

Données expérimentale sur les phénomènes dissipatifs et leur évolution en fonction de l'énergie incidente

B. Tamain

▶ **To cite this version:**

B. Tamain. Données expérimentale sur les phénomènes dissipatifs et leur évolution en fonction de l'énergie incidente. École thématique. Ecole Joliot Curie "Collisions nucléaires aux énergies voisine de l'énergie de Fermi", Bombannes, (France), du 13-17 septembre 1982, 1982. cel-00637985

HAL Id: cel-00637985
https://cel.hal.science/cel-00637985

Submitted on 3 Nov 2011

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

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

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 $\lambda\!\!\!^{-}$ associée au mouvement relatif. Dans le tableau I, on a calculé cette longueur d'onde pour quelques réactions.

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

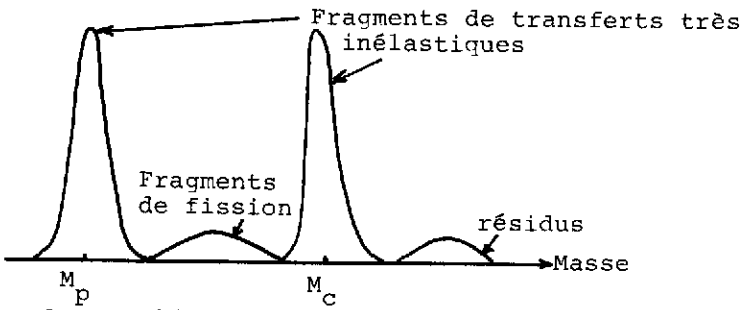
CHAPITRE I
LES DIVERS MÉCANISMES A BASSE ÉNERGIE
LEUR COMPÉTITION

I - INTRODUCTION

D'un point de vue expérimental, quand on observe les évènements 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 ambiques de la formation du noyau composé,
- des transferts très inélastiques, évènements binaires**, dont la caractéristique essentielle est une certaine mémoire des masses initiales,
- pour les systèmes assez lourds des évènements 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.

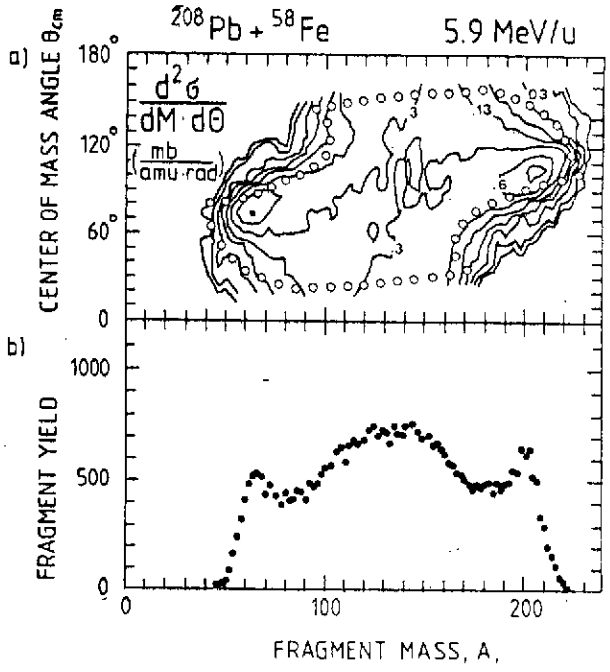
---

* *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.*

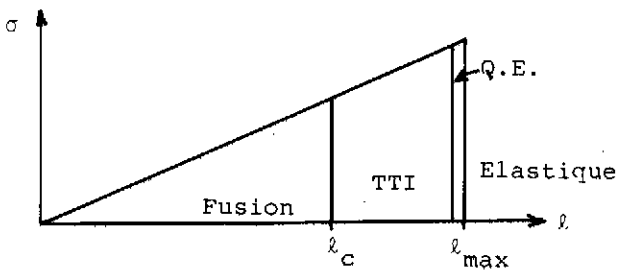
On peut bien sûr inclure les résidus d'évaporation dans la fusion et à ce stade encore grossier de l'analyse, nous distinguerons donc deux mécanismes : transferts très inélastiques et fusion. Dans le cas de systèmes légers (masse totale inférieure à 100), la section efficace de fusion se confond avec celle de résidus d'évaporation. A basse énergie, il n'y a pas d'ambiguité 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 $^{12}C+^{58}Ni$, 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 généralement 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 Ar+Au [34]. Elle est parfaitement hasardeuse pour un système tel que $^{86}Kr+^{166}Er$ à 8,2 MeV/Nucléon[33]. 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 $d^2\sigma/dMd\theta$ (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 θ. 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 $\ell_c\hbar$ 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.



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 SOUDAINE 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 $\sim 5\times10^{-22}$ 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, Nix[1] 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 embarassé 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_1Z_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_1Z_2 inférieure à 2700-2800, la courbe V(r) présente une poche qui n'existe pas pour Z_1Z_2 plus élevé. Bass[2] 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.

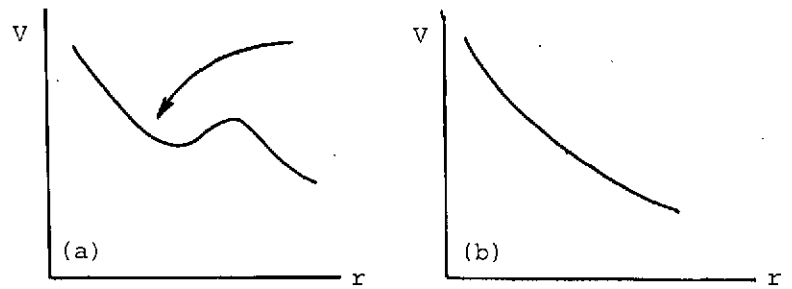


Figure 1 : a) $Z_1Z_2<2700$: le potentiel soudain présente une poche.
b) $Z_1Z_2>2700$: le potentiel soudain ne présente plus de poche.

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

a) Connaît-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.

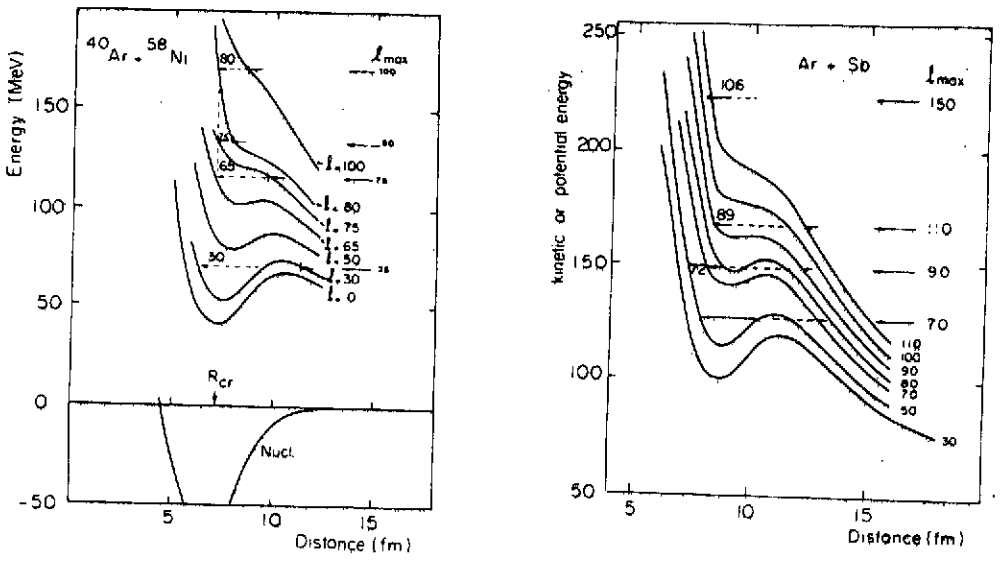


Figure 2 : Réseau de potentiels soudains d'interaction pour diverses ondes partielles pour les systèmes Ar+Ni et Ar+Sb.

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

En effet, nous avons jusqu'à présent complétement 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 $\ell<\ell'_{lim}$ 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.

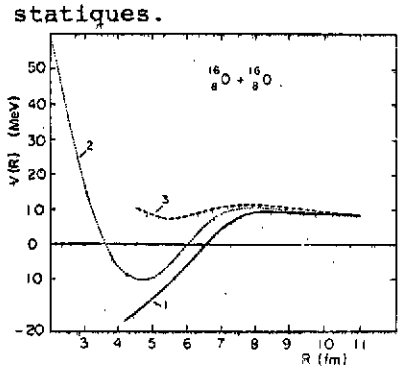


Figure 3

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 du 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 systématique[3] a indique 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 $r_c=(1,0\pm0,1)F$. 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

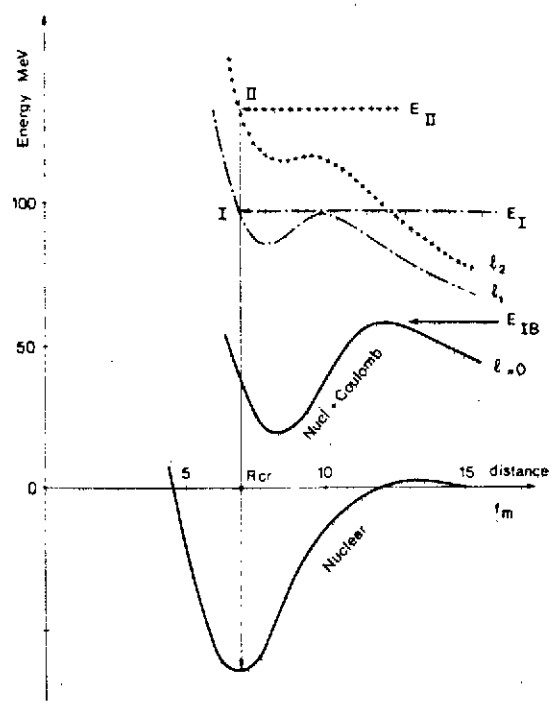


Figure 4 : Notion de distance critique.

moments angulaires initiaux ℓ tels que $\ell < \ell_2$. Au-delà, il y aura transfert très inélastique. On appelera $\ell_{r\ crit}$ ce moment angulaire frontière (ℓ_2 sur la figure). Si on appelle ℓ_c le moment angulaire maximum pour la fusion, on a alors :

$$\ell_c = \inf\ (\ell_{r\ crit}, \ell_{\ lim}) \qquad (1)$$

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 :

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

où V(r) est la valeur de l'énergie potentielle d'interaction pour $r = R_c$ et $\ell = 0$. 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 :

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

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

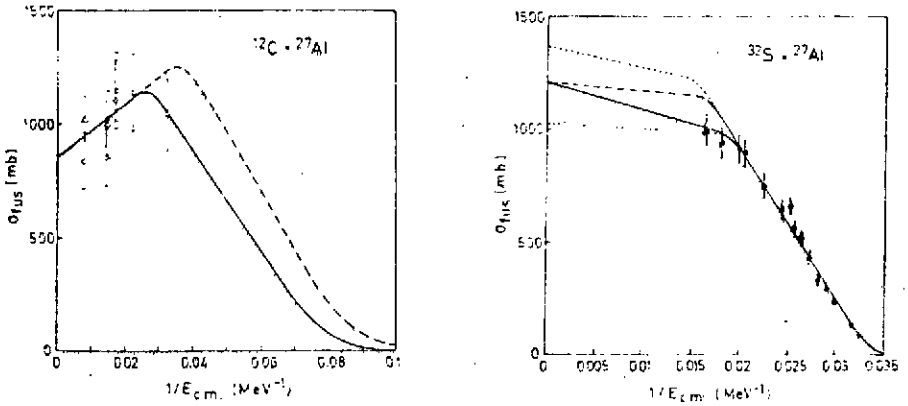


Figure 5 : Deux exemples de sections efficaces de fusion reproduites à partir des relations 2 et 3.

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 6[4], 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 : $r_c = 1{,}03 \pm 0{,}08$ F.

---

* *Pour les calculs de R_B et $V(R_B)$ voir la compilation de L. Vaz et Col*[13].

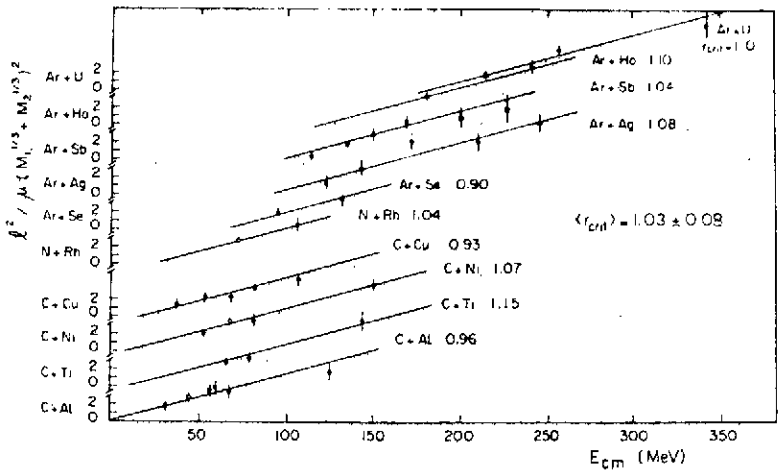


Figure 6 : Voir texte

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 ambigüe. 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 critique[9].

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 complétement 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 al[5] dans lequel la fusion est toujours définie comme le piégage 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 :

$$\sigma_f = \Pi \lambda^2 (\ell_c) (\ell_c+1)$$

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

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

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

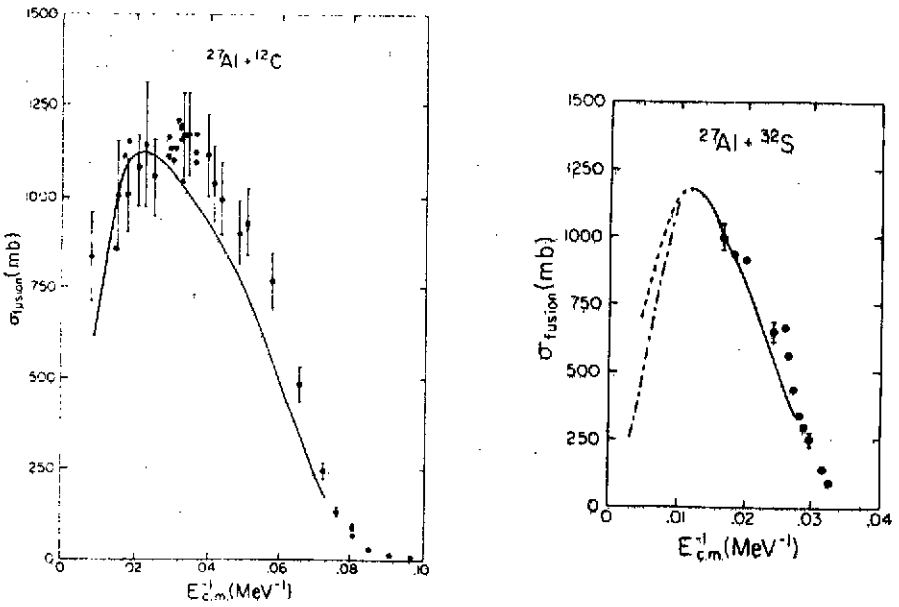
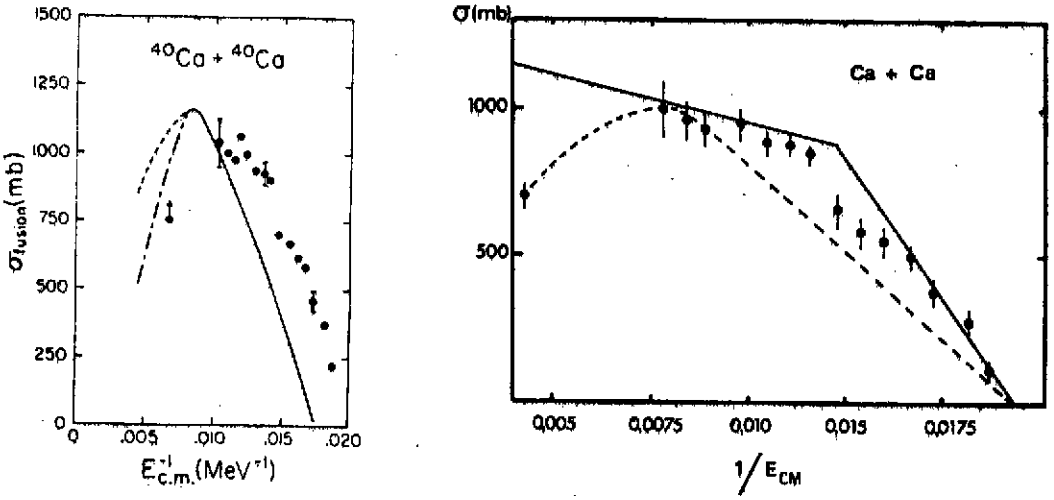


Figure 7 : Comparaison de l'expérience et du modèle de Birkelund[5]. Il n'apparaît pas les deux régimes indiqués par les relations 2 et 3.

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 Swiatecki[24] (voir plus loin).

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

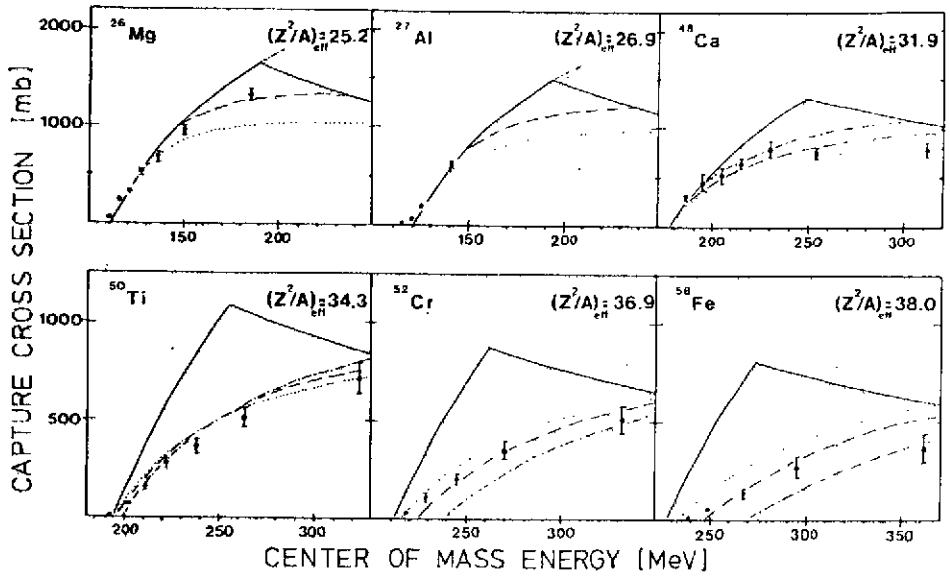


Figure 10 : Le modèle de Birkelund (trait plein) reproduit très mal l'expérience pour les systèmes lourds (réf. 9). Voir plus loin pour les autres courbes.

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 (Nix [10] et Swiatecki [6]) 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 récemment [11] 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.

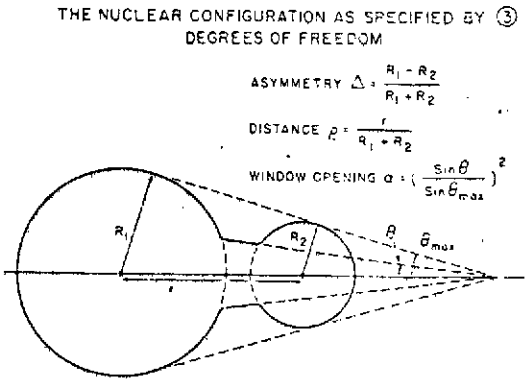


Figure 11 : Les formes nucléaires autorisées dans le modèle de Swiatecki.

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.

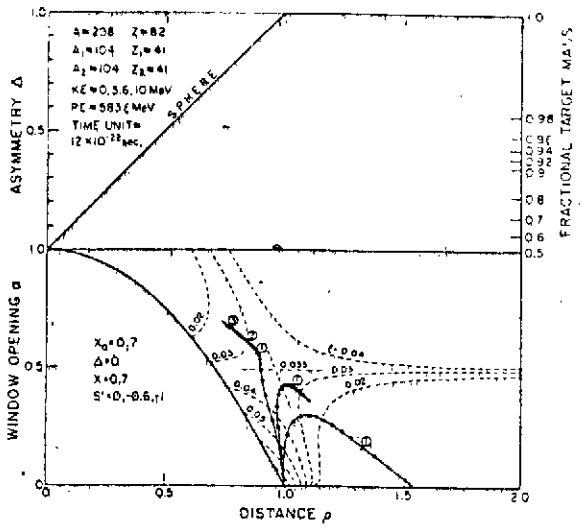


Figure 12 : Trajectoires pour un système symétrique A_1=A_2=104. Cette figure fait apparaître la notion d'extra-push.

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 :

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

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

$(Z^2/A)_{crit} = 50.13$

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

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

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{eff} = \frac{4Z_1Z_2}{A_1^{1/3}\ A_2^{1/3}\ (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} \qquad (6)$$

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 représentatrice 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 représentatrice 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 $\ell\hbar$. 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 ^{eff} :

$$(\frac{Z^2}{A})_{eff} = \frac{4Z_1Z_2}{A_1^{1/3} A_2^{1/3} (A_1^{1/3}+A_2^{1/3})} + (\frac{f\ell}{\ell_{ch}})^2 \qquad (6 \text{ bis})$$

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

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

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.

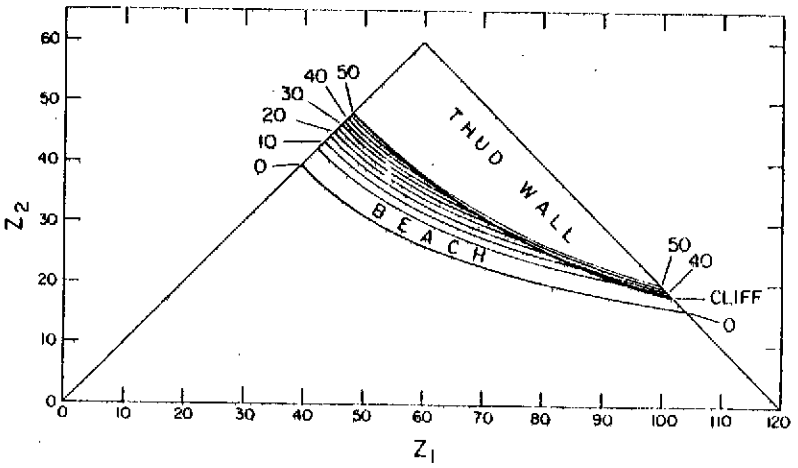


Figure 13 : Les lignes de contours indiquent les valeurs de E_{xx} pour divers systèmes et pour $\ell=0$. Dans la zone marquée beach, on a $E_{xx}=E_x$ (pas d'extra extra push) ; mais à partir de la frontière marquée cliff, l'extra-extra-push augmente violemment et dépasse l'extra push. (Réf. 31)

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 signalé[10] 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 résultats[23] 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 $(\frac{Z^2}{A})_{eff}$. 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. Schmidt[12] indique des résultats comparables.

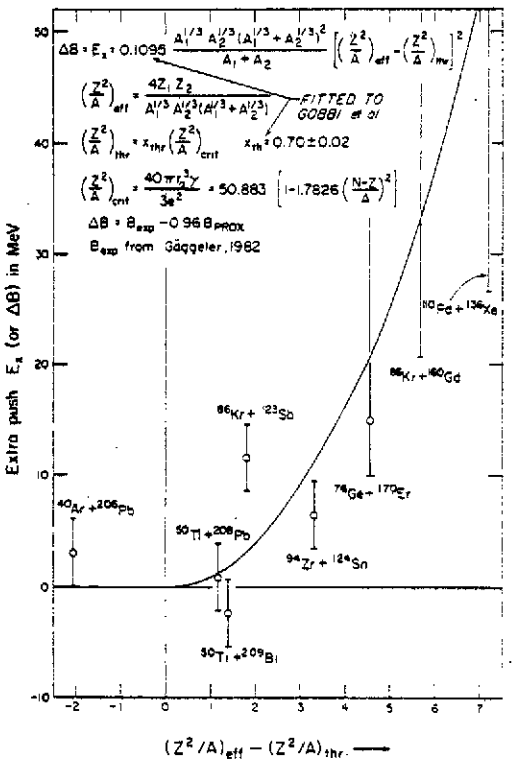


Figure 14 : L'extra-push en fonction de $(\frac{Z^2}{A})_{eff}$ - Voir le texte

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.

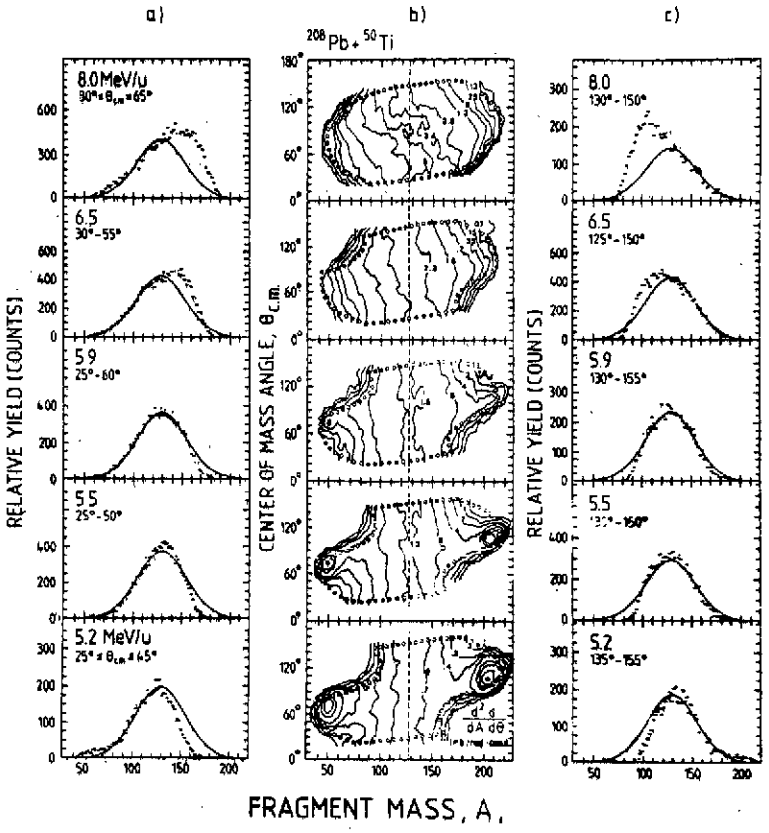


Figure 15 : Distributions de masses à divers angles pour le système Pb+Ti. On voit que la fission suivant fusion (trait plein) n'est pas facile à séparer des transferts très inélastiques. Voir la référence 9 pour plus de détail.

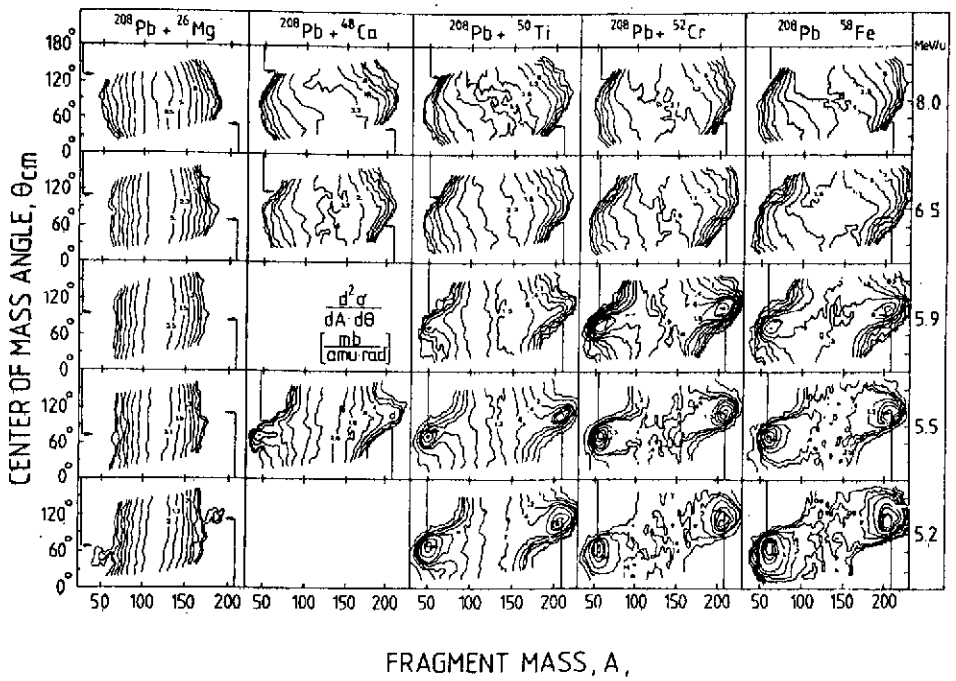


Figure 16 : Cartes masse-angle d'émission pour plusieurs réactions (réf. 9)

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'interaction [13] soit fausse 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 reste pas moins qu'il est absolument nécessaire d'établir que,

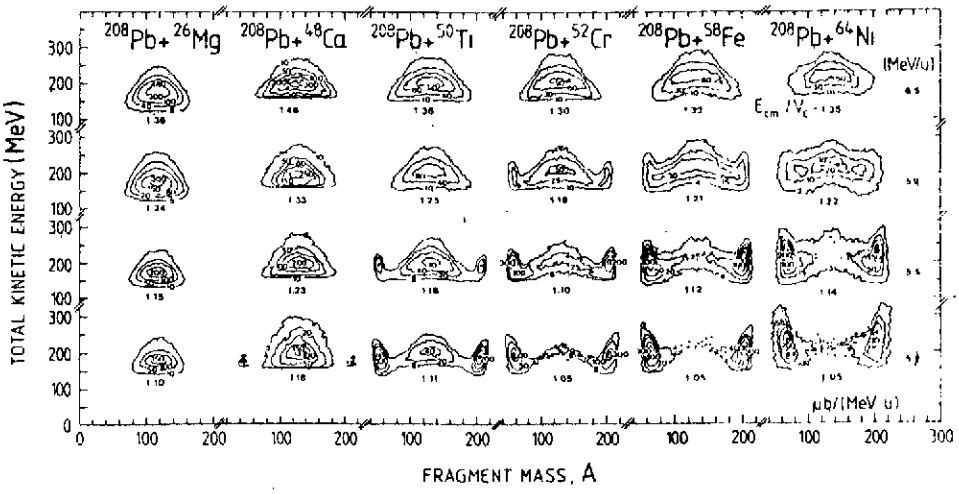


Figure 17 : Diagrammes énergie cinétique totale-masse pour quelques réactions (réf. 9)

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+Au [14] 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 $(\frac{Z^2}{A})_{eff}$ (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.

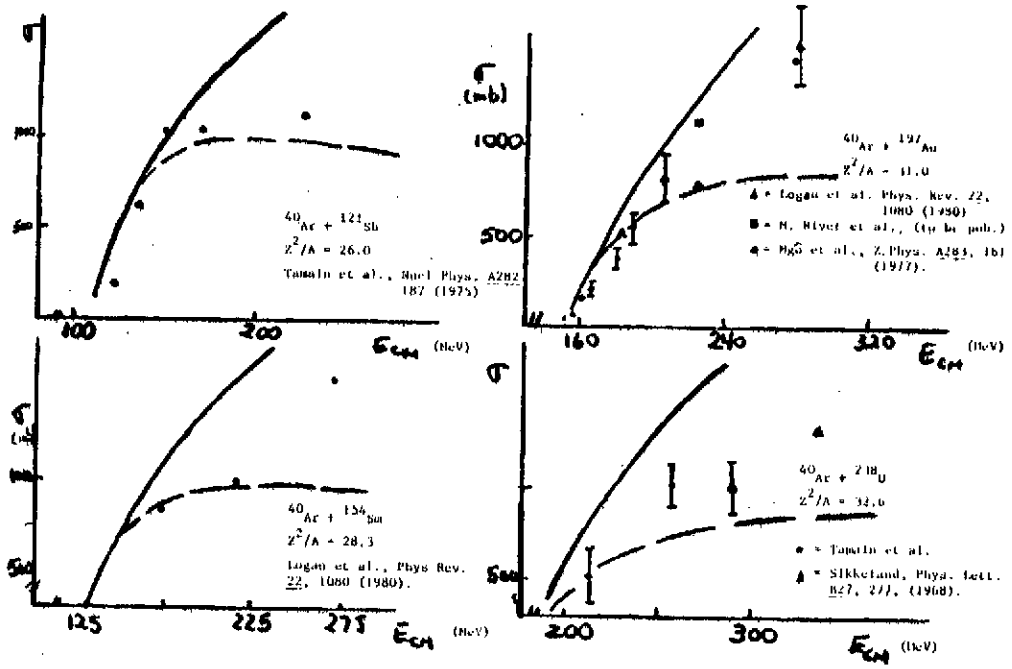


Figure 18 : La comparaison expérience (point)-résultats du modèle de Swiatecki (pointillés) ne marche pas pour certains systèmes. Cette figure m'a été aimablement donnée avant publication par E. DUEK de Sony Brook.

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 pointillé[24] 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 calculées [16] 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 évènements de transferts très inélastiques et présentent une distribution angulaire du type ~1/sin Θ (voir par exemple la figure 19 b).

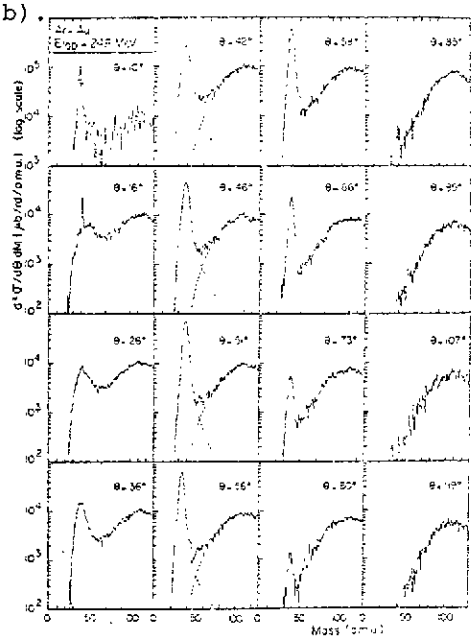


Figure 19a : Distribution des masses des produits relaxés par le système Ar+Au 248 MeV. La distinction fusion transferts très inélastiques est claire.

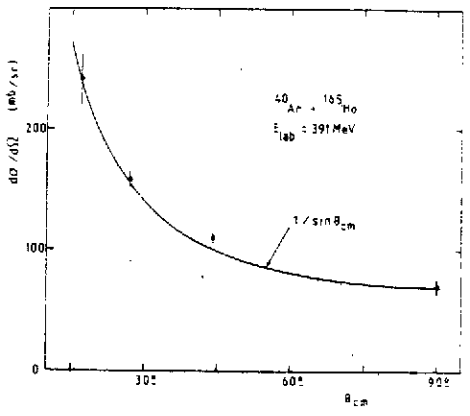


Figure 19b : Distribution angulaire de la composante symétrique pour le système Ar+Ho à 391 MeV. Elle est en 1/sin Θ.

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 ℓ_{lim}=136 ħ*.

Si l'énergie initiale est suffisante, le système peut être piégé derrière ce point selle pour des ondes partielles allant jusqu'à 130 ħ. 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 un 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 Noremberg [20] et Grégoire-Ngo [21], 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 pctentiel adiabatique correspondant ; $\chi(t)$ décrit le passage d'un extrême à l'autre ; il est donné par :

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

où $\emptyset$ 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'_{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 $\ell\hbar$. 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 dynamiques[30] 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'_{lim}=5/7 ℓ_{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 ($\ell_B\hbar$, $\ell_{lim}\hbar$). 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 $\tau_{SA} = 10^{-21}$s.

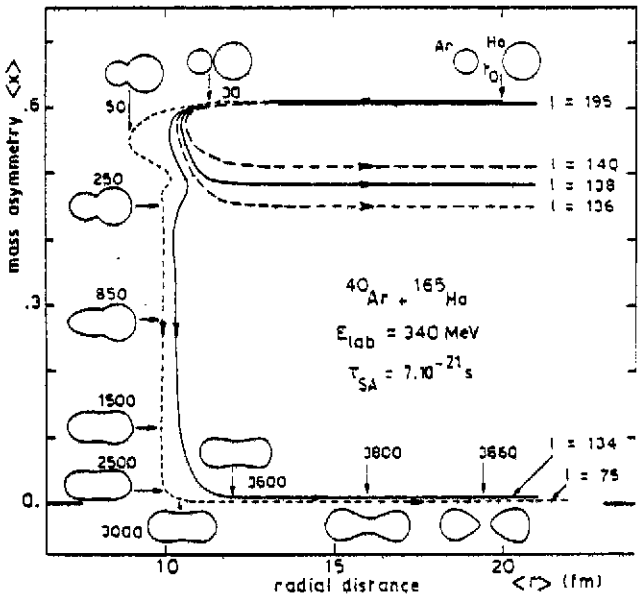


Figure 20 : Evolution du système Ar+Ho dans le plan distance radiale-asymétrie de masse pour diverses valeurs du moment angulaire initial. Pour ℓ=75, les séquences de formes sont indiquées ainsi que les temps en unités de 10-23 s.

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.

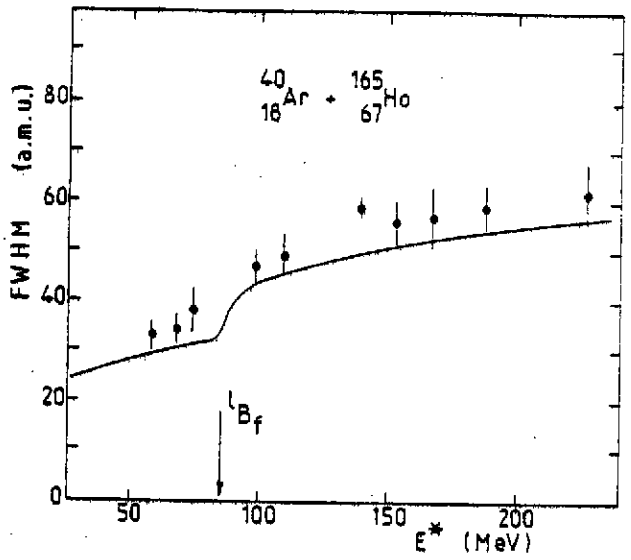


Figure 21 : Comparaison des largeurs de distributions de masse calculées et expérimentales pour le système Ar + Ho

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 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 ambigües les conclusions.

- contradictoires comme le sont les résultats relatifs aux systèmes Ar+U[25] et Cl+U[26] publiés récemment à la Conférence de Saclay.

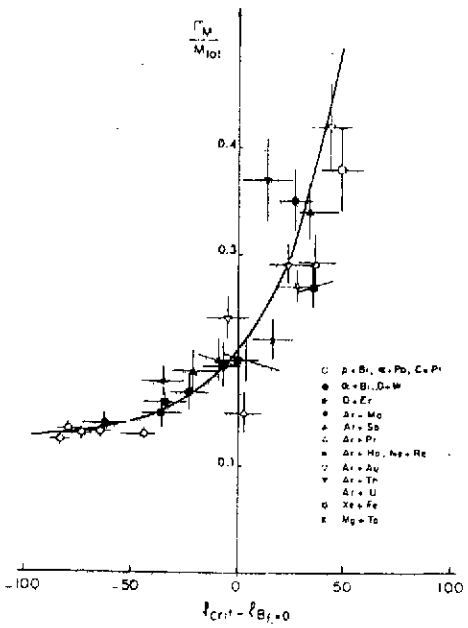


Figure 22 : Largeurs de distributions de masses en fonction de l'écart à la valeur de moment angulaire annulant la barrière de fission. La courbe est pour guider l'oeil. Les largeurs ont été normalisées d'un système à l'autre en divisant par la masse totale.

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

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

*Cette valeur de 7×10^{-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 piégage 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.

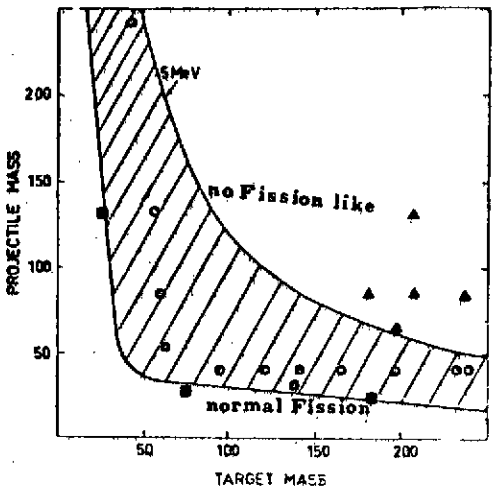


*Figure 23 : La zone hachurée indique les systèmes pour lesquels il existe une poche d'au moins 5 MeV** dans le potentiel soudain initial. Les points noirs sont les systèmes pour lesquels il n'existe pas de composante symétrique pouvant être attribuée à la fission rapide. Les points ouverts sont ceux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

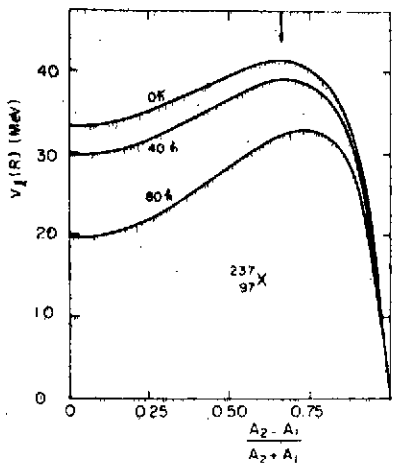


Figure 24 : Potentiel d'interaction soudain pour deux noyaux au contact en fonction de l'asymétrie des masses pour un ensemble de 97 protons et 237 nucléons. La flèche correspond au système Ar+Au.

Ces idées ont été exploitées dans une expérience mettant en oeuvre 205 nucléons et 85 protons. Deux systèmes ont été étudiés : $^{40}Ar+^{165}Ho$ et $^{24}Mg+^{181}Ta$. 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.

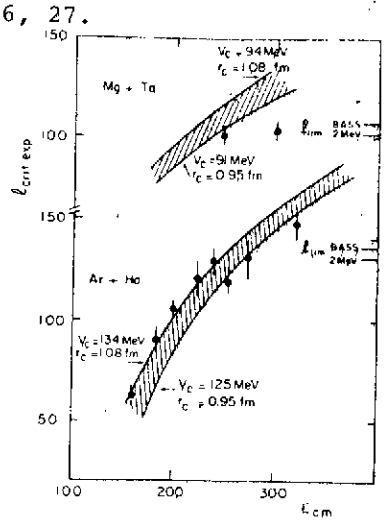


Figure 25 : Moments angulaires critiques expérimentaux pour les deux systèmes Ar+Ho et Mg+Ta en fonction de l'énergie de bombardement. Les valeurs de ℓ_{crit} sont manifestement limitées pour ℓ_{lim}. Les valeurs hachurées sont celles qui seraient prévues par la notion de distance critique.

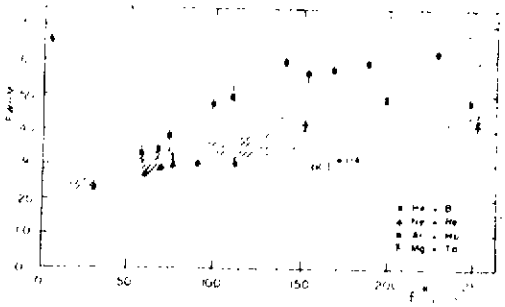


Figure 26 : Variation de la largeur à mi-hauteur de la distribution des masses de la composante symétrique en fonction de l'énergie d'excitation du noyau fissionnant. La courbe hachurée est la variation prévisible dans le cas de la fission d'un noyau composé. Les largeurs observées dans le cas du système 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

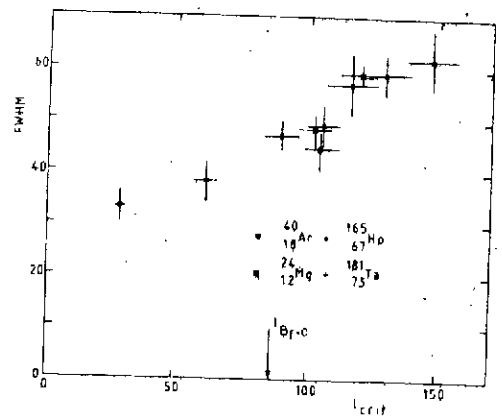


Figure 27 : Variation de la largeur à mi-hauteur de la distribution des masses avec le moment angulaire critique pour la fusion (c'est-à-dire formation noyau composé + fission rapide). Les points relatifs aux deux systèmes Mg+Ta et Ar+Ho se placent sur une même courbe ce qui est cohérent avec l'interprétation 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 Gavron [27] 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 col[28] 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 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).

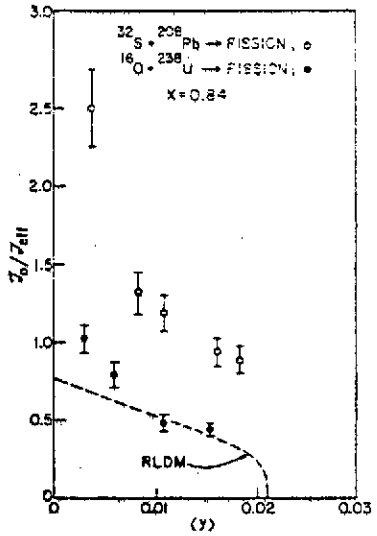


Figure 28 : Rapport du moment d'inertie de la sphère rigide et du moment d'inertie effectif pour les deux systèmes S+Pb et O+U en fonction du moment angulaire (exprimé en unités de ħ réf. 16). Les deux systèmes ont un comportement très différent. La forme au point selle est plus allongée dans le cas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

L'expérience précédente est la seule donnée sérieuse qui prouve que les modèles de Swiatecki ou de Ngo ou Nörenberg 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 ambiguités 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 $\ell\hbar$, 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 le 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 récemment[40] 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, ℓ_B ne joue pas un rôle spécifique et il peut se faire qu'il y ait fission rapide en-dessous de ℓ_B ou formation de noyau composé au-dessus de ℓ_B (voir les cas b et c du § V)*. Cette différence a été utilisée par Bjornholm[29] 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 ℓ_B sont donc voisins pour les deux systèmes ($\ell_B \sim 40$). Or le modèle de Swiatecki prévoit la fission rapide dès $\ell=0$ pour le système Fe+Pb et seulement pour $\ell>54$ 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 ℏ de Swiatecki ne sont justifiés que s'il existait un effet de couche pour le noyau composé $^{270}_{108}X$, 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 ($\ell_{crit}<40$).

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.

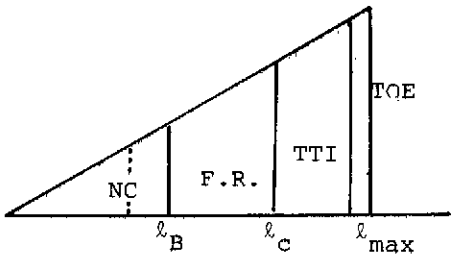


Figure 29

Les deux zones noyau composé (NC) et fission rapide (FR) constituent ensemble la zone fusion. La séparation entre les deux est ℓ_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 ℓ_B est plus grand que ℓ_{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 ℏ. Reste le moment angulaire critique ℓ_c qui limite la contribution de la fusion. On notera à son sujet les points ci-après :

*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 $\frac{7}{5}\ell'_{lim}$ (voir la note en bas de la

Réaction	ℓ_{lim} (ℏ)	ℓ_e (ℏ)	E_e (MeV/N)	E_e/B
$^{12}C + ^{27}Al$	39	28	5,3	3,3
$^{40}Ca + ^{58}Ni$	94	64	4,5	1,46
$^{40}Ar + ^{197}Au$	126	55	5,3	1,08
$^{84}Kr + ^{209}Bi$	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 $\ell_{max} = \ell_e$. 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 $^{12}C+^{27}Al$, les limitations n'interviennent pas avant un moment angulaire initial d'une trentaine d'unités ℏ, 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 $^{40}Ca+^{58}Ni$ et $^{40}Ar+^{197}Au$. 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 boite noire. On perd sa trace puis la boite 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 Kiker[52] ou Kaufman et col[53] 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 Schilling[55] ou celles de Hubert et col[56] ; les secondes étant plus proches de la réalité que les premières[39].
- 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 uma.

- 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 ($t_{zéro}$) 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 $t_{zéro}$ 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 "Bρ" .
On a :

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

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

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-β) *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_c

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).

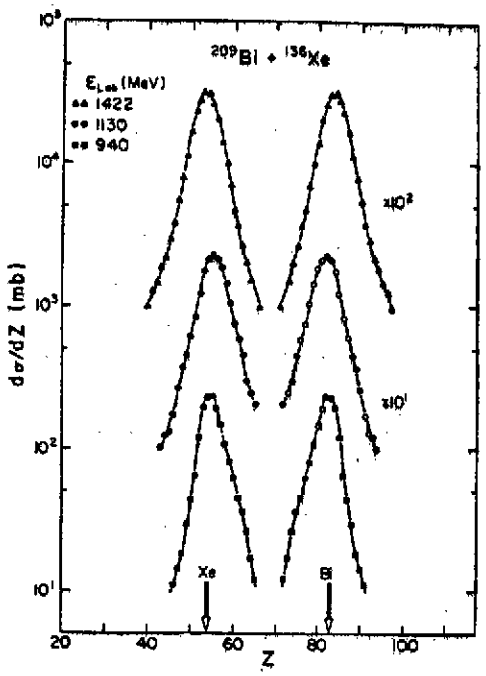


Figure 30 ; Distributions en charges pour le système Xe+Bi pour trois énergies de bombardement. Ces distributions ont été intégrées sur l'ensemble des angles.

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.

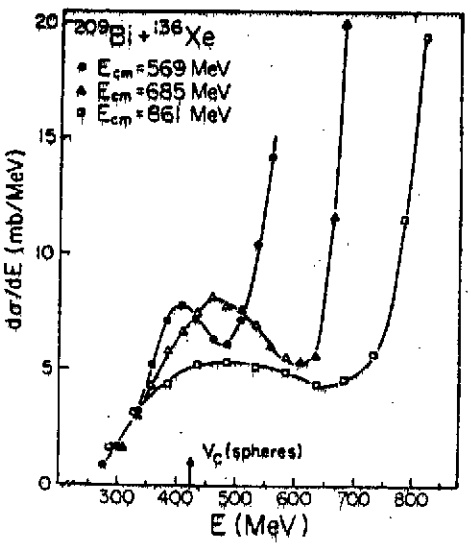


Figure 31 : Exemples de distributions en énergies cinétiques des produits de transfert très inélastiques intégrées en angle Θ et en charge Z.

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.

- 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 arbitraire[35]). 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_1Z_2). Là aussi, on notera la largeur importante.

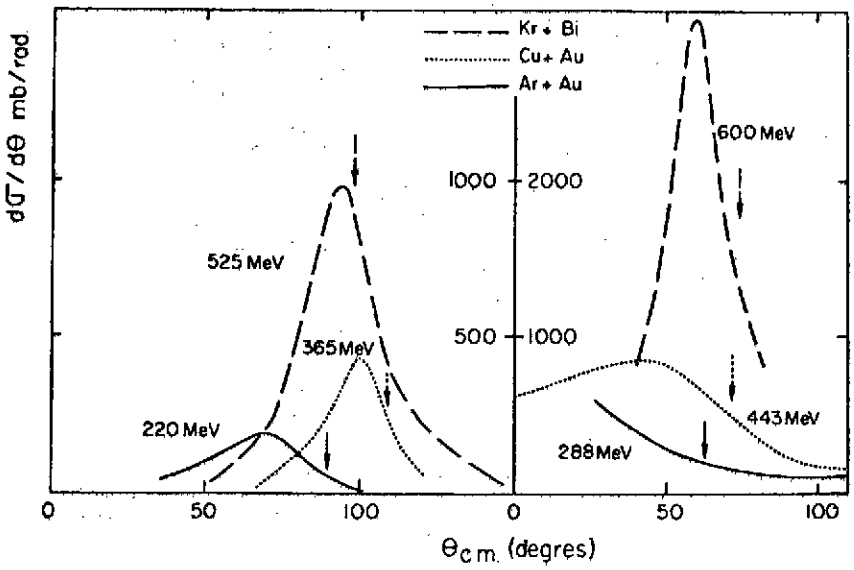
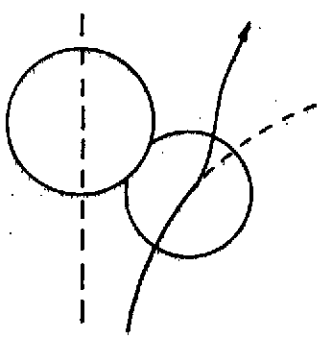


Figure 32 : Distributions angulaires de transferts très inélastiques. Les flèches indiquent les angles d'effleurement.

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 évènement 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, 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 Q 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)

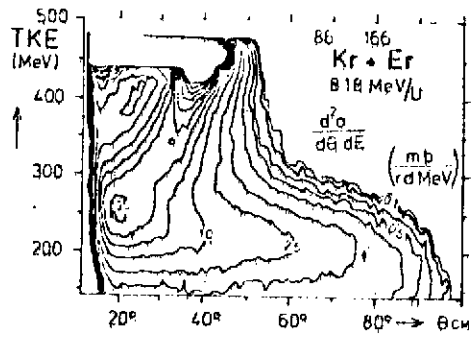


Figure 33 : Diagramme de Wilczynski pour le système Kr+Er à 8,18 MeV/nucléon.

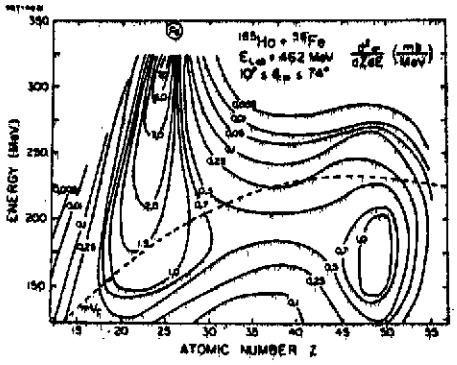


Figure 34 : Corrélation charge énergie pour le système Ho+Fe à 462 MeV. On voit apparaître les produits de transferts très inélastiques et de fission suivant fusion.

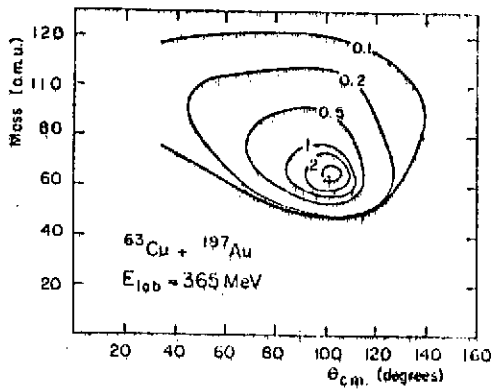


Figure 35 : Diagramme masse-angle de détection pour le système $^{63}Cu+^{197}Au$ à 365 MeV.
a) expérimental
b) calculé[37]

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 $Z_i(A_i)$ le numéro atomique (masse) du projectile, E_i l'énergie cinétique initiale, θ_e l'angle d'effleurement, les trois grandeurs $|Z_i-Z|$, E_i-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 (voir figure 36).

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

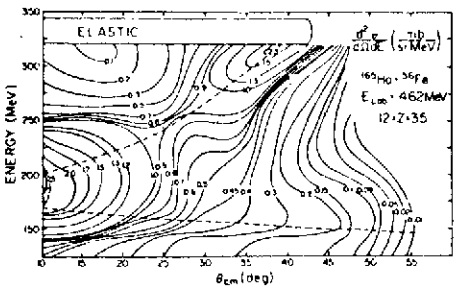
Parmi ces trois quantités, l'une est souvent une meilleure horloge que les autres ; c'est E_i-E.

Les raisons en sont indiquées ci-dessous :

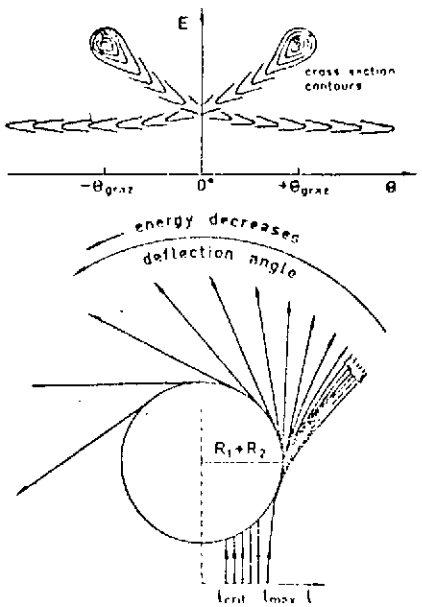
---

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

- 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)



(b)

Figure 36 : Diagramme de Wilczynski $d^2\sigma/d\Omega\, dE$ 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.

- Pour ce qui concerne la différence Z_i-Z, 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 θ_e-θ et Z_i-Z 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 θ_e-θ et $|Z_i - Z|$ 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 déflection $\theta(\ell)$ n'est pas monotone dans la zone de moments angulaires concernés : existence d'un second angle arc en ciel [60]).

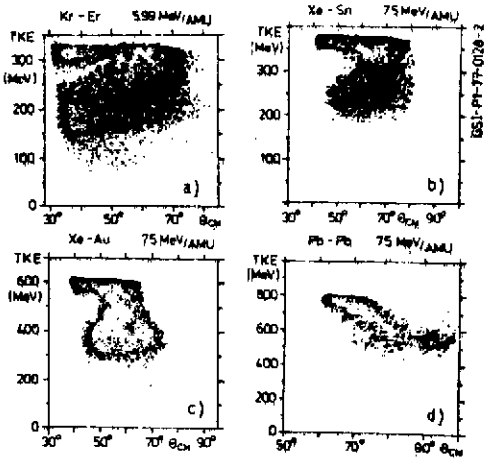


Figure 37 : Les différentes corrélations possibles entre E et Θ.

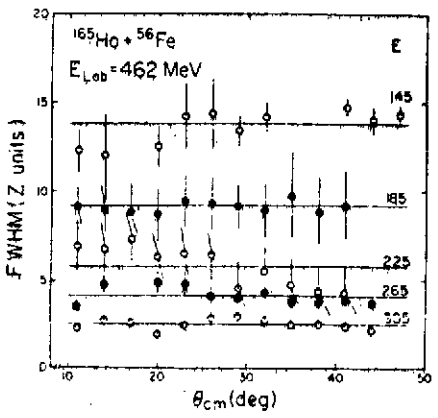


Figure 37 bis ; Distributions angulaires pour diverses valeurs de E_i-E. Les points sont relatifs à Z=54 (charge du projectile) ; les courbes sont les résultats expérimentaux intégrés sur toutes les charges. Les distributions angulaires sont indépendantes de Z dès que la perte d'énergie est fixée.

4°) Correction de l'effet coulombien

On comprend fort bien pourquoi E_i-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 auteurs[35] ont ainsi proposé de remplacer $\Delta E = E_i - E$ par :

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

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'autres[39] 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 impliquées).

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 ΔE(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.

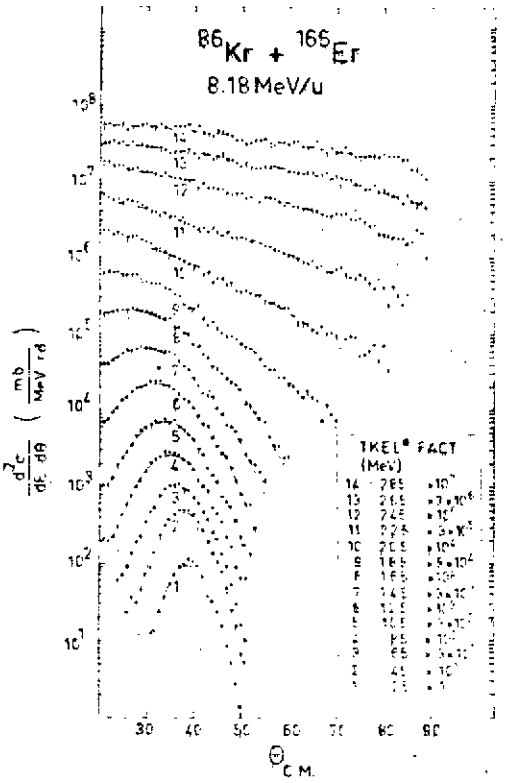


Figure 38 : Les distributions angulaires pour diverses pertes d'énergie (réf. 35)

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 <Z> 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.

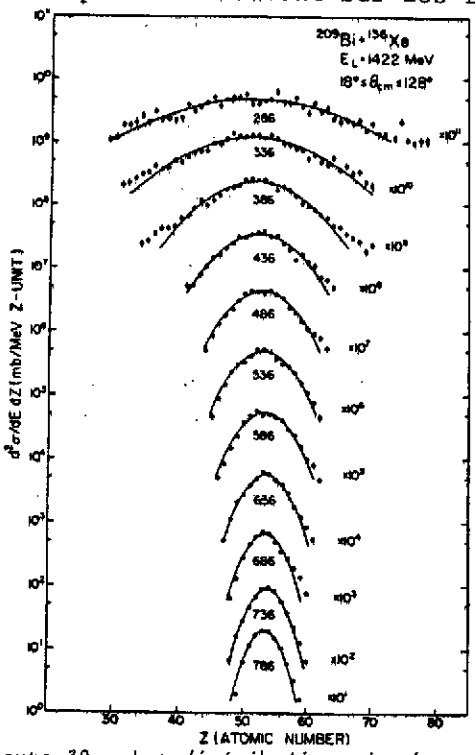


Figure 39 : Les distributions de charges pour diverses énergies cinétiques totales des deux fragments.

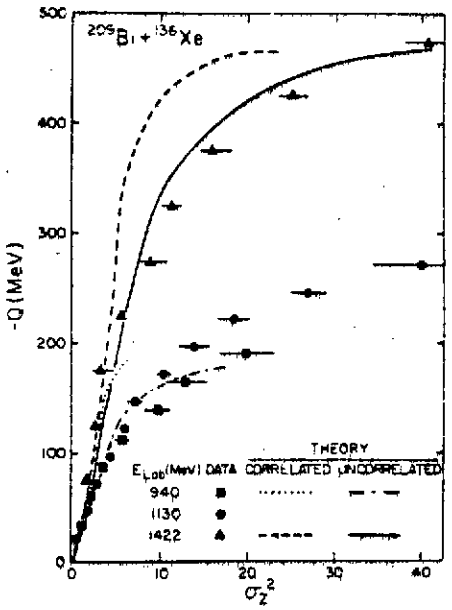


Figure 39bis : Variance de la distribution des charges en fonction de l'énergie cinétique dissipée ΔE pour le système Xe+Bi (extrait de la réf. 36)

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 ΔE(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+Th[37]. 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 al[39] 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.

** Moretto[67] a calculé que la seule excitation d'un mode de tortillement (Wriggling) élargit sérieusement la corrélation E-moment angulaire initial $\ell_i\hbar$: à une valeur donnée de E correspond une variance $\sigma^2_{\ell i}$ de $\sim(20\hbar)^2$.

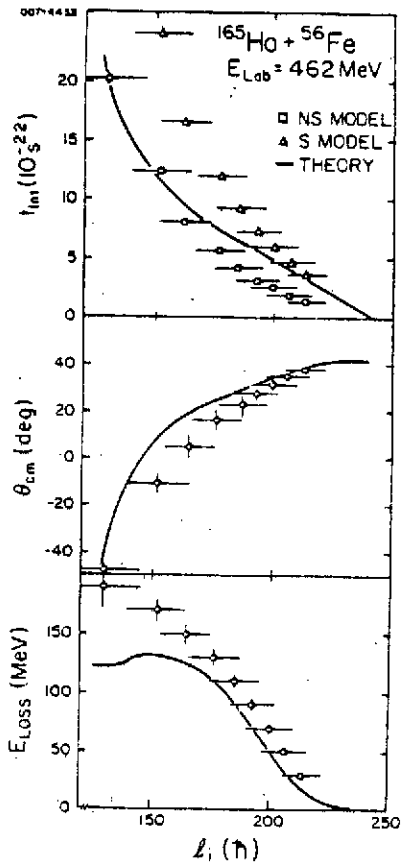


Figure 40 : Comparaison théorie (trait plein - réf. 36). Expérience (points) pour le système $^{165}Ho+^{56}Fe$. ℓ_i est le numéro de l'onde partielle moyenne associée à une perte d'énergie E_{loss} donnée. θ_{cm} est l'angle d'émission du quasi-projectile. t_{int} est la durée de l'interaction. Les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

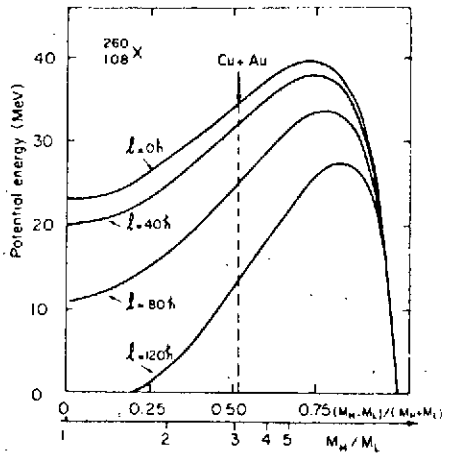


Figure 41 : Energie potentielle en fonction de l'asymétrie de masse pour le système Cu+Au. L'énergie potentielle est calculée dans le cadre de l'approximation soudaine, pour deux sphères tangentes et pour diverses ondes partielles. Le point d'injection est indiqué par la flèche.

Les quantités qui sont portées sont un mélange de données expérimentales $E_{\ell oss}$ (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 :

$$t_{int} = \frac{\Delta\theta(\ell)\ J}{\hbar \ell_f} \qquad (8)$$

$\Delta\theta$ 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 ($\ell_f=\ell_i$) ; 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-

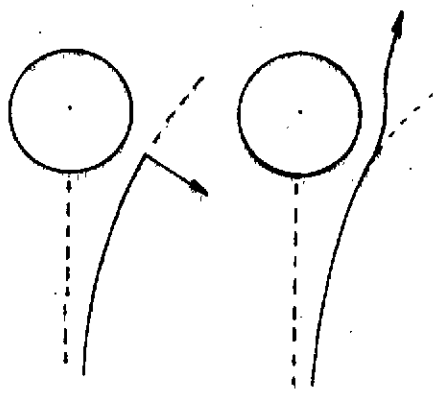


Figure 42

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 θ-temps simples et non ambigues.

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 anciens [37] 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 récents [36-38] 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 noyaux [41].

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 : $^{40}Ca+^{64}Ni$ et $^{40}Ar+^{58}Ni$.

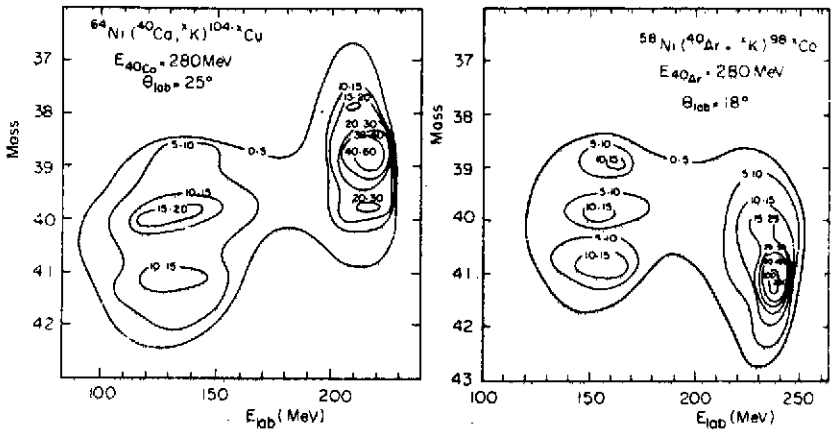


Figure 43 : Diagrammes énergie-masses pour deux réactions mettant en oeuvre des projectiles et cibles de N/Z très différents.

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 Fe+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).

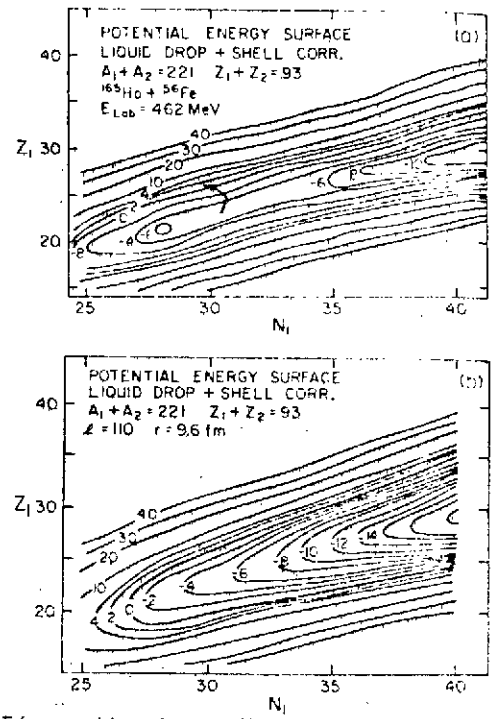


Figure 44 : Carte d'énergie potentielle en fonction des nombres de neutrons et de protons du quasi-projectile pour le système Fe+Ho (extraite de la réf. 39)

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 :

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

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

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

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+Bi[44] reflète le fait que pour la plupart des évènements, la thermalisation est achevée pour le degré de liberté N/Z mais qu'elle n'est qu'ébauchée pour le degré de liberté Z.*

$$\frac{\hbar\omega}{2} = \frac{1}{2} C x_m^2$$

d'où :

$$\sigma^2 = \frac{\hbar\omega}{2C} \qquad (11)$$

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 de cesser 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 $\hbar\omega$ 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^2_Z 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^2_Z dans la mesure où la valeur de la masse A est fixée.

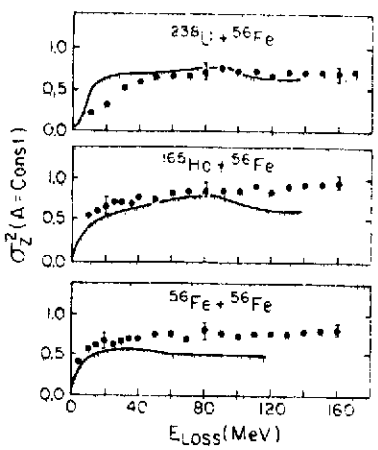


Figure 45 : Variance de la distribution des charges à masse constante pour quelques systèmes, réf. 59.

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 exemple[62] ; il apparaît des structures larges dans le spectre en énergie de certains fragments.

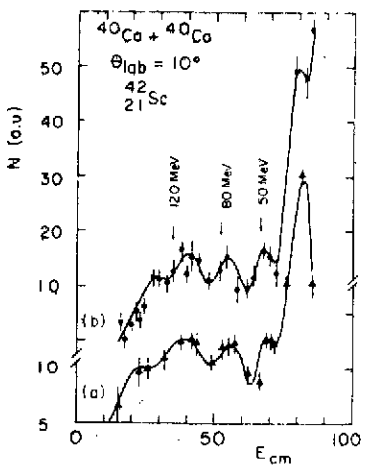


Figure 46 : Spectre en énergie cinétique des noyaux des $^{42}_{21}Sc$ produits dans la réaction $^{40}Ca+^{40}Ca$. Extrait de la réf. 62.

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 nucléons[63], 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 résonances 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

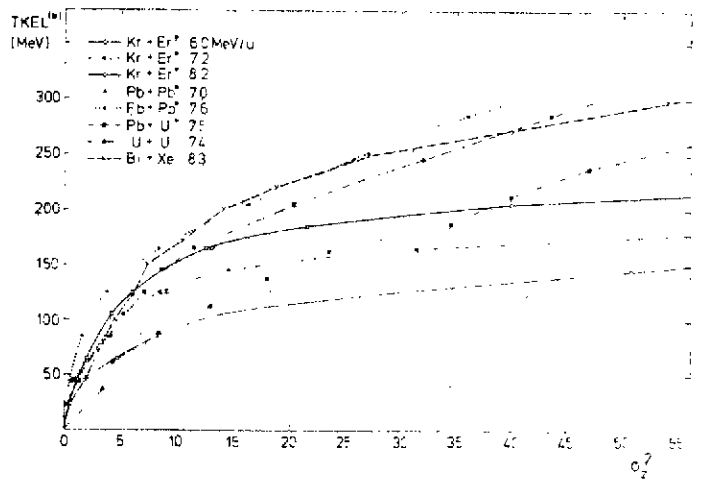


Figure 47 : Relation entre la perte d'énergie corrigée des effets coulombiens TKEL (voir §III-4) et la variance de la distribution de charges pour plusieurs systèmes (extraits de la réf. 51)*

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 magicité. Il apparaît que la perte d'énergie TKEL* croît plus vite avec σ^2_z pour les systèmes à partenaires magiques. Dakowski[51] a montré que cette tendance était systématique.

VII - INTRODUCTION AUX PARAGRAPHES VIII & IX

Pour résumer les paragraphes précédents, on peut énoncer que l'essentiel des propriétés des fragments de 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 y 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 i ont chacun un spin $I_{1,2} = I_{1,2s}$ et que leur moment angulaire orbital $\ell\hbar$ est alors :

$$\ell\hbar = \ell_s\hbar = \ell_i\hbar - I_{1s} - I_{2s}$$
$$= \ell_i\hbar \frac{\mu r^2}{J_1+J_2+\mu r^2} \qquad (12)$$

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 étage 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 rouler[57].

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

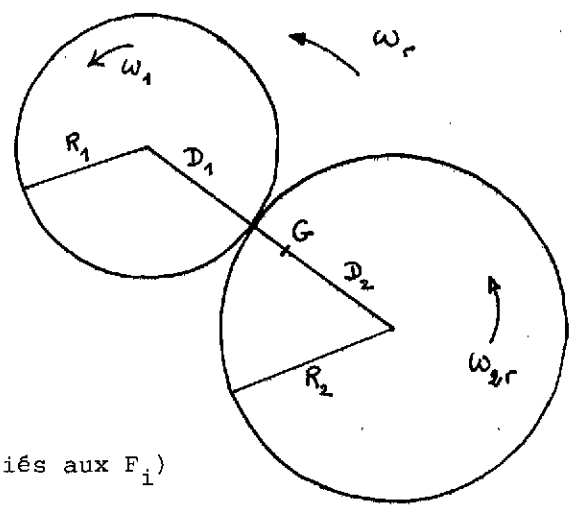
$$\ell_i h = \ell_r\hbar + I_{1r} + I_{2r} \qquad (13)$$

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 :

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



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 :

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

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

(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

$$\ell_i \hbar = \ell_r \hbar \left(1 + \frac{(R_1+R_2)^2}{R_1^2 J_2 + R_2^2 J_1} \frac{J_1 J_2}{J}\right) \qquad (16)$$

En assimilant les noyaux à des sphères, on trouve :

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

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	$\frac{\mu r^2}{J_1+J_2+\mu r^2}$	$\frac{J_1}{J_1+J_2+\mu r^2}$	$\frac{J_2}{J_1+J_2+\mu r^2}$	$\frac{J_1}{J_2}=\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{5/3}$*

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

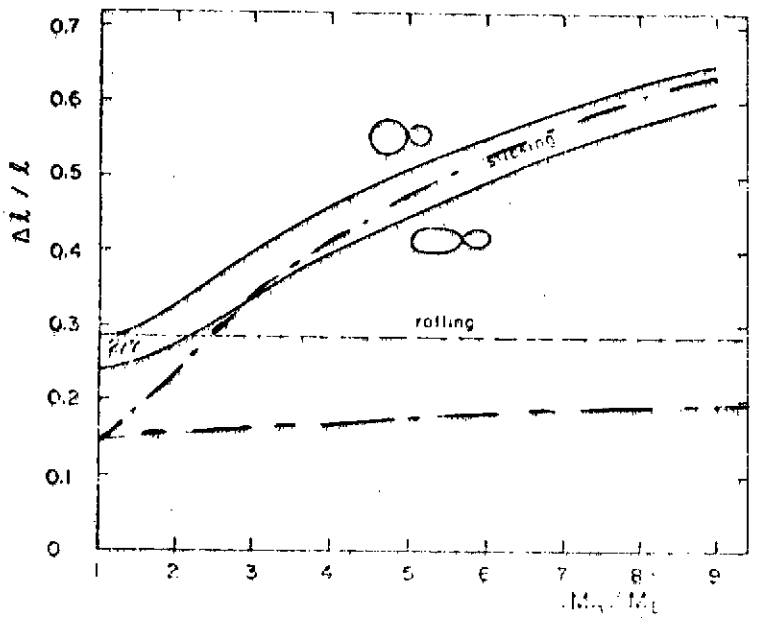


Figure 48 : Proportion du moment angulaire initial converti en spin intrinsèque des fragments en fonction de l'asymétrie de masses dans le cas des hypothèses de roulement (pointillé) et de collage (courbes continues) : dans ce second cas, on a envisagé des noyaux sphériques d'une part, ellipsoïdaux de 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 évènement car les détecteurs utilisés ne couvrent pas les 4π. On mesure donc une certaine proportion $\frac{\Omega}{4\pi}$ d'entre eux (voir

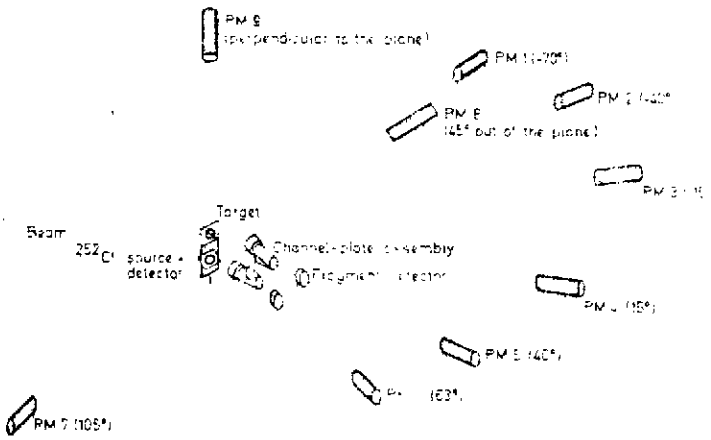


Figure 49 : Une expérience type de mesure de multiplicité gamma. Les fragments de transferts très inélastiques sont identifiés dans le télescope de temps de vol. Les gammas sont détectés en coïncidence dans les NaI (3 dans cette expérience simple). La distance NaI-cible permet une discrimination neutrons-gammas.

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 maximaliser 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 évènement de transfert très inélastique. Ceci interdit de mesurer M_γ évènement par évènement et oblige à mesurer une moyenne :

$$\langle N_\gamma \rangle = \frac{N'}{\sigma\rho} \frac{4\Pi}{\Omega} F$$

N' étant le nombre de photons détectés pour une collection de $\sigma\rho$ évènements.

Ceci est un problème car M_γ est généralement variable d'un évènement 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'évènements 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 travail[58], I_1 et I_2 ont pu être estimés.*

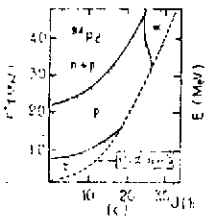


Figure 50 : Devenir d'un noyau de ^{94}Pd caractérisé par une énergie d'excitation E et un moment angulaire I. Les courbes limitent les zones de probabilité supérieure à 0,5 d'émettre neutron, proton, particule alpha ou gamma.*

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 utilie 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 :

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

mais cela impose de connaître la distance r entre les noyaux et sa variation avec l'énergie de bombardement. Cormie et col [64] ont utilisé cette méthode pour le système $^{35}Cl+^{27}Al$ 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 i 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 signigie que le moment angulaire emporté par le photon est aligné avec celui du noyau émetteur. Autrement dit, dans le cas d'un E2, le spin du noyau après émission est diminué de 2 unités $\hbar$.*

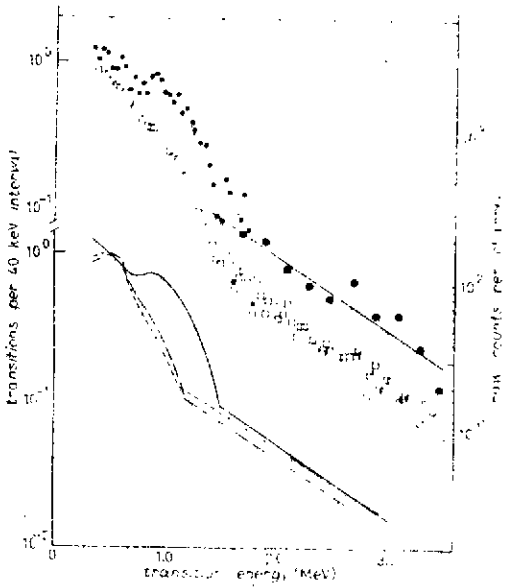


Figure 51 : Spectre des photons de désexcitation pour la réaction : $^{126}Te(Ar,4n)$ à 181 MeV.

(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 :

$$I = M_\gamma \, i \qquad (17)$$

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 ~1$\hbar$. C'est la valeur que fournit les codes d'évaporation. On a alors :

$$I = M_\gamma i + M_n \qquad (18)$$

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 uma).

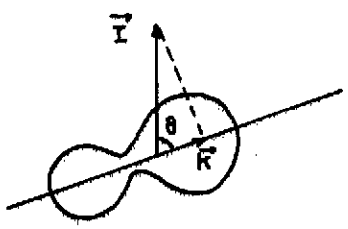
Enfin, il ne faut pas oublier les problèmes expérimentaux liés à la détection des photons : seuils en énergie, discrimination des neutrons (par temps de vol), déconvolution des spectres. Ces problèmes ont été fort bien maîtrisés dans les expériences récentes [58].

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 :

$$W_I(\theta)=N_{ko}\,\frac{1}{4}(2I+1)\,\left(\frac{1}{2}\sin\theta\right)^{2I}\sum_{K=-I}^{K=I}\exp\left(-\frac{K^2}{2K_o^2}\right)\frac{(2I)!}{(I+K)!\,(I-K)!}\left[\cot g^{2K}\frac{\theta}{2}+tg^{2K}\frac{\theta}{2}\right] \qquad (19)$$

avec : $N_{ko}=\dfrac{1}{\sum_{K=-I}^{K=I}\exp\left(-\frac{K^2}{2K_o^2}\right)}$

Cette relation contient une constante K_o qui vaut :

$$K_o=\sqrt{\frac{T}{\hbar^2}}\,J_{eff} \qquad (19bis)$$

avec :

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

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

Le rapport $\frac{K^2}{2K_o^2}$, 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_o (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 $\vec{O}z$). 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^2_x, σ^2_y, σ^2_z. (On avait $\sigma^2_x=\sigma^2_y=0$ 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^2_x et σ^2_y sont différents entre eux et si l'un d'eux au moins est comparable ou plus grand que K_o^2 : par exemple, l'anisotropie sera de 2 pour $\sigma_x=0$ et $\sigma_y=3K_o^2$.

Plus précisément, on a :

$$W(\Theta,\Phi) \propto \frac{\exp[-\langle I_z\rangle^2 \cos^2\Theta/2S^2(\Theta,\Phi)]}{S(\Theta,\Phi)} \qquad (20)$$

avec :

$$S(\Theta,\Phi) = K_o^2 + \sigma_z^2 \cos^2\Theta + (\sigma_x^2 \sin^2\Phi+\sigma_y^2 \cos^2\Phi)\sin^2\Theta \qquad (20bis)$$

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 ; $\langle Ix\rangle=\langle Iy\rangle=0$. 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 :

$$\rho = \frac{\mu_p R^2 \omega^2}{T} \tag{21}$$

On peut écrire ce rapport en fonction :

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

$$I\hbar = J\omega \tag{22}$$

- et du moment angulaire $\ell\hbar$ emporté par la particule et extrait de :

$$\frac{\ell^2\hbar^2}{2\mu_p R^2} = \frac{1}{2}\mu_p R^2 \omega^2 \tag{23}$$

(22) conduit à : $\omega = \frac{I\hbar}{J}$

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

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

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

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

que l'on écrit souvent : $\rho = \frac{I\ell}{\sigma^2}$ avec $\sigma^2 = \frac{JT}{\hbar^2}$, 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 $I\hbar$ 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 : $W(\Theta) = Cte\ \exp(\rho \sin\Theta)$

Cette relation doit en fait être intégré sur les diverses valeurs $\ell\hbar$ de moment angulaire évacué par la particule. On est conduit à :

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

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 $I\hbar$. 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 col[65] 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 cinématiques[66] 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 prééquilibre. Cette question, qui sera abordée dans le chapitre suivant, impose de grosses limitations à la méthode dès que l'énergie incidente approche 10 MeV/nucléon. 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 col[66] 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_o[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 $\ell_i \hbar$ qui contribuent aux transferts très inélastiques est étroite ce qui simplifie beaucoup l'interprétation. Les résultats indiquent sans ambiguité que le collage est vite atteint dans la réaction* La figure 52 est un exemple[66]. 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 ($\beta = \frac{5}{7}$) : voir la note du bas de la page 20 et la relation (6bis).*

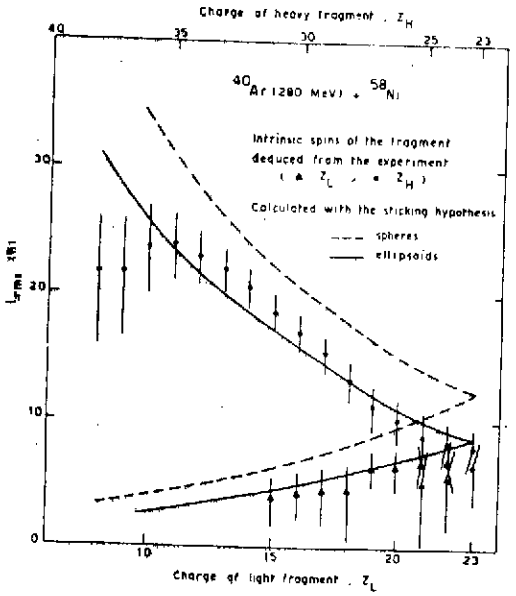


Figure 52 : Moment angulaire moyen emporté par un fragment en fonction de son numéro atomique pour le système Ar+Ni à 280 MeV. Les résultats sont obtenus à partir des distributions angulaires des alphas évaporés. Les courbes sont calculées dans le cadre du modèle classique de collage de deux sphères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

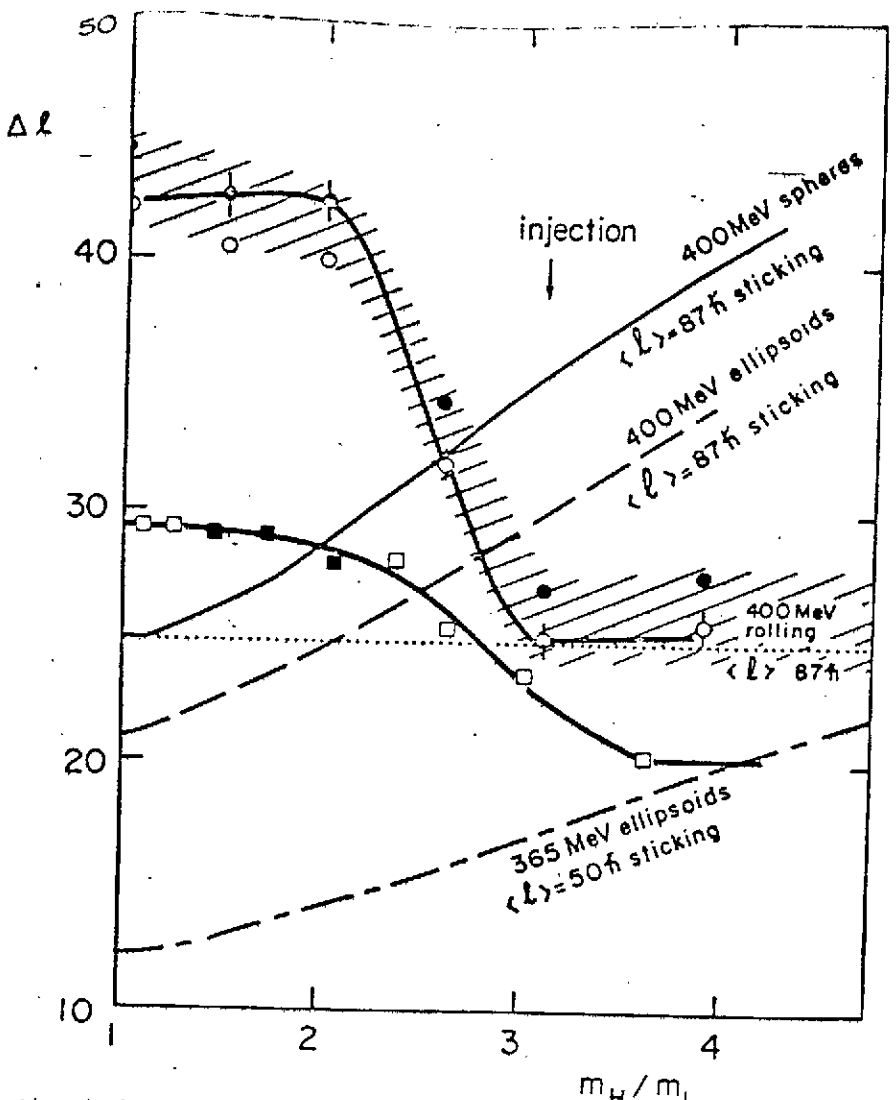


Figure 53 : Variation de la somme $\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle$ des spins moyens des fragments de transfert très inélastiques dans la réaction Cu+Au ; symboles ronds : à 400 MeV ; symboles carrés : à 365 MeV. Les résultats ont été obtenus par mesure de multiplicité gamma. La partie hachurée 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 ambigüe. La figure 53 montre le cas du système Cu+Au[58] .

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.

α) Rôle possible du potentiel : Moretto[68] 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_i : les masses symétriques seraient donc peuplées préférentiellement pour les fortes valeurs de ℓ_i. 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_i (0-130ħ) impliqués à 400 MeV.

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

iii) Même si on admet que seules les valeurs les plus fortes de ℓ_i 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.

β) 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_i 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 évènements les plus relaxés. La crois-

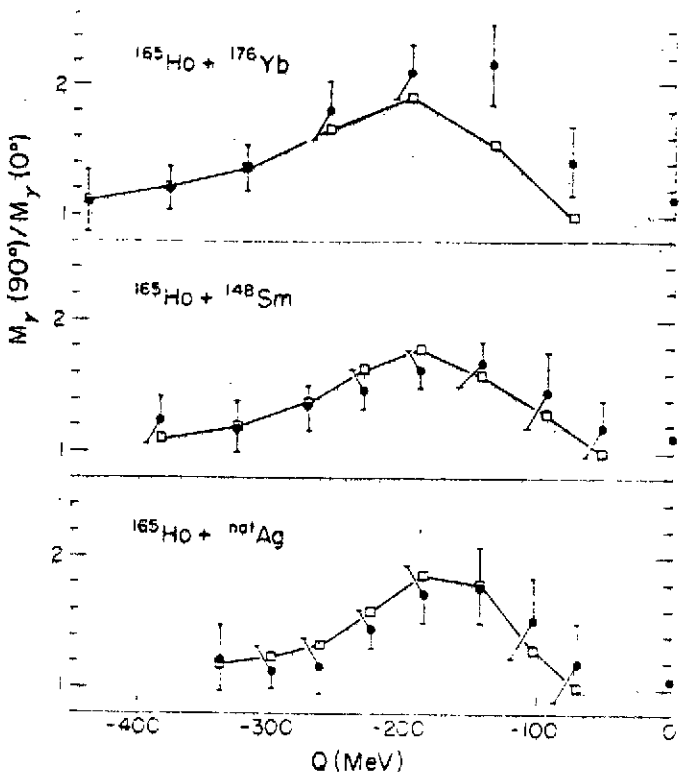


Figure 54 : Rapport des multiplicités γ dans le plan et dans la direction perpendiculaire : symboles noirs : valeurs mesurées ; symboles ouvertes : valeurs calculées (réf. 68)

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 Nöremberg[71] ont 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.

δ) 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 $\sim \frac{1}{2}(K)T$ (T : température uniforme du système). Le moment angulaire correspondant est donc de l'ordre de $\sqrt{JT}$ (J 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-

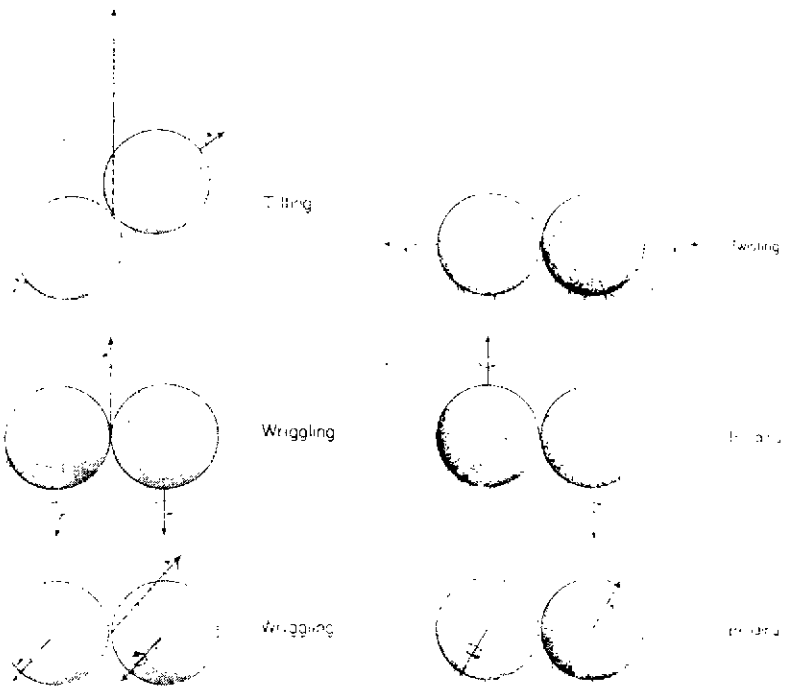


Figure 55 : Les divers modes de rotation possible des deux partenaires.

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 évènements asymétriques.

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

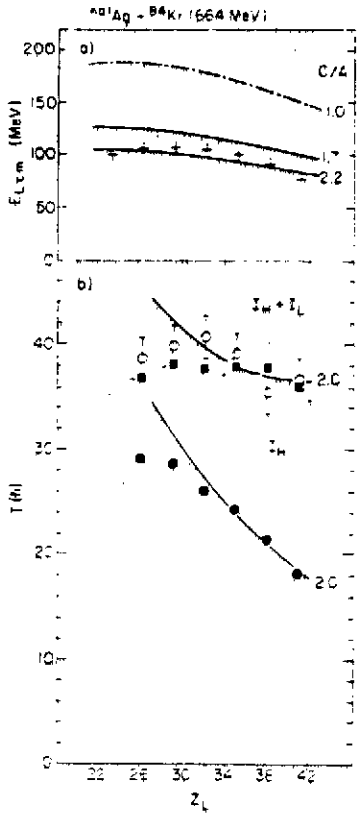


Figure 56 : Variation avec la charge du noyau détecté du spin qu'il emporte (I_H), de la somme des spins I_H+I_L emportés par les deux fragments, de l'énergie cinétique totale des fragments (E_L). I_H a été obtenu à partir des distributions angulaires des particules alpha évaporées. I_H+I_L est déduit 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.

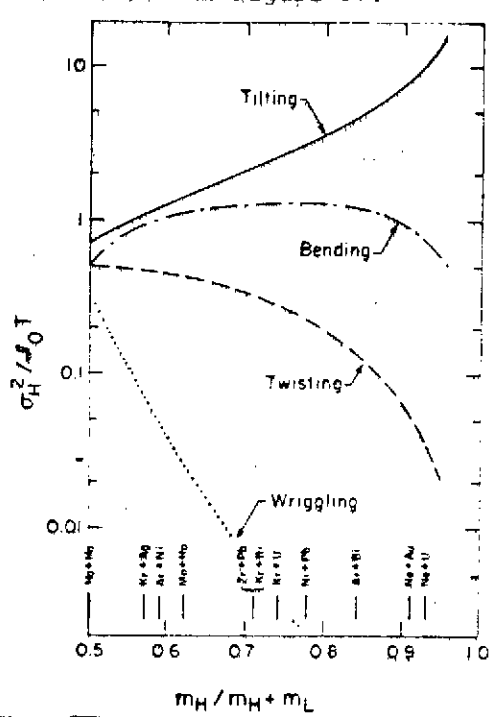


Figure 57 : Largeurs statistiques dûes aux différents modes en fonction de l'asymétrie de masse d'un système di-nucléaire en équilibre statistique (extrait de la réf. 67)

* *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 (§VIII-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 19ter 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+Bi[69], O+Ti, O+Ni, Ni+Er[72], S+Sm[73].

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 légère[75] (donc avec $\ell_i \sim 0$). 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 Nix[1] 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 TRES 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 cas[76]).

Les fragments émis se désexcitent 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 désexcitation 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 § 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 forme[22]. La détection des neutrons demande de grandes précautions afin de limiter au maximum la diffusion des neutrons dans les matériaux entourant la cible[80].

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 fragments[79]. 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 pleine 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 :

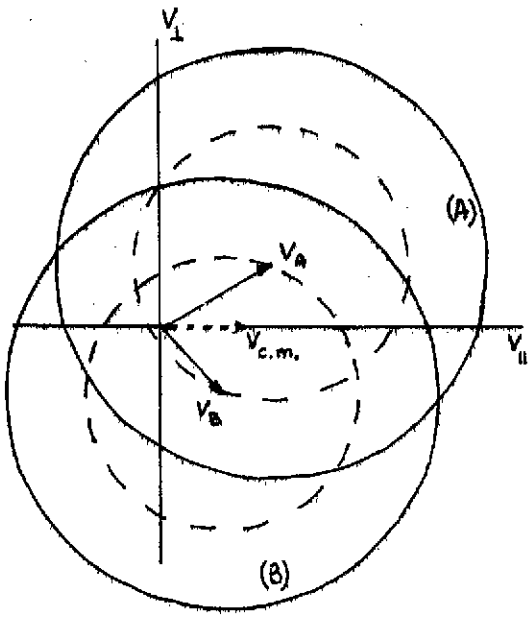


Figure 58 : Exemple de diagramme de vitesse pour le système Ar+Ni à 280 MeV. Cas d'une fragmentation symétrique. Voir le texte.

Il s'agit d'un diagramme de vitesse. Les axes sont $V_{//}$ 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 $\vec{v}_{CM}$ 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) Concrétement, 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 novaux A ou B. Cette méthode présente l'avantage de faire ressortir facilement les sources qui émettent isotroniquement des particules (cas de l'évaporation) : s'il existe une seule source, les courbes d'égales sections efficaces sont des cercles centrés autour de la pointe du vecteur vitesse caractéristique de la source. La section efficace invariante utilisée s'écrit :

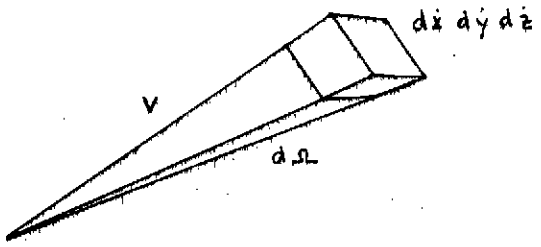
$$\frac{d^2\sigma}{v^2 dv d\Omega} \quad (= \frac{d^2\sigma}{p d\Omega dE}) \qquad (26)$$

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 élementaire 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 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.

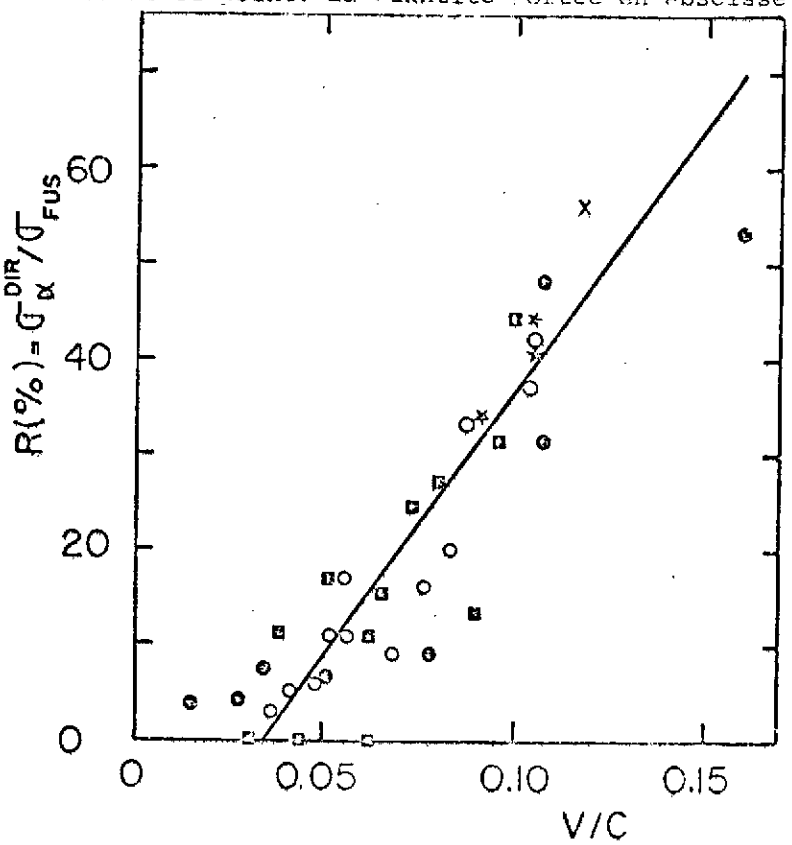


Figure 59 : Rapport entre la section efficace d'émission d'α directs et la section efficace de fusion en fonction de la vitesse du projectile au moment du choc. Les divers symboles correspondent à différents projectiles ^{12}C, ^{14}N, ^{16}O, ^{35}S, ^{40}Ar. Il apparaît que tous les résultats se regroupent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

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 MeV[80]. C'est un système lourd pour lequel l'évaporation libérera presque exclusivement des neutrons.

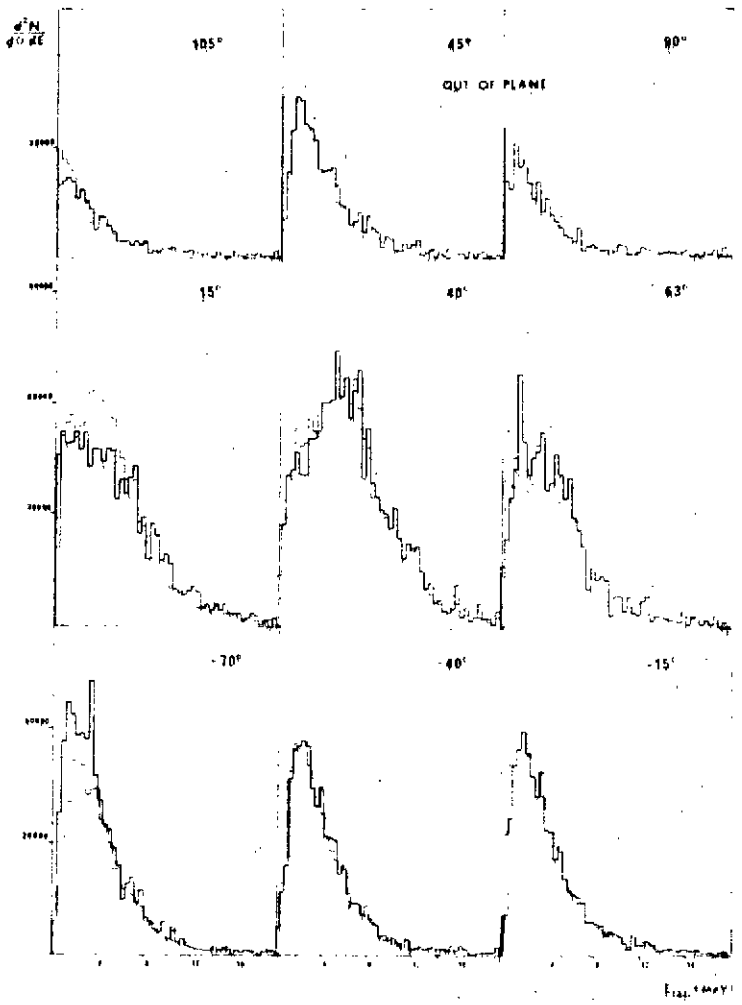


Figure 60 : Spectres en énergie des neutrons aux différents angles. Les courbes en trait épais sont les résultats des mesures. A partir des spectres obtenus dans la direction de vol des fragments (±10°), on a pu calculer pour chaque angle (trait fin) des contributions de neutrons évaporés par l'un ou 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°) 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

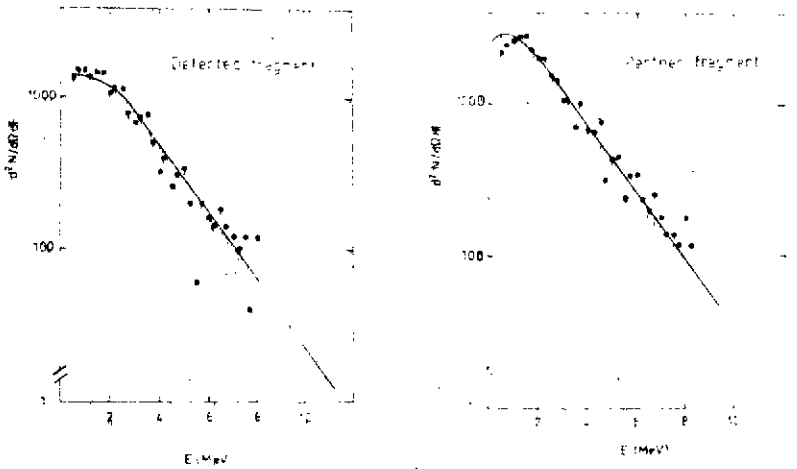


Figure 61 : Spectres en énergie cinétique des neutrons émis par le fragment détecté (quasi-cuivre) et le fragment lourd complémentaire. Le système de référence est dans chaque cas celui lié au fragment concerné. Les courbes sont calculées en admettant que la température est uniforme dans le système composite.

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 Randrup : 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 reçevraient alors la même énergie d'excitation. Il en résulterait 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 τ_1 et τ_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 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→1 que dans le sens 1→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

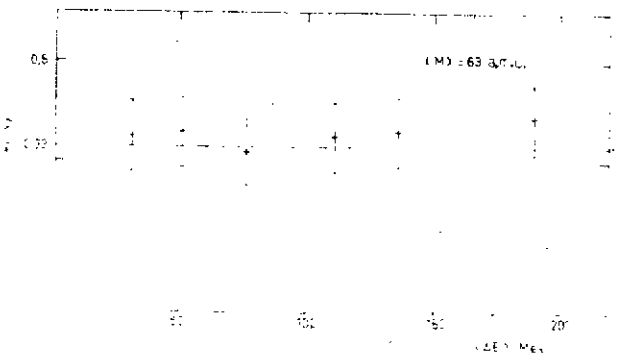


Figure 62 : Rapport entre les nombres de neutrons évaporés par les quasi-cuivre et quasi-or dans la réaction Cu+Au en fonction du Q de réaction. Ce rapport est trouvé égal au rapport des masses des deux noyaux (ligne pointillée) ce qui implique que leurs températures sont identiques même pour des Q faibles.

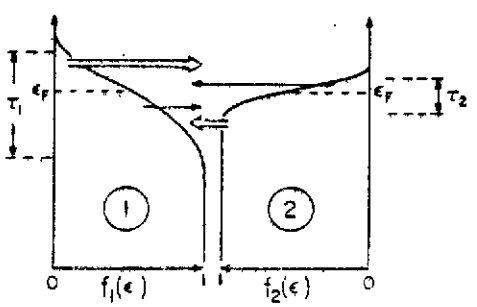


Figure 63 : voir le texte

* *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 nucléons[36] et les effets de déformation des fragments[37] 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.

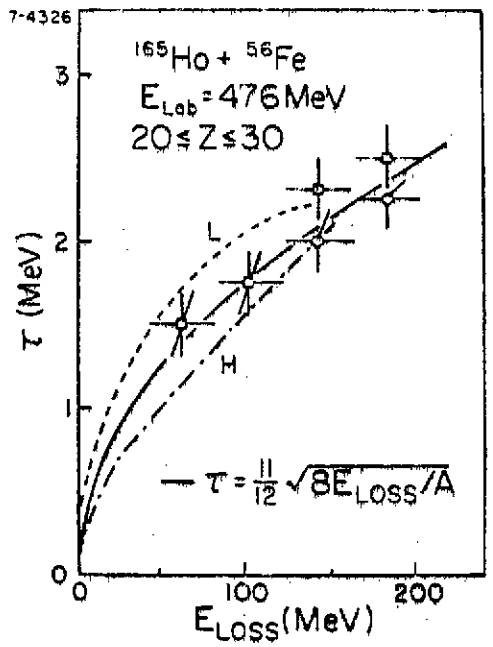


Figure 64 : Températures mesurées (points) et calculées (courbes pointillées) des fragments léger et lourd en fonction du Q de réaction. Système Ho+Fe, l'accord théorie-expérience est correct bien que non parfait.

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 nucleon, 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+Ni[66] ou Ho+Fe[36] : 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+U[87]. 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 ambigües ne peuvent être tirées que si les mesures réalisées cou-

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

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 ($\tau\sim10^{-22}$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 $\frac{\vec{p}}{m}+\vec{u}$, somme de sa vitesse propre dans A ($\frac{\vec{p}}{m}$) et de la vitesse relative $\vec{u}$ des deux noyaux (figure 65).

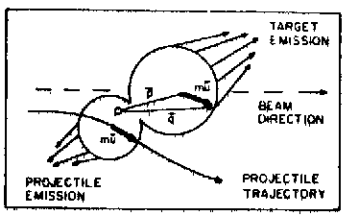


Figure 65

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.

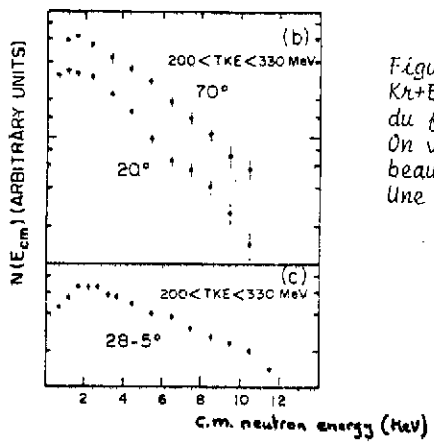


Figure 65 bis : Spectres des neutrons émis dans la réaction Kr+Er à 11,9 MeV/nucléon. A 20°, on a isolé la contribution du fragment léger ; à 28°5 et 70°, celle du fragment lourd. On voit que la pente du spectre associé au lourd à 28°5 est beaucoup plus faible que les pentes des deux autres spectres.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

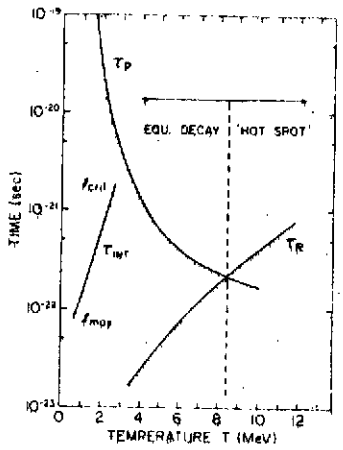


Figure 66 : voir texte

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_R. La figure 66 montre des estimations pour le système Fe + 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.

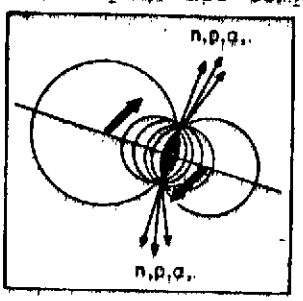


Figure 67 : Point chaud

3) Les PEP's ou Fermi Jets

Ces deux noms représentent le même mécanisme. Les PEP's (Prompt Emitted Particles) ont été introduites par Bondorf[81], les Fermi jets par Swiatecki[82]. Gross et Wilczynski[83] ont introduit un mécanisme voisin. L'idée découle simplement des notions évoquées dans l'introduction : un nucléon d'énergie cinétique ε 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) :

$$\varepsilon' = \frac{\alpha^2}{2m} = \frac{p^2+m^2u^2+2\vec{p}.m\vec{u}}{2m}$$

$$\varepsilon' = \varepsilon + E_r + \vec{p}.\vec{u}$$

Si ε' 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 Fermi 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 légers [85]. 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.

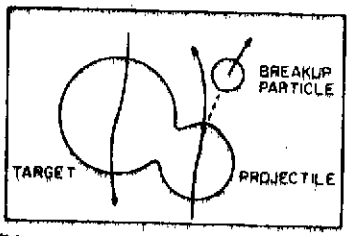


Figure 69 : Fragmentation (break up) du projectile.

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 générales non ambiguës.

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), 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 perret effectivement d'approcher les résultats du domaine relativiste (~ GeV/nucléon). La désexcitation du point chaud y est traitée de façon statistique. Il existe des versions plus élaborées (fire streaks[102]) qui sortent du cadre de ce cours.

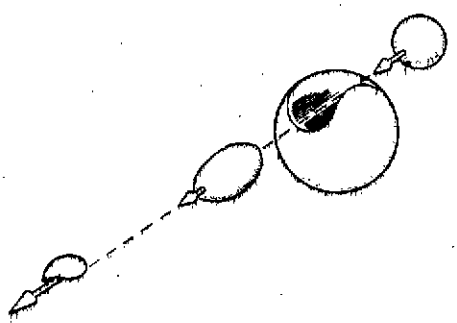


Figure 70 : Modèle participant-spectateur

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 raccrochent 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 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 :

$$Ne + Sn \rightarrow [O+\alpha] + Sn \rightarrow \alpha + Ce$$

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 un 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 λ=0,29 F, valeur nettement inférieure à la distance moyenne entre deux nucléons du noyau cible. Dans le second cas, elle vaut λ=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 :

α) Température d'ébullition de la matière nucléaire

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

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

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

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

La limite de stabilité du noyau est obtenue pour :

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

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

β) 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 Darmstadt[9]. 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 F_i=40 MeV par nucléon. L'énergie centre de masse associée est :

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

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 évènements 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 $p_{proj.}$

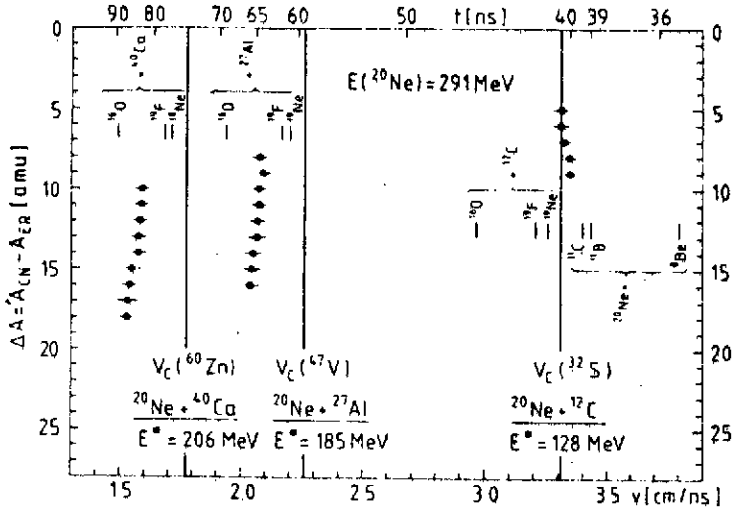


Figure 72 : Ecart à la masse du noyau composé en fonction de la vitesse mesurée. Les lignes verticales correspondent aux vitesses des noyaux de fusion complète. Sont aussi indiquées les vitesses attendues pour plusieurs types de fusion incomplète.

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 :

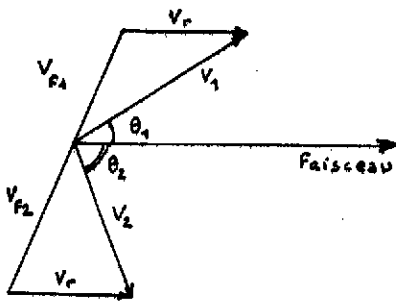


Figure 73

supposons que le noyau fissionnant soit de fusion complète ($p_{//}=p_{proj}$). Alors la mesure des énergies (ou vitesses) laboratoire et des angles d'émission des deux fragments détectés en coïncidence permet de calculer toutes leurs caractéristiques cinématiques : masses, énergies et angles d'émission ($\bar{\theta}_1$ et $\bar{\theta}_2$) dans le système du centre des masses. La seule hypothèse 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 évènement 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 évènement comme s'il s'agissait d'une fusion complète, les deux angles $\bar{\theta}_1$ et $\bar{\theta}_2$ calculés, sont incohérents : on trouve $\bar{\theta}_1+\bar{\theta}_2>180°$. 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 $\bar{\theta}_1+\bar{\theta}_2=180°$. 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 nucléon[101].

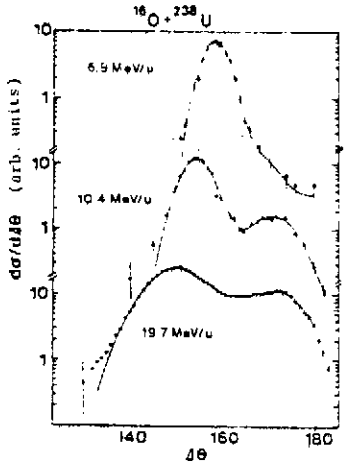


Figure 74 : Corrélations angulaires des fragments de fission pour la réaction O+U à 3 énergies.

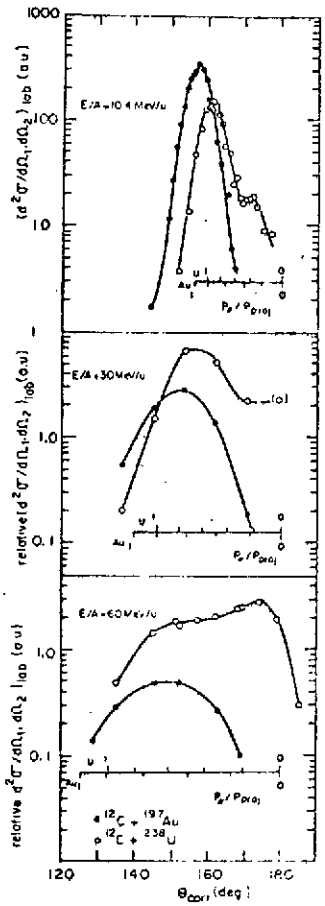


Figure 75 : Corrélations angulaires des fragments de fission pour la réaction C+U à 3 énergies incidentes. Une échelle $p_{//}/p_{proj}$ est également indiquée.

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 évènements de fusion complète. Ce résultat a été obtenu également pour des cibles plus légères (Ni^{101} et V^{92}). 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'évènements de fusion complète est vraiment nul.

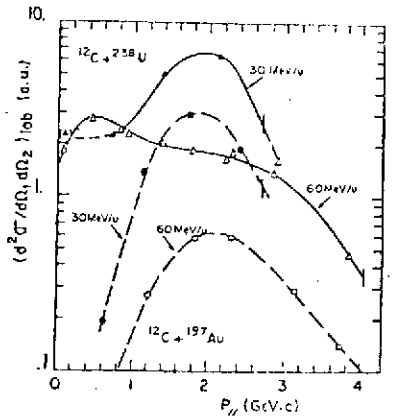


Figure 76 : Sections efficaces de fusion en fonction de $p_{//}$ pour les systèmes C+U et C+Au à 3 énergies de bombardement.

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 y voir que $p_{//}$ diffère de p_{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. Pour ce qui concerne la comparaison proton-ions lourds, on y 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.

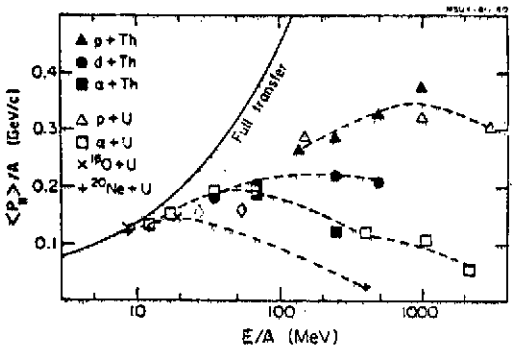


Figure 77 : Moment transféré $p_{//}$ en fonction de l'énergie par nucléon pour quelques systèmes. Les résultats de la figure 76 y sont portés avec le symbole (réf. 98)

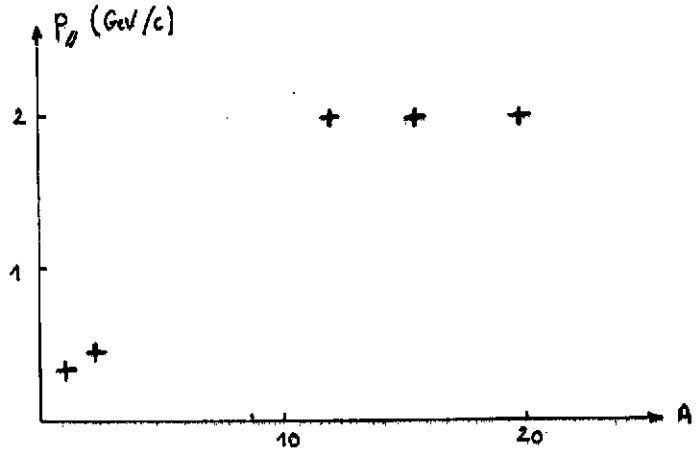


Figure 77 bis : voir texte

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 :

i) 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 $^{12}C+\alpha$ a souvent été mis en évidence mais des émissions de protons sont aussi possibles.

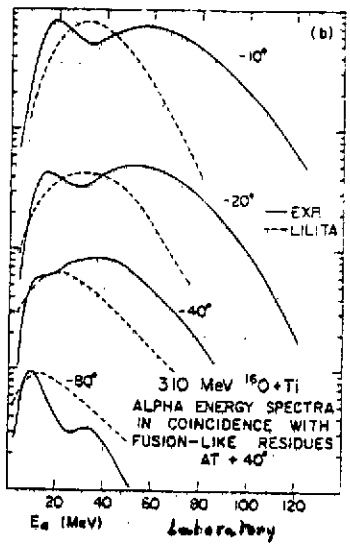


Figure 78 : Spectres en énergie des particules alpha détectées en coïncidence avec les résidus d'évaporation pour le système O+Ti à 310 MeV. Les courbes en trait plein sont expérimentales ; les courbes en pointillé sont les contributions calculées dans l'hypothèse d'une évaporation par le noyau composé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

Considérons maintenant les résultats relatifs à la fission. Une étude complète a été réalisée pour les systèmes O+U[94] 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 évènements. Quant aux collisions plus centrales ($p_{//}$ grand), elles sont accompagnées de protons, deutrons, tritrons et alphas émis vers l'avant mais aussi vers l'arrière. Lynen[108] 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

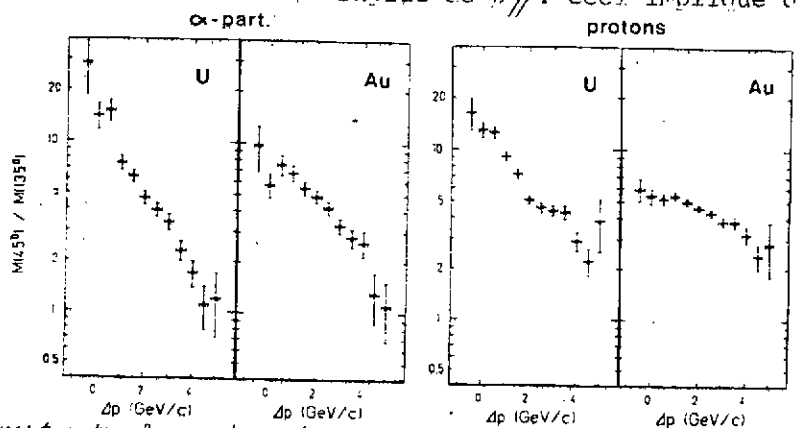


Figure 79 : Rapport entre les nombres de protons (ou d'alphas) détectés à 45° et à 135° en fonction de $p_{//}$ pour les systèmes C+U et C+Au à 86 MeV/n.

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

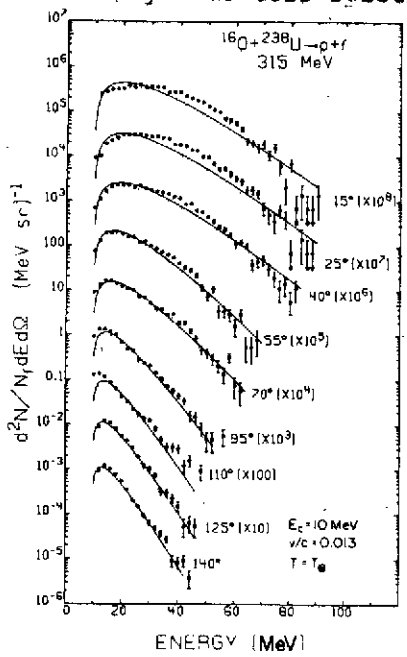


Figure 80 : Spectres en énergie calculés (traits) et expérimentaux (points) en supposant l'évaporation à partir d'un point chaud. (La courbe en pointillé tient compte de l'effet de la répulsion coulombienne du noyau lourd. La courbe en trait plein néglige cette contribution.)

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 exclusives[110].

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 ($\sim A^{2/3}$).

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

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 :

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

(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 surface[97]. E_S est l'énergie de la particule émise dans le système de la source).

Dans le système du laboratoire, cette expression devient :

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

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 :

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

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~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 :

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

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

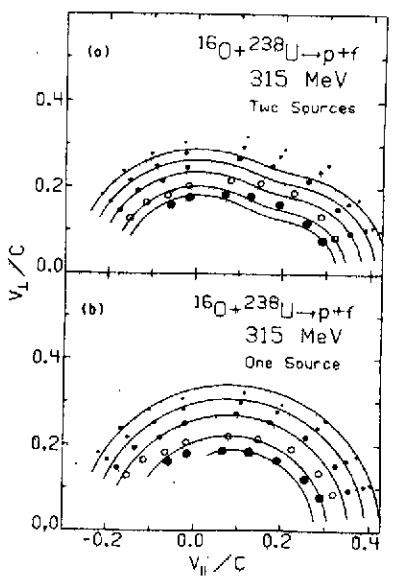


Figure 81 : Comparaison théorie-expérience dans le cas où l'on suppose :
a) deux sources d'émission animées de la vitesse du faisceau et de celle du noyau composé.
b) d'une seule source d'émission de vitesse égale à la moitié de celle du projectile ayant déjà vaincu la répulsion coulombienne de la cible.

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 dominent 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 (θ>90°) 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 suffisante[101] (>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 83[92], la composante basse énergie est

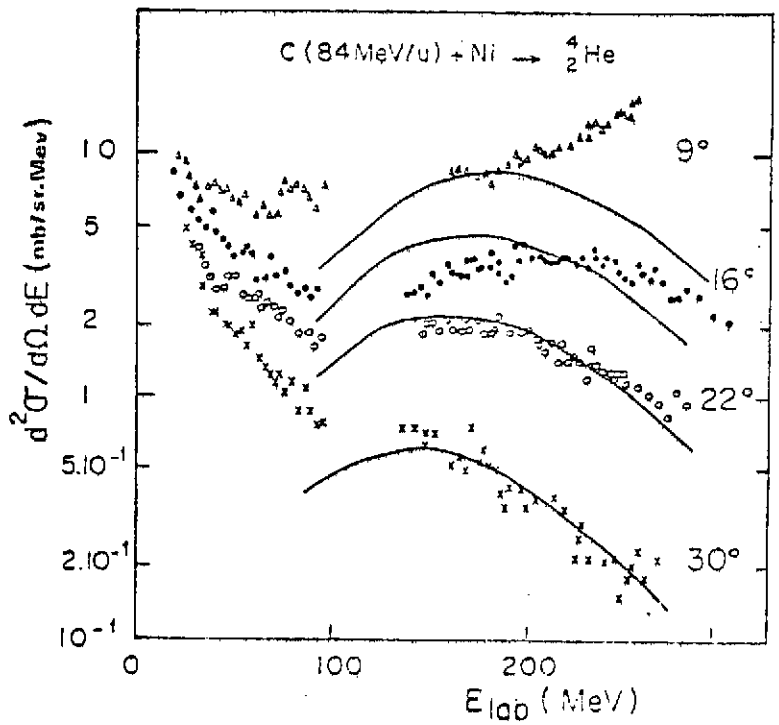


Figure 83 : Spectres en énergie des particules α émises à différents angles pour le système C+Ni à 84 MeV par nucléon. Les courbes sont la contribution calculée d'une source animée de la demi-vitesse du faisceau.

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 difficiles 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.

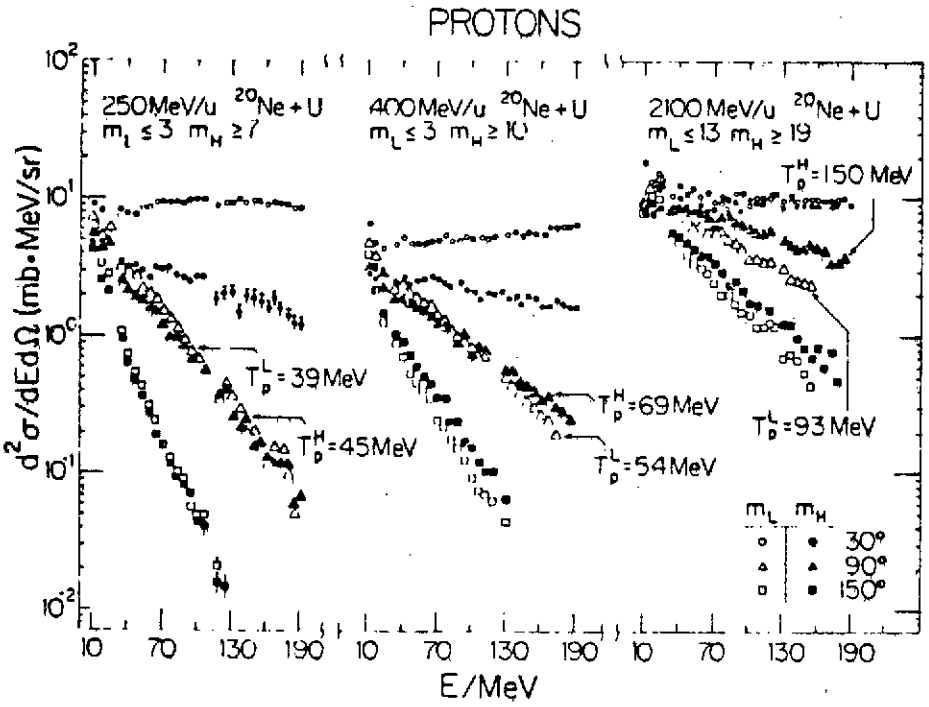


Figure 84 : Spectres inclusifs de protons pour le système Ne+U à 250, 400 et 2100 MeV/n dans le cas de collisions centrales.

IX - POINT CHAUD (BOULE DE FEU) OU CASCADE

Scott[98] 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.

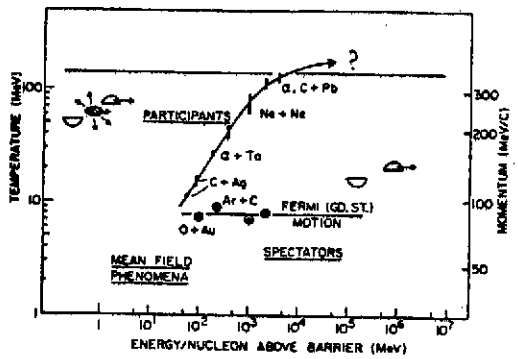


Figure 85 : Températures déduites de l'analyse des spectres en énergie des particules légères (courbe croissant jusqu'à 100 MeV) et des fragments plus lourds (courbe plate à 8 MeV).

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 :

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

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 :

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 deutons sont voisines.

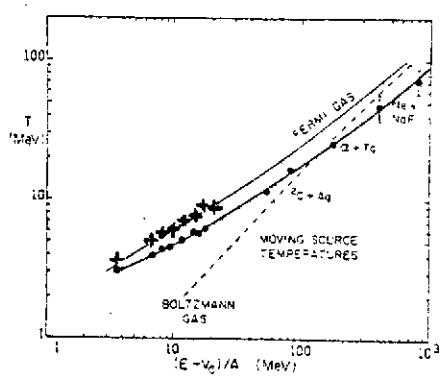


Figure 86 : Température de la boule de feu en fonction de l'énergie incidente corrigée pour la répulsion coulombienne. Les points sont expérimentaux pour les protons (points noirs) et les deuterons (croix).

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 émis[104] (figure 87). L'accord avec l'expérience est un peu meilleur que

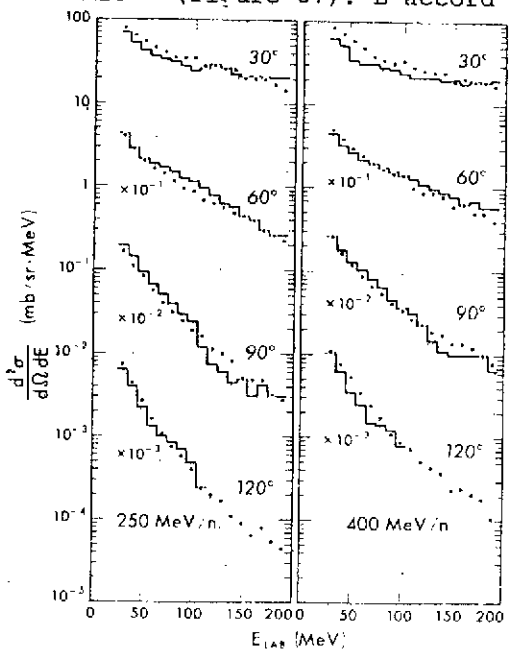


Figure 87 : Spectres en énergie des protons émis dans la collision Ne+U à 250 MeV par nucléon. Points : résultats expérimentaux Histogramme : résultat du modèle de cascade intranucléaire (réf. 105)

dans le cas du modèle participant-spectateur[103]. 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.

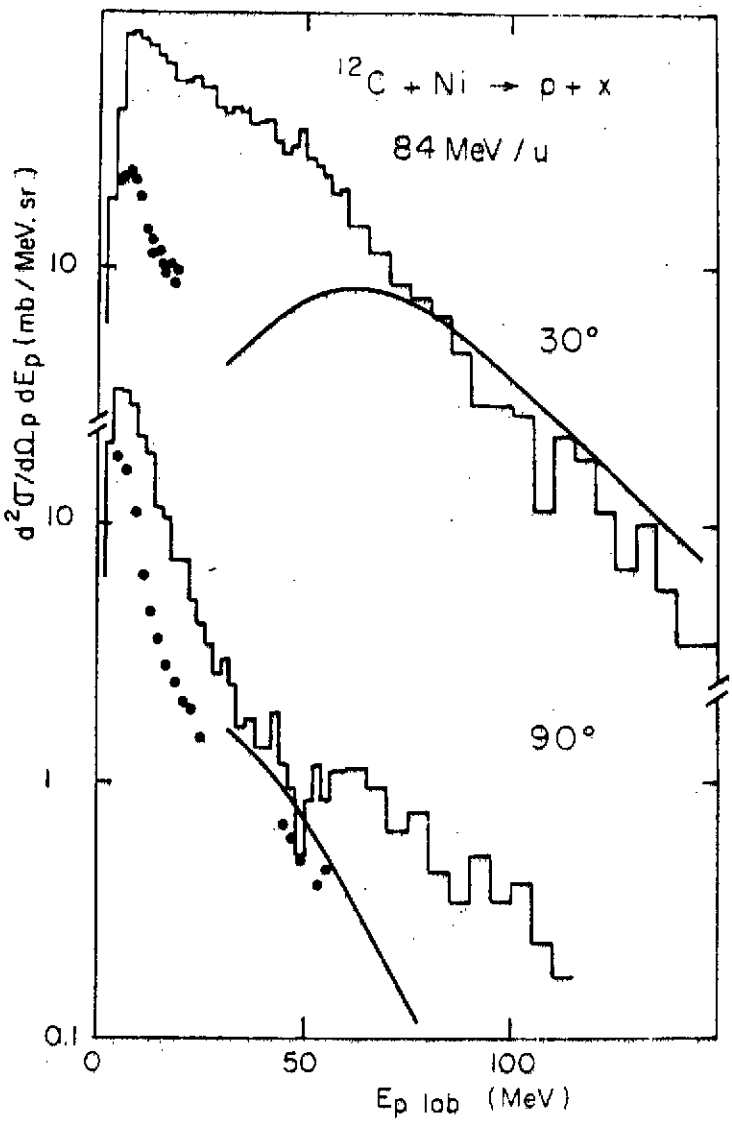


Figure 88 : Spectres en énergie des protons détectés à 30° et 90° dans la collision C+Ni à 84 MeV par nucléon. Les points sont expérimentaux. La courbe également (système C+Cu à la même énergie). Les histogrammes sont calculés. Extrait de la réf. 101.

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.

Raisonnons 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 :

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

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

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

où $\langle \vec{p}_i.\vec{p}_j\rangle$ est la valeur moyenne du produit scalaire $\vec{p}_i.\vec{p}_j$ 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) :

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

De même, pour le "morceau" de A' nucléons, on a : $(\vec{p}_{A'})^2 = (\sum_{i=1}^{A'} \vec{p}_i)^2 = A'\langle p^2\rangle + A'(A'-1)\langle \vec{p}_i.\vec{p}_j\rangle$

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

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

Donc, une mesure de chaque composante ($p_{x,y,z}$) du vecteur $\vec{p}_A$ doit conduire à une distribution gaussienne de la forme $\exp(-p^2_{x,y,z}/2\sigma^2)$ 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_o^2. On voit que pour une collection de fragments finaux, σ_o^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 dipolaire [98]. Il peut aussi, en partie, être dû à la désexcitation des fragments.

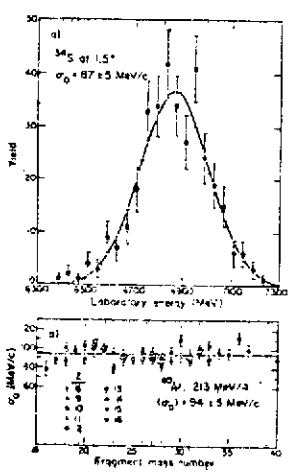


Figure 89 : Partie supérieure : exemple de distributions en énergie cinétique des fragments libérés dans la réaction Ar+C à 213 MeV par nucléon. Dans la seconde partie de la figure, les valeurs de σ_o^2 déduites des spectres en énergie sont tracées en fonction de la masse du fragment détecté. σ_o est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

Scott a regroupé sur la figure 85

plusieurs résultats de ce type*. Il semble apparaître que, au-dessus de 50 MeV par nucléon, σ_o demeure constant en accord avec le modèle. Toutefois, il existe des systèmes pour lesquels σ_o 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 Stevenson[104] 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 partisants 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 Koonin[115]

---

* *Scott a regroupé sur la figure 85 les données relatives aux fragments spectateurs et aux participants, en exprimant σ_o 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 a[97] :

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

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

$$\sigma_o^2 \simeq m_N (k)T$$

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

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

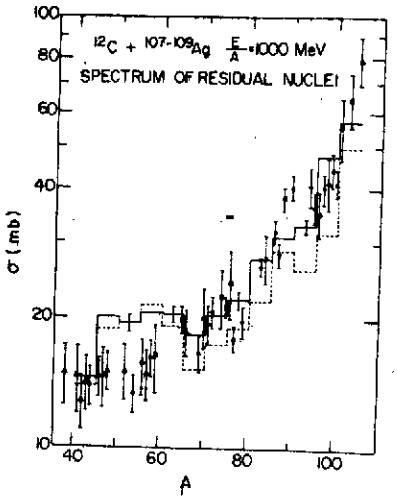


Figure 90 : Distribution de masses de noyaux résiduels pour le système C+Ag à 1 GeV/n. Les points sont expérimentaux, les courbes calculées (réf. 106).

Les modèles de cascade intranucléaire sont embarassés 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 cible[114] 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 collectifs[107] :

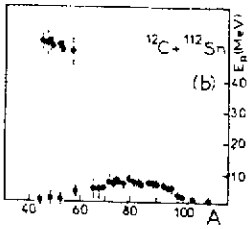


Figure 91 : Relation entre la masse et l'énergie cinétique des produits issus de la réaction C+Sn à 84 MeV/nucléon

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 $\vec{p}_o$ près.

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

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'écrit[111] pour les noyaux légers de F nucléons (F=2 pour les deutons) :

$$\frac{1}{p^2}\frac{d^2\sigma_F}{dp.d\Omega} = \frac{1}{F!}\frac{d^2\sigma_p}{p^2dpd\Omega}\left(\frac{d^2\sigma_p}{p^2dpd\sigma}\frac{4\pi}{3}\gamma p_o^3\right)^{F-1} \qquad (31)$$

où $\frac{d^2\sigma_p}{p^2dpd\Omega}$ 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 type[112]. 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 deux modèles. Elle permet de calculer le seul paramètre du modèle de coalescence p_o et celui du modèle thermodynamique : le diamètre de la zone où l'équilibre thermodynamique est réalisé, c'est à dire le diamètre r_o de la zone participant ou du point chaud. r_o est trouvé sensiblement indépendant de l'énergie de bombardement entre 20 et 1000 MeV par nucléon ($r_o \sim 4F$)*.

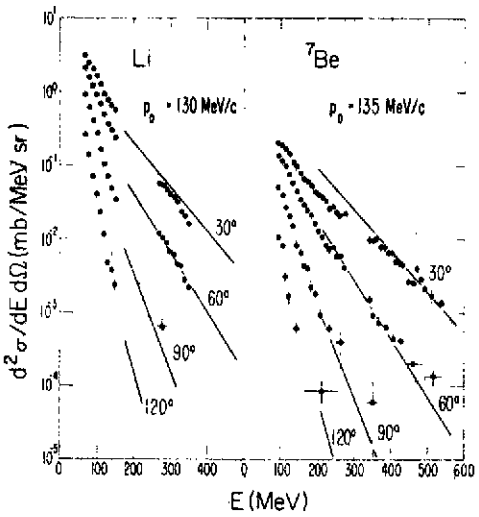


Figure 92 : Spectres en énergie expérimentaux (points) pour les Li et ^{7}Be détectés et courbes calculées avec le modèle de coalescence - systèmes Ne+U à 250 et 400 MeV/nucléon.

Remarquons que les modèles précédents ne permettent bien sûr pas de reproduire les sections efficaces associées aux mécanismes d'évaporation par les résidus (spectateurs).

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 cascade[122]

* *Cet ordre de grandeur de r_o 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.*

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 lourds[120].

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.

Il n'est pas nécessaire de faire appel à quelque effet collectif[123,124] (figure 93).

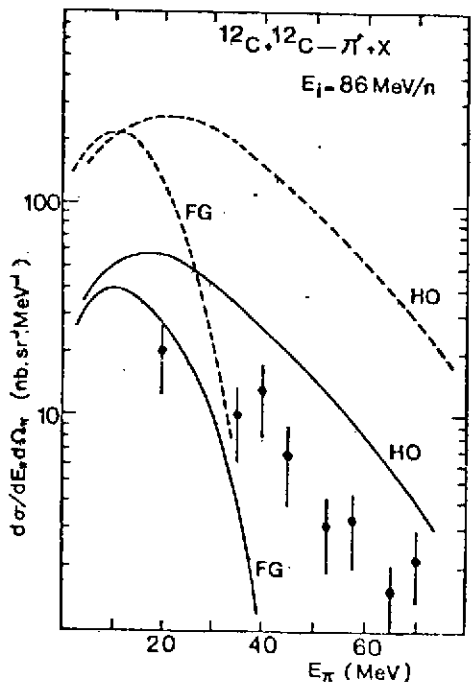


Figure 93 : Spectre en énergie des pions détectés à 90° pour la réaction C+C à 86 MeV/nucléon. Ces points sont expérimentaux. Les courbes théoriques : FG : gaz de Fermi ; HO : oscillateur harmonique ; trait plein ou pointillé selon que l'on tient ou ne tient pas compte du principe de Pauli et de la réabsorption 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 $p_{//}$ 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 avions 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 $^{7}Li+Pb$[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.

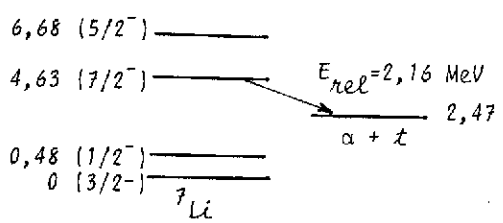


Figure 92

Figure 94 : Schéma de niveau du ^{7}Li et du fondamental pour l'ensemble des deux noyaux α et t. La réaction $^{7}Li \rightarrow \alpha+t$ ne peut se faire à partir d'un ^{7}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 Kr+Er[116] ou Mo+Mo[117] ou Xe+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 Mo+Mo. On ne peut comprendre l'asymétrie de cette distribution qu'en admettant qu'au moins un troisième

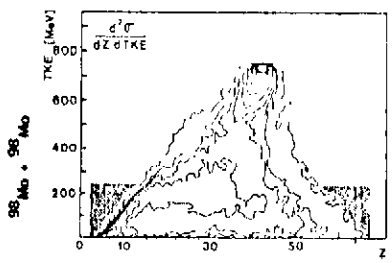


Figure 95 : Diagramme de Wilczinski pour le système Mo+Mo à 14,8 MeV par nucléon.

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 y_{rast}. Leurs schémas de désexcitation sont donc simples (figure 96) : les gamma statistiques (E1) les conduisent sur la ligne y_{rast} qu'ils suivent jusqu'au fondamental. La mise en évidence des diverses transitions de la bande y_{rast} permet de déterminer les diverses positions du point A, donc de remonter à la population initiale de moment angulaire. Sarantites[121] 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}.

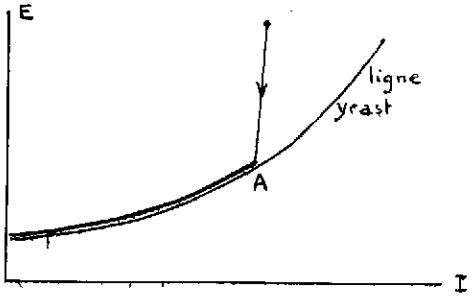


Figure 96

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/nucléon[119]. Par contre, à 800 MeV par nucléon[109] 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 évènement. 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°.

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 évènement par évènement et non plus en moyenne. On espère pouvoir ainsi trier sans ambiguité 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. SWIATECKI, Nucl. Phys. 4 (1980) 383

W.J. SWIATECKI, 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 Story 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, Editeur John Wiley and sons, 1979

23) H. GAGGELER et col., Proc. Int. Workshop on gross Properties of Nuclei and Nuclear excitations, X, Hirschegg, 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, Receuil 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, p. 11
41) P. DYER et col., Phys. Rev. C, 22 (1980) 1509
42) B. GATTY et col., Z. Phys. A273 (1975) 65
43) W.U. 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) 167
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 20ème 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. MORISSEY et col., LBL 13055 (1982)
78) P.R. CHRISTENSEN et col, Nucl. Phys. A349 (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. A330 (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-80-83

87) M. KILDIR et col, Z. Phys. A 306 (1982) 323

88) W.V. SCHRODER, 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) V. VARIV 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. LLERES, 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. GOLDHABER, 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) V. VARIV 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. LYNEN, International Conference on selected aspects of heavy ion reactions, Saclay, 3-7 mai 1982, Nucl. Phys. A 387 (1982) 129C

109) S. NAGAMAIYA 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) Y. 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