{\tilde{q}}) dt$$

Introduisant la différence de chemin :

$$\eta = q - \tilde{q}$$

il vient :

$$\begin{aligned} \Delta S &= \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(q, \dot{q}) dt - \int_{t_0}^{t_1} \mathcal{L}(q - \eta, \dot{q} - \dot{\eta}) dt \\ &= \int_{t_0}^{t_1} \left[\eta \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} + \dot{\eta} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \right] dt \end{aligned} \quad (C-2)$$

au premier ordre en η et $\dot{\eta}$.

Soit en intégrant par parties le second terme dans (C-2) :

$$\Delta S = \int_{t_0}^{t_1} \eta(t) dt \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} \right)$$

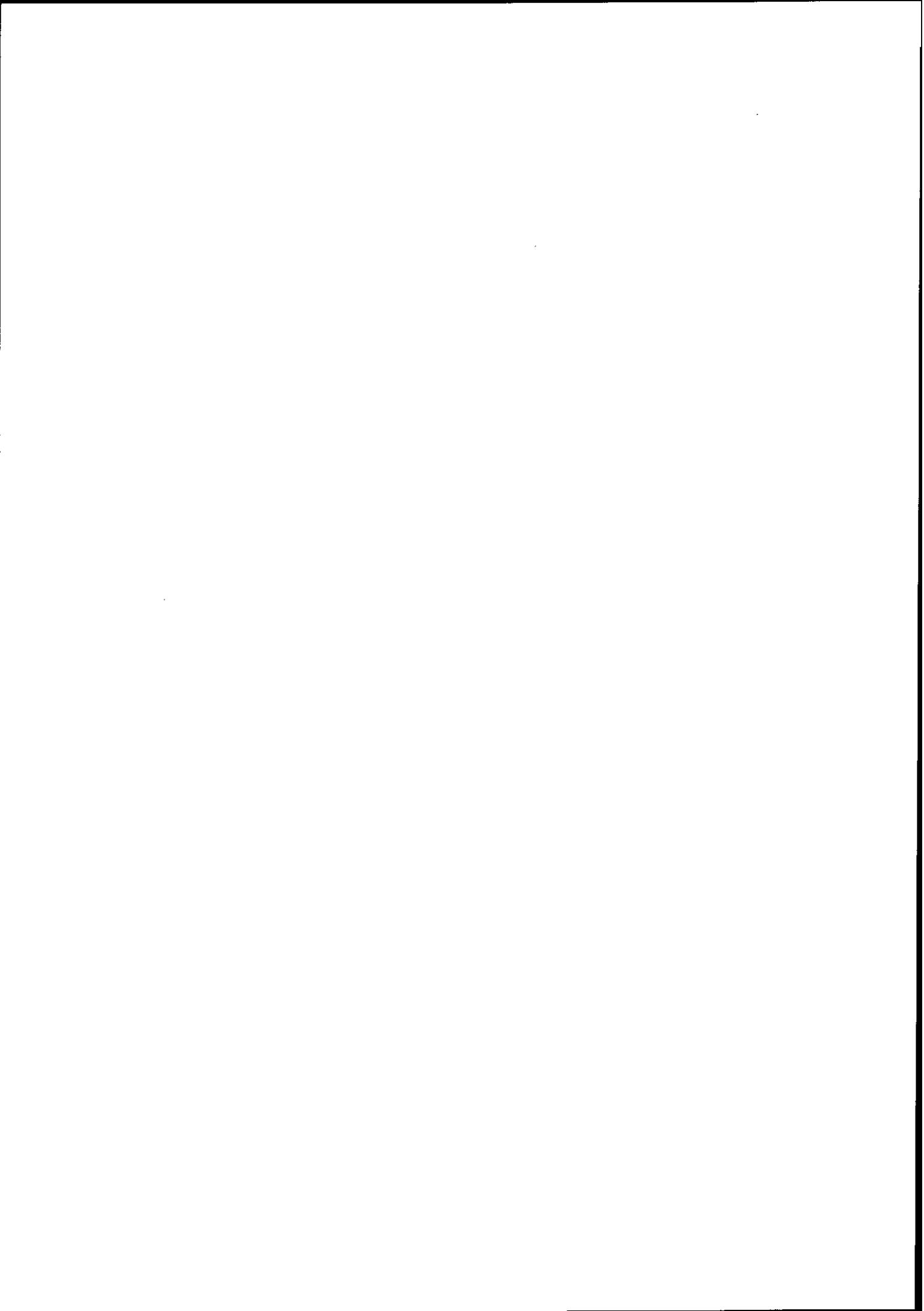
Si $\bar{\rho}_a$ est de la forme (IV-12)

$$\bar{\rho}_a \propto e^{i \int_{t_0}^{t_1} dt \eta(t) F(t)} + o(\eta^2)$$

la phase sera extrême pour :

$$F(t) - \frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q} = 0 \quad (C-3)$$

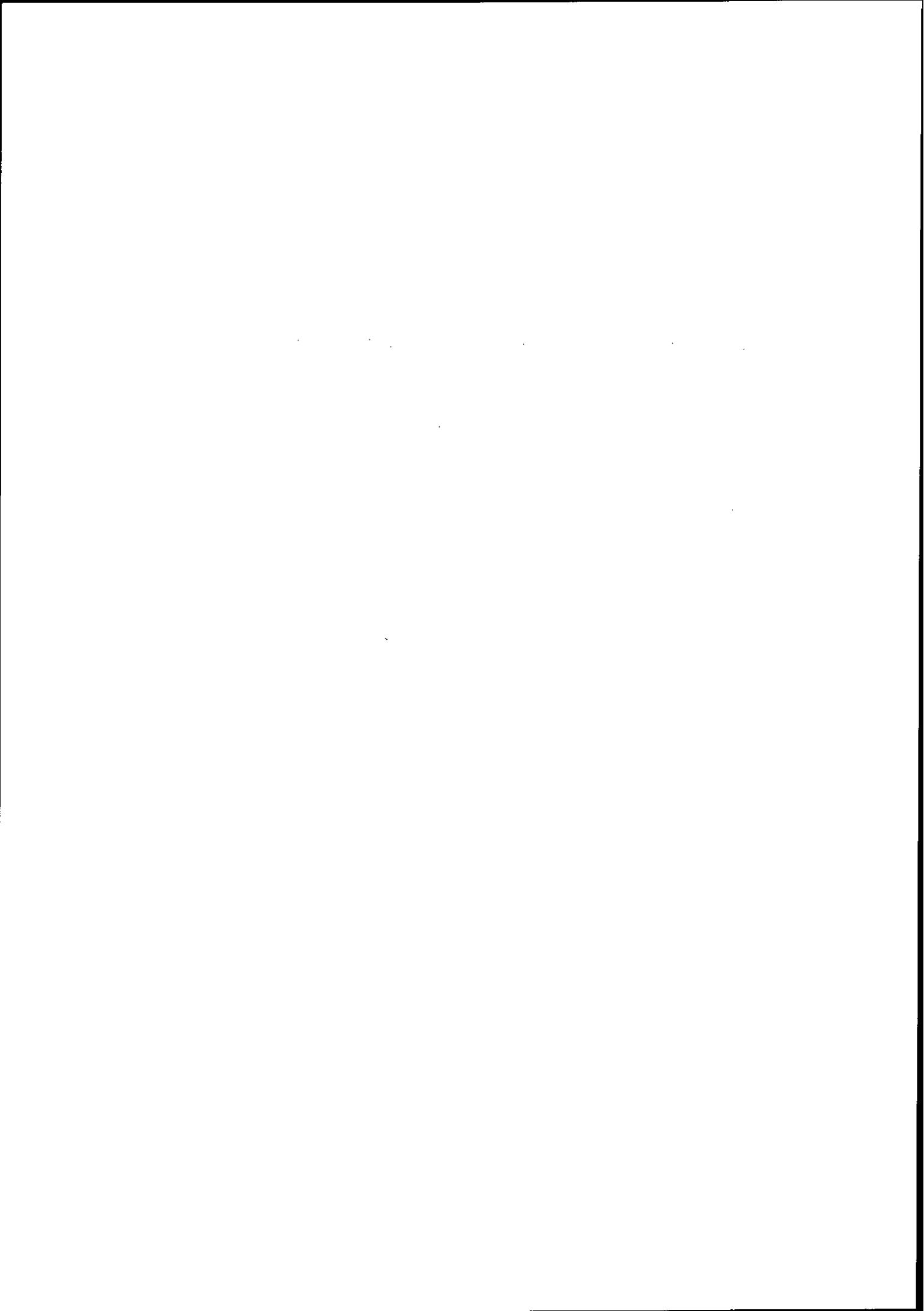
qui est l'expression de la trajectoire classique (IV-14)



COLLISIONS ENTRE IONS LOURDS AUX ENERGIES RELATIVISTES

J. HÜFNER

Institut für Theoretische Physik der Universität Heidelberg (RFA)
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg (RFA)



Pourquoi un cours sur la physique des ions relativistes, si l'on prépare des expériences au-dessous de 100 A MeV? On s'approche d'une terre inconnue souvent avec les notions et les outils connus. Comme ça un cours sur les ions relativistes nous permet peut-être de poser des questions importantes à plus basses énergies, mais il faut faire attention qu'on ne presse pas les réponses obtenues aux basses énergies dans un corset inadéquat.

Le cours à Bonbannes et mes notes ici seront élargies bientôt dans une revue (dans Physics Reports). Pour cette raison les notes ici sont un peu préliminaires. Mais j'étais bien content d'avoir la possibilité d'essayer mes idées devant un cercle assez critique et je remercie les organisateurs de l'école Joliot-Curie de m'avoir invité.

J'ai organisé le cours d'après le principe: d'abord les réactions très périphériques (diffusion élastique), après les réactions "peu inélastiques" (c'est la physique des "spectateurs"), et dans la dernière section on retrouve plutôt les réactions centrales (physique des participants).

1. Sections efficaces élastiques et totales

1.1 Quelques faits expérimentaux

1.1.1 A une énergie donnée, les sections efficaces intégrées élastiques et inélastiques montrent des propriétés géométriques en fonction du noyau projectile et cible (Fig. 1.1). Les sections efficaces élastiques σ_e et totales σ_t peuvent être paramétrisées par

$$\begin{aligned}\sigma_t &= 2\pi r_t^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - a)^2 \\ \sigma_e &= \pi r_e^2 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3} - a)^2,\end{aligned}\tag{1.1}$$

où les constantes a , r_t et r_e sont obtenues par le fit

$$\begin{aligned}
 a &= 1.5 \\
 r_t &= 1.52 \text{ fm} \\
 r_e &= 1.23 \text{ fm}
 \end{aligned}$$

(1.2)

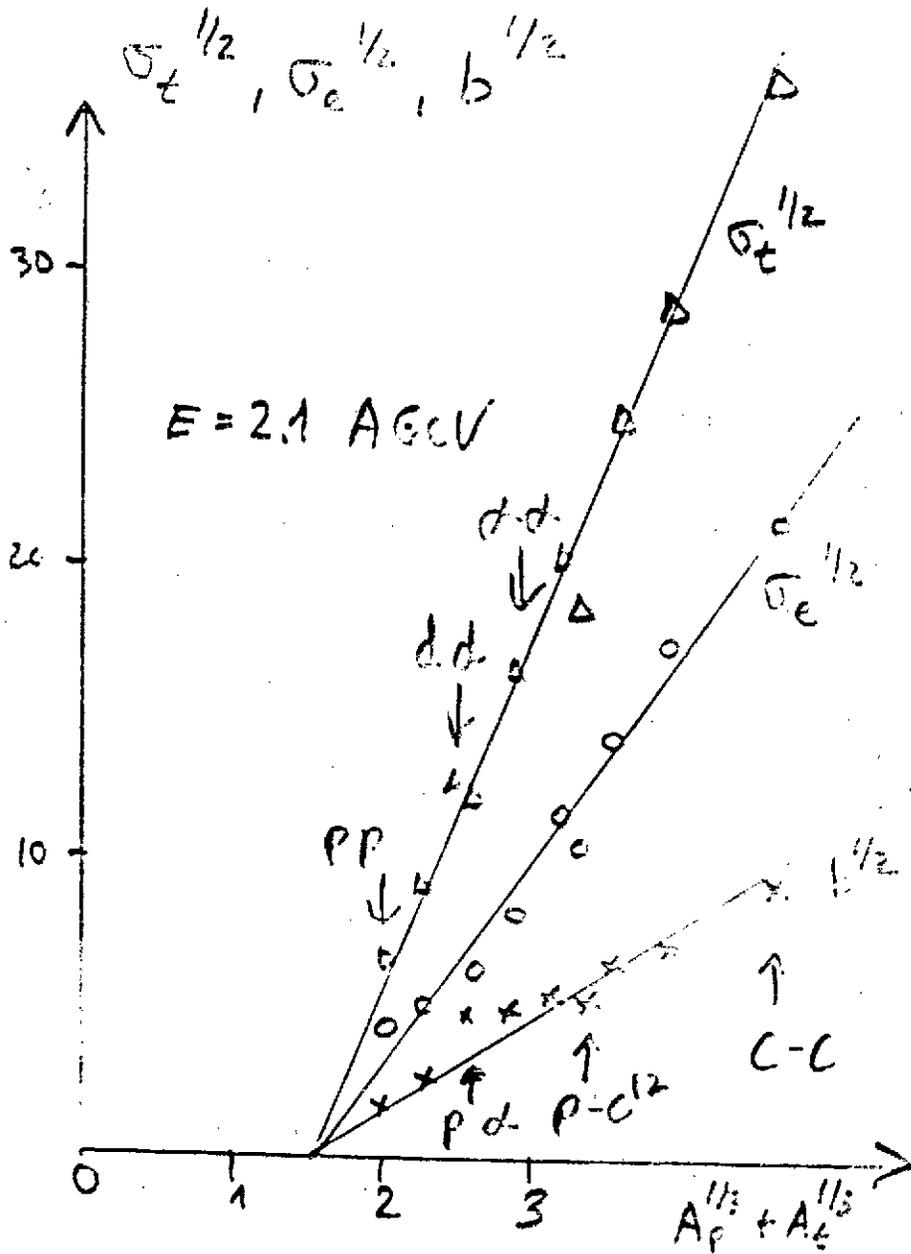


Fig. 1.1: La dépendance des sections efficaces élastiques et totales et la pente logarithmique b comme fonction du projectile et de la cible. Les données proviennent de la thèse de Jaros¹, l'énergie est 2 A GeV.

En plus, la pente logarithmique de la section efficace élastique est paramétrisée par

$$b = \left[\frac{d}{dq^2} \ln \frac{d\sigma_e}{dq^2} \right]_{q=0} = r_b^2 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - a)^2 \quad (1.3)$$

$$r_b = 0.98 / \mu$$

Observez, que ces dépendances indiquées incluent les données du proton-proton, du proton-noyau et du noyau-noyau (jusqu'à $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$). Dans un certain sens les protons sont aussi des particules composées à forte interaction comme les noyaux.

1.1.2 Les données expérimentales globales σ_e , σ_t et b ne dépendent pas trop de l'énergie. (Les données proviennent de sources différentes.) Le tableau 1.1 nous donne une idée. Il existe une grande ressemblance entre le comportement des données proton-noyau, noyau-noyau et les données correspondantes nucleon-nucleon. Pour la section efficace de réaction cette ressemblance a été étudiée par de Vries et al.⁴. Nous montrons un exemple dans la figure 1.2.

	σ_t [mb]		σ_e [mb]		b [(GeV/c) ⁻²]	
	E_1	E_2	E_1	E_2	E_1	E_2
α - α	390 ± 6.3	275 ± 40	114 ± 75	45 ± 15	70 ± 5	100 ± 10
p- α	142.7 ± 1.2	125.9 ± 0.3	32 ± 6	22.9 ± 0.23	31 ± 1.8	34.2 ± 0.4
p-p	47.9 ± 0.2	39.6	19.2		6.0	11.9 ± 0.4

Tableau 1.1: Les sections efficaces totales σ_t et élastiques σ_e et la pente logarithmique b comme fonction de l'énergie pour quelques combinaisons de projectile et cibles (Jaros¹, Bujak et al.², Ambrosio et al.³), $E_1 = 2 \text{ A GeV}$, $E_2 = 500 \text{ A GeV}$.

1.1.3 Les sections élastiques différentielles varient considérablement si l'on va de 500 A MeV jusqu'aux énergies des ISR. La Figure 1.3 montre l'exemple de la diffusion α - α . Les sections aux deux énergies se ressemblent fortement jusqu'au premier minimum et diffèrent pour les énergies plus larges.

1.2 La théorie de Glauber

La théorie de Glauber est un outil merveilleux du théoricien. D'abord elle est brillamment exposée dans les Boulder Lectures⁷, et je recommande cet article original comme un très bon exemple de la littérature scientifique. La théorie est aussi une merveille dans sa simplicité. Finalement elle décrit la physique quantitativement souvent, même dans les domaines où on ne l'attend pas.

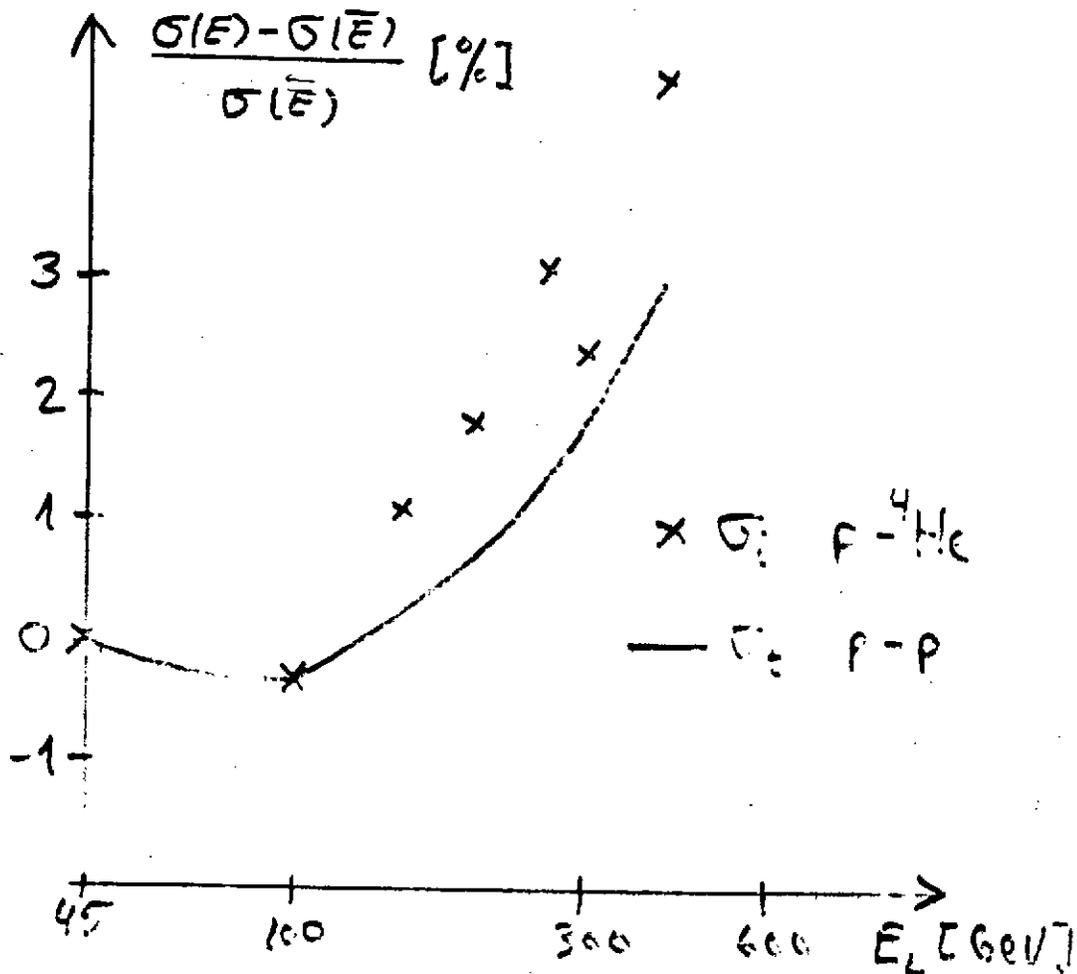
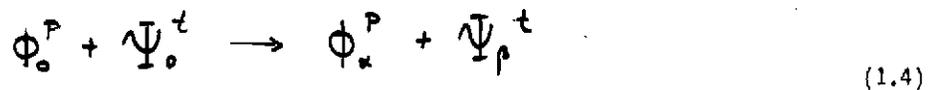


Fig. 1.2: La variation relative de la section inélastique de p-α en fonction de l'énergie comparée à la variation de la section efficace totale proton-proton. Entre 45 GeV et 400 GeV. Données pour p-α par Bujak et al.².

Dans la réaction



un noyau projectile (dans son état fondamental ϕ_0^p) réagit avec un noyau cible (ψ_0^t étant sa fonction d'onde), on produit deux noyaux excités ϕ_α^p et ψ_ρ^t (pas nécessairement stables), et une impulsion transverse \vec{q} est échangée entre les noyaux, la section efficace est

$$\frac{d\sigma}{d\vec{q}} (\phi_0^p + \Psi_0^t \rightarrow \phi_\alpha^p + \Psi_\rho^t) = \left| \int d^2b e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_\alpha^p \Psi_\rho^t | 1 - \prod_{i \in P} (1 - \tau_i) | \phi_0^p \Psi_0^t \rangle \right|^2 \quad (1.5)$$

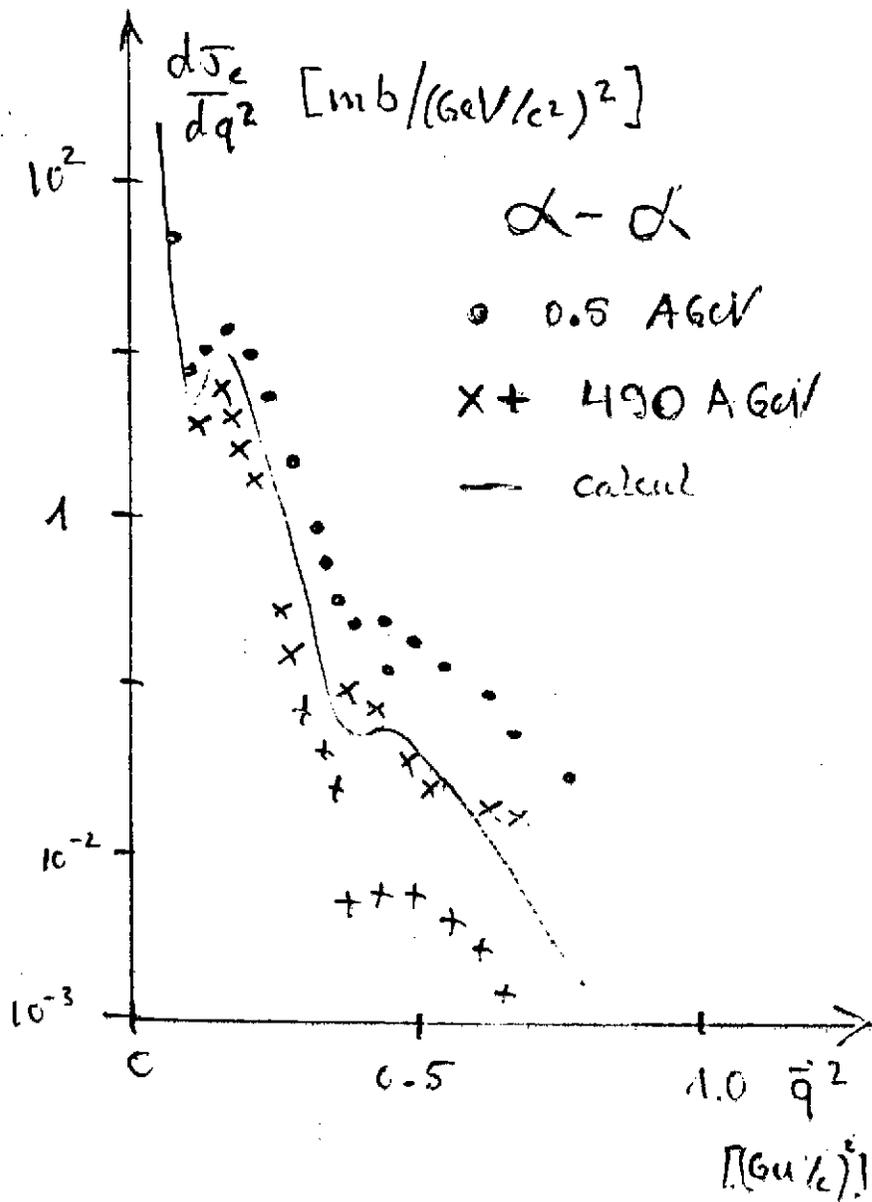


Fig. 1.3: Les sections efficaces élastiques différentielles à 500 A MeV (Berger et al.⁵) et à 490 A GeV (Ambrosio et al.³ et Bell et al.⁶). La courbe solide représente un calcul de Czyz et al.¹⁰ pour une énergie 1 A GeV.

Les fonctions de profil Γ_{ij} reflètent les amplitudes de diffusion (élastiques et inélastiques) entre un nucléon i du projectile et j de la cible.

$$\frac{d\sigma^{NN}}{dq} = \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-iq \cdot b} (1 - (1 - P(b))) \right|^2 \quad (1.6)$$

En général on suppose Γ étant une matrice complexe qui dépend du paramètre d'impact. Les éléments de la matrice représentent les différents voies. Rappelons que l'unitarité demande

$$|1 - \Gamma(b)|^2 \leq 1 \quad (1.7)$$

pour l'élément qui décrit la diffusion élastique nucleon-nucleon.

La diffusion élastique entre deux noyaux est décrite par une fonction complexe $\chi_{opt}(\frac{b}{k})$, qui est appelée la déphasage optique

$$\chi_{opt}(\frac{b}{k}) = \delta_e + i\gamma_e \quad \ell = kb \quad (1.8)$$

La fonction χ_{opt} est définie par Eq. (1.4)

$$e^{i\chi_{opt}(\frac{b}{k})} = \langle \phi_0^p \Psi_0^t | \prod_{\substack{j \in p \\ j \in t}} (1 - \Gamma_{ij}) | \phi_0^p \Psi_0^t \rangle. \quad (1.9)$$

La dépendance en énergie et en $\frac{b}{k}$ reste dans les fonctions de profil

$$\Gamma_{ij} = \Gamma(\frac{b}{k} - \vec{s}_i - \vec{s}_j; E) \quad (1.10)$$

où les \vec{s}_i, \vec{s}_j sont les coordonnées transverses des nucleons du projectile et de la cible qui diffusent.

On déduit

$$\frac{d\sigma_e}{d^2q} = \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} (1 - e^{i\chi_{opt}(\frac{b}{k})}) \right|^2, \quad (1.11)$$

$$\sigma_i(E) = \int d^2b [1 - |e^{i\chi_{opt}(\frac{b}{k}; E)}|^2] \quad (1.12)$$

$$\sigma_e(E) = \int d^2b [1 - |e^{i\chi_{opt}}|^2] \quad (1.13)$$

$$b = \frac{1}{2} \text{Re} \frac{\int d^2b b^2 (1 - e^{i\chi_{opt}(b)})}{\int d^2b (1 - e^{i\chi_{opt}(b)})} \quad (1.14)$$

Comment calculer la déphasage optique? En principe on ne doit évaluer que l'élément de matrice Eq. (1.9). En réalité ce sont $3(A_p + A_t)$ intégrations numériques! Glauber a défini une expansion par ordre de diffusions multiples par l'introduction d'un paramètre λ artificiel

$$\begin{aligned} \chi_{opt}(\mathbf{b}, \lambda) &= \ln \langle \phi_0^p \psi_0^t | \Pi (1 - \lambda \Gamma_{ij}) | \phi_0^p \psi_0^t \rangle \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\lambda^n}{n!} \left[\frac{d^n}{d\lambda^n} \chi_{opt}(\mathbf{b}, \lambda) \right]_{\lambda=0} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Le terme $n = 0$ est nul, l'expression pour $n = 1$ est la déphasage qui revient du potentiel optique plié:

$$\chi_{opt}^{(1)}(\mathbf{b}) = \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{s}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{s}_2 \rho^p(\mathbf{s}_1, \mathbf{r}_1) \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2) \rho^t(\mathbf{s}_2, \mathbf{r}_2) \quad (1.16)$$

où ρ^p et ρ^t sont les densités du projectile et de la cible avec la normalisation

$$\int d^3x \rho(x) = A \quad (1.17)$$

L'expression pour $n = 2$ contient des corrélations.

Comme un exemple, nous voulons calculer la dépendance en énergie de la section efficace de réaction, $\sigma_i(E)$. L'expression Eq. (1.12) de $\sigma_i(E)$ ne dépend que de la partie imaginaire du déphasage optique, et elle est déterminée par la section efficace totale σ_{NN}^t pour la diffusion NN (pour le terme Eq. (1.16))

$$\text{Im} \chi_{opt}^{(1)}(\mathbf{b}, E) \approx \frac{1}{2} \sigma_{NN}^t(E) \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \rho^p(\mathbf{b} - \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1) \rho^t(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2) d\mathbf{s}_1^2 \quad (1.18)$$

Si $\sigma_{NN}^t(E)$ ne varie que lentement avec l'énergie

$$\sigma_i(E) \approx \sigma_i(\bar{E}) + \frac{\sigma_{NN}^t(E) - \sigma_{NN}^t(\bar{E})}{\sigma_{NN}^t(\bar{E})} \sigma_i(\bar{E}) \quad (1.19)$$

$$\sigma_i(\bar{E}) = \int d^2b (2 \text{Im} \chi_{opt}(\mathbf{b})) \exp - (2 \text{Im} \chi_{opt}(\mathbf{b}))$$

On déduit

$$\frac{\sigma_i(E) - \sigma_i(\bar{E})}{\sigma_i(\bar{E})} = \frac{\sigma_{NN}^t(E) - \sigma_{NN}^t(\bar{E})}{\sigma_{NN}^t(\bar{E})} \quad (1.20)$$

qui semble être bien respecté (Fig. 1.2). La section efficace $\sigma_1(E)$ appelée "de la diffusion inélastique simple" est un peu plus petite que $\sigma_i(E)$.

Si l'on approxime la déphasage optique dans la façon du disque noir

$$\text{Im } \chi_{opt}(b) = \begin{cases} 0 & b \geq R \\ -\infty & b < R \end{cases} \quad (1.21)$$

on arrive à des expressions

$$\begin{aligned} \sigma_e = \sigma_i = \frac{1}{2} \sigma_t = \pi R^2 \\ b = R^2/4 \end{aligned} \quad (1.22)$$

On voit les caractéristiques géométriques apparaître. La dépendance en $A_p^{1/3}$ et $A_t^{1/3}$ est bien évidente, mais les valeurs des constantes r_t , r_e etc. sont bien différents. La raison se trouve dans la diffusité des noyaux.

1.3 Résumé

Les propriétés géométriques et la dépendance en énergie des quantités globales σ_t , σ_e , σ_i et la pente b peuvent être comprises facilement. Je n'ai pas encore trouvé un bon calcul pour la variation de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie.

2. Les fragments lourds ($A_p > 4$) ou la physique des spectateurs

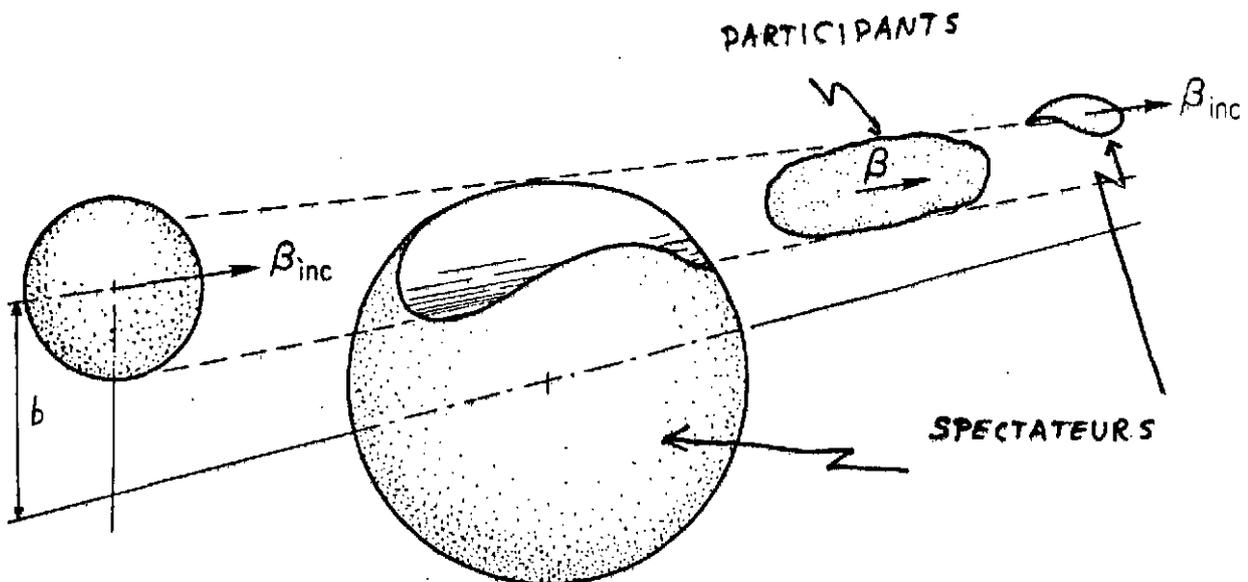
Rappelez vous: Nous parlons de notions simples, souvent trop simplifiées pour bien démontrer la physique. Une des notions simples est la différence entre noyaux spectateurs et la "soupe" des participants. La Figure 2.1 nous donne une idée. Le projectile arrive avec vitesse $\beta_{inc} = v_{inc}/c$ et avec un paramètre d'impact b . La trajectoire en ligne droite définit une zone de recouvrement. Les nucléons qui sont dans cette zone, réagissent et deviennent des participants. Les deux autres "pièces de matière nucléaire" sont appelées les "spectateurs". Leurs propriétés sont:

- (a) Le spectateur de la cible est presque en repos dans le système du laboratoire, le spectateur du projectile continue à peu près avec la vitesse du projectile et dans la direction de zéro degré. Souvent on ne parle pas de la vitesse $\beta = v/c$, mais de la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{||}}{E - P_{||}} \quad (2.1)$$

qui elle aussi est une mesure monotone de la vitesse, mais pas limitée ($\beta + 1, \gamma + \dots$).

- (b) Les noyaux spectateurs sont excités pour deux raisons. Premièrement ils ont une énergie de surface plus grande qu'un noyau avec le même nombre de nucléons dans son état fondamental. (Pour estimer l'énergie de surface: Pour la matière nucléaire l'énergie de surface est à peu près $1 \text{ MeV}/\text{fm}^2$.) Deuxièmement: Pendant la réaction entre les deux noyaux quelques nucléons participants ou mesons reçoivent des impulsions transverses et pénètrent dans la matière froide des spectateurs et les chauffent. Ce mécanisme dépose d'autant plus d'énergie que la surface est grande (Hüfner et al.⁸). Dans ce chapitre nous regardons d'abord les propriétés cinématiques des spectateurs et après la distribution des isobares et isotopes des spectateurs.



XBL 768-3876

Fig. 2.1: Une représentation artistique de la différence entre spectateurs et participants.

2.1 Les propriétés cinématiques des spectateurs et la distribution des impulsions sur la surface du noyau

2.1.1 Les phénomènes

Les deux papiers les plus importants pour l'aspect expérimental sont par Greiner et al.⁹ et Anderson et al.¹⁰. La Figure 2.2 montre le "pic spectateur". Dans une réaction α sur ^{12}C on observe les fragments p , d , ^3H et ^3He à zéro degré comme fonction de la rapidité. On retrouve une bosse importante pour tous les fragments à la même position qui est la rapidité du faisceau. Observez, qu'il y a toujours aussi des fragments qui vont plus vite que le projectile. La Figure 2.3 nous donne une vue d'oiseau du pic spectateur. On regarde le pic du haut projeté sur le plan de p_L (impulsion dans la direction du faisceau) et p_T dans la direction transverse. Le point $(0,0)$ marque le centre au repos

2.88 GeV/c/N ALPHAS
 $\alpha + C \rightarrow p, d, {}^3H, {}^3He + X$
 at $\theta = 0$ deg

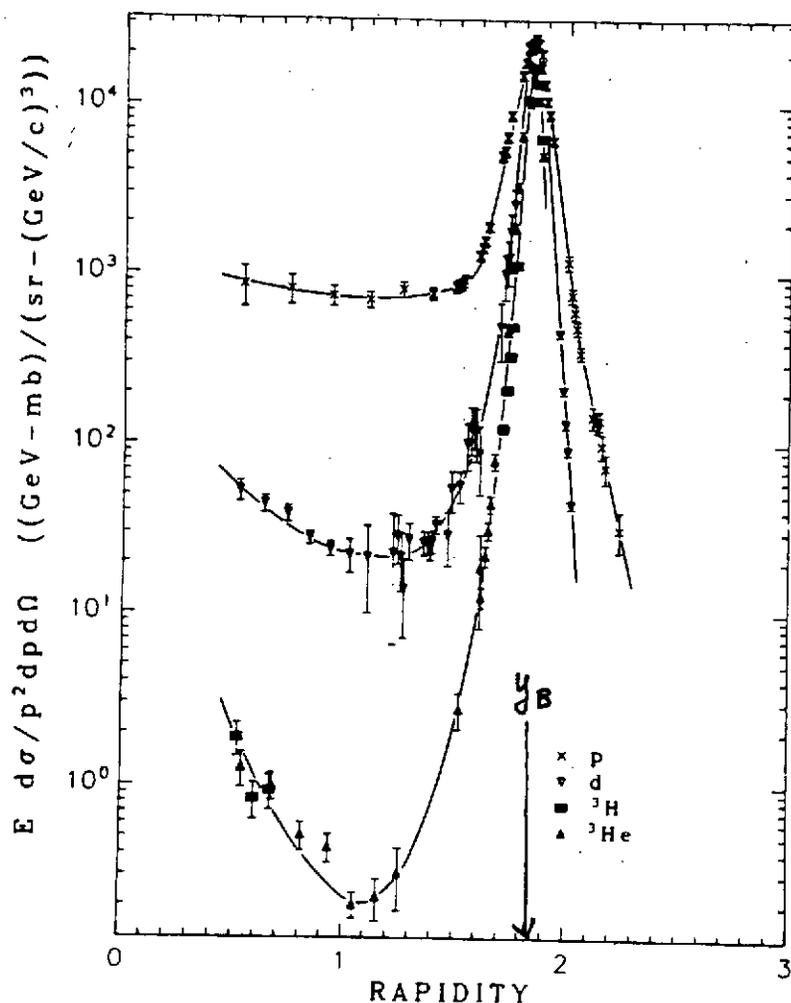


Fig. 2.2: Le pic spectateur". Les fragments observés à 0° comme fonction de la rapidité, y_B est la rapidité du faisceau.

du projectile. Le pic est déplacé un peu vers l'arrière ($\langle p_L \rangle < 0$), il est presque symétrique en haut et devient de plus en plus asymétrique quand on descend. Notre intérêt sera la partie $p_L > 0$.

La Figure 2.4 nous montre un autre aspect du pic spectateur: la dépendance de la largeur σ_{p_L} en direction longitudinale comme fonction de la masse du fragment produit. La fameuse loi parabolique de Goldhaber¹¹ est aussi tracée. Observez que cette loi est un compromis. Un fit à travers les points avec la masse du fragment > 10 donnerait une constante plus grande que 171 MeV/c.

2.1.2 La physique

Essentiellement la largeur du pic spectateur reflète le mouvement de Fermi des nucléons qui sont arrachés pendant la réaction. Cette interprétation a été donnée par Goldhaber¹¹. Feshbach et al.¹² voient l'origine de la loi parabolique dans le phénomène d'évaporation. Il me semble

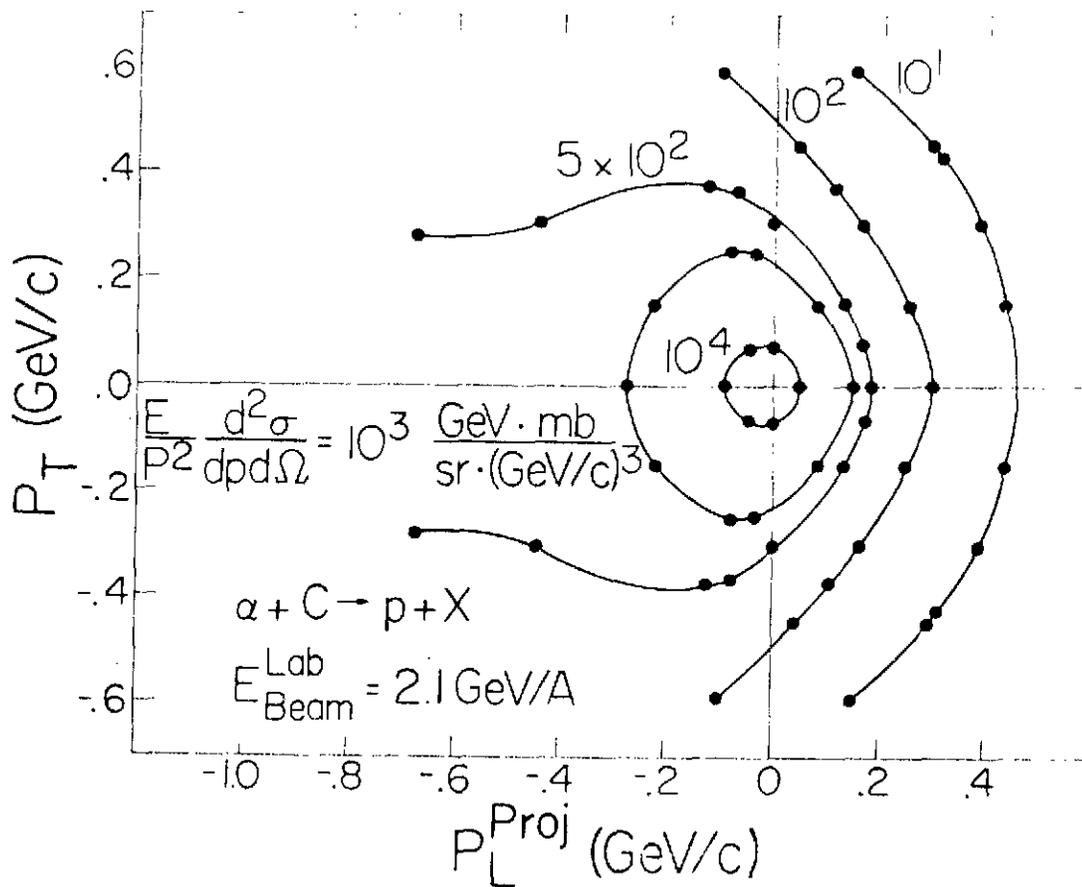


Fig. 2.3: Le peak spectateur dans la vue d'oiseau. Voyez le texte pour explications (Anderson et al.¹⁰).

que les deux interprétations sont complémentaires au lieu d'être contradictoires: La production des fragments observés procède par "l'abrasion" (arracher quelques nucléons - formation d'un préfragment excité) et "l'ablation" (évaporation de plusieurs nucléons).

Dans la formation d'un fragment qui a une masse A_f qui diffère de la masse du projectile par une unité (^{15}O à partir d' ^{16}O ou ^3He à partir du α) on a abrasion presque pure. Nous nous concentrons sur ce cas. La Figure 2.5 montre la situation. Cas (a): Le nucléon qui va être arraché a une impulsion opposée à l'impulsion du faisceau. Alors la pièce spectateur ^{15}O est un peu plus rapide que le faisceau. Si, à ce moment, le nucléon est arraché, on retrouve un ^{15}O dans la partie plus vite du pic spectateur. Cas (b): La situation inverse. D'après ce dessin le pic spectateur devrait être symétrique. Mais: Dans la direction transverse on peut avoir de la diffusion par le potentiel. Aussi: On peut penser à beaucoup d'autres mécanismes pour ralentir le noyau.

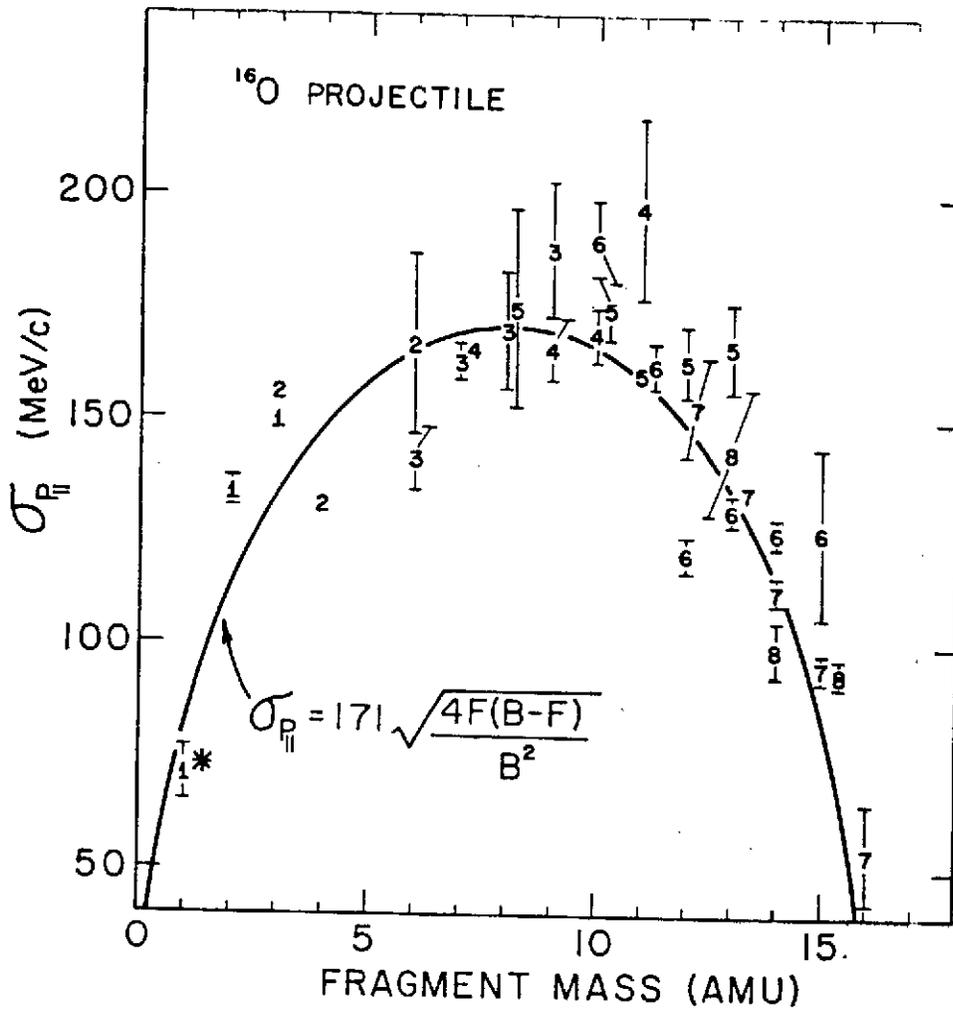
La théorie détaillée qui décrit la relation entre le mouvement de Fermi et la largeur du pic spectateur est basée sur le concept de la fonction de Wigner (Hüfner et al.¹³). Si l'on a une fonction d'onde $\Psi(\vec{x})$ d'une particule, la carrée $|\Psi(\vec{x})|^2$ donne la probabilité de trouver la particule à la position \vec{x} . Quand on prend la transformée de Fourier :

$$\tilde{\Psi}(\vec{p}) = \int \frac{d^3x}{(2\pi)^{3/2}} e^{-i\vec{p}\vec{x}} \varphi(\vec{x}) \quad (2.2)$$

la fonction $|\tilde{\Psi}(\vec{p})|^2$ donne la probabilité pour observer une particule avec l'impulsion \vec{p} . La fonction de Wigner

$$W(\vec{x}, \vec{p}) = \int \frac{d^3r}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{p}\vec{r}} \varphi^*(\vec{x} - \frac{\vec{r}}{2}) \varphi(\vec{x} + \frac{\vec{r}}{2}) \quad (2.3)$$

nous permet de parler de la "probabilité" de trouver une particule avec l'impulsion \vec{p} à la posi-



XBL 753-453

Fig. 2.4: La largeur du pic spectateur comme fonction de la masse du fragment produit (Greiner et al.⁹).

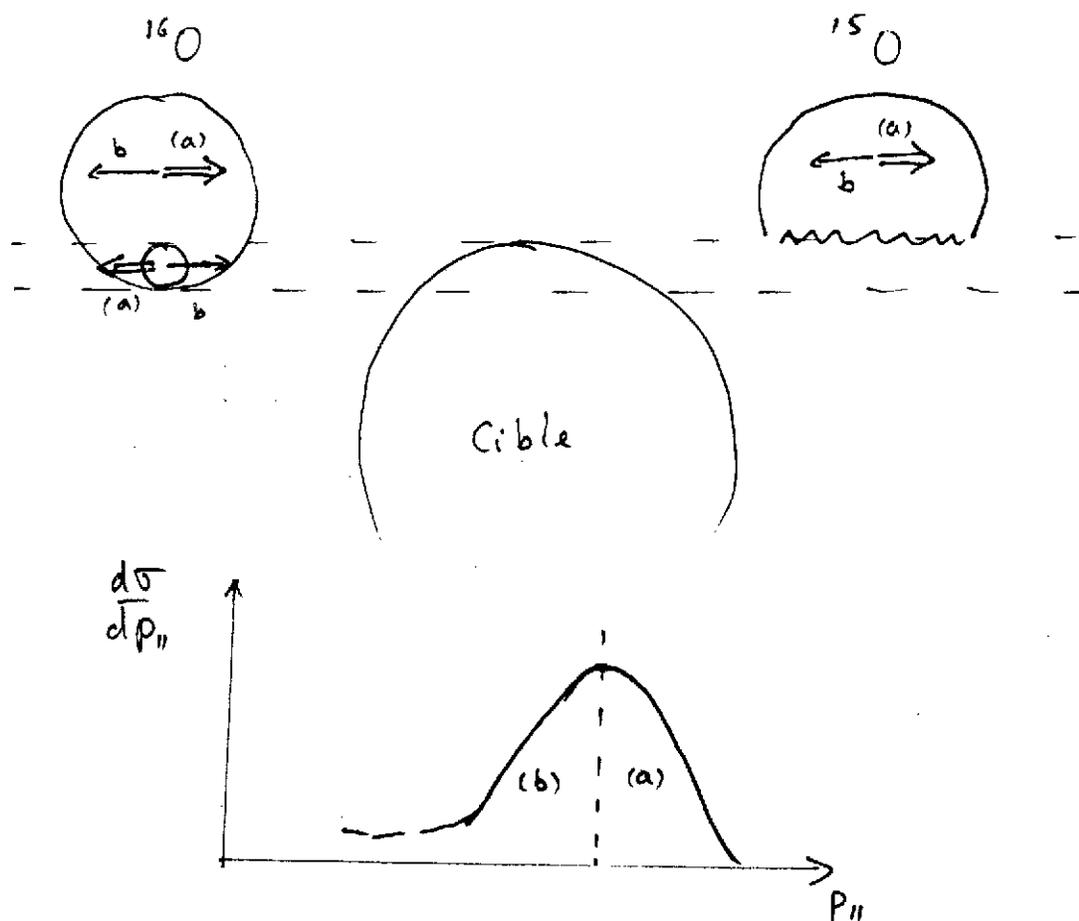


Fig. 2.5: Dessin schématique pour démontrer la relation entre le mouvement du Fermi d'un nucléon arraché et la largeur du pic spectateur.

tion \vec{x} dans le sens suivant: Si l'on ne s'intéresse qu'à la position

$$\int d^3p W(\vec{x}, \vec{p}) = |\varphi(\vec{x})|^2 \quad (2.4)$$

et si l'on s'intéresse à l'impulsion seulement

$$\int d^3x W(\vec{x}, \vec{p}) = |\tilde{\varphi}(\vec{p})|^2 \quad (2.5)$$

Mais, la relation d'incertitude ne nous permet pas de parler d'une mesure simultanée d'une position et d'une impulsion. La fonction de Wigner, en parlant de l'espace et de l'impulsion simultanément, laisse tomber la propriété de positivité de la probabilité. C'est pourquoi j'ai écrit "probabilité". Exemple: L'oscillateur harmonique pour l'onde 1s et 1p (en ^{16}O)

$$W(\vec{x}, \vec{p}) = \frac{2}{3\pi^2} e^{-\vec{x}^2/b^2 - \vec{p}^2/b^2} \left(\frac{\vec{x}^2}{b^2} + \vec{p}^2 b^2 - 1 \right) \quad (2.6)$$

devient négative pour les petites valeurs de x^2 et \vec{p}^2 .

La théorie de Glauber (Hüfner et al.¹³) donne pour la section efficace qui représente le pic spectateur la formule

$$\frac{d\sigma}{d\vec{p}_n} = \int d^2 p_\perp \frac{d^3 t}{d^3 p} = \int d^2 s D(\vec{s}) \int dz d^2 p_\perp W(\vec{s}, z; \vec{p}). \quad (2.7)$$

Ici, $D(\vec{s})$ est une fonction qui contient tous les détails du mécanisme de réaction (par exemple que la réaction soit périphérique). La dépendance en \vec{p}_n de la section efficace $d\sigma/dp_n$ reflète la distribution d'impulsion du nucléon arraché et écrit par la fonction de Wigner (pour ^{16}O , on arrache le nucléon $1p$). Notez: La réaction est localisée dans la direction transverse (réaction périphérique), alors il ne faut pas mesurer p_\perp (c'est pourquoi l'intégrale sur p_\perp). Il n'y a pas de localisation dans la direction longitudinale (Fig. 2.1) (l'intégrale sur z), alors p_n peut être observé. La distribution $W(\vec{x}, \vec{p})$ n'est pas nécessairement positive, mais

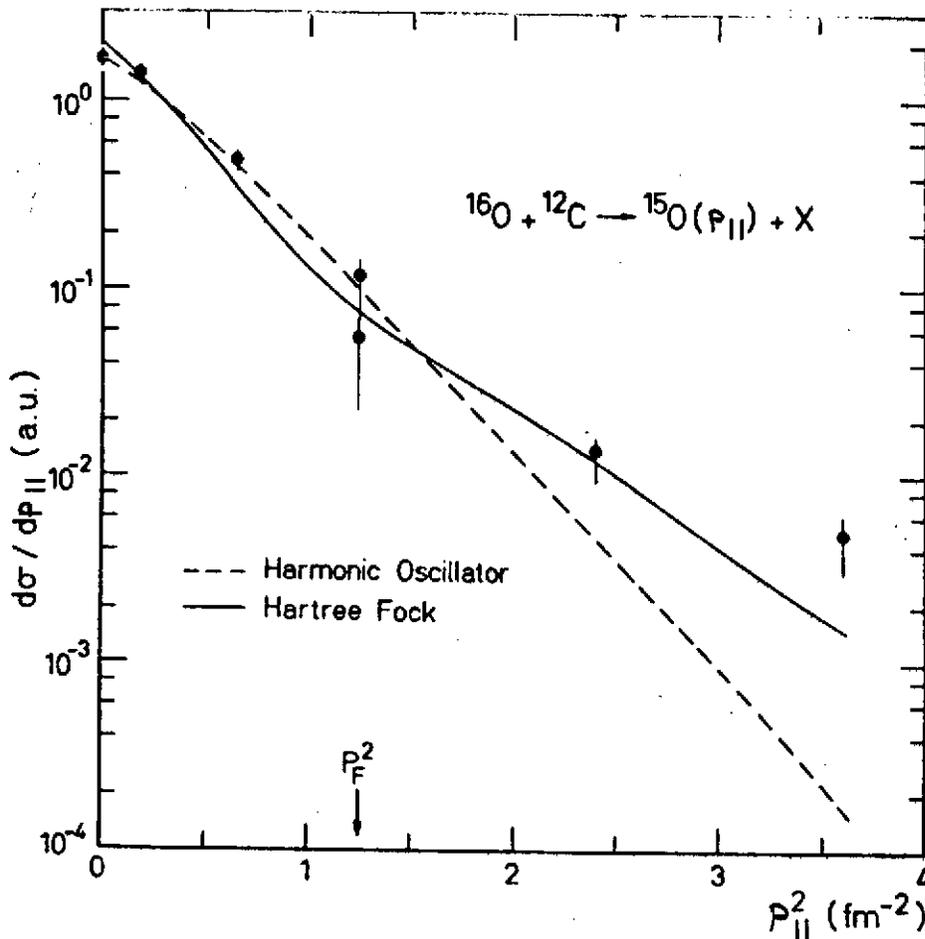
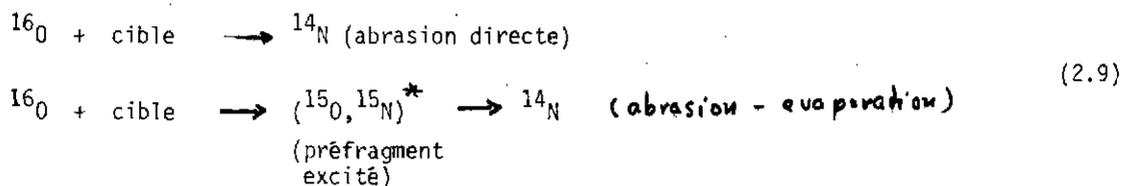


Fig. 2.6: La section efficace $d\sigma/dp_n$ dans le pic spectateur comparée avec deux modèles pour la distribution d'impulsion dans la surface du noyau (expérience: Greiner et al.⁹, théorie: Hüfner et al.¹³).

$$\int d\vec{z} d\vec{p}_z W(\vec{s}, z; \vec{p}) \geq 0 \quad (2.8)$$

l'est, parce que cette fonction (2.8) ne viole pas la relation d'incertitude. La Figure 2.6 montre une comparaison des points expérimentaux de $d\sigma/dp_{||}$ ($p_{||} > 0$ dans le système de repos du projectile) avec des courbes calculées.

Comme déjà dit, la largeur du pic spectateur pour les fragments plus légers contient des contributions due au mouvement de Fermi et à l'évaporation (Abul Magd et al.¹⁴). Par exemple, pour former ^{14}N à partir du ^{16}O on a deux choix

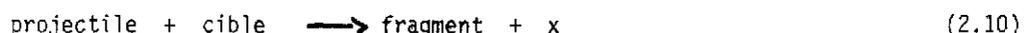


Pour cet exemple on a un rapport 70% pour la première voie et 30% pour la deuxième.

Il me semble: La fragmentation des noyaux relativistes est un bon moyen pour mesurer la distribution d'impulsion sur la surface du noyau.

2.2 Sections efficaces pour la production des fragments lourds

Les sections efficaces pour la production des fragments lourds dans la réaction



ont été étudié depuis longtemps (c'était surtout un domaine des radiochimistes). Avec les protons comme projectile on avait étudié la dépendance en énergie et de la cible. Maintenant il y a beaucoup d'expériences avec des ions lourds.

2.2.1 Les phénomènes

Je commence par une Figure (Fig. 2.7) qui m'avait fasciné toujours. Elle représente la production des isotopes de sodium par des réactions différentes. D'abord observez l'échelle des sections efficaces! En suite, quand on regarde de loin, les réactions très différentes donnent à peu près la même courbe: une "cloche" centrée à l'isotope le plus stable. On a des protons sur l'uranium (le fragment vient de la cible) et on a ^{48}Ca sur Be et ^{40}Ar sur C (le fragment observé vient du projectile. Quand on regarde de plus près, on observe que les fragments du ^{48}Ca ($N - Z = 8!$) sont plus dans une région neutro-riche des isotopes du sodium que les fragments de ^{40}Ar ($N - Z = 4$).

La "mass-yield curve", $\sigma(A_f)$, la section efficace pour produire des noyaux avec la masse A_f , est montrée dans les Figures 2.8 et 2.9. On observe:

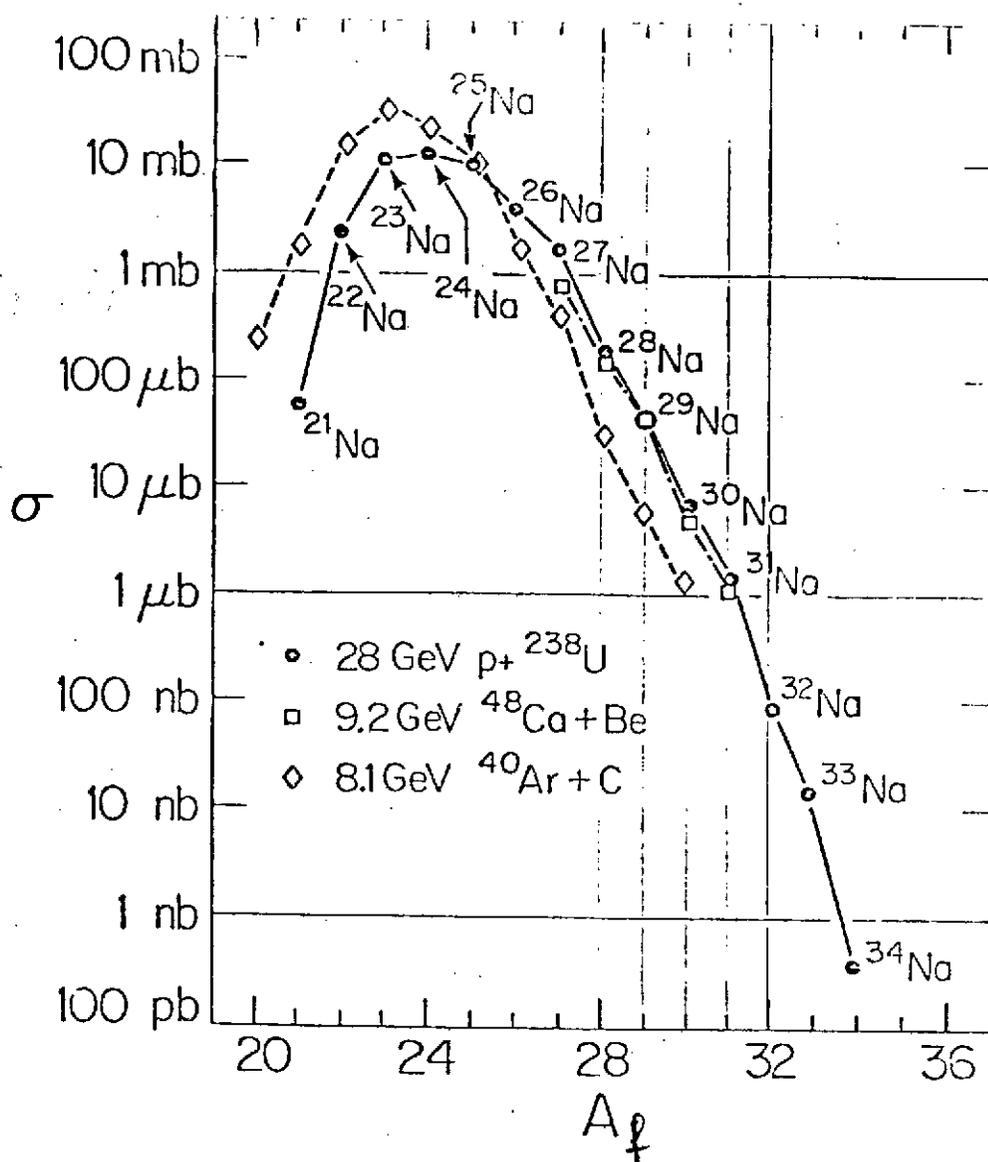


Fig. 2.7: La section efficace pour la production des isotopes du sodium pour des réactions qui diffèrent dans les projectiles, cibles et énergies.

- Il y a une grande différence entre les énergies au-dessous d'un GeV et au-dessus.
- Si l'énergie du projectile est quelques GeV/nucleon ou au-dessus, la section efficace ne change plus.
- Il n'y a pas une différence dramatique entre la section efficace pour protons et ions lourds.
- La section efficace $\sigma(A_f)$ a un maximum près de la masse de la cible (si le fragment vient de la cible), décroît par un facteur 3 à 5 et remonte pour les petites masses.

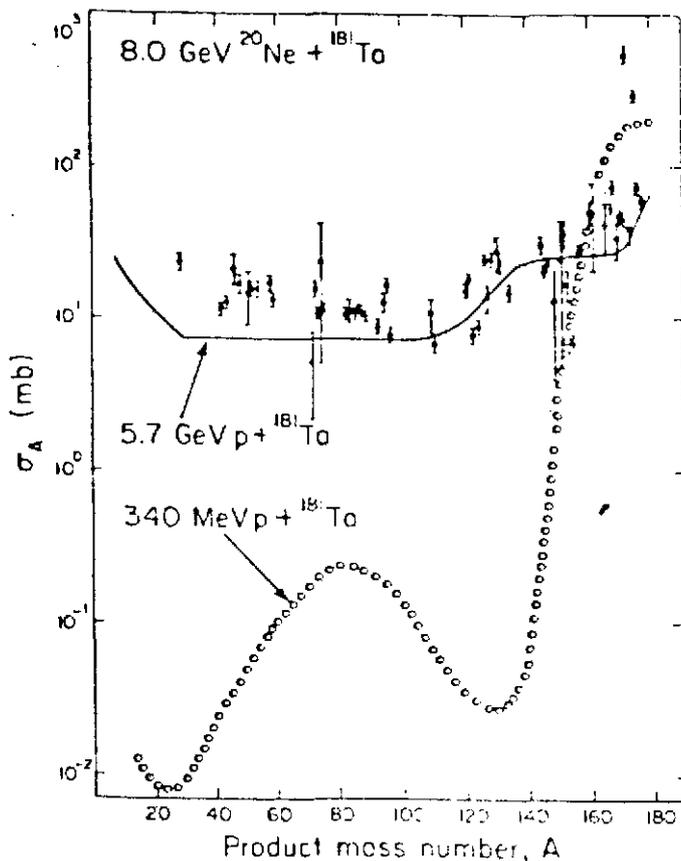


Fig. 2.8: La section efficace pour la production des noyaux avec la masse A_f dans les réactions diverses avec le ^{181}Ta (Morissey et al.¹⁵).

2.2.2 Une interprétation avec prudence

Tandis que beaucoup des résultats expérimentaux existaient déjà depuis longtemps, leur interprétation n'est pas encore sûre et mon interprétation va être révisée dans l'avenir. Je pense qu'il y a une différence entre des noyaux cibles lourds ($A_t > 200$) et les noyaux cibles moyens et légers ($A_t < 100$). C'est la fission. La fission contribue beaucoup à la production des isotopes pour $A_t > 200$. Je divise le spectre des masses dans des régions diverses. Certainement on a le processus suivant parmi les différentes voies de sortie: Le projectile pénètre la cible, éjecte quelques nucléons et un préfragment excité résulte. Ce préfragment perd de l'énergie et de masse par l'évaporation des nucléons et des noyaux légers jusqu'à un fragment stable est formé. Si le préfragment est lourd on a aussi la fission.

Mais on peut imaginer aussi que le noyau cible est décomposé immédiatement en plusieurs fragments par le noyau projectile. Je pense que ce processus "de cleavage" peut être responsable pour la région avec le point d'interrogation (Fig. 2.10)

2.2.3 Éléments d'une théorie

Quand on ne connaît pas la physique, il est difficile de présenter une théorie complète. Mais un phénomène me semble clair: La distribution des isotopes ne dépend guère de la réaction (Fig. 2.7). Il semble que les isotopes sont produits dans une chaîne de réactions. La direction d'une chaîne de réaction est toujours déterminée par deux facteurs, la dynamique et l'espace de phase.

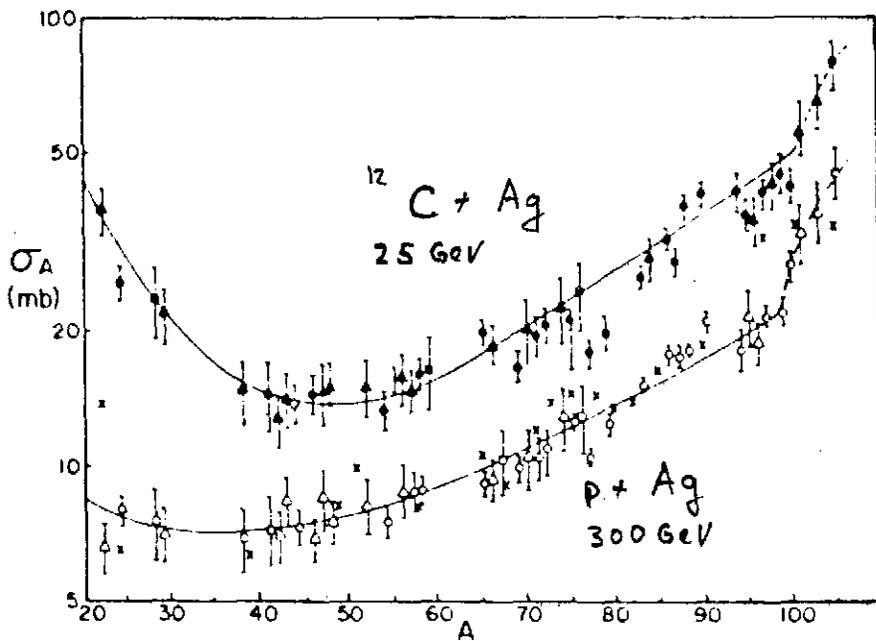


Fig. 2.9: La section efficace pour la production des fragments avec Ag comme cible (Porile et al. ¹⁶).

Prenez la formule de Fermi

$$\Gamma(A \rightarrow B+b) = 2\pi | \langle A | H | B, b \rangle |^2 \rho_{B,b}(E) \quad (2.11)$$

pour la désintégration d'un produit A en deux produits B et b où E est l'énergie totale du système. L'élément de matrice contient la dynamique, le facteur ρ compte le nombre des états finaux possibles à l'énergie E. Si les systèmes finaux sont compliqués, leur densité d'états est grande et le facteur ρ est le facteur dominant. (Cet argument est derrière beaucoup de théories d'équilibration). Si la densité des états finaux est décisive, la section efficace pour produire un isotope stable est

$$\sigma(N, Z) = \sigma_0 \sum_{E_\alpha \leq E_s} \rho(E_\alpha, N, Z) \quad (2.12)$$

proportionnelle à une constante (qui varie lentement avec N et Z) et au nombre de tous les états stables (énergie E_α au-dessous du seuil E_s). Cette somme peut être approximée par la densité au seuil

$$\sigma(N, Z) = \sigma_0 \rho(E_s(N, Z); N, Z). \quad (2.13)$$

La densité des états est reliée à l'entropie S par

$$\rho(E, N, Z) = e^{S(E, N, Z)} \quad (2.14)$$

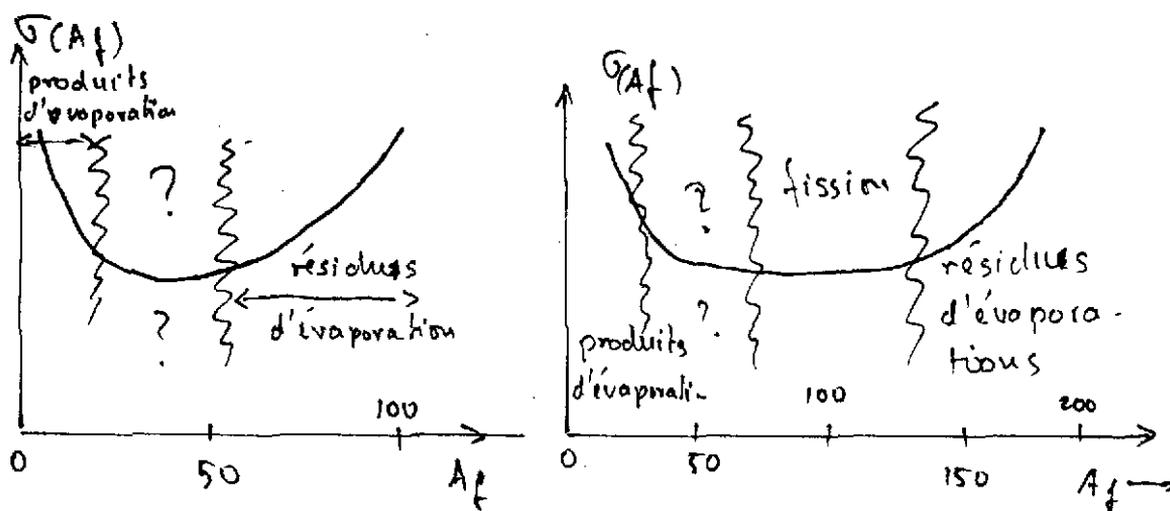


Fig. 2.10: Une division schématique de la section efficace de productions dans la région des résidus d'évaporation de la fission et des produits d'évaporation. Peut-être il y a une région avec un autre mécanisme (point d'interrogation).

Quand on compare des sections efficaces pour des isotopes voisins il faut regarder le rapport

$$\frac{\sigma(N_1, Z)}{\sigma(N_0, Z)} = \exp(S(E_s(N_1, Z); A, Z) - S(E_s(N_0, Z); A, Z)) \quad (2.15)$$

La différence des valeurs de l'entropie est reliée aux quantités thermodynamiques

$$\frac{1}{T} = \beta = \frac{\partial S}{\partial E}, \quad -\mu_A \beta = \frac{\partial S}{\partial A} \quad (2.16)$$

qui sont les définitions d'une température T (ou β^{-1}) et d'un potentiel chimique μ_A . Comme ça on retrouve la formule

$$\frac{\sigma(N_1, Z)}{\sigma(N_0, Z)} = e^{\beta(E_s(N_1, Z) - E_s(N_0, Z)) - \beta \mu_A (N - N_0)} \quad (2.17)$$

Si l'on prend l'isotope le plus stable comme référence, la paramétrisation Eq. (2.17) décrit bien la forme de la cloche, après on a fixé les deux paramètres libres β et μ_A . On trouve. (Campi et al. 197)

$$\beta = 0.5 \text{ MeV}^{-1} \quad \mu_A = 8 \text{ MeV} \quad (2.18)$$

La valeur de μ_A correspond bien à ce qu'on attend: Il faut 8 MeV pour tirer un nucléon d'un noyau près de la vallée de la stabilité. Et la température $T = 2$ MeV, à quelle énergie d'excitation correspond-elle? D'après la formule pour un gaz de Fermi

$$E^* = a T^2 \quad a \approx \frac{A}{10 \text{ MeV}} \quad (2.19)$$

qui donne $E^* \approx 8$ MeV, qui est l'énergie du seuil.

L'interprétation est la suivante: Le système chaud (un préfragment) évapore des nucléons (ou petits noyaux) pour refroidir jusqu'à une température T_0 (freeze-out température) ou le système est "trop froid" pour évaporer des nucléons. L'énergie d'excitation qui correspond à T_0 est l'énergie du seuil

$$E_0^* = a T_0^2 = E_s \quad (2.20)$$

Après les noyaux se refroidissent par émissions des rayons gamma. L'émission des gammas ne change plus la distribution isotopique. C'est pourquoi la distribution isotopique reflète la température du freeze-out.

Cette interprétation aussi explique pourquoi la distribution d'isotopes ne dépend guère de la réaction dans laquelle le fragment est produit. Bien sûr l'argument est simplifié. Il y a toujours aussi les éléments de matrice, qui rappellent l'origine et le chemin de l'évolution (Campi et al.¹⁷). Comme cela on trouve une certaine dépendance (quoique faible) de l'état initial.

3. Les fragments légers, la physique des participants

Il y a une richesse de données expérimentales et de papiers théoriques relevant à la physique des participants. Dans ce cours je ne vais traiter que trois aspects: la géométrie, la thermalisation et un peu de chimie.

3.1 La géométrie

La séparation entre participants et spectateurs suggérée par la Figure 2.1, est-elle réaliste? Comment séparer les particules observées en spectateurs et participants?

- (1) Les fragments lourds ($A_f > 4$) sont des spectateurs dans leur majorité.
- (2) Parmi les fragments légers ($A_f > 4$) ceux dont la rapidité est voisine du projectile ou de la cible peuvent être créés par désintégration des préfragments excités. On les compte comme spectateurs.
- (3) Les fragments légers dans les autres domaines de la rapidité sont définis comme participants. Bien sûr la séparation n'est pas toujours très claire.

Le nombre n_p des participants peut-il être déduit de la géométrie? Pour une densité nucléaire uniforme la section efficace pour trouver un nombre n_p de participants chargés est calculée par

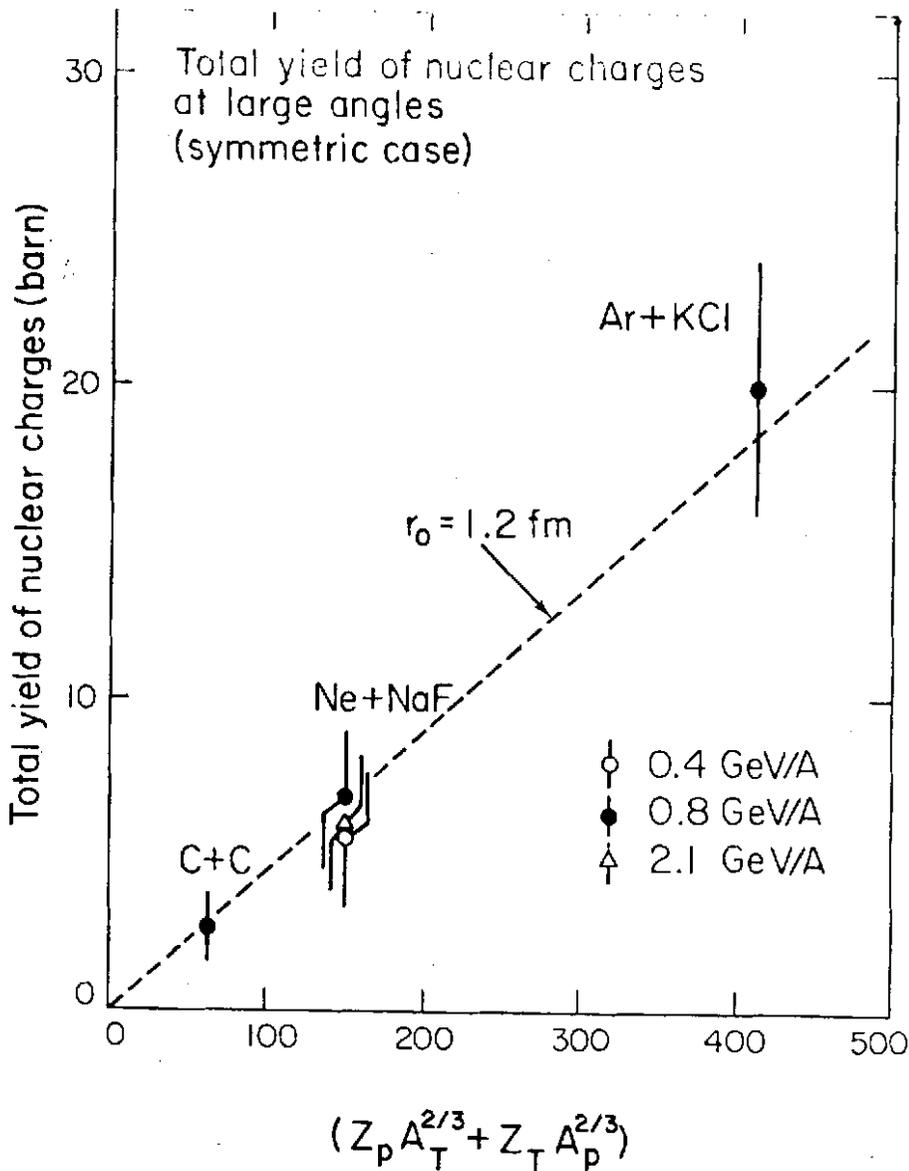


Fig. 3.1: Le rendement total des particules chargées aux grands angles (leur définition de participants) comme fonction de $(Z_p A_T^{2/3} + Z_T A_p^{2/3})$ pour différentes énergies et différentes combinaisons de projectile et cible.

$$\frac{d\sigma}{dn_p} = \int d^2b \delta(n_p - n_p(b)) \quad (3.1)$$

où la fonction $n_p(b)$ est donnée par

$$n_p(b) = \left\{ \sum_p \int d^3s d^3p_0 \Theta(R_p^2 - s^2 - z^2) \Theta(R_T^2 - (b-s)^2) \right\} + \left\{ \begin{matrix} R_T \leftrightarrow R_p \\ A_p \leftrightarrow A_T \end{matrix} \right\} \quad (3.2)$$

où ρ_0 est la densité de matière nucléaire et la fonction de $\theta(x)$ est définie comme

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

La section intégrale pour trouver des charges ("Total yield of nuclear charges", Fig. 3.1) est calculée par

$$\sigma_{ch}^{tot} = \int dn_p \frac{d\sigma}{dn_p} = \pi r_0^2 (Z_p A_T^{2/3} + Z_T A_p^{2/3}). \quad (3.4)$$

La Figure 3.2 montre une comparaison de cette prédiction avec l'expérience. On observe la ligne droite et l'indépendance de l'énergie.

Pour la section efficace différentielle $d\sigma/dn_p$ nous montrons des résultats de la chambre à streamer. On définit la probabilité $P(n_p)$ par

$$P(n_p) = \frac{1}{\sigma_{ch}^{tot}} \frac{d\sigma}{dn_p} \quad (3.5)$$

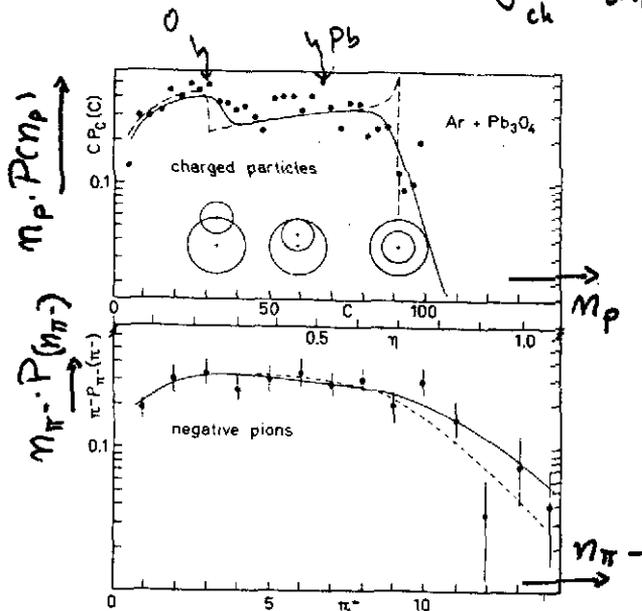


Fig. 3.2: La probabilité $P(n_p)$ de trouver une particule chargée n_p et la probabilité $P(n_{\pi^-})$ pour trouver n_{π^-} pions comme fonction de ce nombre (Knoll et al.²⁰)

On déduit de l'équation (3.2) que

$$n_p \cdot P(n_p) = \frac{1}{n_{max}} \theta(n_{max} - n_p) \quad (3.6)$$

où n_{max} est le maximum des participants, obtenu dans une collision centrale. La Figure 3.2 montre une comparaison avec l'expérience. La cible est Pb_3O_4 . On voit bien les deux composantes. Les dessins qui représentent le degré de recouvrement (qui correspondent aux différents n_p) sont pour Ar sur Pb.

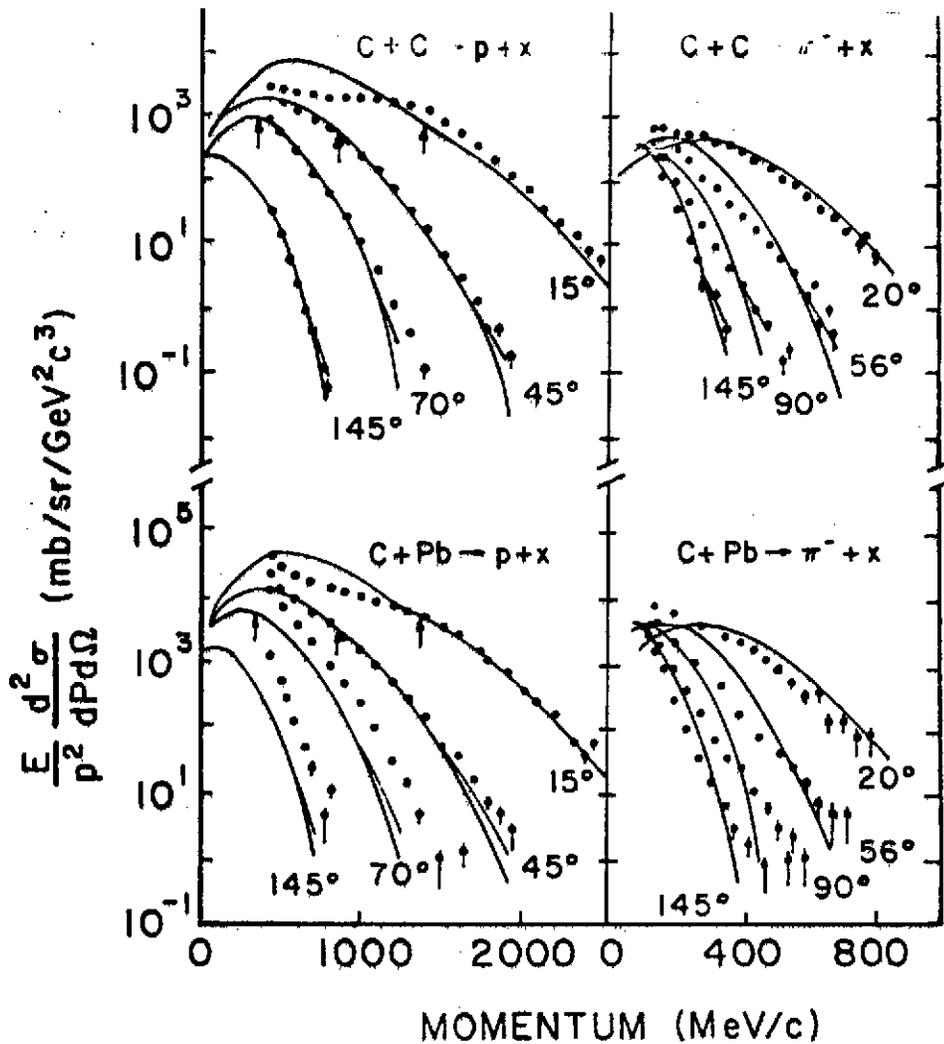


Fig. 3.3: La section efficace $E d^2 \sigma / d E d \Omega$ pour la production des protons et pions pour deux cibles, l'énergie est 800 A MeV (Nagamiya et al.²¹).

En bas nous montrons la situation pour les pions négatifs quand on suppose que le nombre de pions est proportionnel au volume de recouvrement (plus fluctuations). Aussi les pions semblent refléter la géométrie.

3.1 La thermalisation

3.2.1 Les phénomènes

Les participants, quelle est leur distribution en énergie et angle? La Figure 3.3 nous montre quelques résultats représentatifs. On montre la section efficace invariante $E d^3 \sigma / d p^3$ pour trouver un proton avec l'impulsion p dans le laboratoire. Les sections sont grandes pour les petits angles et les petites énergies. Ils décroissent avec angle et énergie, de même pour les pions. Il est très difficile quelques idées simples sur la physique.

Pour cette raison il est plus convenable de tracer la section efficace $E d^3\sigma/dp^3$ dans un plan $y - p_{\perp}/m_p c$ rapidité versus vitesse transversale. Si la distribution des impulsions des participants est isotrope dans un système de référence un diagramme comme la Figure 3.4 le montre immédiatement. La partie (b) de la Figure 3.4 montre l'isotropie. Les courbes sont déformées parce que $p_{\perp}/m_p c$ et y sont des mesures différentes de la vitesse. La section efficace expérimentale tracée en $y - p_{\perp}/m_p c$ montre une forte ressemblance à la distribution isotropique: Les participants sont à peu près isotropes dans le système du centre de masse. Mais il y a des déformations surtout pour les petites valeurs de $p_{\perp}/m_p c$ et près des rapidités du projectile et de la cible. Ces protons doivent être classifiés comme spectateurs.

Si dans le centre de masse la distribution des spectateurs est isotrope

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \Big|_{cm} = f(p_{cm}^2) \tag{3.7}$$

quelle est cette fonction $f(p^2)$. La Figure 3.6 montre cette fonction où

$$E_p^{cm} = \sqrt{m_p^2 + \vec{p}_{cm}^2} - m_p \tag{3.8}$$

est l'énergie cinétique du proton. La fonction $f(E_p^{cm})$ est une exponentielle pour la plupart des valeurs de E_p^{cm} ; avec des déviations pour les petites valeurs de E_p^{cm} , la pente E_0 de l'exponen-

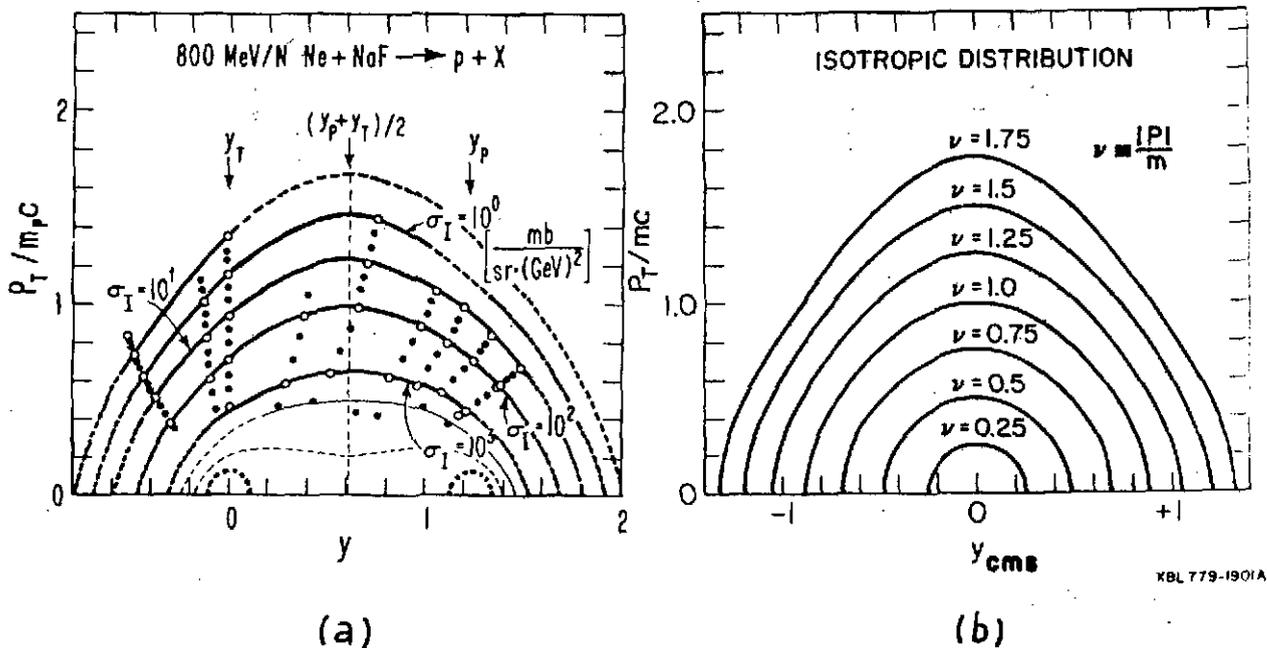


Fig. 3.4: La section efficace pour la production de proton tracée comme lignes du même valeur dans un diagramme rapidité y versus $p_{\perp}/m_p c$. (a) expérience, (b) courbes théoriques pour isotropie.

tielle dépend faiblement de la combinaison de la cible et du projectile. La pente E_0 dépend fortement de l'énergie E (Figure 3.6) du faisceau. L'énergie E^* est définie comme énergie du

faisceau dans le centre de masse distribuée sur des participants du projectile et de la cible.
Pour des énergies non-relativistes

$$E^* = \frac{1}{4} (E_{\text{beam}} / A) \quad (3.9)$$

la pente E_0 est une fonction monotone de l'énergie incidente E^* . La Figure 3.5 suggère aussi que la distribution des participants est celle d'un gaz de Maxwell, dans un tel cas, E_0 doit être interprété comme température. Alors, pour un gaz de Boltzmann (sans degrés de liberté internes) on a la relation entre température E_0 et énergie E^*

$$E_0 = \frac{2}{3} E^* \quad (3.10)$$

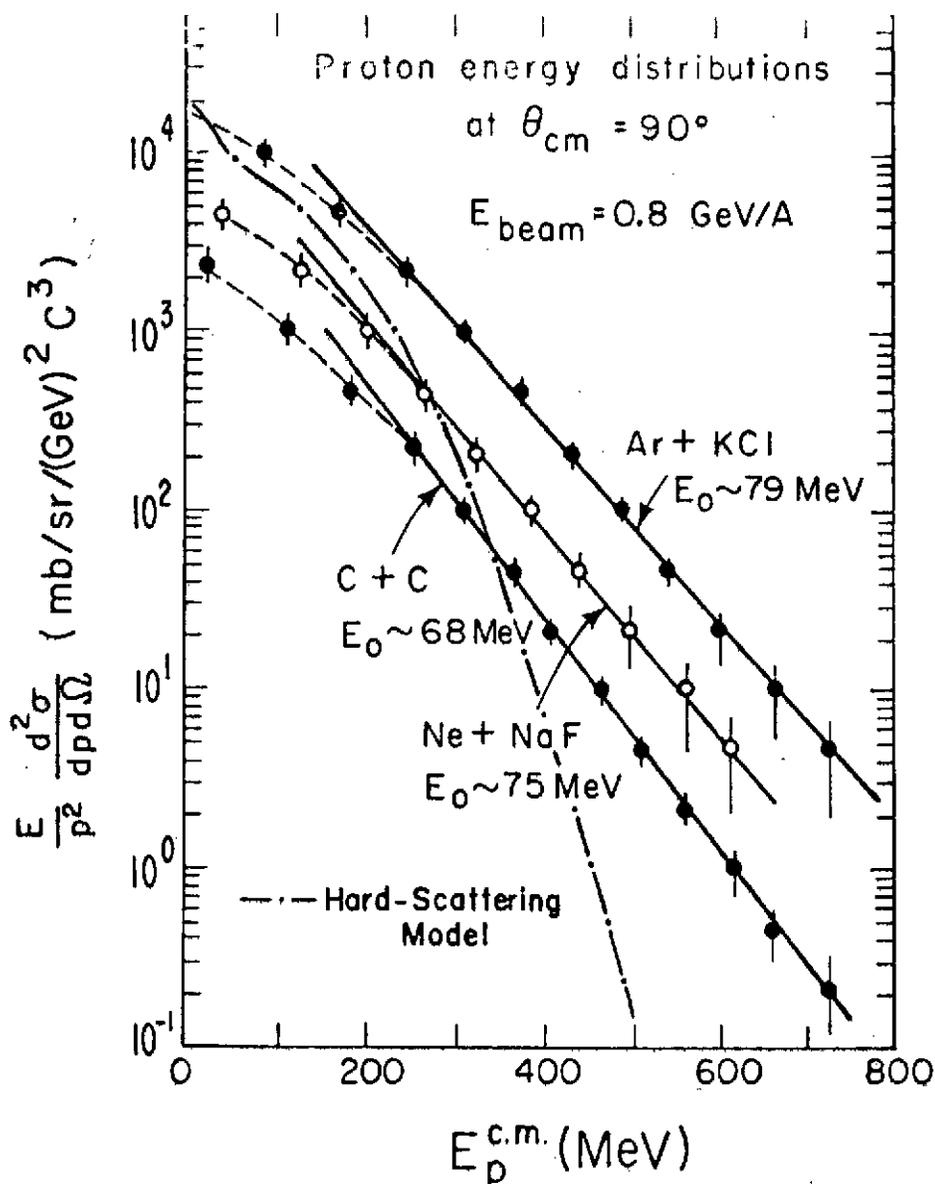


Fig. 3.5: La section efficace pour la production de protons à $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ tracée comme fonction de l'énergie cinétique $E_p^{\text{c.m.}}$ des protons. On voit l'exponentielle à l'exception des basses énergies²¹.

Cette relation n'est pas trop fautive, mais la réalité est plus basse, surtout aux hautes énergies. Cela indique des autres degrés de liberté. Dans la Figure 3.6 on a tracé aussi la "température" des pions, qui est à peu près la température des protons. La présence des pions indique la présence des autres degrés de liberté.

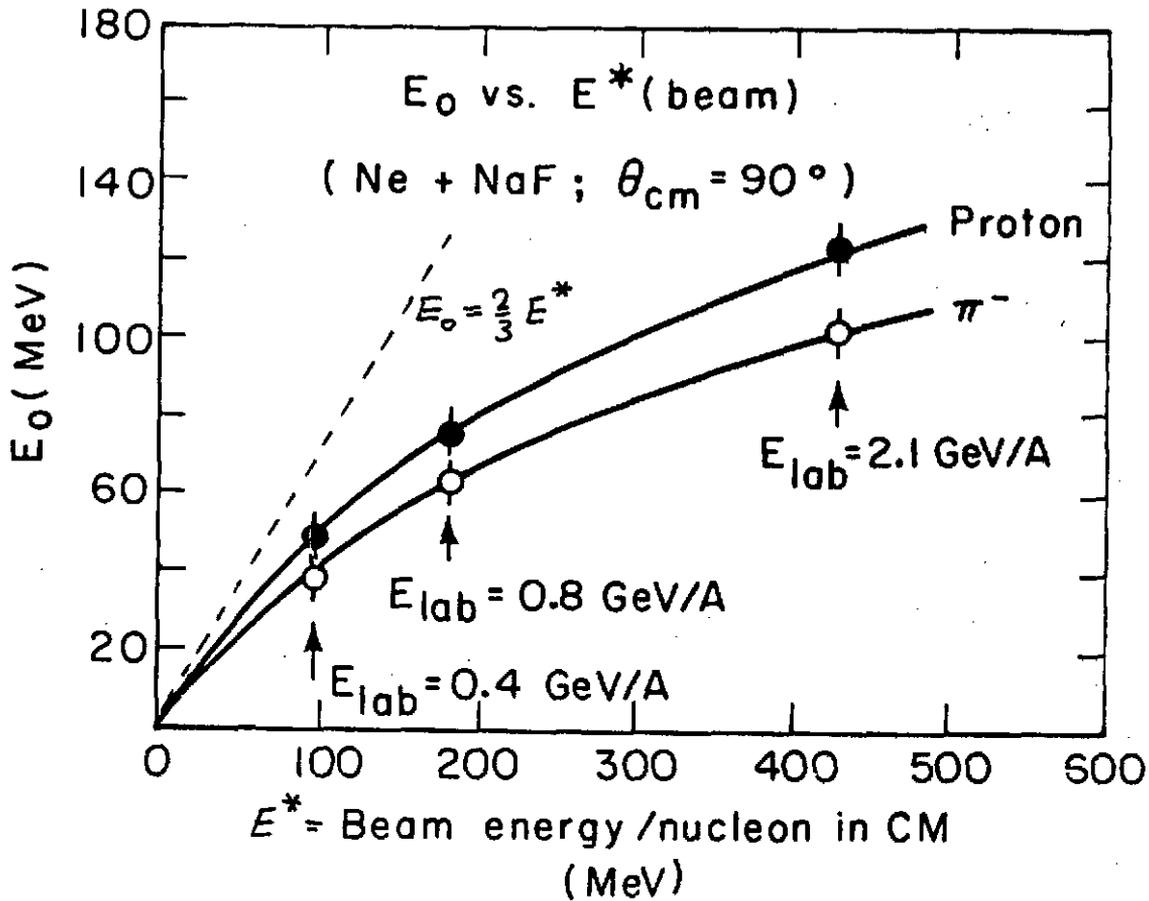


Fig. 3.6: La pente E_0 de la distribution des protons (Fig. 3.5) tracée comme fonction de l'énergie incidente²¹. La ligne pointillée est la prédiction de la relation entre température et énergie cinétique

3.2.2 Un modèle pour la thermalisation

Les expériences montrent: Les nucléons participants sont thermalisés (pas complètement, bien sûr) après la réaction. Peut-on comprendre la thermalisation? Y-a-t-il assez de temps pour la thermalisation? J'ai étudié ce phénomène dans un petit modèle, basé sur la théorie de Glauber: Une particule traverse un noyau et on observe l'impulsion transverse q_\perp de cette particule, mais l'état du noyau n'est pas déterminé (à l'exception qu'il ne soit pas la diffusion élastique). Cette situation est typique: Pour avoir les phénomènes de la thermalisation une condition nécessaire est: On n'observe qu'une très petite part de toutes les observables.

On a pour la section efficace

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\bar{q}_\perp} = \lim_{z \rightarrow \infty} \sum_{n(\neq 0)} \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\bar{q}_\perp \cdot b} \langle \phi_n | \Pi(1 - \theta(z-t, \cdot)) | \bar{q}_\perp(b-s, \cdot) | \phi_0 \rangle \right|^2, \quad (3.11)$$

où l'index "in" indique que nous excluons la diffusion élastique. La dépendance en z n'a qu'une importance pédagogique. La section Eq. (3.11) peut être écrite dans la forme

$$\frac{d\sigma_{in}}{d\bar{q}_\perp} = \lim_{z \rightarrow \infty} \int d^2b [W(b, z; \bar{q}_\perp) - W_0(b, z; \bar{q}_\perp)], \quad (3.12)$$

où W est la fonction de Wigner pour notre particule diffusée. Si l'état fondamental $|\phi_0\rangle$ dans Eq. (3.11) ne contient pas des corrélations, on déduit de Eq. (3.11) une équation pour la fonction de Wigner

$$\frac{d}{dz} W(b, z; \bar{q}_\perp) + \bar{F}(b, z) \bar{\nabla}_{\bar{q}_\perp} W(b, z; \bar{q}_\perp) = \int dq'_\perp \frac{d\sigma^{NN}}{dq'_\perp}(\bar{q} - \bar{q}') \{W(b, z; \bar{q}'_\perp) - W(b, z; \bar{q}_\perp)\}. \quad (3.13)$$

Cette équation ressemble beaucoup à l'équation de Boltzmann. La fonction $W(b, z; q_\perp)$ est la probabilité de trouver la particule dans "l'espace de phase transverse", i.e. la probabilité de la trouver avec paramètre d'impact b et avec l'impulsion transverse \bar{q}_\perp . La coordonnée z joue le rôle du temps. Comme cela Eq. (3.13) doit être interprétée de la manière suivante: Avec l'évolution du temps le paramètre d'impact reste toujours le même, mais l'impulsion transverse change. D'abord il change parce qu'il y a une force transverse

$$\bar{F}(b, z) = - \bar{\nabla}_b \text{Re } U_{opt}(b, z), \quad (3.14)$$

qui est la dérivée du potentiel optique. Deuxièmement la distribution en \bar{q}_\perp change à cause des collisions nucléons-nucléons (partie droite de (3.13)). Cette expression a la forme d'un terme de collision: La partie positive est le terme du gain, la partie négative est le terme de la perte. La fonction $W_0(b, z, q)$ de (3.12) satisfait l'équation (3.13) sans le terme de collision. La section efficace est reliée à la fonction de Wigner pour un temps infini.

La condition initiale pour (3.13) est

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} W(b, z; q_\perp) = \lim_{z \rightarrow -\infty} W_0(b, z; \bar{q}_\perp) = \delta^2(q_\perp). \quad (3.15)$$

L'importance de l'équation (3.13) reste dans le fait: A partir de la mécanique quantique on peut dériver une équation classique, qui décrit l'évolution vers l'équilibre thermique. Mais, y a-t-il du temps suffisant pour arriver à l'équilibre, le temps de vie de la boule de feu des participants peut être estimé par

$$\tau \approx \frac{R}{v} \approx 3 \cdot 10^{-23} \text{ s}, \quad (3.16)$$

où R est une longueur caractéristique de la boule de feu $R \approx 5 - 10 \text{ fm}$ et v/c est une vitesse typique thermique

$$\frac{v}{c} \approx \sqrt{\frac{3T}{m_p}} \approx 0.5 \quad (3.17)$$

pour $T \approx 80 \text{ MeV}$. Le temps de vie est très court (quelques 10^{-23} s). Mais pendant ce temps, chaque nucléon peut diffuser avec quelques nucléons. Trois collisions suffisent pour qu'un nucléon arrive à l'équilibre thermique. C'est la raison pour laquelle l'équilibre thermique est réalisé pour la plupart des nucléons. Bien sûr, il y a toujours des nucléons qui rencontrent moins de partenaires sur leur chemin. Ces nucléons montrent les propriétés prééquilibrées. En général, ce n'est pas facile de séparer les composantes différentes, équilibrées et prééquilibrées.

3.3 Réactions chimiques

Après avoir vu qu'un équilibre thermique est atteint - au moins partiellement - on peut essayer les idées thermiques aussi pour d'autres aspects des participants. Comme un exemple nous traitons ici la "réaction chimique"



i.e. la formation des deutons. Je commence avec les expériences: La Figure 3.7 montre le rapport d/p entre des deutons et protons pour des énergies différentes et quelques combinaisons de projectile et de cible. Il y a peu près 10% - 30% de deutons, le rapport ne dépend pas fortement de l'énergie et semble indépendant de la combinaison projectile-cible. La Figure 3.8 montre la relation suivante entre les spectres des protons et deutons.

$$\frac{d^3 \sigma^d}{d^3 p_d} = c \left(\frac{d^3 \sigma^p}{d^3 p_p} \right)^2 \Big|_{\vec{p}_d = 2\vec{p}_p} \quad (3.19)$$

Le carré des distributions des protons donne la distribution des deutons.

Peut-on comprendre ces phénomènes dans un traitement thermique: Commençons par les spectres: Si l'on a une distribution de Maxwell pour les deutons et les protons

$$f_d(\vec{p}_d) \sim e^{-\vec{p}_d^2/2m_d}; \quad f_p(\vec{p}_p) \sim e^{-\vec{p}_p^2/2m_p} \quad (3.20)$$

Si $\bar{p}_d = 2\bar{p}_p$ et $m_d = 2m_p$ on a

$$f_d(\bar{p}_d) \sim f_p^2(\bar{p}_p), \tag{3.21}$$

qui est la relation Eq. (3.19). Bien sûr il y a aussi d'autres explications pour la relation (3.19). Par exemple la coalescence.

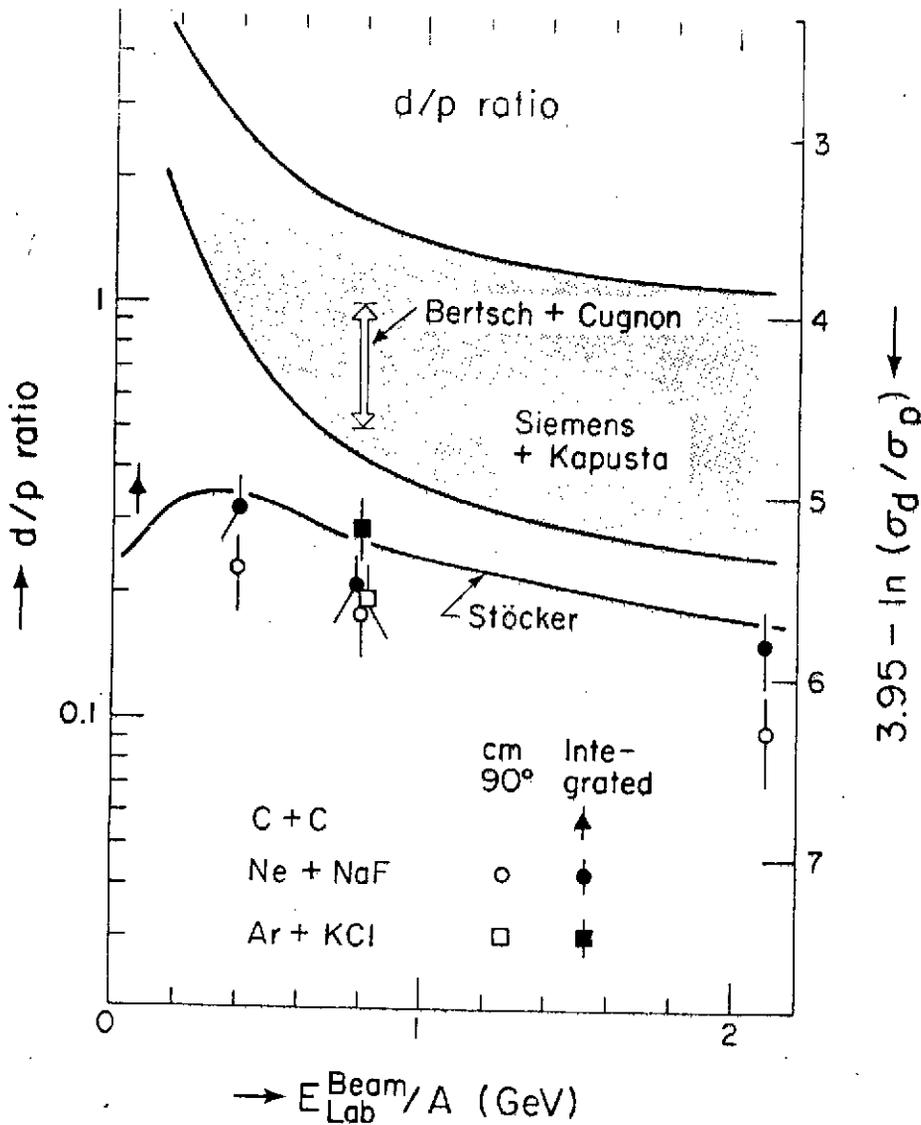


Fig. 3.7: Le rapport d/p entre les deutons et les protons comme fonction d'énergie.

Le rapport d/p, de quoi dépend-il? La loi de l'équilibre chimique nous donne pour les densités n_d et n_p (densité = nombre/volume!)

$$\frac{n_d}{n_p^2} = \frac{3}{\sqrt{2}} \left(\frac{2\pi}{mT} \right)^{3/2} \tag{3.22}$$

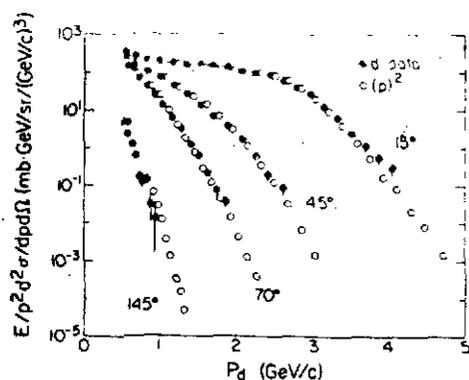
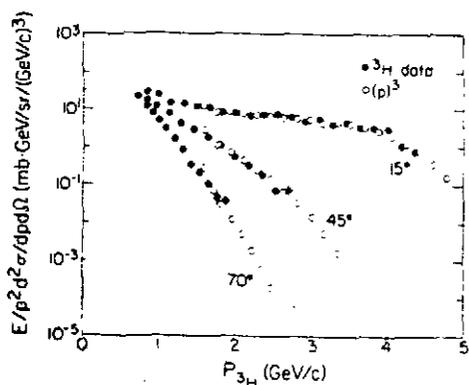


Fig. 3.8: Comparaison des spectres des deutons avec le carré des spectres des protons²¹



où m est la masse d'un nucléon et T la température. Alors le rapport d/p des nombres des deutons sur protons dépend de la densité des protons:

$$\frac{d}{p} = n_p \cdot \frac{3}{12} \left(\frac{2\pi}{mT} \right)^{3/2} \quad (3.23)$$

Quelle densité est-ce? La densité dans la boule de feu au moment de la production ou pendant l'expansion? On l'appelle la densité du freeze-out. Quand on prend le rapport d/p expérimental et la température T mesurée par les spectres, on obtient pour la densité du freeze-out les valeurs présentés dans le tableau 3.1

E [A GeV]	T [MeV]	d/p	$\eta_{F.O.}/\eta_{N.M.}$
0.4	55	0.3	0.17 ± 0.06
0.8	75	0.2	0.18 ± 0.06
2.1	125	0.13	0.25 ± 0.08

Tableau 3.1: La freeze-out densité $\eta_{F.O.}$ (mesurée en rapport avec la densité de matière nucléaire) calculée à partir de la température expérimentale et du rapport d/p expérimental.

On voit: La densité du freeze-out ne varie guère avec l'énergie. Comme cela, elle est un concept acceptable.

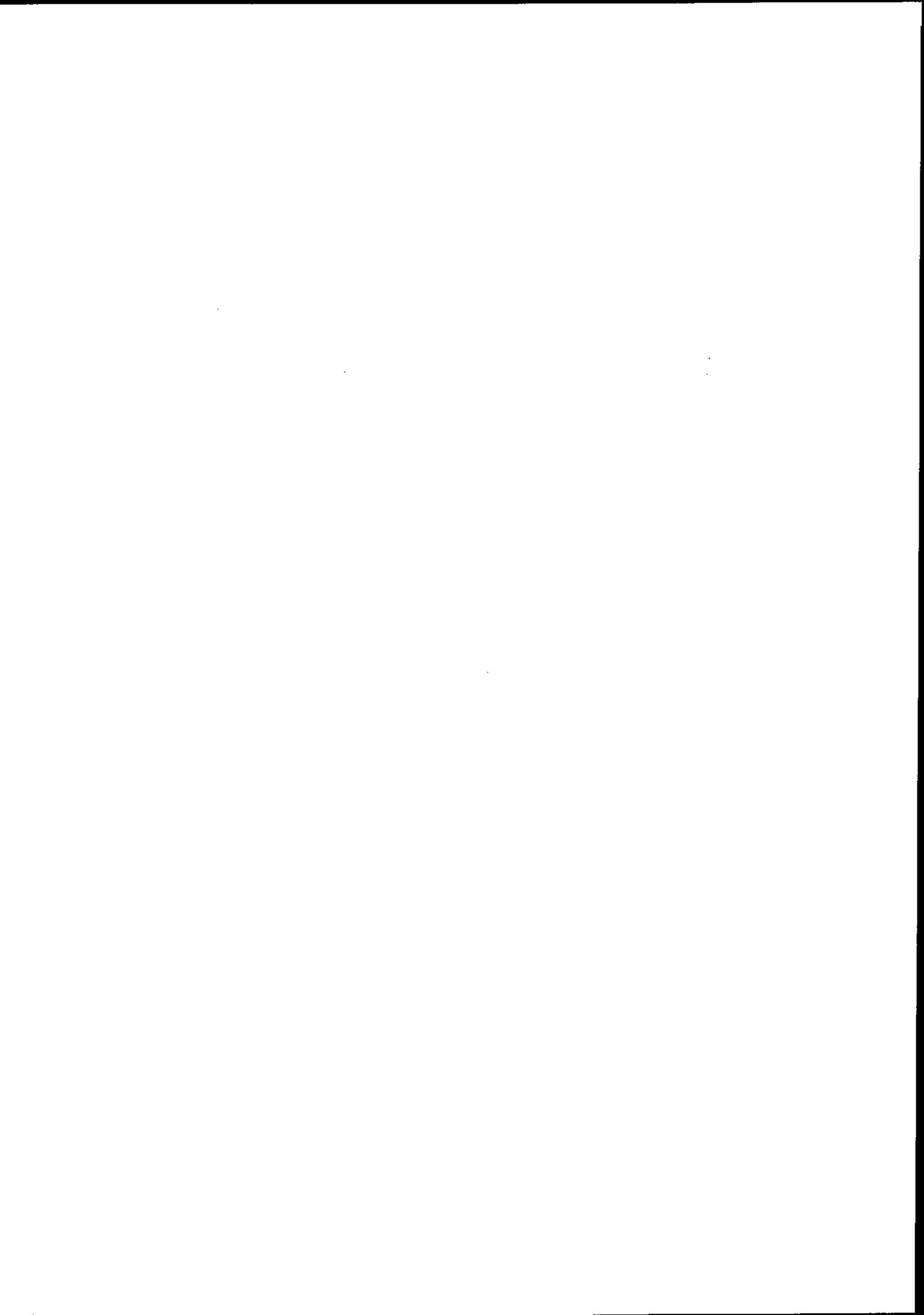
4. Fin

Dans mes cours je n'ai traité que peu de phénomènes et peu de notions. Pour le lecteur plus intéressé je recommande les revues suivantes qui sont assez récentes.

- (1) E. M. Friedlander et H. Heckmann, LBL-13864 pour: Heavy Ions Science, D. A. Bromley ed., Plenum Press
- (2) S. Nagamiya et M. Gyulassy, LBL-14035 pour: Advances in Nuclear Physics, Plenum Press
- (3) D. K. Scott, Prog. Part. Nucl. Phys. 4 (1980) 5
- (4) H. Stöcker, J. Hofmann, J. A. Maruhn et W. Greiner, Prog. Part. Nucl. Phys. 4 (1980) 133

La Littérature

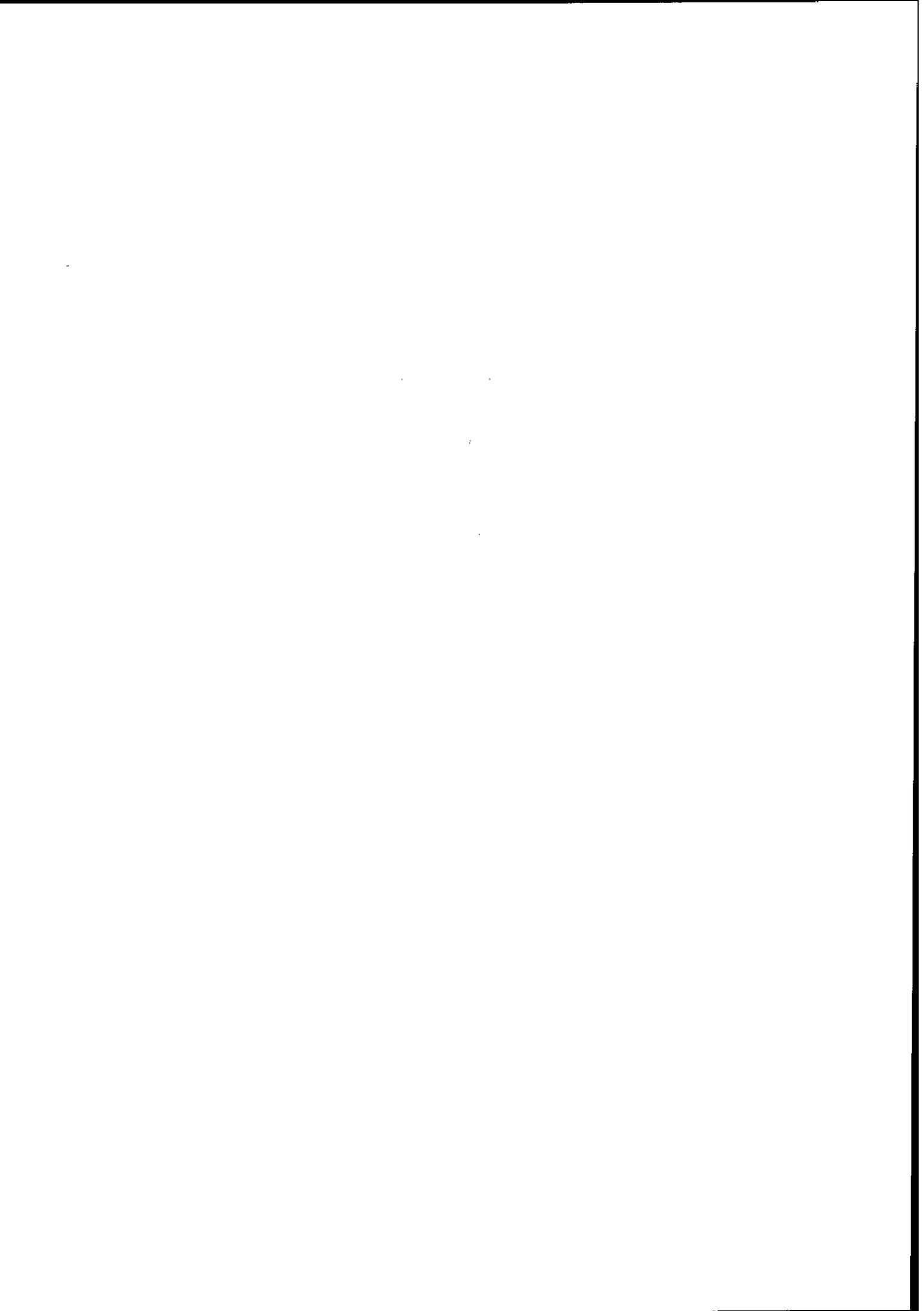
- (1) J. Jaros et al., Phys. Rev. C18 (1978) 2273
- (2) A. Bujak et al., Phys. Rev. D23 (1981) 1895
- (3) M. Ambrosio et al., Phys. Lett. 113B (1982) 347
- (4) R. M. De Vries et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1373; Phys. Rev. C22 (1980) 1055
- (5) J. Berger et al., Nucl. Phys. A338 (1980) 421
- (6) W. Bell et al., Phys. Lett.
- (7) R. J. Glauber in: Lectures in Theoretical Physics, ed. by W. E. Brittin et al. (Interscience Publ., Inc., New York, 1959) Vol. I, p. 315
- (8) J. Hüfner et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1888
- (9) D. E. Greiner et al., Phys. Rev. Lett. 28 (1976) 926
- (10) L. Anderson et al., LBL-14328
- (11) A. S. Goldhaber, Phys. Lett. 53B (1974) 306
- (12) H. Feshbach et al., Phys. Lett. 47B (1973) 300
- (13) J. Hüfner et al., Phys. Rev. C23 (1981) 2538
- (14) A. Abul-Magd et al., Z. Phys. A277 (1976) 379
- (15) D. Morissey et al., Phys. Rev. C21 (1980) 1783
- (16) N. Porile et al., Phys. Rev. C19 (1979) 2288
- (17) X. Campi et al., Phys. Rev. C24 (1981) 2199
- (18) W. Czyz et al., Ann. Phys. 52 (1969) 59
- (19) S. Nagamiya, 5th High Energy Heavy Ion Study, Berkeley, 1981, LBL-12659
- (20) J. Knoll et al., Nucl. Phys. A308 (1978) 500
- (21) S. Nagamiya et al., J. Phys. Soc. Japan 44 Suppl. 378 (1978); Phys. Rev. C24 (1981) 971; LBL-12123 (1981)



CONDENSATION DE PIONS

R. BABINET

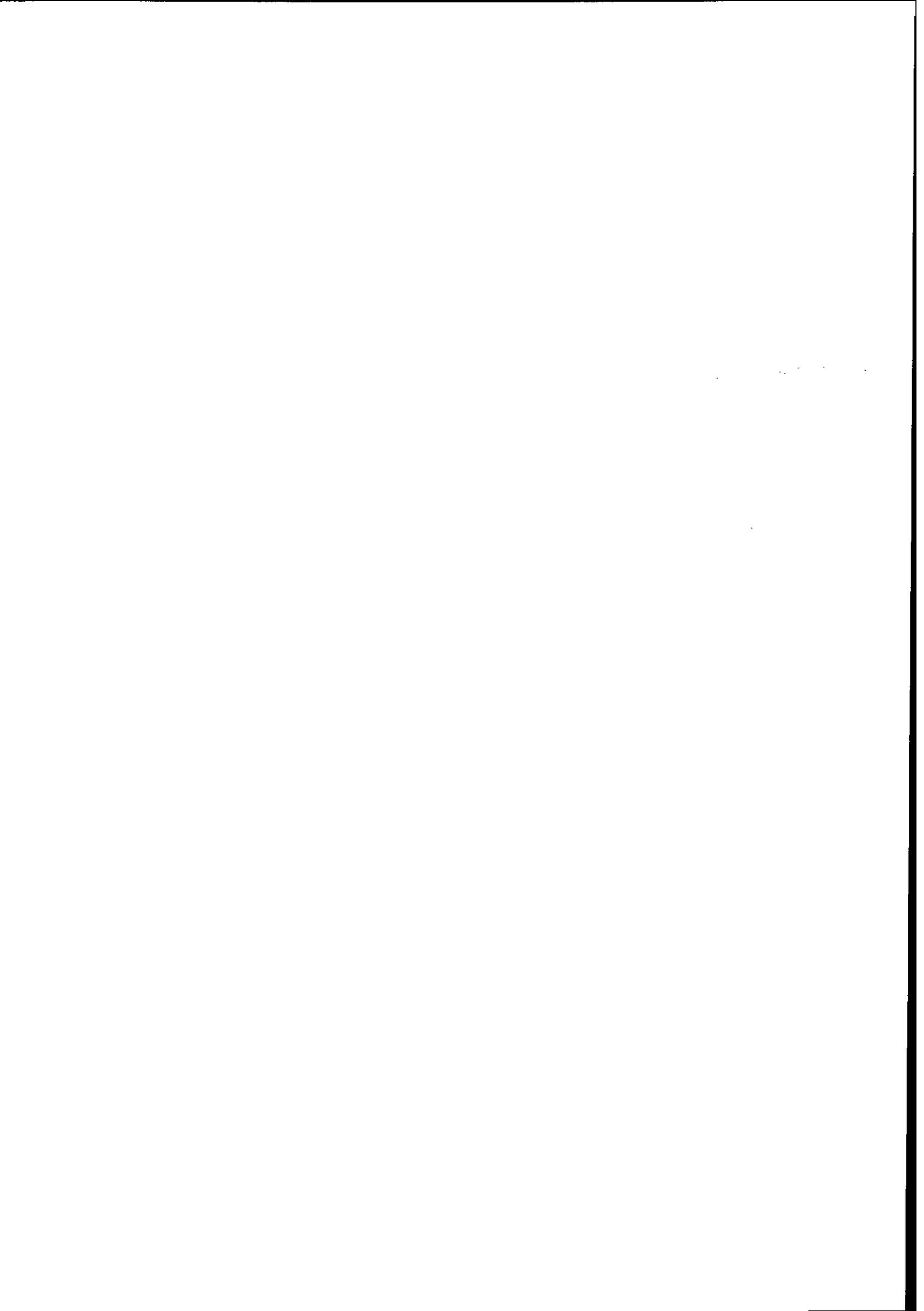
Centre d'Etudes Nucléaires, Saclay



COMPARAISON ENTRE HYDRODYNAMIQUE ET MODELE DE CASCADE INTRANUCLEAIRE

J. CUGNON

Université de Liège, Institut de Physique, Sart Tilman, Liège (Belgique)



La comparaison se fera à deux niveaux : celui des concepts et des propriétés générales et celui de la confrontation avec l'expérience. Pour faciliter la compréhension, nous passons en revue les aspects généraux de l'hydrodynamique¹ (section 1) et ceux de l'équation cinétique de Boltzmann² (section 2), qui est couramment reliée aux modèles de cascade intranucléaire.

1. HYDRODYNAMIQUE

1.1. Equations générales

En hydrodynamique, on suppose que l'état d'un fluide peut être décrit par cinq variables macroscopiques (nous verrons dans la section 2 ce qu'il faut entendre exactement par ce mot), à savoir la densité de masse ρ , le champ des vitesses \vec{v} et une autre grandeur thermodynamique, le choix de cette dernière étant assez libre. Bien sûr, ces quantités sont en fait des fonctions de la position \vec{r} et du temps t . Nous allons écrire les équations qu'elles satisfont. Pour simplifier l'exposé, nous considérerons d'abord le cas d'un fluide idéal, puis passerons au cas général ensuite. Nous ne considérerons que la formulation non relativiste, citant seulement quelques résultats relativistes, quand ceux-ci présentent un intérêt particulier.

1.1.a. Fluide idéal

On appelle ainsi un fluide sans viscosité (pas de résistance au mouvement relatif de deux éléments de fluide voisins) et sans conductibilité thermique (aucun échange thermique entre ces éléments). Les équations de base sont :

(1) l'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad , \quad (1.1)$$

(2) l'équation d'Euler

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = - \frac{1}{\rho} \nabla p \quad (1.2)$$

où p est la pression du fluide. La première équation traduit la conservation de la masse, tandis que la seconde découle naturellement de l'équation de Newton appliquée à un élément du fluide. Les quatre équations scalaires (1.1)-(1.2) contiennent cinq inconnues (ρ, \vec{v}, p) . Il manque donc une équation pour rendre le système complet. Cette équation doit exprimer les propriétés thermodynamiques de l'écoulement. En termes simples, elle doit exprimer comment les propriétés internes du fluide sont couplées au mouvement macroscopique. Pour un fluide idéal, qui suppose l'absence d'échange de chaleur entre les éléments du fluide, cette équation peut être

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla s = 0 \quad (1.3)$$

Elle traduit la conservation de l'entropie. En fait, on n'a rien gagné puisqu'on a introduit une nouvelle variable s (la densité d'entropie par unité de masse) en même temps qu'une nouvelle équation. On boucle le système par l'équation d'état du fluide. D'une manière générale, l'équation d'état consiste en la relation entre la densité (par unité de masse) de l'énergie interne ϵ et deux variables thermodynamiques s, ρ :

$$\epsilon = \epsilon(s, \rho) \quad (1.4)$$

ou sous forme différentielle

$$d\epsilon = T ds + \frac{P}{\rho^2} d\rho \quad (1.4')$$

Si l'on connaît l'équation d'état sous la forme (1.4), on peut en dériver des relations qui sont plus usuelles telles que

$$p = \rho^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T = p(s, \rho) \quad (1.5)$$

$$T = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right)_\rho = T(s, \rho) \quad (1.6)$$

En éliminant s entre ces deux équations, on peut retrouver ce qui est traditionnellement présenté comme l'équation d'état

$$p = p(T, \rho) \quad (1.7)$$

mais en toute généralité l'équation d'état est la relation reliant un potentiel

thermodynamique (U, H, \dots) à deux variables thermodynamiques $((s, \rho), (s, p), \dots)$. Si l'on replace explicitement la relation (1.5) dans l'équation (1.2), le système d'équations (1.1)-(1.3) est un système de cinq équations différentielles non-linéaires pour les cinq inconnues (ρ, \vec{v}, s) . Plus traditionnellement, on utilise (ρ, \vec{v}, T) , ce qui bien sûr s'obtiendra en inversant (1.6) pour s et en remplaçant son expression dans le système d'équations.

Deux propriétés pour un fluide idéal sont à retenir :

- 1) Pour un fluide incompressible, l'énergie cinétique totale est conservée.
- 2) L'écoulement est adiabatique : il n'y a aucune production d'entropie.

1.1.b. Fluide réel

Pour un fluide réel, l'équation de continuité (1.1) est toujours valable. L'équation (1.2) doit être modifiée pour devenir l'équation de Navier-Stokes

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \vec{v} \right] = \eta \Delta \vec{v} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \eta \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) - \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T \vec{\nabla} p - \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} T \quad (1.8)$$

La dernière équation prend la forme

$$\rho c_v \left[\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} T \right] = \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T) + \frac{1}{2} \eta \sum_{i,k} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right)^2 + \zeta (\vec{\nabla} \cdot \vec{v})^2 - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (1.9)$$

Les trois coefficients η , ζ et κ expriment les propriétés de transport du fluide : η et ζ sont les coefficients de viscosité de cisaillement et de volume ("bulk") respectivement et κ est le coefficient de conductibilité thermique. La viscosité de cisaillement s'oppose au glissement de deux éléments de fluide l'un sur l'autre, tandis que la viscosité de volume s'oppose à la compression du fluide. La conduction thermique permet la dispersion de l'énergie interne du fluide. Les coefficients de transport (propriétés de non-équilibre) s'ajoutent à l'équation d'état (propriété d'équilibre) pour déterminer la dynamique du fluide. Ils commandent la façon dont l'énergie cinétique est dissipée et la façon dont l'entropie est créée dans un fluide réel. Ainsi pour un fluide incompressible, la variation d'énergie cinétique est donnée par :

$$\frac{d}{dt} E_{kin} = - \frac{1}{2} \eta \int \sum_{i,k} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) + \left(\frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 dV \quad (1.10)$$

Pour un fluide compressible, le second terme donne la variation d'énergie ciné-

tique et de compression (pour autant que l'on puisse diviser l'énergie interne en énergie de compression et énergie thermique).

La variation d'entropie du fluide est donnée par :

$$\frac{ds}{dt} = \kappa \int \frac{(\vec{\nabla}T)^2}{T^2} dV + \frac{\eta}{2} \int \frac{1}{T} \sum_{i,k} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \right)^2 dV + \zeta \int \frac{(\vec{\nabla} \cdot \vec{v})^2}{T} dV \quad (1.11)$$

Elle est bien définie positive, κ , η , ζ étant positifs ou nuls.

1.2. Excitations élémentaires d'un fluide

Les équations de mouvement d'un fluide idéal (1.1), (1.2), (1.3) ou d'un fluide réel (1.1), (1.8), (1.9) sont non-linéaires en les variables (ρ, \vec{v}, T) et sont de ce fait très malaisées à résoudre. Il est possible cependant de mettre en évidence certains aspects de la dynamique en linéarisant les équations. Plus précisément, supposons que $\rho_0(\vec{r})$, $T_0(\vec{r})$ satisfont les équations hydrodynamiques dans le cas statique ($\vec{v} = 0$ partout, pas de dépendance temporelle). La démarche est de rechercher des solutions du type

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0(\vec{r}) + \rho_1 e^{(ikx + \Lambda t)} \quad (1.12a)$$

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = \vec{v}_1 e^{(ikx + \Lambda t)} \quad (1.12b)$$

$$T(\vec{r}, t) = T_0(\vec{r}) + \theta_1 e^{(ikx + \Lambda t)} \quad (1.12c)$$

et de voir si elles satisfont les équations hydrodynamiques au premier ordre en $(\rho_1, \vec{v}_1, \theta_1)$. Cette procédure est identique à celle dite des petites oscillations.

Ici, nous avons supposé que la perturbation se propageait suivant l'axe Ox, ce qui n'enlève rien à la généralité. En plus, les quantités \vec{v}_1 et θ_1 peuvent être a priori complexes pour ménager un déphasage possible entre la propagation des champs \vec{v} et T et celle du champ de densité.

En suivant la procédure expliquée ci-dessus, on aboutit à un système de cinq équations algébriques du type :

$$A(k, \Lambda) \begin{pmatrix} \rho_1 \\ v_{1x} \\ v_{1y} \\ v_{1z} \\ \theta_1 \end{pmatrix} = 0 \quad , \quad (1.13)$$

qui constitue un problème aux valeurs propres pour Λ . Ici, $A(k, \Lambda)$ est une matrice de dimension cinq. Les solutions sont données dans la table ci-dessous pour le fluide réel. Elles sont obtenues en supposant que les Λ sont des fonctions quadratiques de k . Dans cette table, c_p et c_v sont les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants et U_s est la vitesse du son dans le fluide :

$$U_s = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s^{\frac{1}{2}} = \rho \left[\left(\frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \right)_s \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.14)$$

Table I. Les modes normaux hydrodynamiques

Λ	Dénomination	Structure du vecteur propre
$\Lambda_1 = iU_s k - \frac{1}{2\rho} \left[\left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \kappa + \frac{4}{3} \eta + \zeta \right] k^2$	mode sonore	(a, b, 0, 0, c)
$\Lambda_2 = -iU_s k - \frac{1}{2\rho} \left[\left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \kappa + \frac{4}{3} \eta + \zeta \right] k^2$	mode sonore	(a', b', 0, 0, c')
$\Lambda_3 = -\frac{\eta}{\rho} k^2$	mode de cisaillement	(0, 0, 1, 0, 0)
$\Lambda_4 = -\frac{\eta}{\rho} k^2$	mode de cisaillement	(0, 0, 0, 1, 0)
$\Lambda_5 = -\frac{\kappa}{\rho c_p} k^2$	mode thermique	(a'', b'', 0, 0, c'')

Les deux premiers modes sont des modes sonores, c'est-à-dire des ondes de pression. Ces ondes sont atténuées dans les fluides réels à cause des propriétés de transport, ainsi que l'atteste la présence des coefficients κ , η et ζ dans la partie réelle des valeurs propres Λ_1 , Λ_2 . La partie réelle est définie négative et correspond bien à un amortissement de l'onde. Les deux modes suivants sont des modes de cisaillement : ils correspondent à un champ des vitesses perpendiculaires à la direction de propagation Ox. Dans un fluide réel, ces modes (il y en a deux parce qu'il y a deux directions perpendiculaires) sont amortis d'une façon sur-critique. En tout point du fluide, la perturbation est exponentiellement décroissante. Le cinquième mode est un mode thermique amorti (d'une façon sur-critique). Il convient de remarquer que les ondes sonores entraînent des per-

turbations (ondulatoires) de la vitesse longitudinale et de la température. Cela provient du fait que dans un fluide réel la compression chauffe la matière. Similairement, le mode thermique entraîne une perturbation dans la densité et le courant. Si le fluide s'échauffe, la pression change et le gradient de pression génère des déplacements dans le fluide. Il est à noter que les modes sonores et thermiques se découplent si le taux d'augmentation de pression avec la température à volume constant $(\frac{\partial p}{\partial T})_V$ est nul (et si $(\frac{\partial p}{\partial p})_T$ ne dépend pas de la température). Cette remarque s'explique aisément au vu de l'équation (1.8). A la limite d'un fluide idéal ($\eta, \kappa, \zeta \rightarrow 0$), les deux modes sonores ne sont pas amortis et les trois modes restants sont dégénérés avec l'état d'équilibre ($\Lambda_3 = \Lambda_4 = \Lambda_5 = 0$).

1.3. Onde de choc

La non-linéarité des équations hydrodynamiques est la source de l'existence d'excitations très particulières des fluides, telles que les solitons (perturbations limitées dans l'espace se propageant en gardant leur profil et sans dissipation) et telles que les ondes de choc. Ici, une perturbation peut être tellement intense qu'elle ne peut se propager sous forme (de superposition) d'ondes sonores. Le phénomène peut alors se concevoir comme la propagation d'une surface de discontinuité. Cette dernière sépare l'espace en deux régions. Dans chacune d'elles, les équations hydrodynamiques restent valables, mais ne peuvent bien sûr être appliquées au-travers de la discontinuité. On peut cependant faire ressortir quelques propriétés du phénomène en appliquant les lois de conservation au-travers de la surface. Avant d'aller plus loin, disons de suite que la question de l'épaisseur physique de la surface de discontinuité sera évoquée plus loin. Signalons aussi que l'exemple le plus connu de l'onde de choc est fourni par l'onde de Mach produite par le déplacement d'un engin supersonique dans l'atmosphère.

Pour la simplicité, nous supposerons que la surface du choc est un plan. La procédure consiste à se placer dans un référentiel où la surface est au repos et à appliquer les équations de conservation (masse, impulsion, énergie) sur un petit cylindre "à cheval" sur la surface. Après avoir fait tendre la hauteur du cylindre vers zéro, on obtient les équations suivantes :

$$(\rho v)_1 = (\rho v)_2 \quad (1.15a)$$

$$(p + \rho v^2)_1 = (p + \rho v^2)_2 \quad (1.15b)$$

$$[\rho v(\frac{1}{2} v^2 + w)]_1 = [\rho v(\frac{1}{2} v^2 + w)]_2 \quad (1.15c)$$

Dans ces équations, 1 se réfère au côté d'où vient le fluide et 2 au côté où il s'écoule, w est la densité massique d'enthalpie

$$w = \epsilon + \frac{p}{\rho} \quad (1.16)$$

et v est la vitesse normale (il est facile de voir que les autres composantes n'interviennent pas). Après des manipulations assez simples sur les équations (1.15), on aboutit à l'équation de Rankine-Hugoniot :

$$w_1 - w_2 + \frac{1}{2} (v_1 - v_2) (p_2 - p_1) = 0 \quad (1.17)$$

où nous avons introduit les volumes spécifiques $v_i = \frac{1}{\rho_i}$. Cette équation peut être vue comme une relation entre les pression et volume spécifiques avant le choc (p_1, v_1) et les mêmes grandeurs après le choc (p_2, v_2) . Elle est caractéristique d'une certaine transformation comme l'adiabatique de Poisson $(p_1 v_1^\gamma = p_2 v_2^\gamma)$ est caractéristique d'une transformation adiabatique irréversible. La relation (1.17) s'appelle parfois adiabatique de choc. En voici les principales propriétés.

1°) Considérées dans le plan (p, v) , les adiabatiques de choc sont des familles à deux paramètres, alors que les adiabatiques de Poisson sont des familles à un paramètre $(x = p v^\gamma)$.

2°) Ce sont des courbes à dérivée négative. Pour un choix de valeurs p_1, v_1 , l'adiabatique de choc coupe l'adiabatique de Poisson en un seul point, à savoir (p_1, v_1) lui-même (voir Fig. 1).

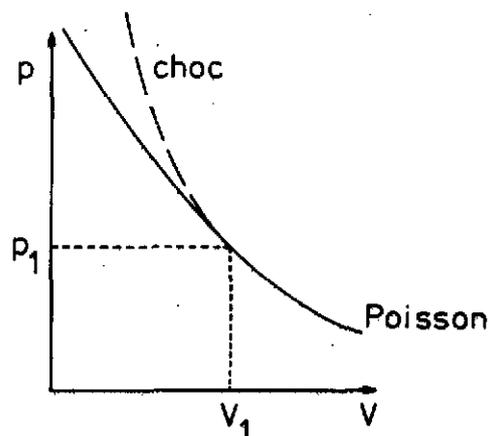


Fig. 1. Comparaison entre l'adiabatique de Poisson et l'adiabatique de choc, pour les mêmes conditions initiales.

3°) Contrairement à l'adiabatique de Poisson, l'adiabatique de choc n'a de sens que pour $v \leq v_1$. Autrement dit, le choc ne peut que compresser le fluide.

4°) Dans le même ordre d'idées, l'entropie ne peut que croître au-travers du choc :

$$s_2 > s_1 \quad (1.18)$$

Le choc est un phénomène irréversible.

5°) L'adiabatique de choc est toujours au-dessus de l'adiabatique de Poisson.

Ceci conduit à un résultat surprenant : pour une même pression finale, on comprime mieux le fluide par une transformation de Poisson que par un choc. Dans un choc, il y a d'ailleurs une compression maximale qui correspond à une pression finale p_2 infinie dans l'équation (1.17). On a

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\max} = \frac{c_p + c_v}{c_p - c_v} \quad (1.19)$$

Dans le cas relativiste, cette limite croît avec le facteur de Lorentz de l'écoulement incident dans un référentiel où v_2 est nul. Dans le cas ultra-relativiste, la croissance est linéaire.

6°) La différence de vitesse $v_1 - v_2$ est supérieure à la vitesse du son. Si donc on se place dans un référentiel où le fluide est au repos avant le choc, on verra la perturbation se déplacer plus vite que la vitesse du son.

7°) La largeur réelle du choc δ est au moins aussi grande que le libre parcours moyen λ des particules dans le fluide. Ceci est une borne inférieure. Dans la plupart des cas, il faut plutôt compter sur plusieurs fois le libre parcours moyen.

2. APPROCHE MICROSCOPIQUE

Un fluide n'étant jamais qu'une collection de particules, on peut se demander si une description microscopique n'est pas plus appropriée que l'approche hydrodynamique. Malheureusement, les théories microscopiques sont inutilisables en général. Dans un cas cependant, celui des gaz dilués, on a un schéma théorique assez complet, où l'on peut pousser assez loin l'investigation. A la fin de ce chapitre nous dirons quelques mots seulement de l'autre limite ; celle des fluides denses.

2.1. Gaz dilués

Par là, on entend un fluide nécessairement peu dense, où les particules se meuvent librement la plupart du temps, et où les interactions ne servent qu'à changer les impulsions des particules en collision. Un tel système est bien décrit par l'équation cinétique de Boltzmann. Cette dernière est une équation d'évolution pour la fonction de distribution à un corps $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$, qui donne la loi de probabilité de trouver une particule du gaz à l'endroit \vec{r} avec la vitesse \vec{v} . Elle peut s'écrire :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \right) f(\vec{r}, \vec{v}, t) = G - P \quad (2.1)$$

avec

$$P = f(\vec{r}, \vec{v}, t) \int d^3\vec{v}_1 d\omega |\vec{v} - \vec{v}_1| \sigma f(\vec{r}, \vec{v}_1, t) \quad (2.2)$$

et

$$G = \int d^3\vec{v}_1 d\omega |\vec{v} - \vec{v}_1| \sigma f(\vec{r}, \vec{v}', t) f(\vec{r}, \vec{v}_1, t) \quad (2.3)$$

Dans ces équations, $d\omega$ représente l'élément d'angle solide

$$d\omega = 2\pi \sin\chi d\chi \quad , \quad (2.4)$$

où χ est l'angle de diffusion de la particule de vitesse \vec{v} . Cette dernière grandeur est suffisante pour déterminer \vec{v}' et \vec{v}'_1 à partir de \vec{v} et \vec{v}_1 .

En effet, on doit avoir

$$\vec{v}' + \vec{v}'_1 = \vec{v} + \vec{v}_1 \quad , \quad (2.5a)$$

$$v'^2 + v_1'^2 = v^2 + v_1^2 \quad , \quad (2.5b)$$

et aussi tenir compte du fait que chacun des vecteurs \vec{v}' et \vec{v}'_1 est dans le plan défini par \vec{v} et \vec{v}_1 . La quantité σ est la section efficace différentielle pour l'angle de diffusion χ . Classiquement, on a :

$$\sigma = \frac{b(\chi)}{\sin\chi} \frac{db(\chi)}{d\chi} \quad , \quad (2.6)$$

où $b(\chi)$ est la fonction reliant le paramètre d'impact et l'angle de diffusion, c'est-à-dire la fonction inverse de la fonction de déflexion. Le terme de perte P se comprend aisément. Pour écrire le terme de gain G , on a fait largement usage de la symétrie de la collision.

L'équation de Boltzmann possède les propriétés suivantes :

1°) Il y a cinq invariants (et cinq seulement), c'est-à-dire cinq quantités qui

ne changent pas au cours du temps, à savoir

$$I_n = \int d^3\vec{r} \int d^3\vec{v} \gamma_n f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad , \quad (2.7)$$

avec

$$\gamma_n = 1, \vec{v}, v^2 \quad . \quad (2.8)$$

2°) L'entropie

$$s = -k \int d^3\vec{r} \int d^3\vec{v} f \ln f \quad (2.9)$$

ne peut décroître

$$\frac{ds}{dt} \geq 0 \quad . \quad (2.10)$$

En fait, l'accroissement de s vient des collisions, qui constituent une condition nécessaire mais non suffisante pour l'accroissement d'entropie. L'état d'entropie maximale est un état d'équilibre où les termes de gain et de perte se compensent exactement.

3°) En prenant les moments par rapport à \vec{v} de l'équation de Boltzmann, on obtient un nombre infini d'équations (une hiérarchie, dit-on) couplant les différents moments de la fonction de distribution f . Ainsi, le moment d'ordre zéro donne

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \int d^3\vec{v} \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = 0 \quad (2.11)$$

où

$$\rho = \int d^3\vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.12)$$

est bien la densité du gaz. Si l'on définit \vec{u} par

$$\vec{u}(\vec{r}, t) = \frac{\int d^3\vec{v} \vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\int d^3\vec{v} f(\vec{r}, \vec{v}, t)} \quad , \quad (2.13)$$

l'équation (2.11) s'écrit

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.14)$$

et prend la forme de l'équation de continuité (1.1). Il s'agit bien de la même équation, car \vec{u} peut en fait s'interpréter comme la vitesse macroscopique d'un élément du gaz.

Le premier moment de l'équation de Boltzmann donne la relation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) = - \vec{\nabla} \cdot [\rho \vec{u} \otimes \vec{u} + \int d^3 \vec{v} (\vec{v} - \vec{u}) \otimes (\vec{v} - \vec{u}) f(\vec{r}, \vec{v}, t)] \quad (2.15)$$

A son tour, le second moment (plus exactement le moment en v^2) donne

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e) = - \vec{\nabla} \cdot [\rho e \vec{u} + \vec{J}] - \sum_{i,k} P_{ik} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (2.16)$$

où

$$e = \frac{1}{\rho} \int d^3 \vec{v} v^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.17)$$

$$\vec{J} = \frac{1}{2} \int d^3 \vec{v} (\vec{v} - \vec{u}) (\vec{v} - \vec{u})^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.18)$$

et où P_{ik} est le tenseur contenu dans le crochet du second membre de l'équation (2.15). Deux remarques d'imposent. L'équation (2.15) présente une certaine ressemblance avec l'équation de Navier-Stokes. La quantité

$$p = \frac{1}{3} \int d^3 \vec{v} (\vec{v} - \vec{u})^2 f(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (2.19)$$

reconnaissable dans le second membre, peut en effet être interprétée comme la pression macroscopique. Encore que moins évidente, l'équation (2.16) présente une certaine ressemblance avec la cinquième équation de l'hydrodynamique (1.9). D'autre part, les équations (2.11), (2.15) et (2.16) indiquent déjà que la hiérarchie ne se fermera jamais. La variation d'un moment d'ordre n implique les moments d'ordre $n+1$. En conséquence, il apparaît que, dans ce cas, les équations de l'hydrodynamique sont une certaine approximation de l'équation de Boltzmann, obtenues en fermant la hiérarchie sur elle-même. En général, cela se fait d'une manière semi-phénoménologique.

4°) L'équation de Boltzmann linéarisée a les mêmes modes normaux qu'un gaz idéal. Pour cette propriété assez difficile à établir, nous renvoyons à la référence ².

Il résulte de ce rapide exposé que les équations hydrodynamiques et l'équation de Boltzmann donnent lieu à des propriétés dynamiques assez semblables dans le cas d'un gaz dilué. Ce dernier peut être caractérisé par un libre parcours moyen plus grand que le rayon caractéristique d'interaction

$$r_c < \lambda \quad (2.20)$$

En quoi consiste donc la différence entre les deux approches ? Il semble bien qu'elle réside dans l'échelle des longueurs sur laquelle on regarde. L'hydrodynamique n'est valable que si on considère des perturbations dont la longueur caractéristique L est très grande vis-à-vis du libre parcours moyen λ :

$\lambda \ll L$

(2.21)

En effet, si une particule n'est pas thermalisée et si l'on considère des éléments de fluide de dimension λ , les variations (temporelle et spatiale) d'un élément à l'autre seront trop grandes pour pouvoir être traitées par des équations avec des dérivées. Par contre, l'équation de Boltzmann est adaptée pour étudier des déviations vis-à-vis de l'équilibre local. En d'autres termes, la longueur caractéristique peut être nettement plus petite que λ .

Semblablement, l'hydrodynamique ne peut traiter que des variations temporelles de temps caractéristique T nettement plus grand que le temps de relaxation τ_r .

2.2. Fluides denses

Ici, la condition (2.20) n'est plus valide. Par conséquent, les corrélations à deux ou plusieurs corps (contenues dans les fonctions de distribution à deux ou plusieurs corps) sont certainement importantes. L'approche de Boltzmann devient caduque. Enfin, les interactions ne peuvent plus être négligées. Il y aura probablement des effets de l'équation d'état, qui se départira de l'équation des gaz parfaits. On peut avoir ainsi des systèmes où (2.20) n'est pas valable et pour lesquels l'approche hydrodynamique est justifiée. Le cas le plus simple est celui de l'eau. Notons cependant que pour les fluides denses, il est toujours logique de requérir (2.21), encore qu'il n'existe pas de cadre théorique général permettant de dériver les équations hydrodynamiques.

3. COLLISIONS ENTRE IONS LOURDS A HAUTE ENERGIE

3.1. Généralités

Par haute énergie, il faut entendre ici la région couverte par le Bévalac de Berkeley, c'est-à-dire grosso modo la région des énergies incidentes par nucléon s'étendant entre 200 MeV et 2 GeV. On peut trouver régulièrement dans la littérature un aperçu des résultats expérimentaux. Nous renvoyons à la revue la plus récente³ et au cours de Jörg Hüfner dans la présente école.

Une des questions essentielles est de savoir si la dynamique des collisions du type précité est plutôt du type des gaz peu denses ou du type hydrodynamique. Une première approche consiste à voir si les conditions (2.20) et (2.21) sont

vérifiées[†]. La portée des forces nucléaires r_c (en tout cas de la partie responsable des grandes impulsions transférées) est typiquement de 1 fm. Le libre parcours moyen λ , relié à la section efficace totale par

$$\lambda = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (3.1)$$

vaut typiquement ~ 1.5 fm à 1 GeV par nucléon et 3 fm à 250 MeV par nucléon. La condition (2.20) n'est pas très bien vérifiée, et a priori le régime de l'équation de Boltzmann n'est probablement atteint qu'approximativement. L'examen de la condition (2.21) est un peu délicat. Les considérations faites dans la section 2.1 indiquent que la quantité significative n'est pas la quantité (3.1), qui représente le libre parcours moyen pour faire une collision, mais le parcours moyen λ_{th} pour thermaliser une particule nettement plus énergétique que ses voisines. On peut écrire

$$\lambda_{th} = \lambda \frac{p_0}{\langle \Delta p_{\parallel} \rangle} \quad (3.2)$$

où $\langle \Delta p_{\parallel} \rangle$ est l'impulsion longitudinale perdue en moyenne par collision, et où p_0 est l'impulsion initiale. Dans la région de 1 GeV par nucléon, il faut ~ 3 collisions (au moins) pour thermaliser une particule à cause de la section efficace différentielle assez piquée vers l'avant. A plus basse énergie, les choses se présentent un peu plus favorablement, mais on peut prendre $\lambda_{th} \approx 5$ fm comme une estimation acceptable. La valeur maximale de L (équation (2.21)) est bien sûr fournie par la dimension des noyaux, disons 10 fm. On doit en conclure que la condition (2.21) n'est pas réalisée.

Cependant, on ne peut pas exclure tout à fait que les noyaux à ces énergies se comportent comme des gaz denses, que peut-être les interactions y jouent un rôle primordial (à cause d'effets de milieu dense, qui peuvent renormaliser les interactions). λ_{th} peut être notablement plus petit, ce qui entraînerait la validité de l'hydrodynamique, avec la présence possible d'effets d'équation d'état. La réponse ne peut provenir, semble-t-il pour l'instant, que de la comparaison avec l'expérience.

3.2. Les noyaux coulent-ils comme l'eau ?

Nous allons passer en revue quatre questions plus spécifiques.

[†] Nous supposons ici, ce qui est raisonnable, que le mouvement des nucléons est classique.

1°) Y a-t-il des ondes de choc ?

Historiquement, cette question fut la première à être posée. Elle a donné lieu à une controverse assez vive⁴⁻⁶. Il semble bien qu'à l'heure actuelle, on soit incapable d'y répondre, pour la raison que l'on ne connaît pas bien comment les parties "choquées" se désexcitent.

2°) Peut-on mettre en évidence une absence d'équilibre local ?

Des expériences conduites par le groupe de Nagamiya⁷ ont permis de mettre en évidence d'une façon assez convaincante la présence d'un processus dit de "knock-out" : un nucléon du projectile et un nucléon de la cible se dévient mutuellement et ne font que cette collision-là. Cela constitue une déviation vis-à-vis de l'équilibre local, bien que l'importance (ou la fréquence) de ce processus ne soit pas bien établie^{8,9}. Il faut dire aussi que les mesures faites par Nagamiya (corrélation entre deux protons dans les conditions régies par la cinématique de la diffusion unique) sont reproduites par les calculs de cascade intranucléaire¹⁰, qui peuvent être considérés en quelque sorte comme une façon de résoudre l'équation de Boltzmann.

3°) Y a-t-il des effets de pression ou au contraire des effets de grand libre parcours moyen ?

Les effets de pression peuvent se manifester de trois manières différentes, ainsi que l'indique la Fig. 2, construite à partir de calculs hydrodynamiques¹¹. Dans une collision non-centrale (paramètre d'impact \approx rayon de la cible, haut de la figure), une zone chaude qui se développe au point de contact a tendance à pousser la zone froide du projectile sur le côté et à faire reculer légèrement le fragment lourd spectateur de la cible à $\approx 90^\circ$. Les flèches dans la Fig. 2 symbolisent le champ des vitesses. Dans une collision centrale entre un projectile léger et une cible lourde (milieu de la figure), le projectile a tendance à faire éclater la cible et à donner lieu à une émission préférentielle (en tout cas pour les vitesses les plus petites) vers un angle notablement différent de 0° . Dans une collision centrale entre partenaires semblables (bas de la figure), la pression développée au centre de masse a pour effet d'éjecter la matière à 90° dans le c.m.

Si, au contraire, les nucléons ont un libre parcours moyen λ_{ch} assez grand, les noyaux pourront s'interpénétrer plus facilement et les effets de pression mentionnés ci-dessus s'estomperont.

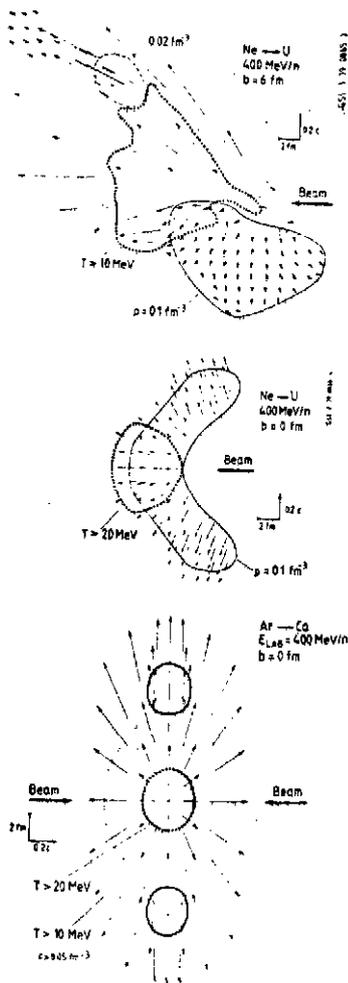


Fig. 2. Flux de matière après collision pour différents systèmes, selon les calculs hydrodynamiques rapportés dans¹¹. La longueur des flèches indique le champ des vitesses. En haut : collision non-centrale Ne et U. Milieu : collision centrale pour le même système. En bas : collision centrale entre Ca et Ar, représentation dans le système du centre de masse.

Des expériences de corrélation entre fragment léger rapide et fragment lourd lent semblent montrer le bien-fondé du processus de rebondissement décrit dans le haut de la Fig. 2. Une dépendance assez sensible vis-à-vis du fragment lourd laisse cependant planer un doute. Notons enfin que les calculs de cascade prévoient un effet de rebondissement, mais moins marqué.

Les distributions angulaires de protons de diverses énergies sont données dans la Fig. 3 pour le système Ne+U à 393 MeV par nucléon. Il y a une légère préférence pour une émission vers $\sim 70^\circ$. Les calculs de cascade de Yariv et Fraenkel (haut de la Fig. 3) ne reproduisent pas cette allure¹². Les calculs d'hydrodynamique "bruts" (en bas à droite) prédisent une trop forte concentration angulaire. Si l'on imagine que chaque élément du fluide est une collection de particules en équilibre chimique, on reproduit plus ou moins les résultats expérimentaux. Disons cependant que cette procédure est assez discutable et de plus implique au moins un paramètre : la densité de "freeze-out" à laquelle la matière se fragmente. Par ailleurs, les calculs de cascade n'incluent pas directement la

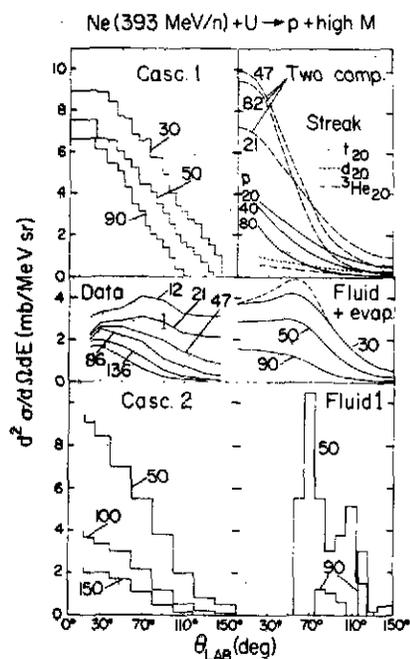


Fig. 3. Distribution angulaire des protons de différentes énergies (indiquées en MeV par les chiffres) issus de la collision entre Ne et U à 393 MeV par nucléon¹². Voir le texte pour plus de détails.

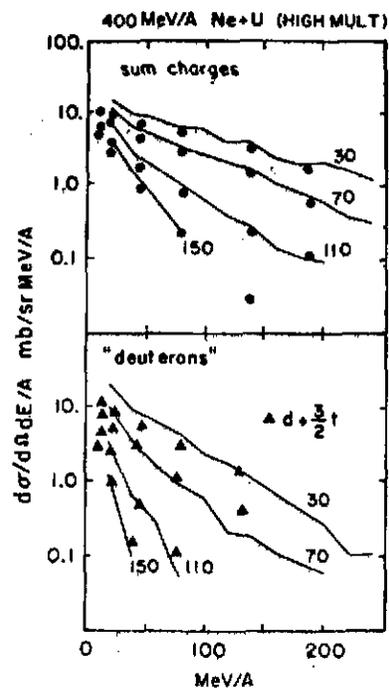


Fig. 4. Même système que pour la Fig. 3. Comparaison entre les résultats des calculs de cascade de la réf.¹³ (traits pleins) et les sections efficaces expérimentales pour la production sommée (particules libres plus celles contenues dans les particules composites plus lourdes) de protons et de deutons. Voir texte.

production de particules composites et les résultats des calculs doivent plutôt être comparés avec la section efficace de production de "charges" : les protons libres plus ceux contenus dans les deutons, tritons, etc... Cette comparaison est faite dans la Fig. 4 en haut, où les calculs de cascade sont ceux de la référence¹³. La partie inférieure de la Fig. 4 montre aussi comment la production de deutons est reproduite. Ces résultats suggèrent que le creux à 0° dans la distribution des protons de basse énergie proviendrait du fait que dans cette région, les protons ont plutôt tendance à apparaître dans les composites plutôt que comme protons libres.

L'émission préférentielle à 90° c.m. dans les collisions centrales entre noyaux semblables peut être adéquatement étudiée à l'aide des variables globales. Celles-ci fournissent un moyen simple de caractériser des événements à grande

multiplicité de particules émises à l'aide de quelques paramètres seulement. Parmi celles-ci, nous introduisons ici l'estoc ("thrust").

Si dans un événement, M particules sont émises avec des impulsions \vec{p}_i dans le c.m., l'estoc t est défini par

$$t = \max_{\hat{n}} \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \hat{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|} \quad (3.3)$$

L'estoc est donc caractérisé par la valeur de t et l'angle de la direction qui donne le maximum. Nous donnons dans la table ci-dessous les valeurs de t et de l'angle pour trois types d'événements limite : les événements "crayon" ("pencil", P) où il y a deux fragments émis dos à dos, les événements sphériques (S), où beaucoup de fragments sont émis d'une façon isotrope et enfin les événements "disques" (D), où l'émission est isotrope dans un plan.

	t	direction
P	1	d'émission.
S	1/2	indéfinie
D	2/ π	dans le plan

La situation donnée par la Fig. 2 en bas implique que l'estoc devrait être proche de 0.6 pour des paramètres d'impact b petits et pointer à un angle $\theta = 90^\circ$ par rapport à la direction incidente. Pour des valeurs de b de plus en plus grandes, t doit augmenter et être dirigé de plus en plus vers la direction incidente. Les prédictions des modèles de cascade¹⁴ sont données par exemple dans la Fig. 5 : l'angle moyen $\bar{\theta}_T$ (les calculs de cascade incluent toujours des fluctuations contrairement aux prédictions de l'hydrodynamique) entre la direction de l'estoc et la direction incidente y est toujours plus petite que dans le cas hydrodynamique¹⁵. Les résultats expérimentaux, toujours préliminaires¹⁶, semblent cependant indiquer que la réalité physique serait plus proche des modèles de cascade. En fait, ceux-ci impliquent un comportement qui n'est

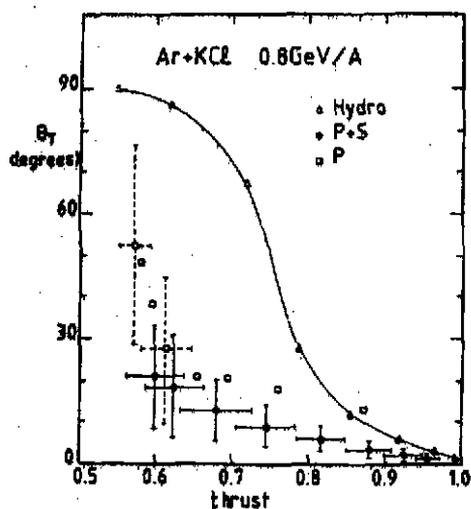


Fig. 5. Comparaison entre les prédictions hydrodynamique¹⁵ (triangles) et celles des modèles de cascade¹⁴ pour l'estoc (thrust) et l'angle d'estoc. Le système étudié est Ar + KCl à 800 MeV par nucléon. Les prédictions des cascades ont été faites dans deux cas selon que l'on inclut dans l'expression (3.3) tous les nucléons (carrés) ou seulement les participants (cercles pleins), c'est-à-dire ceux qui ont au moins fait une collision. Les barres d'erreur indiquent les fluctuations statistiques du calcul basé sur 160 événements. Pour plus de clarté, les barres d'erreur ont seulement été partiellement reproduites pour les participants. Les divers points, carrés ou triangles correspondent à différents paramètres d'impact : $b = 0, 1.02, 2.04, 3.06, 4.08, 5.10, 6.12, 7.14$ fm respectivement, s'étendant de gauche à droite.

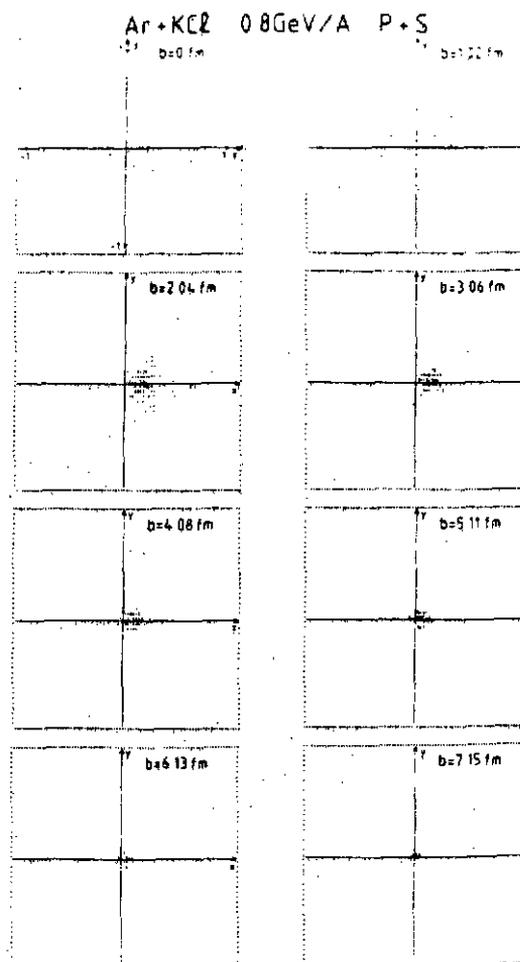


Fig. 6. Même système que dans la Fig. 5. Voir le texte pour plus de détails. La direction du faisceau coupe le plan au centre des carrés. L'estoc calculé concerne tous les nucléons.

qu'imparfaitement révélé par la Fig. 5. Dans la Fig. 6, nous avons séparé les paramètres d'impact et nous avons porté les points qui représentent la projection de l'extrémité du vecteur unitaire \vec{n}_t qui rend t maximum sur un plan perpendiculaire à la direction incidente. On peut y voir qu'en moyenne, pour les collisions centrales, ce vecteur pointe dans la direction incidente. La valeur de $\bar{\theta}_t$ reflète en fait la fluctuation de \vec{n}_t et non sa valeur moyenne. On peut voir en ce résultat le fait que les modèles de cascade sont bien consistants avec un libre parcours moyen λ_{th} non négligeable.

4°) Y a-t-il des effets d'équation d'état ?

Les modèles de cascade prédisent en général un taux de production de pions trop grand. Une explication possible, avancée par Stock¹⁷, considère que les "cascades sont trop chaudes" : l'énergie cinétique y serait surestimée à cause des interactions attractives qui sont laissées de côté. Cette remarque soulève une perspective intéressante : la différence donnerait ainsi des indications sur l'énergie d'interaction, c'est-à-dire sur l'équation d'état. Cependant, le mécanisme de production de pions est probablement trop simplifié dans les descriptions usuelles.

4. CONCLUSIONS

Dans l'état actuel de nos connaissances, on ne peut pas encore trancher clairement la question de savoir laquelle d'une approche hydrodynamique ou d'une approche de gaz peu denses est la plus appropriée pour les collisions nucléaires relativistes. Nous pensons cependant que la mesure des variables globales dans les collisions entre partenaires égaux donne une préférence pour l'approche des gaz peu denses, matérialisée par les calculs de cascade intranucléaire. Néanmoins, la réponse n'est pas définitive et il est très possible que la réalité physique ait "décidé" de prendre une position intermédiaire où des comportements collectifs et des manifestations de grand libre parcours moyen (de transparence) coexistent.

REFERENCES

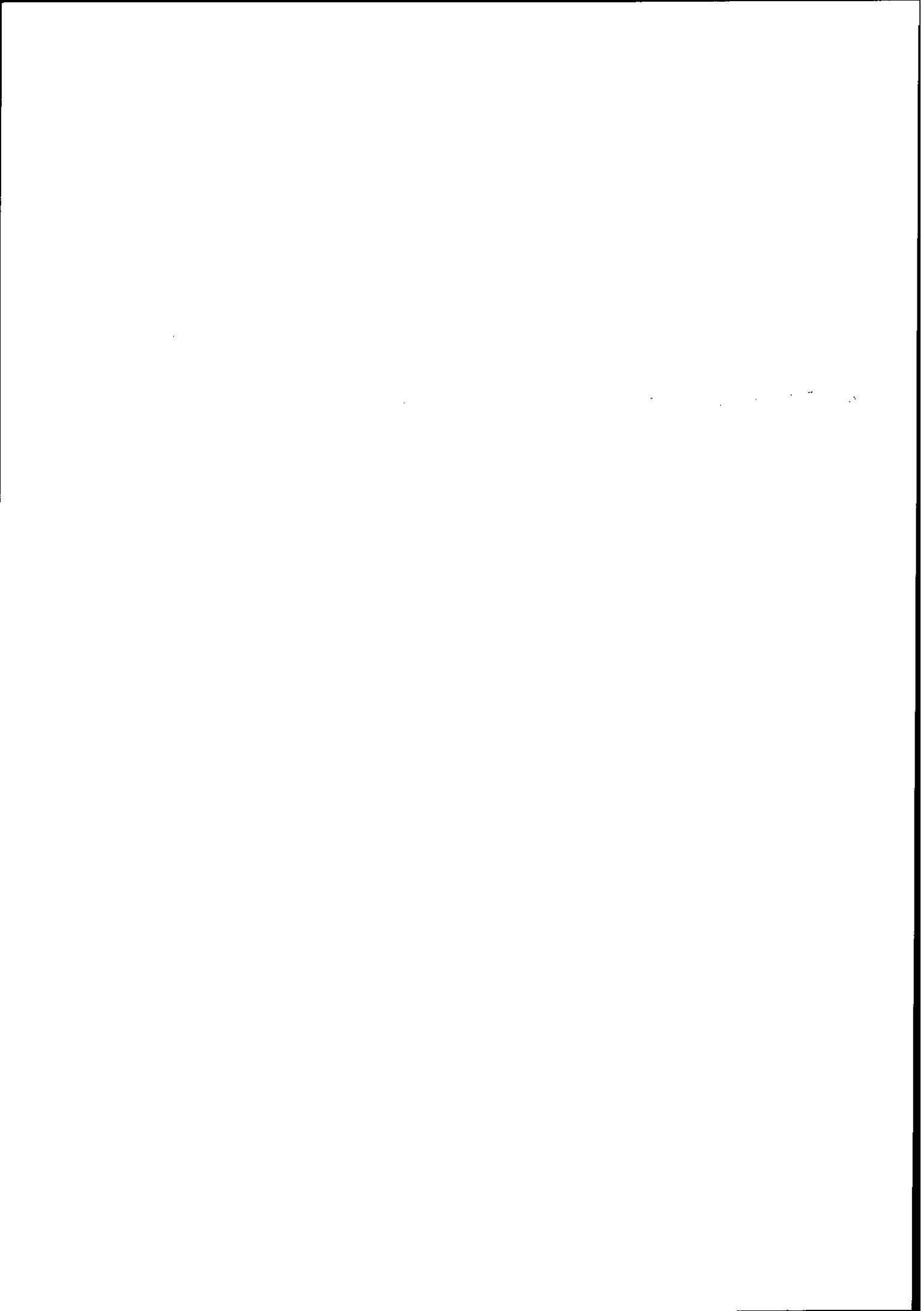
1. Voir par exemple L.D. Landau et E.M. Lifshitz, Fluid Mechanics (Pergamon Press, New York, 1959).

2. Voir par exemple R. Balescu, Equilibrium and Non Equilibrium Statistical Mechanics (J. Wiley, New York, 1975).
3. M. Gyulassy, S. Nagamiya, à paraître dans "Advances in Nuclear Physics".
4. H.G. Baumgardt et al., Z. Physik A273 (1975) 359.
5. A.M. Poskanzer et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1701.
6. G.F. Bertsch, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 698.
7. S. Nagamiya et al., Phys. Lett. 81B (1979) 147.
8. J. Cugnon, Phys. Rev. C23 (1981) 971.
9. J. Knoll, Phys. Rev. C20 (1979) 773.
10. Y. Yariv, Z. Fraenkel, Phys. Rev. C24 (1981) 488.
11. H. Stöcker et al., ICOSAHIR, Saclay 1982, Nucl. Phys. A387 (1982) 205c.
12. H. Stöcker et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1807.
13. M. Gyulassy, E.A. Remler, K. Frankel, à paraître.
14. D. L'Hôte, J. Cugnon, à paraître.
15. J. Kapusta, D. Strottman, Phys. Lett. 106B (1981) 33.
16. J. Harris, communication privée.
17. R. Stock, à paraître.

**L'INFLUENCE DE LA DYNAMIQUE DANS LE PROCESSUS DE FUSION-EVAPORATION
LES LIMITES DU MODELE STATISTIQUE**

D. GUERREAU

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



I. INTRODUCTION

L'évaporation de particules chargées à partir du noyau composé a depuis longtemps été utilisée comme outil pour mieux comprendre les problèmes liés à la désexcitation du noyau composé¹ ; elle a ainsi permis d'étudier les propriétés nucléaires dans des conditions qui n'étaient pas accessibles avec d'autres types de réaction. Tout particulièrement, dans les réactions par ions lourds, cette émission de particules s'est révélée être très efficace dans l'étude de l'influence du moment angulaire.

Des codes de plus en plus sophistiqués ont été utilisés pour tenter de décrire dans son intégralité l'ensemble du processus de désexcitation en tenant compte des voies neutrons, protons, alpha, rayonnement γ et fission. Citons parmi les plus "célestres" GROGI, JULIAN, CASCADE, ALICE². Tous ces codes ont permis de donner une représentation assez satisfaisante des données expérimentales, tout du moins pour les noyaux composés pas trop lourds et dans des états d'énergie et de moment angulaire pas trop élevés. Il n'est pas de même, nous allons le voir plus longuement lors de ce séminaire, lorsqu'on observe les résultats expérimentaux pour les noyaux très lourds ou/et pour les réactions au cours desquelles de très grandes valeurs de moments angulaires sont mises en jeu. L'influence de l'énergie incidente, jusqu'aux énergies GANIL sera également abordée.

Le but de cet exposé est donc de montrer que les derniers résultats expérimentaux sur la compétition entre la fission et l'évaporation de particules chargées aussi bien que de neutrons, remettent en cause certains fondements du modèle statistique. A tout le moins, certains paramètres méritent d'être traités de manière plus exacte ; citons dès maintenant à titre d'exemple, l'état de déformation du noyau initial et final ou la prise en compte de l'existence d'un noyau résiduel excité à une température finie T ; ces effets ont des implications directes sur les pénétibilités de la réaction inverse et les densités de niveaux. Citons enfin, et surtout, les effets dynamiques nullement pris en compte par aucun modèle d'évaporation de particules.

Cet exposé se compose essentiellement de 3 parties. Dans un premier chapitre, je rappellerai de façon très succincte quelques formules fondamentales tirées du modèle statistique qui décrivent la compétition entre les différentes voies de sortie. Dans la seconde partie seront explicitées quelques unes des expériences qui remettent en cause les rappels de la section I. Enfin, dans une dernière partie, une discussion des résultats expérimentaux sera effectuée en insistant sur le rôle primordial de la dynamique de la collision.

Tout au long de cet exposé, les termes de noyau composé et de noyau de fusion seront employés. Ce problème de sémantique est suffisamment important pour que soit explicité ce que recouvre l'emploi de ces deux termes apparemment très voisins. Au cours de l'interaction entre 2 noyaux lourds, on peut parler de fusion lorsqu'après que l'énergie du mouvement relatif ait été progressivement répartie entre les divers degrés intrinsèques du système, un complexe intermé-

diaire (ou système composite) a été formé entre les 2 noyaux. Le temps d'interaction a été suffisamment long pour que le système ait atteint l'équilibre de masse et bien sûr un équilibre thermodynamique. On ne peut, bien sûr, à ce stade parler d'équilibre de forme. Ensuite et sous certaines conditions, ce noyau de fusion peut atteindre l'équilibre par rapport à tous les degrés de liberté internes du système. On peut alors, et seulement dans ce cas, parler de noyau composé³.

II. QUELQUES RAPPELS SUR LE FORMALISME DU MODELE DU NOYAU COMPOSE

Il est bien sûr hors de question de donner ici une description exhaustive du modèle statistique. Pour ce faire le lecteur pourra se référer à des revues telles que celles de Lefort⁴ ou Fleury⁴. Cette section a seulement pour but de donner quelques rappels sur les probabilités de désexcitation et les rapports d'embranchement de façon à montrer l'importance des paramètres essentiels du modèle. La probabilité d'émission d'une particule ν d'énergie ϵ à partir d'un noyau composé d'énergie d'excitation E_i , de moment J_i vers un noyau résiduel (E_f, J_f) est donnée par l'expression suivante :

$$(1) \quad R_{\nu}(E_i, J_i; E_f, J_f) = \frac{1}{h} \frac{\rho_{\nu}(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)} \sum_{S=J_f-s}^{J_f+s} \sum_{\ell=J_i-s}^{J_i+s} T_{\ell}^{\nu}(\epsilon)$$

T_{ℓ} est la pénétrabilité correspondante pour la réaction inverse, ρ et ρ_{ν} les densités de niveaux du noyau initial et final.

De même, une formulation analogue peut être obtenue pour la probabilité de fission

$$(2) \quad R_f(E_i, J_i) = \frac{1}{h \rho(E_i, J_i)} \int_0^{E-E_J(f)} \rho_f(E-B_J(f) - \epsilon_f) d\epsilon_f$$

ϵ_f est l'énergie cinétique dans le mode de fission, $B_J(f)$ est l'énergie au point selle pour un moment angulaire J , ρ_f la densité de niveaux à la déformation du point selle.

Une expression courante utilisée pour représenter la densité de niveaux est :

$$(3) \quad \rho(E, J) \propto (2J+1)E^{-2} \exp 2 \sqrt{a(E-E_{\text{rot}}(J))}$$

a est le paramètre de densité de niveaux ($a \sim \frac{A}{8}, \frac{A}{10}$), $E_{\text{rot}}(J)$ l'énergie de rotation du noyau.

A partir de ces formules, on peut définir des expressions approximatives concernant les rapports d'embranchement. Ces expressions ont cependant le mérite de montrer de manière simple comment va s'effectuer la compétition entre les diverses voies de sortie. Le rapport d'émission entre 2 particules ν_1 et ν_2 peut ainsi s'écrire :

$$(4) \quad \frac{\Gamma_{\nu_1}}{\Gamma_{\nu_2}} = \frac{g_{\nu_1} \mu_{\nu_1}}{g_{\nu_2} \mu_{\nu_2}} \exp \left(\frac{B_J(\nu_2) - B_J(\nu_1)}{t} \right)$$

$$g_{\nu} = 2s_{\nu} + 1$$

$B_J(\nu)$ est la barrière effective pour la particule ν

$$(B_J(\nu) = E_c(\nu) + E_J(\nu) + S_{\nu} + \delta_{\nu})$$

t est la température nucléaire.

Quant au rapport d'embranchement entre une particule ν et la voie de fission f , celui-ci peut s'écrire :

$$(5) \quad \frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_f} = \frac{2g_\nu \mu_\nu R_\nu^2 t}{\hbar^2} \exp\left(\frac{B_J(f) - B_J(\nu)}{t}\right)$$

où R_ν est la distance d'interaction, $B_J(f)$ la barrière de fission.

Les expressions 1-5 impliquent de bien connaître les densités de niveaux et les niveaux Yrast à haute énergie d'excitation, ce qui est loin d'être le cas. De même, jusqu'à présent, les pénétrabilités pour la réaction inverse ont été calculées à partir de données expérimentales sur les barrières de fusion, c'est-à-dire pour des noyaux résiduels dans leur état fondamental ($t=0$, pas de déformation). Ceci est une approximation qui peut dans bien des cas être totalement injustifiée. Blann et Komoto⁵ ont d'ailleurs bien montré récemment que la prise en compte des déformations à l'équilibre (suivant le modèle de la goutte liquide tournante⁶) pour le calcul des T_α pouvait conduire à une augmentation parfois importante de l'évaporation de particules α de première chance au détriment de la fission (tout particulièrement dans la zone de noyaux super-déformés prédite par Cohen, Plasil et Swiatecki⁶).

Un dernier point sur les faiblesses du modèle : celui-ci ne tient compte en aucune façon de la possibilité d'évaporation de particules lors de l'évolution dynamique du système depuis le point d'impact jusqu'au point de scission. C'est un modèle purement statistique qui suppose que le noyau composé à l'équilibre décroît vers tous les canaux ouverts suivant l'espace de phase disponible. Cela a des conséquences importantes sur la compétition fission-évaporation.

Prenons tout d'abord l'exemple d'un noyau lourd comme ¹⁹⁴Hg. Le modèle de la goutte li-

FIRST STEP DECAY FRACTIONS (%)

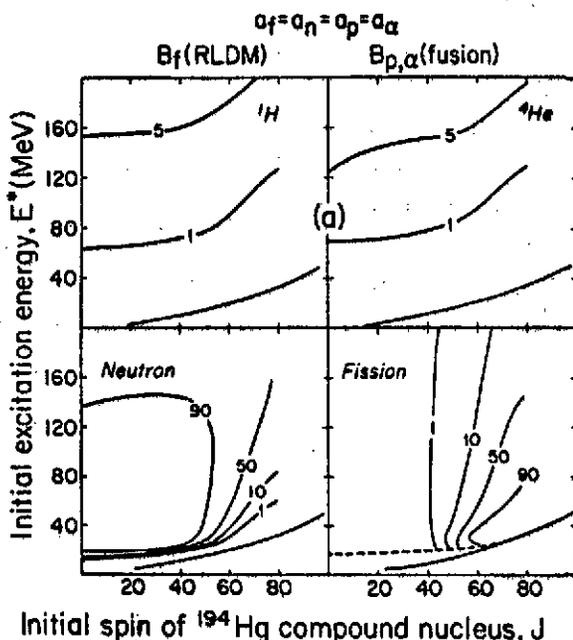


Fig.1 : Cartes d'isoprobabilités d'émission (%) dans le plan (E^*, J) pour les différentes voies de sortie ; $a = A/8$. La barrière de fission B_f est celle du modèle de la goutte liquide. Les barrières d'évaporation sont tirées des systèmes sur les barrières de fusion.

quide prédit un effondrement rapide de la barrière de fission lorsque le moment angulaire dépasse $50 \hbar$ (pour cette valeur de J , B_f est égale à l'énergie de liaison du dernier neutron S_n). Les conséquences sur l'évaporation de particules apparaissent très clairement sur la figure 1 qui représente les courbes d'isoprobabilités d'émission dans le plan (E^*, J) pour les différents canaux de sortie. En clair, un tel calcul "standard" prévoit une multiplicité de particules chargées de l'ordre de 0,05 à 150 MeV d'énergie d'excitation.

Naturellement, si nous choisissons maintenant un noyau de fusion plus lourd tel que celui obtenu par la réaction $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{278}\text{X}_{110}$, la barrière de fission s'annule, même pour les moments angulaires les plus bas. En terme de noyau composé, celui-ci n'existe plus, puisqu'il n'y a plus de configuration à l'équilibre. Le noyau de fusion, s'il est formé va donc fissionner immédiatement et le modèle statistique donnera $P_f = 1$, $P_n = P_p = P_\alpha = 0$.

Le chapitre suivant nous montre, tout au contraire, que de nombreux résultats expérimentaux infirment ces prédictions.

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA COMPETITION FISSION-EVAPORATION

III.1. Comment isoler la composante évaporation ?

Un certain nombre d'expériences ont été effectuées récemment pour étudier la compétition fission-évaporation dans les réactions par ions lourds et ce dans une large gamme d'énergie et de masse pour les noyaux de fusion correspondants ; le tableau 1 donne les caractéristiques de quelques unes des réactions étudiées. Pour toutes ces réactions, la méthode expérimentale consiste à

Réaction	NC Noyau composé	V_{proj} (MeV/u)	E_{NC}	Z_{crit} (Fission + RE)	Z_{RE}	$Z_{HI} < 0$	Particules détectées	Evaporation			Ref
								M_U	M_D	M_B	
$^{40}Ar + ^{136}Sn$	^{156}Er	8,5	190	112	68	74	p, α	0,18	0,36	NM	7
$Ar + ^{134}Sm$	^{134}Hg	8,5	195	137	39	81	p, α	0,32	0,28	NM	7
$Ar + ^{147}Au$	^{217}Bk	8,5	161	143	0	64	p, α	0,23	0,22	NM	7
$Ar + ^{238}U$	^{278}X ^{118}X	8,5	159	124	0	39	p, α	0,22			8
$^{20}Ne + ^{165}Ho$	^{185}Ir ^{171}Ir	11	165				n			5,6	9
		14,5	229				n	NM	NM	5,8	
		20	125				n			5,1	
$Ne + ^{197}Au$	^{218}Au ^{89}Au	13,5	171	93	0	74	p, α	0,5	0,5	NM	10
$^{12}C + ^{232}Th$	^{244}Cf 9p	30					p, α	NM	NM	NM	11
		60					p, α	NM	NM	NM	

RE = résidus d'évaporation
 $M_U = \alpha_U / \alpha_{fusion-fission}$ ($\alpha = n, p$ ou α)
 NM = non mesuré

Tableau 1 : Caractéristiques de quelques unes des réactions étudiées.

mesurer l'émission de particules n, p ou α en coïncidence avec 1 ou mieux les 2 fragments de fission. Cette méthode est bien connue⁸ et permet de séparer sans ambiguïté le processus de fusion-fission de la fission après transfert. La première étape de l'analyse consiste à identifier de manière non ambiguë l'origine de ces particules : sont-elles émises avant ou après la scission du noyau de fusion? Ont-elles une origine statistique ou bien correspondent-elles à une émission "directe" au début de l'interaction? Les figures 2 à 5 sont en quelque sorte une illustration des différentes méthodes employées pour reconnaître les sources d'émission. Sur la figure 2, les

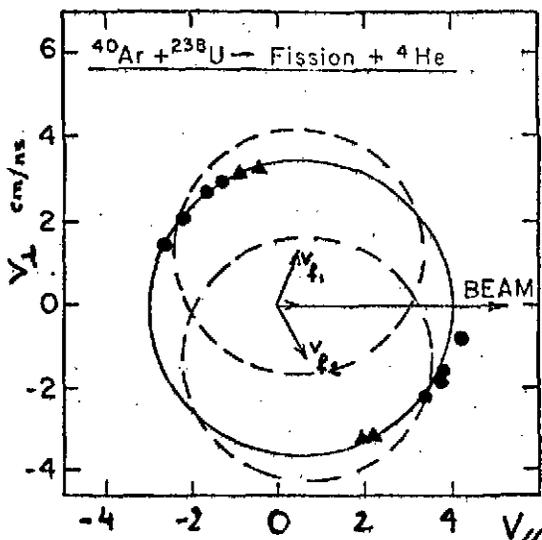


Figure 2

Diagramme de vitesse pour 4He émis lors d'une réaction de fusion-fission. Les particules α sont mesurées en corrélation avec les deux fragments de fission issus de la réaction $^{40}Ar + ^{238}U$. (pour plus de détails, voir le texte)⁸

vitesse moyenne d'émission de ${}^4\text{He}$ observées à différents angles, pour la réaction $\text{Ar} + \text{U}$, sont reportées dans un diagramme de vitesse $(v_{||}, v_{\perp})$. On voit que tous les points expérimentaux se placent sur un cercle, centré autour de la vitesse du centre de masse et de rayon égal à la vitesse moyenne attendue pour l'évaporation à partir du système composite $Z = 110$ en équilibre thermique ($\bar{E}_{\alpha} \sim B_{\alpha} + 2t$). Les vitesses moyennes d'émission des fragments de fission en coïncidence sont également représentées par les deux vecteurs v_{f1} et v_{f2} dans les directions d'émission $\theta = 70^{\circ}$ et -65° . Si les particules α étaient émises par les fragments après la scission, leur vitesse moyenne d'émission devrait se situer sur les cercles en pointillés dont les centres se situent à l'extrémité des vecteurs v_{f1} et v_{f2} . Les résultats montrent clairement qu'il n'en est rien et que prédomine une émission avant la scission par le système thermalisé (dont la température peut d'ailleurs être déterminée à partir des pentes des spectres en énergie. Cette température est effectivement celle attendue pour l'énergie d'excitation du noyau composé).

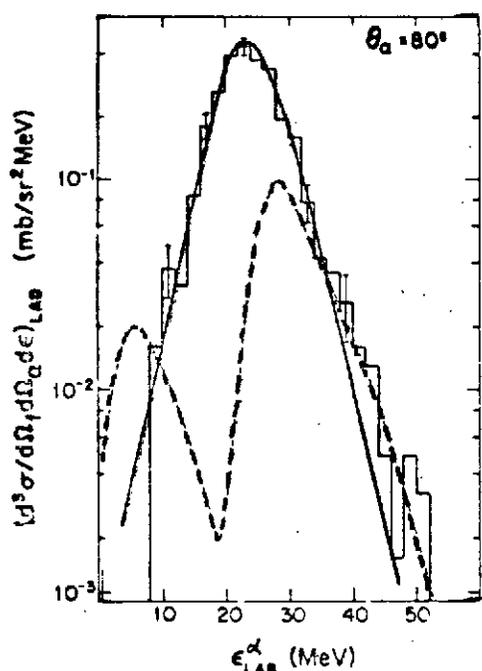


Fig. 3 : Les particules α (histogramme) issues de la réaction $\text{Ar} + \text{Sm}$ à 340 MeV sont mesurées en coïncidence avec un fragment de fission à 60° . Ce spectre est comparé au spectre attendu dans le cas d'une évaporation à partir du système composite (courbe en trait plein) ou des fragments après la scission (courbe en pointillés).

La sélection de l'origine de la source peut d'ailleurs se faire directement sur la forme et la position du spectre en énergie. Un exemple typique est représenté sur la figure 3 pour la réaction $\text{Ar} + \text{Sm}$ où le spectre expérimental est comparé au calcul dans le cas d'une évaporation avant scission (traits pleins) et après scission (traits pointillés). La conclusion est immédiate. Pour conclure sur ces réactions induites par Ar à 8.5 MeV/u, notons que pour tous les systèmes, un phénomène d'évaporation pure est observé, tout du moins pour les angles supérieurs à $70 - 80^{\circ}$. Dans cette zone, la distribution angulaire qui est observée est isotrope et les spectres en énergie, tous identiques, ont la forme typique des spectres d'évaporation. Naturellement, vers les petits angles d'émission, un autre processus, plus direct, vient se superposer à la composante évaporation.

Un comportement tout à fait identique est observé avec le projectile Ne entre 10 et 20 MeV/u. Holub et al.⁹, dans la réaction $\text{Ne} + {}^{165}\text{Ho}$, ont clairement mis en évidence une évaporation plus importante de neutrons avant la scission qu'après. De même, Rivet et al., lors de l'étude du système $\text{Ne} + \text{Au}$, ont identifié très clairement des protons et alphas d'évaporation vers l'arrière (figure 4). Bien plus surprenant est la grande similitude observée entre les résultats à basse et haute énergie (8.5 et 60 MeV/u). Les expériences effectuées au CERN sur le système $\text{C} + \text{Th}^{11}$ montrent en effet à côté des particules de haute énergie observées aux petits angles, la présence à tous les angles d'une composante basse énergie isotrope, composante relativement pure au-delà de 70° (figure 5a) ; dans une représentation en diagramme de vitesse (figure 5b), les maxima des spectres à chaque angle, se situent bien sur un cercle dont le centre est situé sur l'axe du faisceau. La vitesse de la source d'émission est environ 85 % de la vitesse du centre de masse. Par ailleurs, la température des spectres associés à cette composante "lente" est de 5 MeV, proche de la température qu'atteindrait un hypothétique noyau composé.

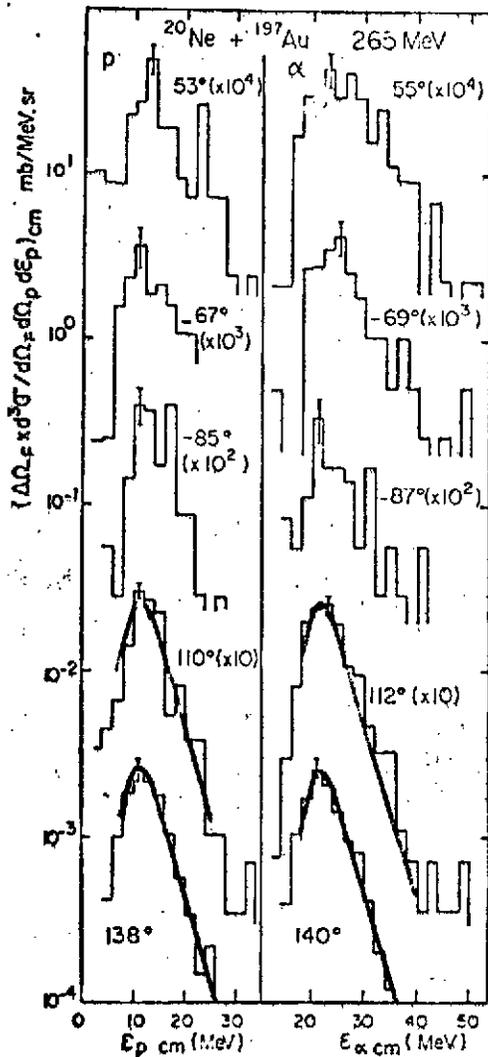


Figure 4

Evolution en fonction de l'angle d'émission des spectres en énergie des protons et particules α observés en coïncidence avec un fragment de fission mesuré à -88° pour la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ à 265 MeV¹⁰. Les spectres expérimentaux (histogrammes) sont comparés aux angles arrières à des spectres calculés en supposant une évaporation par le système composite avant la scission (courbes en traits pleins).

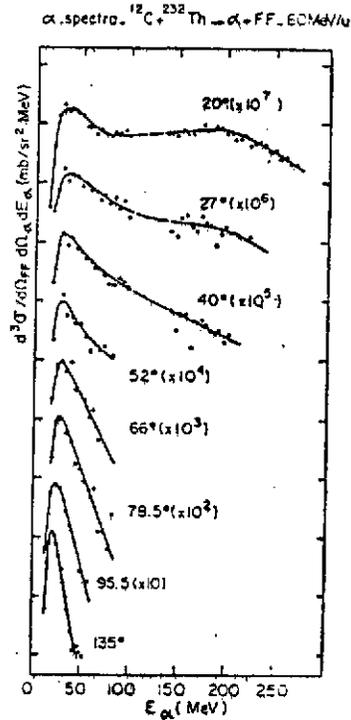


Figure 5a

Evolution des spectres en énergie de ^4He mesurés en coïncidence avec les fragments de fission, lors de la réaction $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ à 60 MeV/u.

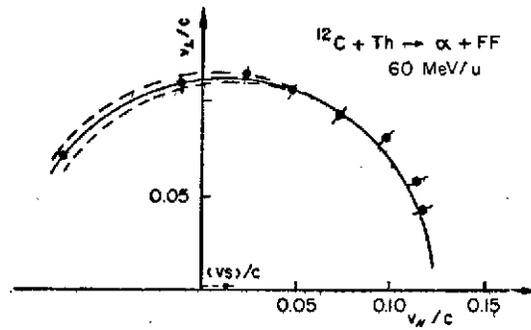


Figure 5b

Evolution, en fonction de l'angle, de la vitesse d'émission de ^4He la plus probable (représentation dans le plan $v_{||}/v_{\perp}$);

III.2. Analyse des résultats expérimentaux

La première constatation est donc que, pour tous les systèmes étudiés, une évaporation de particules chargées à partir du complexe intermédiaire est observée avec une section efficace appréciable. Les températures déduites des spectres en énergie sont en accord raisonnable avec ce qu'on attend pour un système en équilibre thermique complet ; par ailleurs, les distributions angulaires de ces particules en coïncidence avec les fragments de fission sont isotropes dans le système du centre de masse.

III.2.1. Multiplicités

Pour les systèmes mentionnés dans le tableau I, les multiplicités sont indiquées dans les colonnes 7 à 9. Outre le fait que ces multiplicités soient beaucoup plus élevées que ne le prédit le modèle statistique (cf fig. 1), on peut noter aussi que pour des énergies d'excitation semblables, les valeurs sont comparables pour des systèmes légers et lourds (Ar + Sn, Ar + U). Ceci est d'ailleurs bien illustré par la figure 6 qui regroupe la majeure partie des résultats expé-

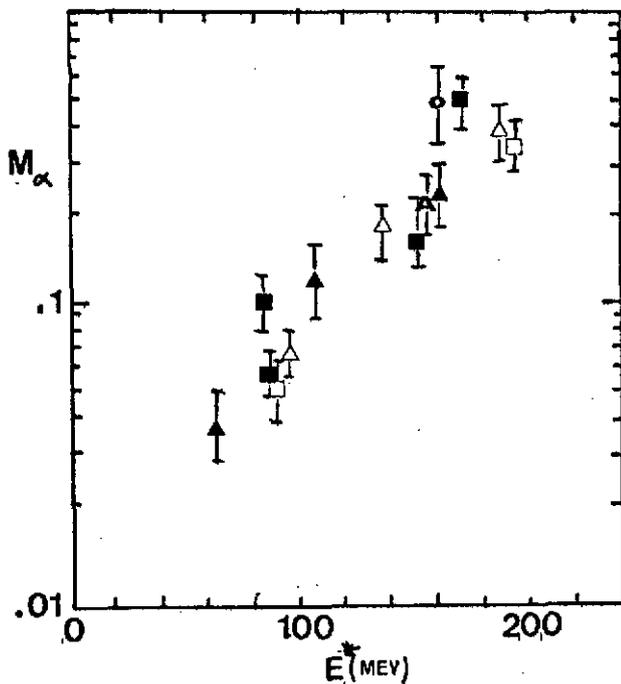


Figure 6

Multiplicités de ${}^4\text{He}$ ($M_\alpha = \sigma_\alpha / \sigma_{\text{fusion-fission}}$) en fonction de l'énergie d'excitation du système pour différentes réactions (Δ : Ar + Dy ; \square : Ar + Sm ; \blacktriangle : Ar + Au ; \blacktriangle (pointé): Ar + U ; \circ : Fe + U ; \blacksquare : Ne + Au).

mentaux concernant la compétition fission/évaporation de ${}^4\text{He}$ à partir de systèmes moyens et lourds. Si on observe effectivement un accroissement important des multiplicités α avec l'énergie d'excitation du système, la masse (ou la charge) du système composite (ou composé) ne semble pas jouer un rôle important.

III.2.2. Les implications du point de vue du modèle statistique

Au vu de ces résultats, on peut effectivement se demander si cette évaporation de particules est liée ou non à la désexcitation d'un noyau composé. La réponse est partiellement négative. En effet, tout du moins pour $M_{\text{projectile}} \geq 40$, la majeure partie (sinon la totalité) de la section efficace de fusion-fission est associée à des ondes partielles $l > l_{Bf=0}$ pour lesquelles il n'existe donc aucune configuration à l'équilibre pour le noyau composé correspondant. Pour tous ces systèmes on peut donc imaginer que l'évaporation soit liée au processus de fission

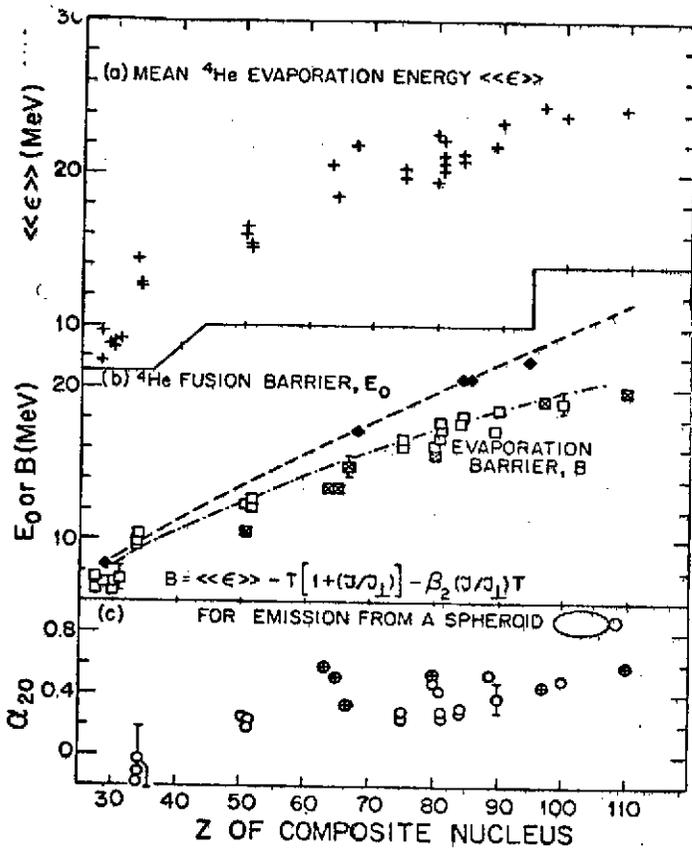


Figure 7

(a) Energies moyennes observées pour les particules α
 (b) Comparaison entre les barrières de fusion F_0 (\blacklozenge) et les barrières d'évaporation B (\square). La courbe en pointillés-tirets donne une estimation de B pour $J=0$.
 $(B = 2.88(Z-2) / (2.534 + 1.82(\lambda-4)^{1/3}))$
 (c) Paramètres de déformation quadrupolaire α_{20} en fonction du Z du système composite.

FIRST STEP DECAY FRACTIONS (%)

$\alpha_f = \alpha_n = \alpha_p = \alpha_\alpha$

B_f (RLDM)

$B_{p,\alpha}$ (small)

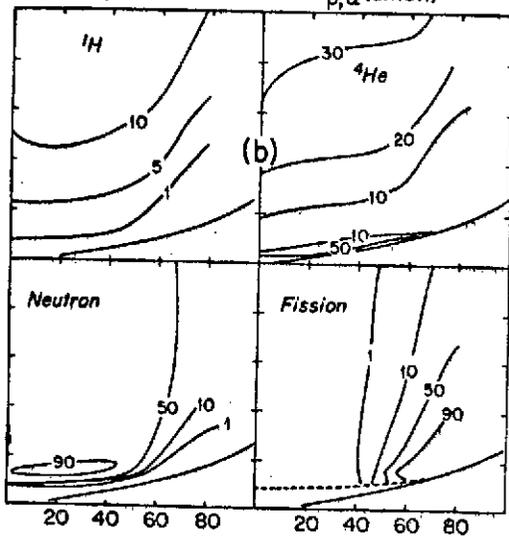


Figure 8

Identique à la figure 1, à l'exception des barrières d'évaporation qui ont été réduites pour tenir compte des énergies moyennes observées expérimentalement.

Initial spin of ^{194}Hg compound nucleus, J

rapide tel qu'il est décrit par B. Tamain dans son cours¹³, où, bien sûr, la dynamique joue un rôle très important. Par contre, la situation est moins claire dans le cas de réactions induites par des projectiles plus légers tel le Néon. L'exemple le plus marquant est peut-être la réaction $Ne + Ho$ où les neutrons évaporés avant scission sont probablement associés à la désexcitation d'un véritable noyau composé. En effet, des calculs de trajectoires incluant le degré de liberté du col, montrent que la formation du noyau composé avec un tel système est un processus très rapide, inférieur à 10^{-22} s⁹; nous verrons par la suite que ce temps est largement insuffisant pour permettre une quelconque évaporation de particules.

Toujours est-il que pour tous ces systèmes, le modèle statistique standard est pris en défaut. Celui-ci prévoit en effet $M_{\alpha} \sim 0.02$ alors que l'expérience en donne 10 à 20 fois plus. De même pour les neutrons dans la réaction $Ne + Ho$. Alors que $M_n(\text{exp})$ est de l'ordre de 5 à 6, des calculs réalistes réalisés avec le code JULIAN n'en prévoient que 1 ou 2 dans le meilleur des cas⁹.

Un point particulièrement intéressant concerne les barrières d'évaporation de 4He déduites des spectres en énergie expérimentaux. Une systématique assez exhaustive des résultats existants pour des noyaux composés (ou composites) de Z compris entre 35 et 110 a été effectuée récemment par Alexander et al.¹². Le formalisme utilisé par ces auteurs permet de relier la barrière d'évaporation B_{α} à l'énergie moyenne expérimentale $\langle \epsilon \rangle$ par l'expression suivante :

$$\langle \epsilon \rangle = B_{\alpha} + t + t \left[\frac{J}{J + \mu R^2} \right] + \epsilon_s$$

où t est la température, J le moment d'inertie du noyau fils ; ϵ_s est l'énergie de "spin-off" (énergie additionnelle qu'acquiert la particule du fait de la rotation du système émetteur) ; R est le rayon de fusion pour la réaction inverse.

La température est déduite de la pente des spectres en énergie ; la valeur du moment angulaire J (qui permet de calculer ϵ_s) est, quant à elle, obtenue en analysant les distributions hors-plan des particules α . Ces auteurs ont pu montrer que les barrières d'évaporation ainsi obtenues étaient dans la plupart des cas inférieures aux barrières de fusion expérimentales E_D pour la réaction inverse correspondante (figure 7b), cette différence pouvant s'expliquer aisément par l'existence de déformations importantes du système émetteur. En supposant une configuration dans laquelle le noyau fils est un sphéroïde prolata qui donne naissance à une particule α au bout de son grand axe, il est possible d'obtenir pour chaque réaction étudiée les valeurs du paramètre de déformation quadrupolaire α_{20} qui rend compte des barrières observées (figure 7c). Pour les noyaux composites les plus lourds, les valeurs de α_{20} sont proches de 0.6, ce qui correspond à un rapport grand axe sur petit axe de 1.7. Il est à noter que ces déformations sont sans commune mesure avec les prédictions du modèle de la goutte liquide pour une configuration à l'équilibre dans ce domaine de masse ($\alpha_{20}(g.l) \sim 0$).

Ces résultats ont des implications importantes sur les codes d'évaporation comme cela a déjà été mentionné dans le chapitre II. En effet, il est clair que des calculs d'évaporation réalistes ne peut être réalisés en calculant les pénétrabilités avec des potentiels déduits d'interaction entre noyaux dans leur état fondamental. L'existence de ces déformations importantes doit être prise en compte tant pour le calcul des T_{α} que des moments d'inertie. Un exemple de calcul qui tient compte de ces remarques est présenté sur la figure 8 pour ^{199}Hg . L'effet de réduction des barrières d'évaporation est très sensible sur les largeurs d'émission (comparé à la

figure 1 où $B_{\alpha} = E_0$). Il ne permet cependant pas de reproduire les résultats expérimentaux (la section efficace de fission est alors beaucoup trop faible, σ_{α}/σ_p est beaucoup trop élevé).

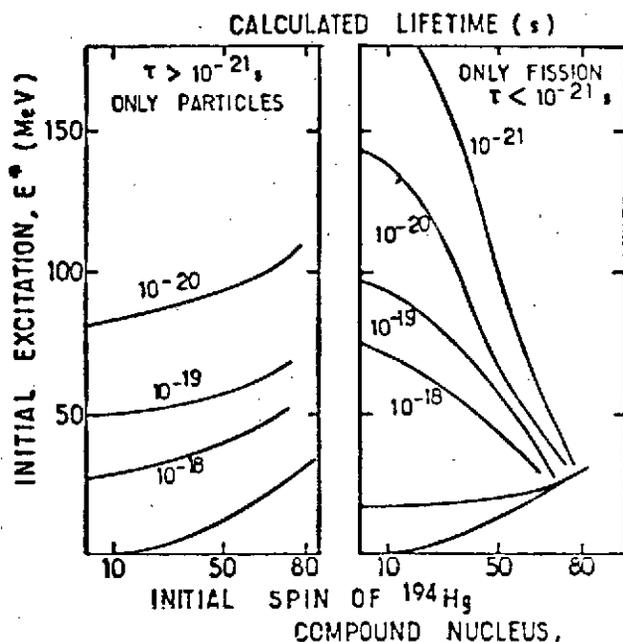
En conclusion de ce chapitre, il apparaît donc clairement que les résultats expérimentaux sont quasiment impossibles à reconcilier avec le modèle statistique conventionnel. Les considérations d'espace de phase disponible ne semblent pas jouer le rôle fondamental qu'elles semblent jouer à plus basse énergie ou pour des systèmes plus légers. Par contre, la dynamique joue très probablement un grand rôle pour déterminer le canal de sortie.

IV. QUEL EST LE RÔLE DE LA DYNAMIQUE ?

IV.1. Temps d'interaction, temps d'émission

Avant d'étudier plus en détail le rôle joué par la dynamique, il est bon de comparer les différentes échelles de temps au temps nécessaire à l'évaporation d'une particule. Pour permettre effectivement cette évaporation à partir du système composite intermédiaire, une condition nécessaire est l'obtention d'un équilibre thermique complet dans celui-ci ; de ce point de vue, les mesures de transfert très inélastique (TTI) ont montré que le degré de liberté associé au mouvement relatif était équilibré très rapidement ($t \leq 4.10^{-22}$ s) et que l'équilibre thermique était atteint dans le même temps³.

La deuxième condition est bien évidemment que le temps d'interaction t_i soit supérieur au temps d'émission de la particule. Pour les collisions relativement périphériques (TTI) t_i est de l'ordre de 10^{-21} s. Par contre, pour des collisions plus centrales (fusion-fission) t_i est beaucoup plus long ($\sim 10^{-20}$ s)¹⁹. La figure 9 montre par ailleurs les temps de vie pour les diffé-



rents canaux de sortie (particules, fission) dans le cadre du modèle statistique¹³. A une énergie d'excitation de 150 MeV, un temps de 5.10^{-21} s est obtenu pour la voie particule, effectivement compatible avec cette durée de vie de 10^{-20} s du complexe intermédiaire dans le cas d'une fusion-fission. (Il est à noter que le modèle statistique donne des durées de vie pour la voie fission beaucoup plus courtes que ne le donne l'expérience (fig. 9), ce qui confirme bien l'impossibilité pour ces particules d'être évaporées avant la fission si on prend en compte les considérations d'espace de phase disponible habituellement utilisées pour rendre compte de la compétition entre les différentes voies de sortie).

Fig. 9 : Isocontours de durée de vie représentés dans le plan (E^*, J) pour le noyau composé de ^{194}Hg ¹³ (le calcul tient compte des résultats expérimentaux sur les barrières d'évaporation; cf fig. 7).

IV.2. Evolution dynamique du système

L'existence d'un système composite à vie longue, en tout cas suffisamment longue pour permettre d'être totalement relaxé, a été abordée par différents auteurs pour décrire le phénomène de fusion-fission. Citons pour mémoire les modèles de Swiatecki¹⁴ ("quasi-fission"), Grégoire et al.¹⁵ ("fission rapide") largement décrits dans le cours de B. Tamain³. Par exemple, les calculs effectués sur le système Ar + Ho à 340 MeV aboutissent à l'existence d'un complexe intermédiaire très déformé, de durée de vie proche de 10^{-20} s, c'est-à-dire suffisamment longue pour permettre au système d'effectuer quelques rotations avant la scission en 2 fragments symétriques; ceci est tout à fait compatible avec une évaporation isotrope de particules observée expérimentalement sur un système très voisin (Ar + Sm à 340 MeV).

D'autres approches ont été présentées récemment. Stöcker et al.¹⁶ ont également étudié un système très voisin de Ar + Au, (6.5 MeV/u Pb + Ca) en utilisant la méthode TDHF, et prédisent l'existence d'une molécule nucléaire de grande durée de vie ($t > 10^{-20}$ s) et de relative stabilité en forme.

Une autre approche est celle de Grangé et Weidenmüller. Ces derniers insistent sur l'existence d'un couplage faible entre les degrés de liberté collectifs et locaux, qui permet pendant un temps suffisamment long, à l'émission de particules de ne pas être réellement en compétition avec la voie fission. Ceci a bien sûr pour effet d'augmenter considérablement les largeurs d'émission de particules au détriment de la fission de première chance. On pourrait ainsi rendre compte de l'émission de neutrons de pré-scission observée par Holub et al.⁹ sur le système Ne+Ho pour lequel un noyau composé est probablement formé. Le problème posé est bien sûr celui de la durée du passage du point selle au point de scission et donc de l'importance de la viscosité du système. Ce temps est assez mal connu même pour des systèmes pour lesquels de nombreuses études ont été menées, tel ^{236}U (dans ce cas les valeurs oscillent entre $2 \cdot 10^{-21}$ et 10^{-20} s)⁹.

Cette dernière explication pourrait également rendre compte de l'évaporation de protons et ^4He observée à plus haute énergie (60 MeV/u C + Th). Lors de ces réactions avec un système très asymétrique on ne peut surement pas parler d'existence d'un système composite intermédiaire. Les particules évaporées sont observées en coïncidence avec la fission de la quasi-cible et sont très probablement émises entre le point selle et le point de scission. Même à ces grandes énergies d'excitation ($E > 300$ MeV) la fission serait donc un phénomène relativement lent et l'évaporation de particules d'autant plus favorisée que les hautes températures du noyau fissionnant (~ 5 MeV) ont pour conséquence un abaissement très notable des barrières d'évaporation¹⁸.

V. CONCLUSIONS

Une étude systématique menée sur un grand nombre de systèmes moyens ou lourds a montré l'existence d'une évaporation de particules (n, p, α) en contradiction avec les prédictions du modèle statistique standard. Cette évaporation se produit à partir de systèmes composites très déformés en équilibre thermodynamique, pour lesquels, dans de nombreux cas, il n'y a pas de configuration à l'équilibre pour le noyau composé correspondant. Toutes les informations expérimentales montrent clairement que la "compétition" entre fission et évaporation n'est pas déterminée par des arguments d'espace des phases mais est liée directement à la dynamique de la réaction. Le modèle de Bohr et Wheeler de la fission ne peut alors plus être employé.

Cette évaporation de particules persiste à beaucoup plus haute énergie (C + Th à 60 MeV/u), indiquant clairement que même à haute température, le processus de fission est relativement lent.

L'existence d'un tel processus d'évaporation offre des perspectives très intéressantes quant à l'étude de l'évolution dynamique du système du point d'impact au point de scission, ainsi que des propriétés du complexe intermédiaire telles que l'équilibre en température, la forme et les temps d'interaction.

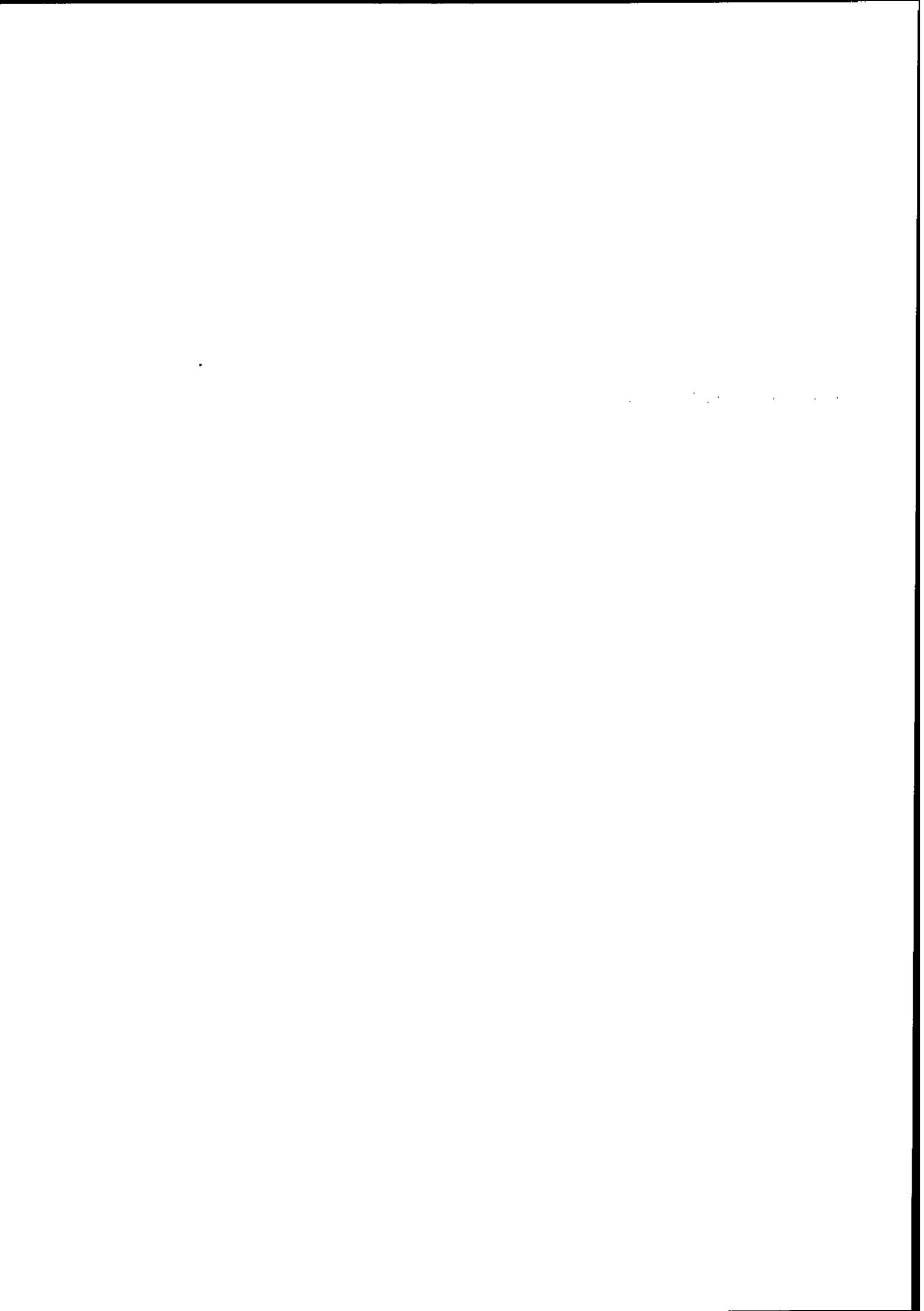
REFERENCES

1. Voir par exemple J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau et al., Phys. Rev. C9 (1974) 1113 ; 1126 et Phys. Rev. C10 (1974) 638.
2. Codes
GROGI ; J. Grover et J. Gilat, Rapport interne BNL.50.246 (1970)
JULIAN; M. Hillman et Y. Eyal, CA 76, p. 109
CASCADE; F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280 (1977) 267
ALICE ; F. Plasil, Rapport interne ORNL/TM.6054 (1977).
3. Voir le cours de B. Tamain.
4. Revues sur le processus de fusion-désexcitation
M. Lefort, Nuclear Spectroscopy and Nuclear reactions with heavy ions, Proceedings Varenna 1974, North-Holland 1976, p. 139
A. Fleury, Aussois (1979) C.E.N.B.G.79-01,
5. Emission de clusters à partir de noyaux super déformés
Blann et Komoto, Phys. Rev. C24 (1981) 426.
6. Modèle de la goutte liquide tournante
Cohen, F. Plasil et W. Swiatecki, Ann. Phys. 82 (1974) 557,
7. M.F. Rivet, D. Logan et al., Phys. Rev. C25 (1982) 2430
G. Catchen et al., Phys. Rev. C21 (1980) 940
8. K. Kildir et al., Z. Phys. A306 (1982) 323
9. E. Holub et al., Varenna (1982) Preprint Berlin 82/9R
10. M.F. Rivet et al., Z. Phys. A307 (1982) 365.
11. M.F. Rivet et al., Nucl. Phys. A387 (1982) 1436
12. J.M. Alexander, D. Guerreau et L. Vaz, Z. Phys. A305 (1982) 313
13. H. Delagrangé, Communication personnelle, non publiée
14. W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A370 (1982) 275
15. C. Grégoire et al., Nucl. Phys. A387 (1982) 37c
16. M. Stöcker et al., Z. Phys. A306 (1982) 235.
17. P. Grangé et H. Weidenmüller, Phys. Lett. 96B (1980) 26
18. X.S. Chen et al., Conférence de Saclay (1982) Contributions p. 17,
19. R. Bock et al., Nucl. Phys. A388 (1982) 334.

QUELQUES ASPECTS DES REACTIONS NOYAU-NOYAU AUX ENERGIES MOYENNES

C. GUET

Centre d'Etudes Nucléaires, Grenoble



RESUME -

On discute quelques aspects des réactions induites par ions lourds aux énergies intermédiaires en se référant aux données de ^{12}C à 85 MeV/nucléon. La transition de l'image de champ moyen à celle de nucléons libres apparaît clairement dans la variation de section efficace de réaction. La fragmentation du projectile met en évidence un comportement identique à celui observé à haute énergie tout en conservant des distortions typiques des basses énergies. Certains fragments légers associés à un grand moment transféré peuvent résulter d'une explosion totale. On discute aussi l'émission de proton en termes de deux modèles opposés : l'équilibre thermique et la diffusion nucléon-nucléon. Les données pioniques s'expliquent aussi par les collisions nucléon-nucléon.

1.- INTRODUCTION -

Mis à part les expériences avec des rayons cosmiques, les collisions noyau-noyau n'ont pas été étudiées avant les années 60. Leur étude qui depuis s'est rapidement développée a permis de découvrir de nouveaux aspects du noyau et de la matière nucléaire. Le comportement qualitatif de la collision dépend fortement de son énergie. Pour des raisons techniques et sans doute accidentelles, l'on a disposé que d'accélérateurs à basse énergie (< 20 MeV par nucléon) et à haute énergie (250 MeV/nucléon à 3 GeV/nucléon). En poussant ces machines à leurs limites, on a pu obtenir quelques résultats dans la région d'énergie intermédiaire de 20 à 200 MeV/nucléon¹⁻⁵. De nouvelles facilités sont ou seront bientôt à notre disposition pour une étude systématique de cette région (GANIL, SARA, MSU, SATURNE, etc ...). L'intérêt pour ce domaine d'énergie est principalement dû au fait que plusieurs seuils y sont rencontrés :

- i) - l'énergie de liaison du nucléon, B : si l'énergie d'excitation moyenne de chaque participant de la collision $A_1 + A_2$: $\epsilon^* = \epsilon_{lab} \frac{A_1 A_2}{(A_1 + A_2)^2}$, dépasse B, une "explosion totale" est possible⁶ ;
- ii) - la vitesse du son avec l'observation possible d'ondes de choc,
- iii) - l'énergie de Fermi, ϵ_F , définissant grossièrement la frontière entre le régime à un corps (grand libre parcours moyen des nucléons à l'intérieur du noyau dû au principe de Pauli) et le régime à deux corps (petit libre parcours moyen),
- iv) - la masse du pion et la possibilité hypothétique de production cohérente.

2.- LA SECTION EFFICACE DE REACTION NOYAU-NOYAU AUX ENERGIES INTERMEDIARES

Ce thème a été discuté par Menet, au cours de cette école. Je voudrais seulement rappeler ce qui me semble le plus significatif. Alors qu'à basse énergie ($\lesssim 10$ MeV/nucléon) la valeur, σ_R , de la section efficace de réaction, est essentiellement donnée par la limite géométrique⁷ de fortes déviations à cette limite ont été observées aux énergies relativistes⁸). A cause de l'interaction forte entre les deux noyaux, la section efficace à basse énergie peut s'écrire :

$$\sigma_R^G(E_{CM}) \approx \pi R^2 \left(1 - \frac{V_{CB}}{E_{CM}}\right) \quad (1)$$

pour l'énergie de centre de masse E_{CM} supérieure à la barrière Coulombienne V_{CB} , R mesure la distance d'effleurement ("grazing") des deux ions et est à peu près 10 à 20% plus grande que la somme des deux rayons⁹⁾ :

$$R_{fm} \approx 0.5 + 1.36 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2)$$

Dans cette image de disque noir du noyau, on s'attend à ce que σ_R atteigne asymptotiquement la valeur géométrique. Le fait que le principe d'exclusion de Pauli devienne de moins en moins effectif, comme l'énergie par nucléon incidente dépasse ϵ_F , se traduit par un comportement du noyau de plus en plus semblable à celui d'ensemble incohérent de particules indépendantes.

Alors, se pose la question si la section efficace σ_R n'est que le résultat de la somme incohérente des collisions élémentaires nucléon-nucléon. Un modèle simple se fondant sur cette hypothèse a été développé par Karol¹⁰⁾ et De Vries et al.¹¹⁾. Se donnant la valeur empirique σ^{NN} de la section efficace de réaction nucléon-nucléon à l'énergie considérée, on définit par chaque valeur du paramètre d'impact b , la probabilité d'interaction d'un nucléon incident

$$P(\vec{b}) = 1 - \exp(-\sigma^{NN} \langle T(\vec{b}) \rangle). \quad (3)$$

La quantité $T(\vec{b})$, dite fonction d'épaisseur s'écrit :

$$\langle T(\vec{b}) \rangle = \int T_1(\vec{s}) T_2(\vec{s}-\vec{b}) d\vec{s} \quad (4)$$

avec

$$T_q(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_p(\vec{s}, z) dz. \quad (5)$$

La section efficace de σ_R est alors :

$$\sigma_R = \int d\vec{b} P(\vec{b}) \quad (6)$$

Cette approximation, simple de σ_R peut être rigoureusement justifiée dans le cadre de la théorie de diffusion multiple de Glauber^{12,13)}.

Il est surprenant de constater (fig.1) que le modèle "marche" bien à des énergies aussi basses que 85 MeV par nucléon où l'approximation d'impulsion n'est en principe plus valide. La principale leçon à tirer de ces résultats est que le concept de section efficace géométrique noyau-noyau n'a plus de sens dès que l'énergie de collision dépasse ~ 30 MeV/nucléon dans le laboratoire, et qu'alors l'interaction nucléon-nucléon libre domine la réaction.

Il faut être prudent et ne pas généraliser les conséquences de cette observation : la section efficace de réaction est une observable très globale qui reflète surtout le premier stage des réactions périphériques et des phénomènes collectifs peuvent ne pas s'y manifester clairement. De plus, les conclusions sont faites à partir du projectile ^{12}C , noyau peut être trop léger.

3.- EMISSION d'ELEMENTS DU TYPE PROJECTILE

A basse énergie, dépendant de la valeur du paramètre d'impact les réactions noyau-noyau se classent selon trois catégories principales : fusion, réactions très inélastiques et réactions quasi-élastiques (voir le cours de B. Tamain). La compréhension de ces phénomènes se fait grâce au concept de champ moyen qui domine le régime basse énergie. Ce comportement disparaît aux hautes énergies, dominées par les collisions nucléon-nucléon individuels.

En bombardant une série de cibles par des projectiles de ^{12}C aux énergies de 1.05 et 2.1 GeV/nucléon et de ^{16}O à 2.1 GeV/nucléon^{14,15)}, l'on a détecté les produits de réactions émis vers l'avant. Les propriétés suivantes semblent caractéristiques :

- i) on n'observe pas de "pick-up" de nucléon,
- ii) on n'observe pas de fragments avec des vitesses très inférieures à celle du projectile.

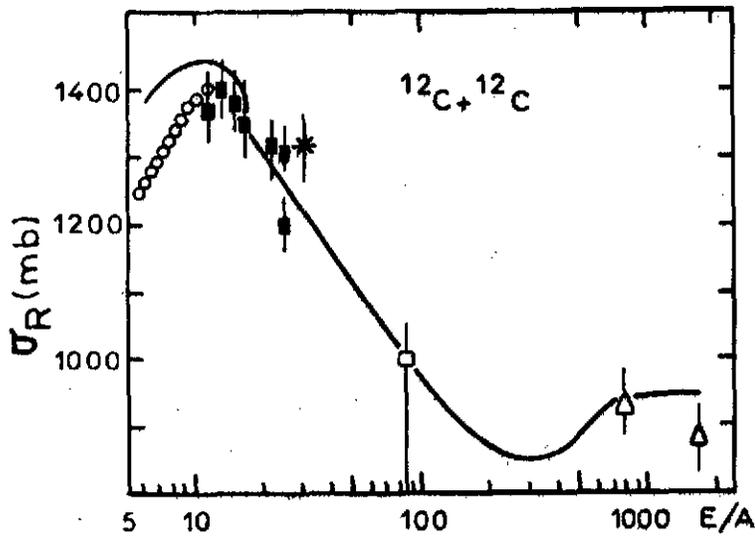


Fig. 1 - Section efficace de réaction $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, en fonction de l'énergie incidente. La courbe théorique est empruntée à la référence¹¹).

Tableau 1

Section efficace (mb) de production de fragment dans des réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucleon et 1.05 GeV/nucleon.

À 85 MeV/nucleon l'ouverture est 2-22° et à 1.05 GeV/nucleon de 0.7° autour de 0°.

Fragment		Target					
Z _F	A _F	Be(85)	Be(1050)	C(85)	C(1050)	Ag(85)	Ag(1050)
3	6	20	24.8	32	27	72	38
3	7	19	23.4	28	21.5	74	42
3	8	1.9	2.4	2.4	2.4	7	2.8
4	7	14	17.8	26	19.9	56	21.6
4	9	6	11.6	10	13.9	25	23.7
4	10	3.4	5.1	4.3	6.5	9.4	8.4
5	8	1.2	1.55	2.4	1.7	4	1.78
5	10	20	28.8	28	30.4	56	43.1
5	11	23	50.7	42	64.5	77	110
5	12	< 0.2	0.09	0.8	0.1	1.4	-
6	9	-	0.42	< 0.5	0.48	-	0.67
6	10	2	4	4	4.4	7	7.53
6	11	27	44.7	43	44.7	74	78.1
6	13	0.2	-	2.7	-	3	-
7	12	< 0.2	0.02	0.3	0.05	0.05	-
7	13	-	-	0.2	-	0.5	-
7	14	-	-	0.1	-	0.3	-

iii) dans le référentiel lié au projectile : a) la distribution angulaire de chaque fragment est approximativement isotropique, b) la distribution d'impulsion longitudinale est approximativement gaussienne. L'impulsion moyenne $\langle p_{||} \rangle$ est proche de zéro ($\sim 30-50$ MeV/c). La largeur σ peut être paramétrisée selon la forme :

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1} \quad (7)$$

avec $\sigma_0 \sim 80$ MeV/c ; K et A étant respectivement les nombres de masse du fragment et du projectile.

iv) ces propriétés sont à peu près indépendantes du noyau cible et de l'énergie incidente.

v) la production relative des différents isotopes est également indépendante de la cible et de l'énergie incidente.

Les points i, ii, iii et iv s'expliquent bien par le modèle de fragmentation du projectile^{16,17}. Supposons que A nucléons forment le projectile au repos, $\vec{P}_A = 0$. Prélevant au hasard K nucléons pour former le fragment, Goldhaber¹⁷) a calculé l'impulsion quadratique moyenne de ces K nucléons dans le référentiel lié au projectile :

$$\langle p_K^2 \rangle = \frac{K(A-K)}{(A-1)} \langle p^2 \rangle \quad (8)$$

$\langle p^2 \rangle$ étant l'impulsion quadratique moyenne d'un nucléon du projectile, soit dans le modèle du gaz de Fermi

$$\langle p^2 \rangle = \frac{3}{5} p_F^2 \quad (9)$$

Le paramètre σ_0 , de l'éq.7, est alors relié à l'impulsion de Fermi :

$$\sigma_0^2 = \frac{1}{5} p_F^2 \quad (10)$$

La valeur prédite à partir des données de diffusion d'électrons sur ^{12}C et ^{16}O ¹⁸), ~ 100 MeV/c, est proche de la valeur mesurée. On remarquera que toutes les corrélations sinon celles purement cinématiques ont été négligées. Bertsch¹⁹) a montré que les corrélations de Pauli réduisent la valeur σ_0 de façon significative, et que le facteur de réduction varie fortement avec la masse A. Cette observation est en accord qualitatif avec les quelques données expérimentales dont nous disposons à haute énergie et aux énergies moyennes ; fragmentation de ^{40}Ar à 213 MeV/nucléon²⁰) - où σ_0 a été estimé à 94 ± 5 MeV/c à comparer à 112 MeV/c de l'éq.10 et ref.¹⁸) - et de ^{16}O à 90 et 120 MeV/nucléon²¹).

Aux énergies plus basses, autour de 20 MeV/nucléon, la situation est encore très confuse : on ne sait pas encore à quelle énergie le comportement décrit ci-dessus devient dominant.

3.1. Fragmentation du projectile dans les réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucléon.

L'identification complète en masse et charge des fragments de $Z = 3$ à 7, ainsi que la mesure à bonne résolution de la section efficace $d^2\sigma/dE d\Omega$ ont permis d'étudier en détail la fragmentation du ^{12}C à 85 MeV/nucléon (avec des cibles de ^6Li , ^{12}C , $^{\text{nat}}\text{Ag}$ et H par soustraction $\text{CH}_2\text{-C}$).

Les sections efficaces de production de chaque isotope identifiable sont globalement semblables à celles obtenues à 1 GeV/nucléon - voir Tableau 1 - comme le sont les sections efficaces de

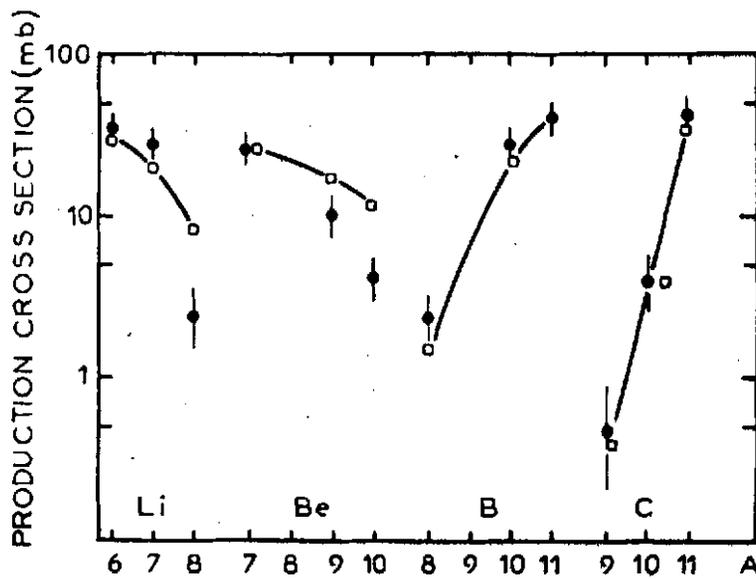


Fig. 2 - Section efficace de production isotopique. La courbe montre les résultats du modèle de désexcitation thermique. La cible est ^{12}C .

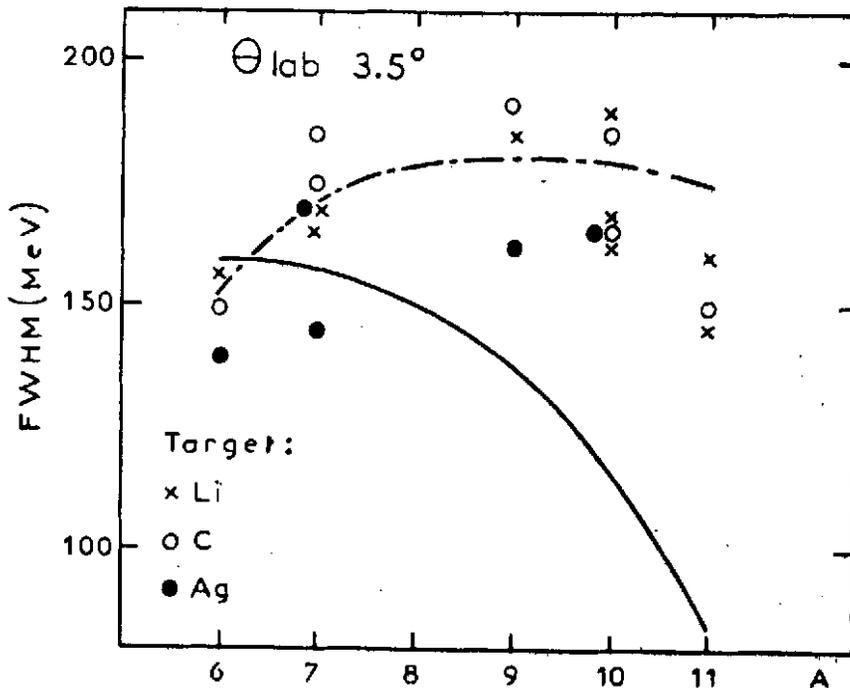


Fig. 3 - Largeurs à mi-hauteur des spectres d'énergie cinétique des fragments détectés à 3.3° avec différentes cibles. Les courbes correspondent à l'équation (12) avec les coefficients σ_0 , σ_1 respectivement égaux à 89 MeV/c, 0 (trait plein) - 80 MeV/c, 170 MeV/c (courbe hachurée).

réaction. La variation avec la masse de la cible a été soigneusement étudiée à 1 GeV/nucléon sur un grand nombre de cibles et a montré que la fragmentation du projectile se produisait dans les collisions périphériques (dépendance en $A^{1/4}$ à $A^{1/3}$). Il est intéressant de remarquer que les rendements relatifs sont assez bien reproduits par la formule thermodynamique simple :

$$\sigma = C \sum_i \exp\left(-\frac{Q_i}{T}\right) \quad (11)$$

dans laquelle la quantité Q_i désigne la différence de masses initiale (en l'occurrence le projectile) et finales de toute voie pouvant mener au fragment considéré ; l'accord satisfaisant obtenu avec une température T de 8 MeV est illustré par la Fig.2. Toutefois, une conclusion définitive sur la validité de cette approche statistique serait prématurée dans la mesure où le nombre de voies de désexcitation du ^{12}C est faible.

Une différence typique par rapport aux données de haute énergie apparaît dans la production d'éléments plus lourds que le projectile : ^{13}C , ^{13}N , ^{14}N avec des sections efficaces de l'ordre de 1-0.1 mb alors qu'à 1 GeV/nucléon elles sont inférieures à 0.05 mb. La réaction d'échange de charge (formation de ^{12}B et ^{12}N) est également plus probable à 85 MeV/nucléon qu'à 1 GeV/nucléon ; sa section efficace étant voisine de celle des réactions de pick-up, un mécanisme direct, plutôt qu'un processus à deux étapes, ne peut être exclu.

L'examen des distributions des impulsions des fragments montre des différences importantes entre 85 et 1000 MeV/nucléon.

Sur la Fig.3 nous avons reporté la valeur des largeurs à mi-hauteur des distributions des énergies cinétiques des fragments détectés à l'angle laboratoire de $3^\circ 5'$. De toute évidence, la dépendance parabolique (eq. 7) n'est pas ici satisfaite, la largeur semblant en fait être indépendante de la masse du projectile. La déviation par rapport à la loi parabolique (courbe pleine) peut s'expliquer par l'importance des distortions à la fois dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie. Dans la voie d'entrée, le projectile est défléchi dans le champ coulombien et le champ nucléaire de la cible, recevant aussi une impulsion quadratique moyenne σ_1^2 dans la direction considérée qui contribue à l'élargissement total¹⁷⁾ dans cette direction

$$\sigma^{12} = \sigma_0^2 \frac{K(A-K)}{A-1} + \sigma_1^2 \left(\frac{K}{A}\right)^2. \quad (12)$$

Les largeurs en énergie aux petits angles (donc essentiellement en impulsion longitudinale) sont à peu près reproduites avec des valeurs de σ_0 et σ_1 de 80 et 170 MeV/c. Deux exemples (^{10}B et ^7Be) sont reproduits en figure 4. Les courbes pleines correspondent à l'hypothèse d'émission isotropique dans le référentiel lié au projectile

$$d^3\sigma/dp^3 \propto \exp(-p^2/2\sigma^{12}),$$

soit dans le système du laboratoire :

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} \propto K \sqrt{2KE} \exp\left(-\frac{E-2\sqrt{EE_0} \cos\theta + E_0}{\sigma^{12}}\right),$$

E_0 étant l'énergie cinétique du fragment ayant la vitesse du faisceau. Un meilleur accord est

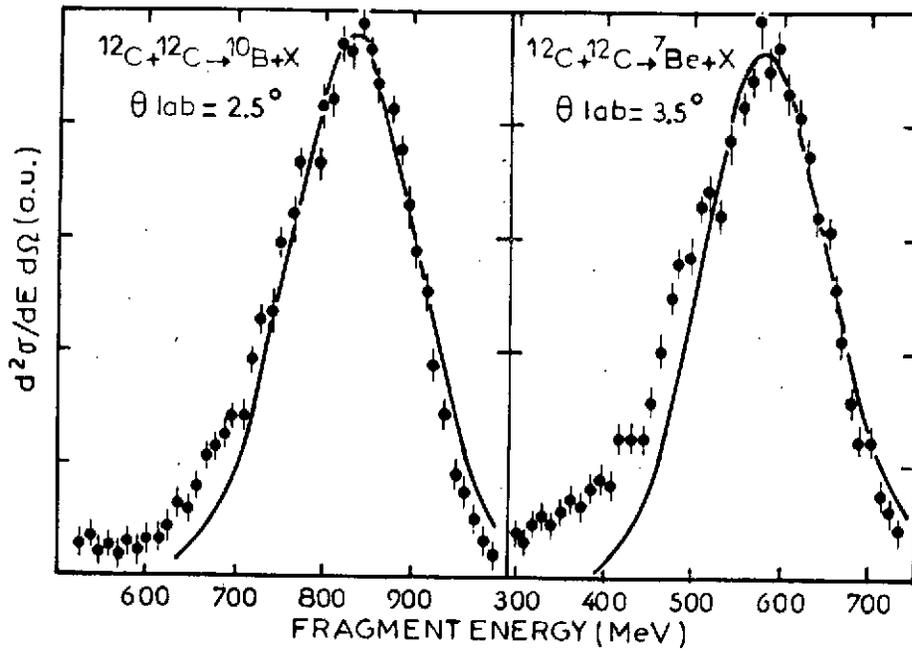


Fig.4 - Distribution d'énergie cinétique de fragments du projectile. Les courbes correspondent à l'équation (12) avec $\sigma_0 = 80$ MeV/c et $\sigma_1 = 170$ MeV/c.

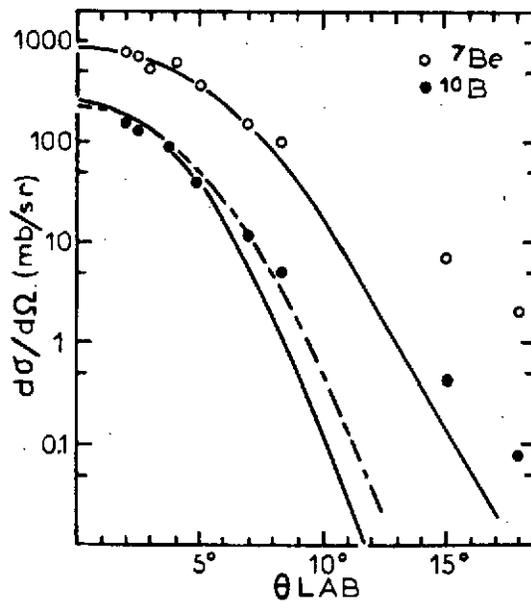


Fig.5 - Distribution angulaire du fragments du projectile dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à 85 MeV/nucléon. Les courbes pleines correspondent à l'équation (12) avec $\sigma_0 = 80$ MeV/c, $\sigma_1 = 170$ MeV/c. La courbe hachurée correspond à $\sigma_0 = 80$ MeV/c et $\sigma_1 = 200$ MeV/c.

obtenu en considérant un léger décalage d'environ -2 à -3 MeV/nucléon, ce qui correspond à un décalage $\langle \Delta p \rangle$ d'environ -5 à -7 MeV/c par nucléon proche de ce qui est mesuré aux énergies relativistes¹⁵). Dans tous les cas les déviations à cette image simple de fragmentation s'observent seulement - mais typiquement - dans la partie de basse énergie du spectre. Gardant l'hypothèse d'émission isotropique nous comparons les distributions angulaires mesurées aux prédictions du modèle. Les résultats pour le ${}^7\text{Be}$ et ${}^{10}\text{B}$ sont montrés sur la Fig.5. Alors qu'un bon accord est observé aux petits angles, des écarts considérables caractérisent les angles supérieurs à $\sim 8^\circ$. L'élargissement (par rapport aux prédictions du modèle de Goldhaber) se manifestant également sur les composantes d'impulsion longitudinale et transverse contredit l'observation faite avec un projectile ${}^{16}\text{O}$ sur les cibles d'Al et de Au aux énergies 93 et 118 MeV/nucléon²¹), où il était trouvé que seules les largeurs en p_\perp ne satisfaisaient la loi parabolique alors que le σ_0 associé à p_\parallel était proche de l'estimation en termes de mouvement de Fermi.

Sur la Fig.6, on peut suivre l'évolution du spectre énergétique en fonction de la direction d'émission. Cette évolution suggère la présence de deux mécanismes distincts : le premier que nous venons de discuter - fragmentation convoluée avec un élargissement dû aux effets de champ mutuel - et le second dont l'amplitude relative croît avec l'angle. A 15° , cette seconde composante domine complètement le spectre dont la forme approximativement gaussienne est centrée autour de 60 MeV/nucléon - à comparer à 77 MeV, valeur prédite par le modèle de fragmentation à cet angle. Le même phénomène s'observe sur toutes les cibles comme le montre la Fig.7. Le taux de production de ces événements est d'une part supérieur par plusieurs ordres de grandeur à l'estimation de fragmentation du projectile (voir Fig.8), et d'autre part décroît avec la masse de fragment (voir tableau 2). Cette ensemble d'observations s'explique difficilement dans un cadre conventionnel de processus très inélastiques. Nous proposons une interprétation (très spéculative) dans le cadre du modèle de coalescence développé pour les réactions à haute énergie, modèle dans lequel la formation du noyau composite est calculée par de simples considérations de statistique et d'espace de phase^{22,23,24}). On suppose que les nucléons dont l'impulsion est à l'intérieur d'une sphère de rayon P_0 peuvent condenser. On peut alors relier la section efficace différentielle de production de l'élément (Z,N) à celle de production de protons par une loi de puissance. Ne disposant pas dans l'expérience du CERN, (pour des raisons techniques expérimentales), de données sur les particules plus légères que ${}^6\text{Li}$, nous normalisons les rendements de chaque isotope par rapport à celui de l'élément ${}^6\text{Li}$, soit :

$$\frac{d^2\sigma(Z,N)}{dEd\Omega} = \left[\frac{d^2\sigma({}^6\text{Li})}{dEd\Omega} \right]^{\frac{Z+N}{6}} \left(\frac{4\pi}{3} \frac{P_0^3}{\sigma_R} \frac{1}{m\sqrt{2mE}} \right)^{\left(\frac{Z+N}{6} - 1 \right)} \frac{\gamma(Z,N)}{\gamma(3,3)} \frac{Z+N}{6} \quad (14)$$

où $\gamma(Z,N)$ est un facteur combinatorial :

$$\gamma(Z,N) = \binom{M_q}{Z} \binom{M_q}{N} \frac{1}{2} \left[\frac{1}{M_q - Z + 1} + \frac{1}{M_q - N + 1} \right] \quad (15)$$

avec $2M_q$ mesurant la multiplicité des nucléons pour un système totalement symétrique. Il est nécessaire de supposer une multiplicité maximale (24 pour ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ et ${}^{12}\text{C} + \text{Ag}$, et 18 pour ${}^{12}\text{C} + {}^9\text{Be}$) et une valeur de P_0 - paramètre dont le sens réel physique est à éclaircir - d'environ 300 MeV/c pour obtenir une variation avec la masse du fragment approchant les données expérimentales, comme le montre le Tableau 2. Evidemment, le manque d'informations systématiques

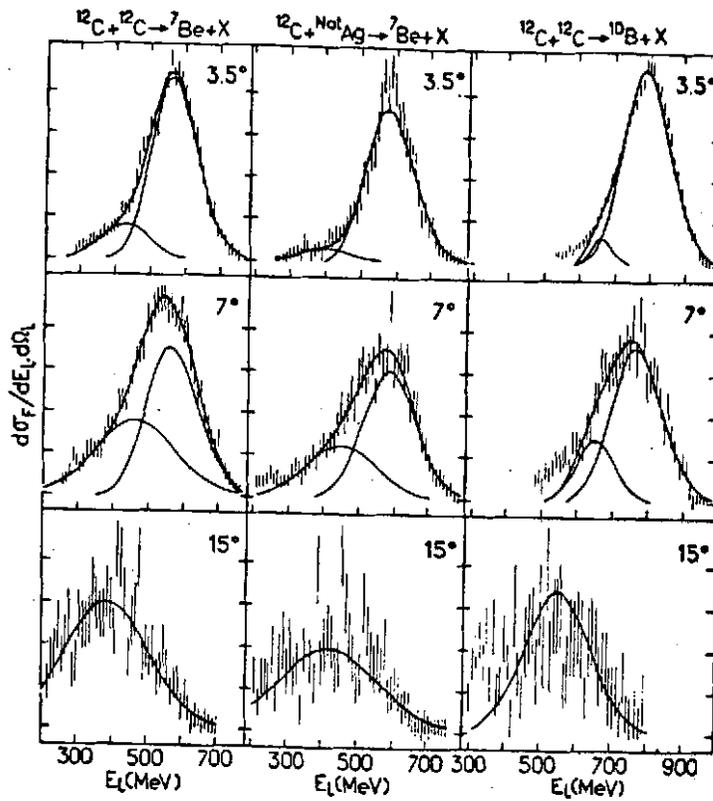


Fig.6 - Evolution des spectres des énergies des fragments du projectile avec l'angle. Les courbes correspondent à une analyse en termes de deux composantes : celle de fragmentation et une contribution de forme gaussienne.

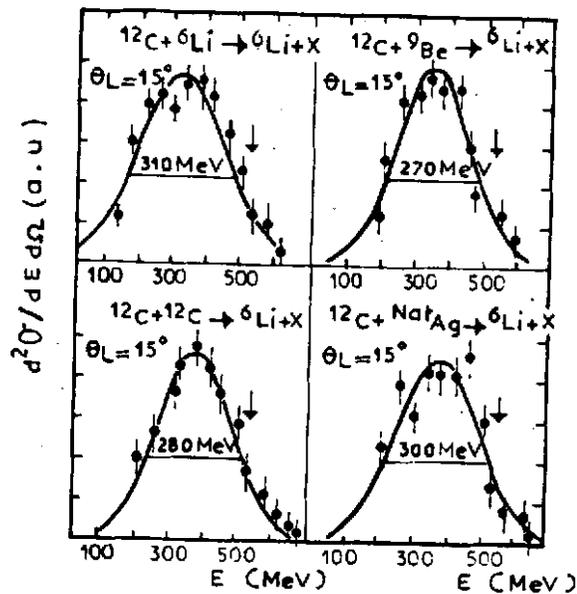


Fig.7 - Distributions des énergies des fragments de ${}^6\text{Li}$ dans des réactions induites par ${}^{12}\text{C}$ à 85 MeV/nucléon sur différentes cibles. Les courbes ajustées sont du type gaussien.

sur tous les éléments les plus légers rend douteuse toute conclusion ; néanmoins on peut déduire de ces composites lourds la section efficace différentielle de production de protons prédite par ce modèle. Le spectre calculé piquerait à 70 MeV/Nucléon, à l'angle $\theta = 15^\circ$, avec une intensité $d^2\sigma/dEd\Omega = 4 \text{ mb/MeV/sr}$ (système $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$) ce qui est en bon accord avec le spectre mesuré⁵⁾,

Tableau 2

Section efficace différentielle, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr) mesuré à $\theta = 15^\circ$ et comparé au modèle de coalescence avec $P_0 = 200 \text{ MeV/c}$.

Fragment	$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$		$^{12}\text{C} + \text{natAg}$		$^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$	
	exp.	theo	exp.	theo	exp.	theo
^6Li	15	15	32	32	8	8
^7Li	10	5	23	9	5	2
^7Be	6	5	13	9	3	2
^8Li	0.9	0.9	2	1.8	0.4	0.3
^9Be	0.7	0.25	1.7	0.5	0.4	0.1

4.- EMISSION DE PARTICULES LEGERES

Il existe une quantité impressionnante de données expérimentales sur les spectres des particules légères, neutrons et isotopes d'hydrogène, émises dans les réactions noyau-noyau. La plupart de ces données sont inclusives, ce qui en rend l'interprétation très difficile, plusieurs mécanismes distincts l'un de l'autre pouvant alors contribuer. Dans le domaine des hautes énergies les spectres inclusifs sont aussi bien reproduits par les modèles de cascade^{26,27)} que par les modèles hydrodynamiques^{28,29)} avec peut-être un avantage en faveur de ces derniers²⁹⁾. Seules des mesures détaillées de corrélation p-p, p-d, d-d, etc ... devraient permettre des distinctions inambigües³⁰⁾.

A basse énergie, et mettant à part les particules produites par l'évaporation des produits finaux de la réaction, on observe l'émission de particules rapides pour des énergies incidentes supérieures à environ 7 MeV/nucléon. Cette émission avait été prédite par Bondorf³¹⁾ qui envisageait que dès que les deux noyaux venaient en contact, un nucléon pouvait passer librement de l'un à l'autre et s'échapper dans le continuum en couplant sa vitesse interne à la vitesse relative des deux noyaux. Alternativement ces spectres de particules rapides suggèrent l'existence de zone chaude³²⁾ créée dans la collision. Ce concept introduit à une analyse naturelle des données expérimentales en termes d'une source thermique de Boltzmann en mouvement.

La Figure 8 empruntée à la ref.³³⁾ montre la variation de la température avec l'énergie incidente déduite de ce modèle.

La Figure 9 montre que le spectre énergétique des protons émis dans la réaction $^{12}\text{C} + \text{Au}$ (85 MeV/nucléon) à différents angles. Le spectre mesuré qui s'étend de 7 MeV à 160 MeV, ne peut être reproduit par une source thermique unique, mais très correctement par la combinaison de trois sources dont l'explication physique est directe. Deux de ces sources sont simplement les résidus excités de la cible et du projectile à partir desquels les nucléons sont évaporés selon la loi de distribution,

$$\frac{d^2\sigma}{dSd\Omega_S} = C \frac{S}{T^2} \exp(-S/T), \quad (16)$$

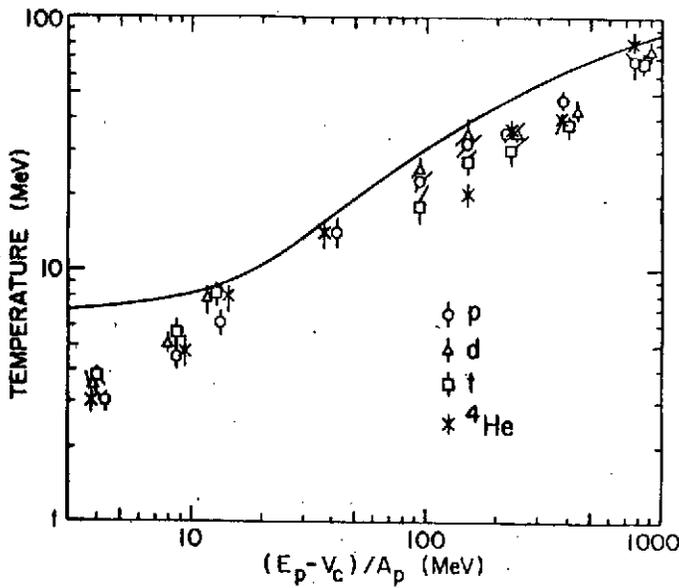


Fig. 8 - Températures extraites du modèle de source en mouvement. La courbe solide correspond à la prédiction du modèle de "boule de feu".

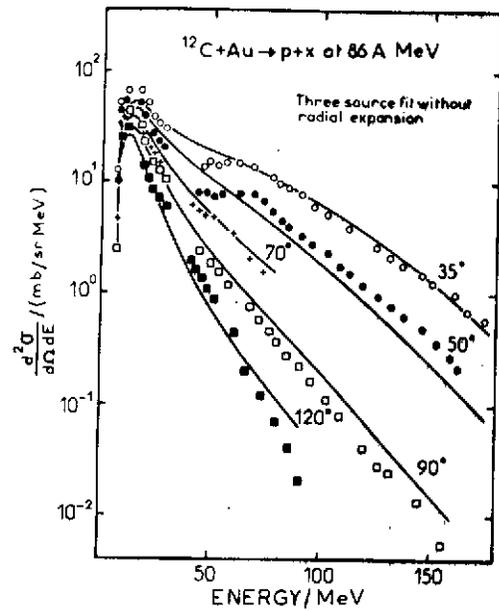


Fig. 9 - Section efficace doublement différentielle pour la production de protons. La courbe solide est le résultat d'un ajustement du modèle de trois sources en mouvement.

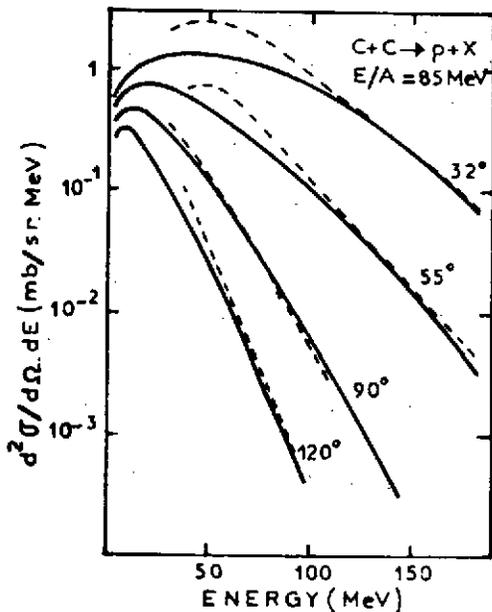


Fig. 10 - Spectre inclusif de protons calculé dans un modèle de diffusion nucléon-nucléon. Les courbes hachurées sont expérimentales.

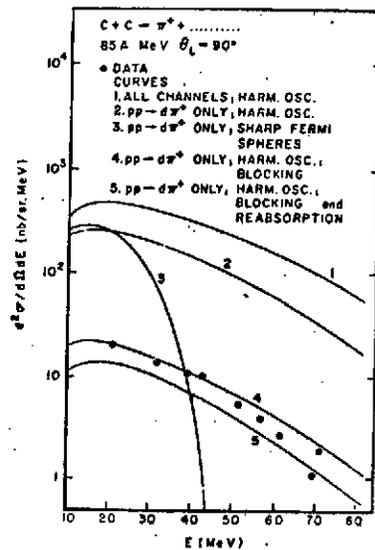


Fig. 11 - Production de pions, π^+ à $\theta = 90^\circ$ et 85 MeV/nucléon dans la collision $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ et comparée aux prédictions du modèle de première collision.

La partie de haute énergie des spectres mesurés aux grands angles ($\theta > 30^\circ$) est donnée par la source intermédiaire. Les spectres des particules émises sont supposés obéir à la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{d^2\sigma}{dSd\Omega} = \frac{C_1}{T_i^{3/2}} \sqrt{S} \exp(-S/T_i), \quad (17)$$

soit dans le laboratoire :

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = \frac{C_1}{T_i^{3/2}} \sqrt{E} \exp[-(E+E_{S_i} - 2\sqrt{E+E_1}\cos\nu)/T_i] \quad (18)$$

L'ajustement des données à ce modèle de trois sources est assez satisfaisant - voir Fig.9 - et donnent les paramètres de source suivants : des températures de 5, 10 et 18,2 MeV pour les sources cible, projectile et intermédiaire et des vitesses respectives de 0.03 c, 0.4 c et 0.14 c. On remarque que la température de la source intermédiaire est en parfait accord avec la systématique montrée à la Fig.8 et que la vitesse de 0.14 c est de 30% inférieure à la vitesse du centre de masse nucléon-nucléon (0.4 c est la vitesse du faisceau). Cet écart s'il est effectivement significatif permet de distinguer cette source intermédiaire hypothétique de l'émission à partir de collisions nucléon-nucléon. Il est intéressant toutefois de considérer ce mécanisme le plus simple et ses prédictions : dans ce modèle on suppose que les nucléons de la cible peuvent diffuser avec ceux du projectile avec des sections efficaces égales à celle des collisions nucléon-nucléon libres. Il est évidemment essentiel de considérer le mouvement de Fermi des nucléons et des supposer sur couche ; on choisit une distribution d'impulsions fournie par le modèle de l'oscillateur harmonique avec le paramètre ajusté à la valeur expérimentale de l'impulsion de Fermi. Ce choix est très satisfaisant pour les noyaux légers tels que ^{12}C . La Fig.10 donne les résultats du modèle pour la réaction ($^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$). Seule la courbe calculée à 90° a été réajustée pour renormaliser la valeur absolue (le modèle prévoyant une section efficace plus grande). Ce modèle reproduit donc bien les queues de haute énergie des spectres ainsi que leur distribution angulaire. Ceci montre combien il est nécessaire de faire des mesures de corrélation p-p pour déterminer l'importance de ces réactions de knock-out. Comme pour les sections efficaces de réaction on peut aussi penser que le projectile ^{12}C , est trop léger et favorise les collision nucléon-nucléon au détriment de processus d'équilibre.

Pour rappel, nous résumons les principales tendances caractérisant les spectres de particules légères émises dans les réactions induites par ^{12}C à 85 MeV/nucléon et 58 MeV/nucléon :

- i) Les formes de spectres dépendent très peu de la masse de la cible, A_T , $12 < A_T < 197$.
- ii) Les sections efficaces absolues sont proportionnelles à $A_T^{2/3}$ sauf aux petits angles où on observe une dépendance plus faible.
- iii) Les spectres à 58 MeV/nucléon sont plus abruptes que ceux à 85 MeV/nucléon avec un rapport des pentes à peu près égal à celui des énergies et tel que le prédit le modèle de diffusion nucléon-nucléon.

5.- PRODUCTION DE PIONS SOUS LE SEUIL NUCLEON-NUCLEON

Par production de pions sous le seuil, nous entendons la production dans des réactions noyau-noyau à des énergies (par nucléon) incidentes, ϵ_{Lab} , inférieure à 290 MeV. Ce thème a été discuté par H. Pirner à cette école. Nous voulons ici simplement souligner que le modèle de première collision nucléon-nucléon dans lequel les distributions d'impulsion sont données par le potentiel

d'oscillation harmonique reproduit assez bien les données expérimentales. Un point reste à notre avis obscur : comment traiter correctement l'effet du blocage de Pauli ; la courbe 4 de la Fig. 11 représente le résultat que prédirait un blocage maximal, obtenu dans une configuration gelée de deux sphères de Fermi en recouvrement.

6.- CONCLUSION

Ces premiers résultats obtenus aux énergies intermédiaires avec le faisceau de ^{12}C disponible au CERN, semble indiquer l'importance des collisions nucléon-nucléon. Nous l'avons vu sur la section efficace de réaction, la production de particule légère et de pions. Des comportements propres à ces énergies - notamment visibles sur les spectres associés aux "fragments" du type projectile - sont très mal compris et invitent à une étude passionnante de ces réactions nucléaires.

REFERENCES

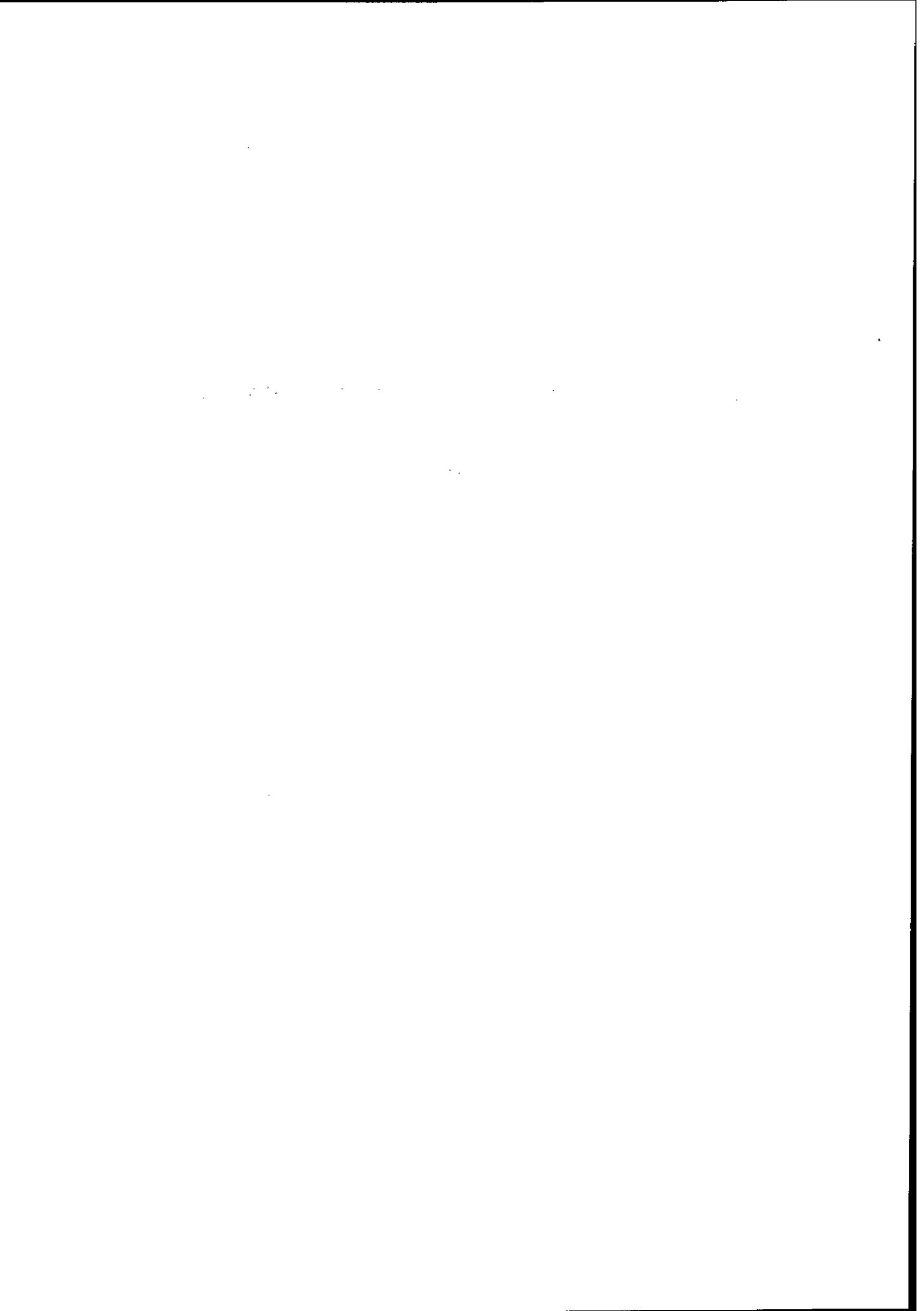
- 1) Collaboration of H.A. Gustafsson, T. Johansson, H. Ryde (CERN) ; J. Bondorf, O.B. Nielsen (COPENHAGEN) ; R. Bertholet, C. Guet, D. Heuer, M. Maurel, J. Mougey, H. Nifenecker, P. Perrin, J. Pinston, Ch. Ristori, F. Schussler (CEN/Grenoble) ; M. Buenerd, A.J. Cole, D. Lebrun, J.M. Loiseaux, P. Martin, R. Ost, P. de Saintignon (ISN/Grenoble) ; L. Carlen, B. Jakobsson, A. Oskarsson, I. Otterlund (LUND), G. Tibell (UPPSALA) ; see reference 12, 15, 43, 55.
- 2) D.K. Scott, talk presented at the European Physical Society, International Conference on Nuclear and Atomic Physics with Heavy Ions, MSUCL-359 (1981).
- 3) J. Mougey, *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982) to appear in Nucl. Phys.*
- 4) B. Jakobsson, *Proc. of 4th Nordic Meeting in Intermediate and High Energy Nuclear Physics (Norway, 1981), LUIP 8102.*
- 5) U. Lynen et al., *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982), to appear in Nucl. Phys. see also M.E. Rivet et al., same conf.*
- 6) J. Bondorf, *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982) to appear in Nucl. Phys.*
- 7) W. Nörenberg and H.A. Weidenmüller, *in lecture Notes in Physics 51, Springer-Verlag, (1980).*
- 8) J. Jørgensen et al., *Phys. Rev. C18 (1978) 2273.*
- 9) J. Wilczynski, *Nucl. Phys. A216 (1973) 386.*
- 10) P.J. Karol, *Phys. Rev. C11 (1975) 1203.*
- 11) R.M. De Vries and J.C. Peng, *Phys. Rev. C22 (1980) 1055.*
- 12) R.J. Glauber, *in Lectures in Theoretical Physics, edited by W.E. Brittin and L.G. Dunham (Interscience, New-York, 1959), Vol.1.*
- 13) J. Hüfner, K. Schäfer and B. Schürmann, *Phys. Rev. C12 (1975) 1888, see references therein.*
- 14) P.J. Lindstrom et al. *Internal report LBL-3650.*
- 15) D.E. Greiner et al., *Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 152.*

- 16) H. Feshback and K. Huang, *Phys. Lett.* 47B (1973) 300.
- 17) A.S. Goldhaber, *Phys. Lett.* 53B (1974) 306.
- 18) E.J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.* 26 (1971) 445.
- 19) G.F. Bertsch, *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 472.
- 20) Y.P. Viyogi et al., *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 33.
- 21) K. Van bibber et al. *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 840.
- 22) H.H. Gutbrod et al., *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 667.
- 23) J. Gosset et al., *Phys. Rev.* C16 (1977) 629.
- 24) M.C. Lemaire et al., *Phys. Lett.* 85B (1979) 38.
- 25) B. Jakobsson et al., *Phys. Lett.* 102B (1981) 121.
- 26) Y. Yariv and Z. Fraenkel, *Phys. Rev.* C20 (1979) 2227.
- 27) J. Cugnon, *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982) to appear in Nucl. Phys. and references therein.*
- 28) A.J. Sierk and J.I. Nix, *Phys. Rev.* C22 (1980) 1920.
- 29) H. Stöcker et al., *Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions, Saclay (1982) to appear in Nucl. Phys.*
- 30) L.P. Csernai et al., *Phys. Rev.* C25 (1982) *in press.*
- 31) J. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* A333 (1980) 285 ; and references therein.
- 32) P.A. Gottschalk and M. Weström, *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 1250.
- 33) G.D. Westfall et al., *Michigan State University Preprint MSUCL-365 (1982).*

MESURES DE SECTIONS EFFICACES TOTALES DE REACTION

J. MENET

Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble



**LA PRODUCTION DE PIONS DANS LES COLLISIONS DES IONS LOURDS
ENTRE 80 MeV/A ET 300 MeV/A**

H.J. PIRNER

Institut für Theoretische Physik der Universität Heidelberg (RFA)

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes the need for transparency and accountability in financial reporting.

2. Key Findings

The analysis reveals several critical areas for improvement, including the need for enhanced internal controls and more frequent audits.

Il y a beaucoup d'expériences avec des ions lourds à basses énergies ($E < 20$ MeV/A) (GSI Darmstadt) et à hautes énergies ($E < 500$ MeV/A) (LBL-Berkeley). Récemment on a aussi commencé à faire des expériences entre 80 MeV/A et 200 MeV/A (CERN-SC et LBL). La physique de Ganil va explorer cette bande d'énergie en grand détail. Avec ce cours je voudrais attirer votre attention sur les pions qui sont produits au-dessous du seuil $NN \rightarrow NN\pi$ dans ces collisions d'ions lourds. La production d'un méson est un processus totalement nouveau dans les collisions d'ions lourds à basses énergies. Ainsi je propose une approche du sujet, sans préjugés. Avec trois expériences^{1,2,3} très limitées on n'a pas réussi à formuler une théorie complète ou consistente. Plutôt beaucoup de travail reste à faire. Je vais me limiter à discuter trois modèles dont les deux derniers sont plus favorisés à mon opinion. Je vais donner une esquisse très schématique, pour les détails je réfère à la littérature. Les trois modèles sont les suivants:

- (i) Modèle statistique^{4,5}
 - (ii) Modèle d'une seule collision NN avec le mouvement de Fermi^{6,7,8}
 - (iii) Production cohérente de pions^{9,10,11}
- (i) Modèle statistique

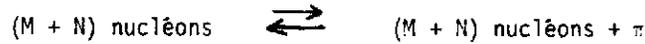
Sans connaissance d'un mécanisme microscopique qui permet de calculer la matrice on assume que les états finaux sont occupés avec leurs probabilités statistiques. Dans la réaction $A + B \rightarrow N + X$ cette méthode (modèle d'espace de phase) donne pour la section inclusive:

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \sum_{M,N} \sigma_{AB}(M,N) F_{MN}(p) \quad (1)$$

On sépare la géométrie de la réaction de la dynamique en deux facteurs. Le premier $\sigma_{AB}(M,N)$ décrit la section efficace avec laquelle un tube de M nucléons fait une collision avec un tube de N nucléons en utilisant l'hypothèse de trajectoires droites (modèle de Glauber). On somme sur toutes les combinaisons M,N . Les collisions périphériques (centrales) donnent M,N petites (grandes). Le deuxième facteur $F_{MN}(p)$ est donné par la distribution statistique d'un nucléon dans un ensemble microcanonique de $K = M + N$ nucléons où l'on fixe l'énergie E et l'impulsion p .

$$F_{MN}(p) = (M+N) \int \frac{d^3p_2}{E_2} \frac{d^3p_3}{E_3} \dots \frac{d^3p_K}{E_K} \delta\left(\sum_{i=2}^K E_i - E\right) \delta(\sum p_i - p) / \text{Norm}(2)$$

Si l'on veut généraliser la même idée pour la production de pions on doit faire de la chimie. Regardant la réaction



on réalise que la concentration de nucléons est importante pour déterminer le nombre de pions. Conséquemment on introduit une "freeze-out density" où l'état final se forme. Ce paramètre est fixé à deux fois la densité normale ($2\rho_0$) pour le calcul montré dans la Figure 1. Il sous-estime le processus largement. Mais la forme du spectre est bien reproduite. On doit ajouter

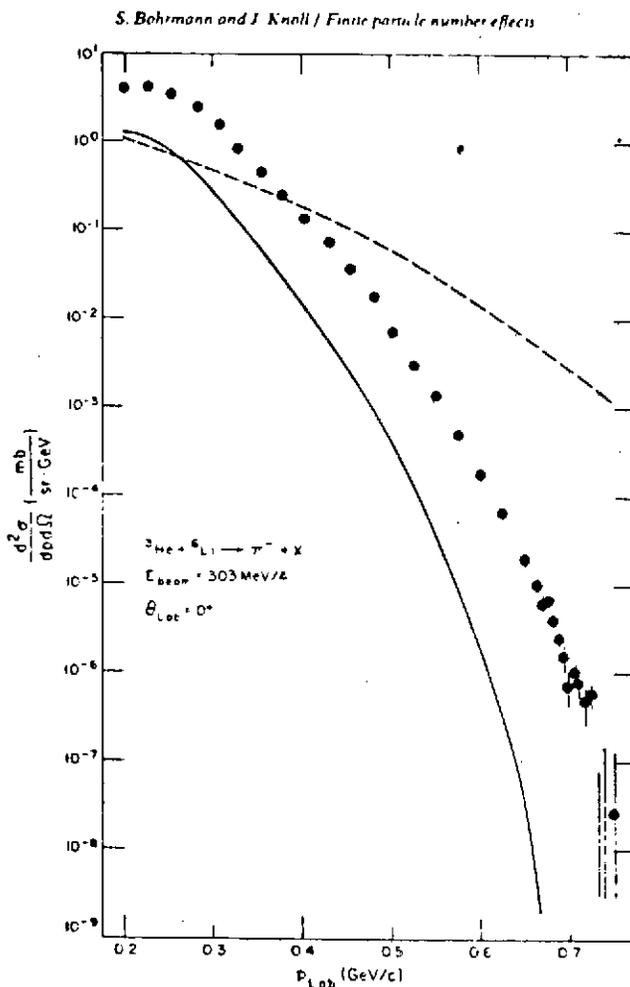


Fig. 1: Spectre inclusif du pion à 0° dans le système du laboratoire $\text{He}^3 + \text{Li}^6 \rightarrow \pi^- + X$.
Ligne (—): modèle statistique.
Ligne (---): firestreak.

que ce modèle ne permet pas de décrire la croissance de la production de pions entre 300 MeV/A à 2 GeV avec un paramètre de la freeze-out densité. Apparemment il y a une dépendance d'énergie dans le mécanisme de la production de pions qui n'est pas statistique; ce mécanisme est bien visible dans les données de la collision $NN \rightarrow NN\pi$ et est relié à la production intermédiaire de la résonance Δ ($m_\Delta = 1236$ MeV).



(3)

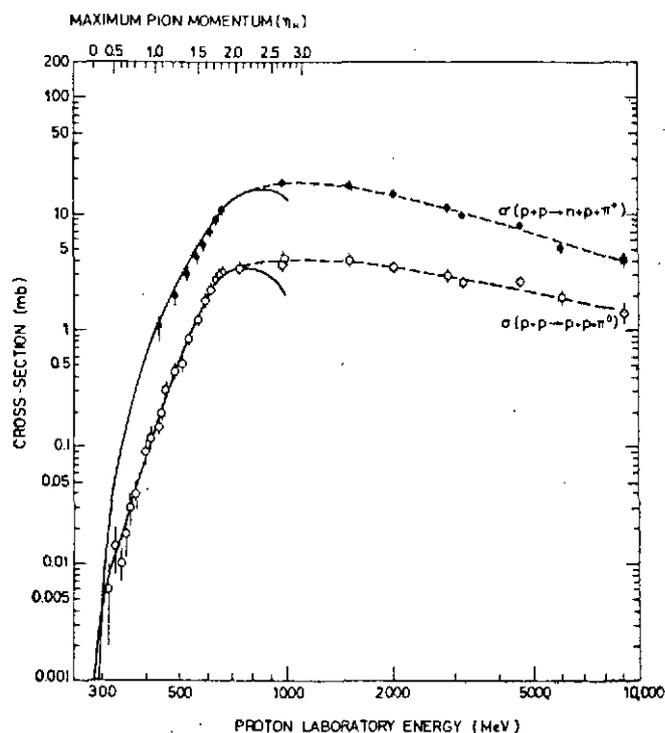


Fig. 2: Section efficace pour la production pionique $NN \rightarrow NN\pi$.

(ii) Modèle à une collision NN et le mouvement de Fermi

Naturellement il est plus réaliste de rechercher la production de pions dans la collision d'ions lourds dans des collisions nucléon-nucléon. Pour donner un calcul concret je vais utiliser la collision $C + C \rightarrow \pi^+ + X$ à 85 MeV/A. La cinématique non-relativiste donne des vitesses et des impulsions de nucléons dans le lab $v_{lab} = 0.43$, $p_{lab} = 404$ MeV et dans les centres de masse $v_{cm} = 0.22$, $p_{cm} = 202$ MeV. La vitesse et l'impulsion nécessaires pour la production d'un pion sont données par la conversion d'énergie cinétique en masse. Dans le cm

$$\frac{1}{2} m v_t^2 = \mu_\pi = 140 \text{ MeV} \quad (4)$$

où $v_t = 0.38$ et $p_t = 365$ MeV. On calcule ainsi qu'on a besoin de $\Delta p = 163$ MeV impulsion pour produire un pion. En comparant cette impulsion avec la valeur d'impulsion de Fermi $p_F \approx 270$ MeV on voit que la production d'un pion à basse énergie n'est pas trop exigeante.

Dans la Figure 3 les deux sphères de Fermi pour la distribution d'impulsion dans les deux noyaux sont montrées avec une séparation de $2 p_{cm}$. Une collision typique entre deux nucléons quelconques avec k_1 et k_2 n'est pas suffisante pour produire un pion. Seulement les nucléons dans les segments séparés par $2p_t$ peuvent contribuer à la production. On calcule facilement qu'il y a une énergie cinétique maximale $T_\pi = 40$ MeV de pion si l'on utilise ce modèle pas réaliste avec des sphères de Fermi. Au lieu je prends une distribution Gaussienne d'impulsions

$$n(\vec{k}) = n(k_x) n(k_y) n(k_z),$$

$$n(k_i) = \frac{1}{2\alpha\sqrt{\pi}} \exp(-k_i^2/4\alpha^2), \quad k_F^2/10 = \alpha^2. \quad (5)$$

Avec cette distribution je calcule le nombre de chocs NN qui sont dans l'intervalle Δp au-dessus de p_t ; i.e. dans les deux segments (Fig. 3).

Sphères de Fermi

C+C : E/A = 85 MeV

$k_F = 270 \text{ MeV}$

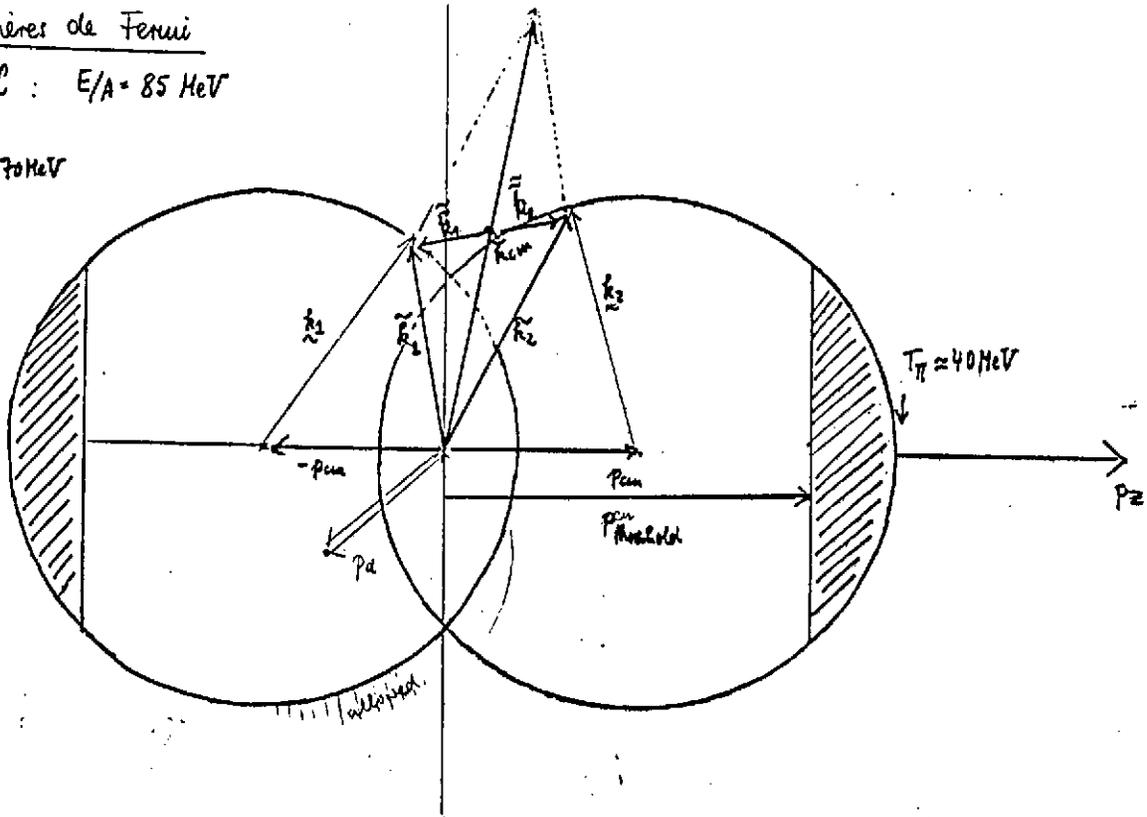


Fig. 3: Sphères de Fermi dans le centre de masse pour la collision C + C à 85 MeV/A.

Si je calcule la réaction $pp \rightarrow \pi\pi$ à deux corps, qui est plus importante que $NN \rightarrow NN\pi$ à très basses énergies, je peux relier p_t à l'énergie de pion E_π . On obtient

$$\frac{d(N_1 N_2)}{dE_\pi} = \frac{1}{4\alpha} (1 - \operatorname{erf} \eta) \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\eta^2} \frac{d\eta}{dE_\pi}, \quad (6)$$

$$\eta = (p_t - p_{cm})/2\alpha \quad \text{and} \quad \operatorname{erf} \eta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\eta e^{-x^2} dx.$$

Pour la section $C + C \rightarrow \pi^+ + X$ je multiplie ce nombre de pions avec la section efficace élémentaire $NN \rightarrow d + \pi$ et avec un facteur géométrique qui compte le nombre de nucléons moyens qui font une première collision, en rendant compte qu'autrement l'énergie est trop basse pour la production de pions. Une vue sur l'axe de collisions donne la surface de recouvrement de deux sphères. En remplissant cette surface avec des nucléons d'une grandeur σ_{NN} on obtient F_{Geo} et $d\sigma/d\Omega dE_{\pi}$ ($C + C$)

$$F_{Geo} \approx \frac{0.76 R_A^2}{\sigma_{NN}} \approx 1.02 \text{ pour } C+C$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE_{\pi}} (C+C \rightarrow \pi^+ X) = \frac{d(N_A N_B)}{dE_T} \cdot \frac{d\sigma_{NN \rightarrow d\pi}}{d\Omega} \cdot F_{Geo} \quad (7)$$

Le résultat est montré dans la Figure 4 en comparaison avec les données expérimentales de la collaboration CERN-Grenoble-Lund. La théorie surestime le nombre de pions. Probablement les deux nucléons deviennent très lents après la production, et ces états ne sont pas permis par le principe de Pauli. Le calcul en Ref. 3 essaie d'inclure cet effet. En plus, je crois qu'on a bien tenu compte des impulsions dans la collision NN , mais pas des énergies. Les nucléons ne sont pas sur leurs couches de masse, et on a besoin d'une concentration d'énergie des noyaux sur les deux nucléons à grandes impulsions. Il reste à voir comment on peut rendre compte de cette critique et présenter un calcul plus près des données.

(iii) Production cohérente de pions

Il est bien évident que le comportement collectif des noyaux ne va pas disparaître tout à coup quand on augmente l'énergie des ions lourds. En dépit de cette hypothèse on n'a pas encore révélé des degrés de liberté collectifs dans les collisions relativistes des ions lourds. Toute la réaction semble bien décrite par un calcul de cascade qui inclut les collisions NN successivement. A très basses énergies on a plus de chance de voir des propriétés collectives car le principe de Pauli ne permet pas de vraies collisions nucléon-nucléon avec un knock-out des participants. Avec une énergie augmentée $E = 100 \text{ MeV/A} - 300 \text{ MeV/A}$ l'énergie n'est toujours pas suffisante pour de vraies réactions $NN \rightarrow NN\pi$. Ainsi quelques nucléons dans le projectile et/ou dans la cible doivent coopérer pour cette production. Il est facile de retracer la cinématique dans la réaction (Fig. 5) $\text{He}^3 + \text{Li}^6 \rightarrow \pi^- + X$. A une impulsion d'énergie élevée ($> 400 \text{ MeV}$) du pion produit à zéro degré il est nécessaire d'avoir deux nucléons dans le projectile qui donnent toute leur énergie. Comme les autres réactions directes ces réactions sont surtout périphériques où le projectile ou/et la cible sont excités dans un état collectif en émettant un pion virtuel. Je propose la méthode de Weizsäcker et Williams pour le calcul de la production de pions. Cette méthode est bien connue dans la théorie du champ électromagnétique aux hautes énergies où l'on calcule comme exemple la réaction projectile chargé + noyau chargé (Z) $\rightarrow e^+e^- + \text{noyau}$ en calculant le nombre de photons équivalents " γ " au champ de Coulomb du noyau en mouvement avec le projectile au repos.

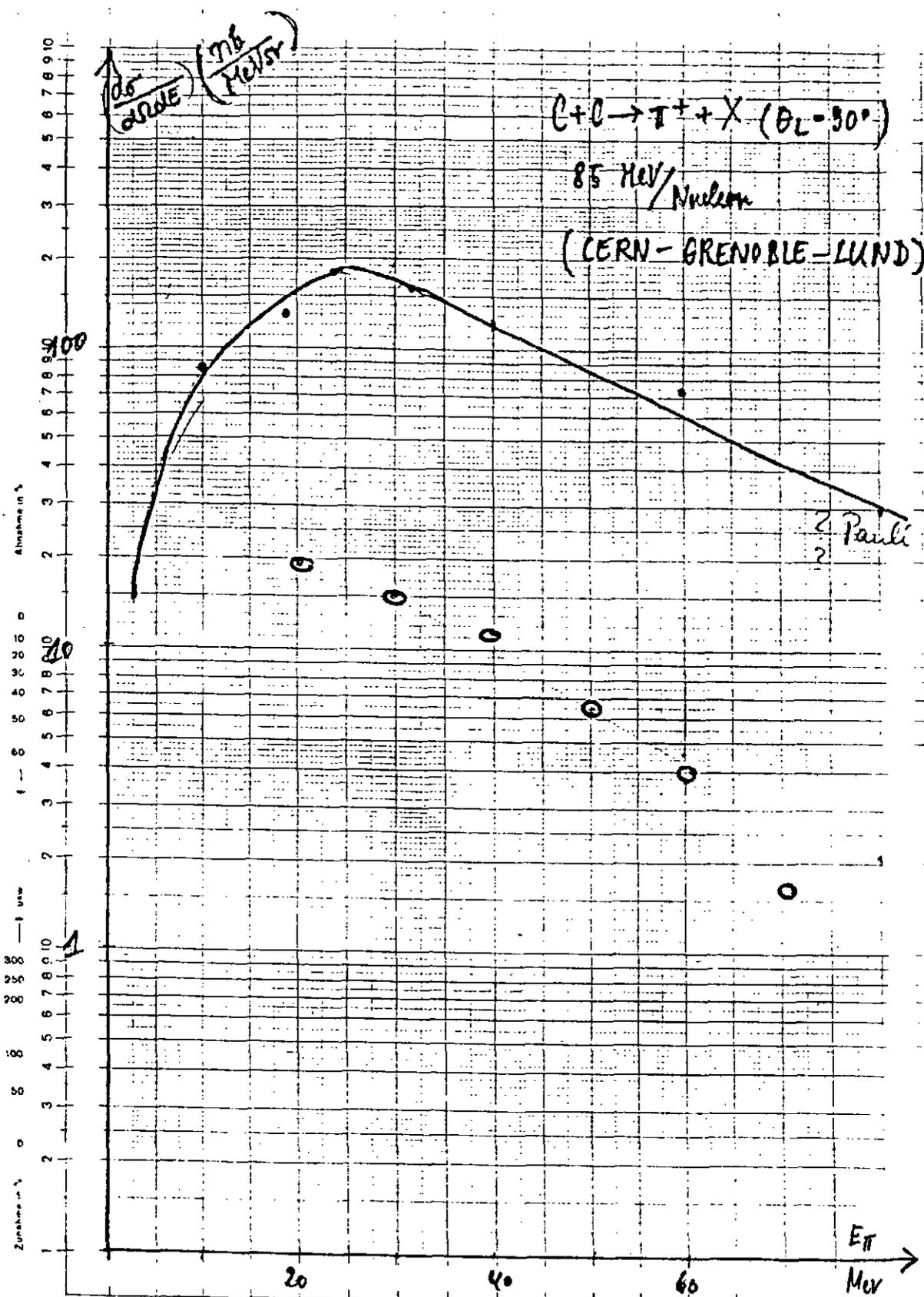


Fig. 4: Section efficace différentielle pour $C + C + \pi^- + X$ à 90° dans le lab. La ligne est le calcul décrit dans le texte, les points expérimentaux sont de la réf. 3.

Système du projectile

$$\gamma(Z) + a \rightarrow e^+e^- + a$$

nombre de photon ($\omega = vk$)

$$\pi(A \rightarrow A^*) + B \rightarrow \pi + X$$

$$\pi(B \rightarrow B^*) + A \rightarrow \pi + X$$

nombre de pions virtuels
($\omega = vk$)

Système de la cible

$$a + Z \rightarrow a + Z + e^+e^-$$

champ Coulombien $\frac{Ze}{r}$

$$A + B \rightarrow \pi + X$$

nuage pionique des noyaux

L'analogie de la méthode de Weizsäcker-Williams est démontrée dans le Tableau 1. Car les noyaux A et B sont équivalents, les deux noyaux peuvent se transformer en un flux de pions virtuels qui se matérialisent en collisions $\pi N \rightarrow \pi N$ avec des nucléons de l'autre noyau. Simplement, si la transition ($A \rightarrow A^* + \pi$) est plus efficace que l'autre ($B \rightarrow B^* + \pi$), cette propriété se voit dans une asymétrie des pions produits avec des angles en avant et en arrière dans le centre de masse NN. Si l'on regarde un π^- , la réaction $n \rightarrow p + \pi^-$ augmente l'efficacité des noyaux avec (N-Z) grand.

Aussi la conservation de l'énergie est bien garantie, car les pions virtuels ($A \rightarrow A^* + \pi$) ont une relation énergie-impulsion $\omega = (P + K)^2/2M_A - P^2/2M_A \approx v_A \cdot k$ qui vient du ralentissement de projectile. Cette énergie est conservée dans la seconde diffusion (incohérente) avec les nucléons dans la cible; seulement l'impulsion est changée pour mettre le pion sur la couche de masse.

Nous avons choisi l'état final A^* pour maximiser le nombre de pions. Dans le cas $Ne^{20} + NaF \rightarrow \pi + X$ l'analogie en isospin et spin (SU4) de nucléons dans la surface du noyau donne une contribution maximale

$$|SU_4\text{-analog}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_{\text{eff}}}} \sum \sigma_z^i \tau_x^i \theta(b-R) |0\rangle \quad (8)$$

où $R = 3.3$ fm est le rayon à la moitié de la densité nucléaire centrale et $N_{\text{eff}} = 9$. La transition $n(s_{1/2}) \rightarrow p(p_{1/2}) + \pi^-$ dans He^3 était choisie. Le champ pionique vient de la solution d'équation Klein-Gordon

$$[\omega^2 - q^2 - \mu^2 - 2\omega U_{\text{opt}}(\omega, q)] \phi_\alpha(\omega, q) = j_\alpha(\omega, q) \quad (9)$$

avec le courant pseudoscalaire j_α de pion évalué entre le fondamental $|0\rangle$ analogue $|SU_4\rangle$ du noyau A (pour B égal) en mouvement avec la vitesse v .

$$j_\alpha(\omega, q) = \frac{1}{\gamma v} \int dt e^{-i\omega t} \int d^2\ell dz e^{ik_z z + i\ell_1 \ell} j_\pi(\gamma(z-vt), \ell) \theta(|\ell| - R) \quad (10)$$

Le courant pseudoscalaire j_π a une dépendance caractéristique conforme à la densité du projectile. Notez que la densité des noyaux plus lourds a aussi un comportement Gaussien. Avec l'équation (10)

$$\begin{aligned} \text{He}^3: \quad j_\pi(\omega) &\propto e^{-\omega^2/2\alpha\gamma^2v^2} & \alpha &= 0.48 \text{ fm}^{-2} \\ \text{Ne}^{20}: \quad j_\pi(\omega) &\propto e^{-\omega^2 a R/2\gamma^2v^2} & a &= 0.6 \text{ fm}, R = 3 \text{ fm} \end{aligned} \quad (11)$$

Le nombre de pion effectif s'obtient par le champ pionique au carré

$$\left\langle \frac{dN_\pi}{d\omega} \right\rangle = 2\omega |\phi(\omega)|^2 = \frac{2\omega |j(\omega)|^2}{|\omega^2 - q^2 - \mu^2 - 2\omega U_{\text{opt}}|^2} \quad (12)$$

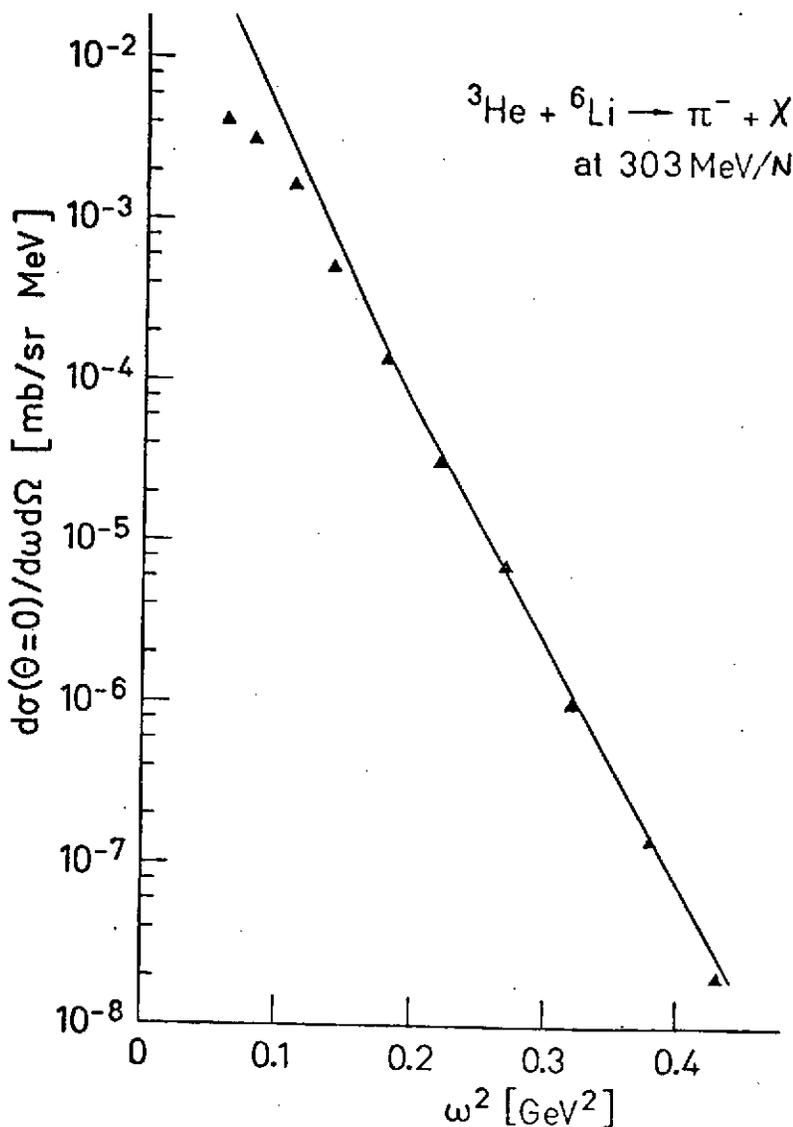
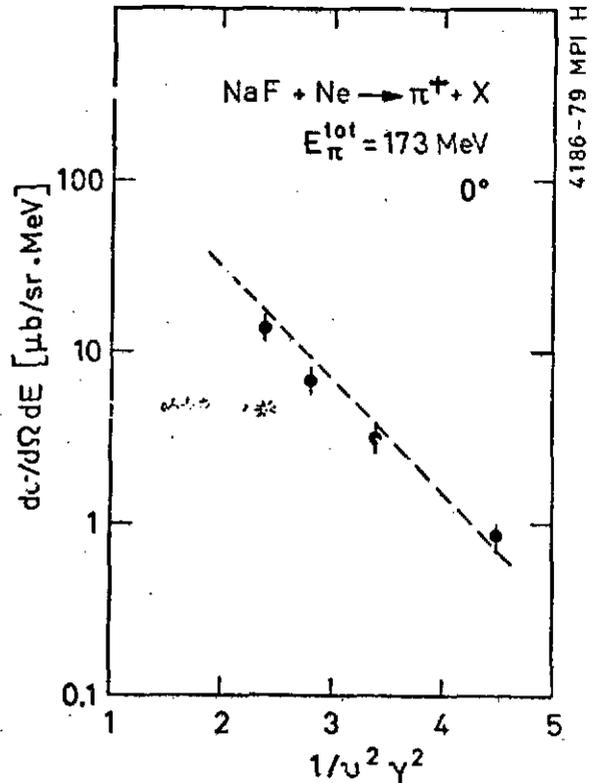


Fig. 5: Spectre inclusif du pion à 0° dans le système du laboratoire $\text{He}^3 + \text{Li}^6 \rightarrow \pi^- + X$.

Enfin la section efficace pour la production de pions est donnée comme

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right|_{\theta=0^\circ} = \left\langle \frac{dN_\pi}{d\omega} \right\rangle \cdot \left(\frac{d\sigma_{\pi A + \pi X}}{d\Omega} \right)_{\theta=0} \approx \left\langle \frac{dN_\pi}{d\omega} \right\rangle \cdot A_T \left(\frac{d\sigma_{\pi N}}{d\Omega} \right)$$

Fig. 6: Spectre inclusif du pion avec l'énergie totale 173 MeV à 0° dans le système du laboratoire NaF + Ne $\rightarrow \pi^+ + X$.



où l'égalité finale est seulement correcte pour des noyaux légers. Un test spécifique du spectre de pions dans l'équation (12) existe avec les deux expériences. La Figure 5 montre la variation de $d\sigma/d\Omega d\omega$ de $\text{He}^3 + \text{Li}^6 \rightarrow \pi^- + X$ comme fonction de ω^2 et la Figure 6 la variation de la même section efficace pour $\text{Ne} + \text{NaF} \rightarrow \pi + X$ comme fonction de $1/v^2 \gamma^2$ ($\gamma = 1/\sqrt{1-v^2}$). Les deux courbes manifestent clairement la dépendance exponentielle dérivée dans l'équation (11). Je voudrais ajouter que la valeur absolue de la section efficace doit être corrigée dans le cas $\text{NaF} + \text{Ne} \rightarrow \pi + X$ pour des effets Coulombiens⁵. Il me reste à constater que l'équation (12) inclut deux effets cohérents

- (a) rayonnement de pion virtuel par $(A \rightarrow A^* + \pi)$ ou $(B \rightarrow B^* + \pi)$.
- (b) propagation de pion dans le noyau (B ou A).

La propagation dans une cible plus lourde peut augmenter le taux de production³.

Conclusion

L'étude de la production n'a pas encore donné une interprétation unique. Pour les pions à basses énergies un modèle avec des collisions NN avec le mouvement de Fermi donnent une section efficace suffisante. Pour les énergies plus hautes on voit des effets plus cohérents où deux ou trois nucléons contribuent à la production.

La Littérature

- (1) E. Aslanides, P. Fassnacht, F. Hibon, E. Chiavassa, G. Dellacasa, M. Gallio, A. Musso, T. Bressani et G. Puddu, Phys. Rev. Lett. 43, 1466 (1979) et E. Aslanides et al., Strasbourg, preprint (1982)
- (2) W. Benenson, G. Bertsch, G. M. Crawley, E. Kashy, J. A. Nolen, jr., H. Bowman, J. G. Ingersoll, J. O. Rasmussen, J. Sullivan, M. Koike, M. Sasao, J. Peter et T. E. Ward, Phys. Rev. Lett. 43, 683 (1979)
- (3) CERN-Grenoble-Lund collaboration, R. Jakobsson, Lund, preprint (1982)
- (4) S. Bohrmann et J. Knoll, Nucl. Phys. A356, 498 ((1981)
- (5) I. Montvay et J. Zimanyi, Nucl. Phys. A316, 490 (1979)
- (6) G. Bertsch, Nature 283, 280 (1980), Les Houches (1977) 243
- (7) J. Bondorf, J. Guet, R. Jakobsson et I. Prakash, private communication
- (8) H. J. Pirner, en préparation
- (9) M. Chemtob, Nucl. Phys. A314, 387 (1979)
- (10) H. J. Pirner, Phys. Rev. C22, 1962 (1980)
- (11) M. Rosina et H. J. Pirner, Nucl. Phys. A367, 398 (1981)
- (12) B. Hiller et H. J. Pirner, Phys. Lett. 109B, 338 (1982)
- (13) K. F. Weizsäcker, Z. Phys. 88, 612 (1934); E. J. Williams, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 13, 4 (1935)

L I S T E D E S P A R T I C I P A N T S

ABGRALL, Yvon, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

ALAMANOS, Nicolas, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

BABINET, Régis, D.Ph.N./MF, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

BARREAU, Gérard, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

BLUMENFELD, Yorick, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

BOGAERT, Gilles, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât.104, 91406 Orsay

BONCHE, Paul, D.Ph.T., CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

BOUCHENE, Narrimane, C.S.T.N., B.P. n° 1017, Alger-gare (Algérie)

de CASTRO RIZZO DALVA, Maria, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

CHARVET, Jean-Luc, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex

COLE, Anthony John, Institut des Sciences Nucléaires, 53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble

CUGNON, Joseph, Université de Liège, Institut de Physique, Sart-Tilman, 4000 Liège 1 (Belgique)

DELORME, Jean, Institut de Physique Nucléaire, 43 boulevard du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex

DESSAGNE, Philippe, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

DOAN, Thu Phong, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

DOUBRE, Hubert, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Esplanade de la Paix, 14032 Caen

FAHLI, Ahmed, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

FLEURY, Alain, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

FLOCARD, Hubert, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GALES, Sydney, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GALIN, Joël, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GARDES, Daniel, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GASTINEAU, Bernard, Laboratoire National Saturne, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

GAUVIN, Henri, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GRANGE, Pierre, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

GUERREAU, Daniel, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GUESSOUS, Amina, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex

GUET, Claude, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex

GUILLOT, Jacques, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

GUIMBAL, Philippe, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât.108, 91406 Orsay

GUINET, Daniel, Institut de Physique Nucléaire, 43 boulevard du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex

HANNACHI, Fazia, C.S.T.N., B.P. n° 1017, Alger-gare (Algérie)

HASSANI, Saoud, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

HEUER, Daniel, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex

HUBERT, Françoise, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

HUFNER, Jorg, I.T.P. Heidelberg, Philosophenweg 16, 6900 Heidelberg (R.F.A.)

JACQUET, Dominique, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

JOFFILY, Sergio, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

JOLY, Serge, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex

KHAZROUNI, Sadok, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

KOX, Serge, Institut des Sciences Nucléaires, 53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble

LABARSOUQUE, Jean, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

LEBRUN, Claude, Institut de Physique, 2 chemin de la Houssinière, 44072 Nantes Cedex

LEFEVRE, Anne, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât.104, 91406 Orsay

LERAY, Sylvie, D.Ph.N./MF, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

LEROUX, Bernard, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

LLERES, Annick, Institut des Sciences Nucléaires, 53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble

MARTIN, Philippe, Institut des Sciences Nucléaires, 53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble

MENET, Jacques, Institut des Sciences Nucléaires, 53 avenue des Martyrs, 38026 Grenoble

MEYER, Michèle, Institut de Physique Nucléaire, 43 boulevard du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex

MORAND, Bernard, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

MORJEAN, Maurice, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex

MUELLER, Alex, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108, 91406 Orsay

MUELLER, Dominique, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

NAULIN, François, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

NIFENECKER, Hervé, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex

PATIN, Yves, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex

PIRNER, Hanz, I.T.P. Heidelberg, Philosophenweg 16, 6900 Heidelberg (R.F.A.)

PLAGNOL, Eric, Institut de Physique Nucléaire, B.P. n° 1, 91406 Orsay

QUENTIN, Philippe, Laboratoire de Physique Théorique, Université de Bordeaux I, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

RICHERT, Jean, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

RODRIGUEZ, Louis, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

ROSIER Louis-Hubert, Institut de Physique, 2 chemin de la Houssinière, 44072 Nantes Cedex

SAINT-LAURENT, François, D.Ph.N./BE, CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex

de SAINT-SIMON, Michel, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 108, 91406 Orsay

SAMI, Taklit, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

SAU, Jacques, Institut de Physique Nucléaire, 43 boulevard du 11 novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex

SCHEURER, Jean-Nicolas, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

SCHUSSLER, François, Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, B.P. n° 85 X, 38041 Grenoble Cedex

SCHUTZ, Yves, Centre de Recherches Nucléaires, B.P. n° 20 CR, 67037 Strasbourg Cedex

SEBILLE, François, Institut de Physique, 2 chemin de la Houssinière, 44072 Nantes Cedex

SICRE, Alain, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan

TAMAIN, Bernard, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Esplanade de la Paix, 14032 Caen

THIBAUD, Jean-Pierre, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 104, 91406 Orsay

TOUCHARD, François, Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Bât. 104, 91406 Orsay

UZUREAU, José, CEN Bruyères-le-Châtel, B.P. n° 561, 92542 Montrouge Cedex

VAN GEERTUYDEN, Anne, Université Libre de Bruxelles, Boulevard du Triomphe, 1050 Bruxelles (Belgique)

VILLARD, Marie-Madeleine, Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Domaine du Haut Vigneau, 33170 Gradignan