

# L'influence de la dynamique dans le processus de fusion-évaporation Les limites du modèles statistique

D. Guerreau

► **To cite this version:**

D. Guerreau. L'influence de la dynamique dans le processus de fusion-évaporation Les limites du modèles statistique. École thématique. Ecole Joliot Curie "Collisions nucléaires aux énergies voisine de l'énergie de Fermi", Bombannes, (France), du 13-17 septembre 1982 :1ère session, 1982. cel-00637995

**HAL Id: cel-00637995**

**<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00637995>**

Submitted on 3 Nov 2011

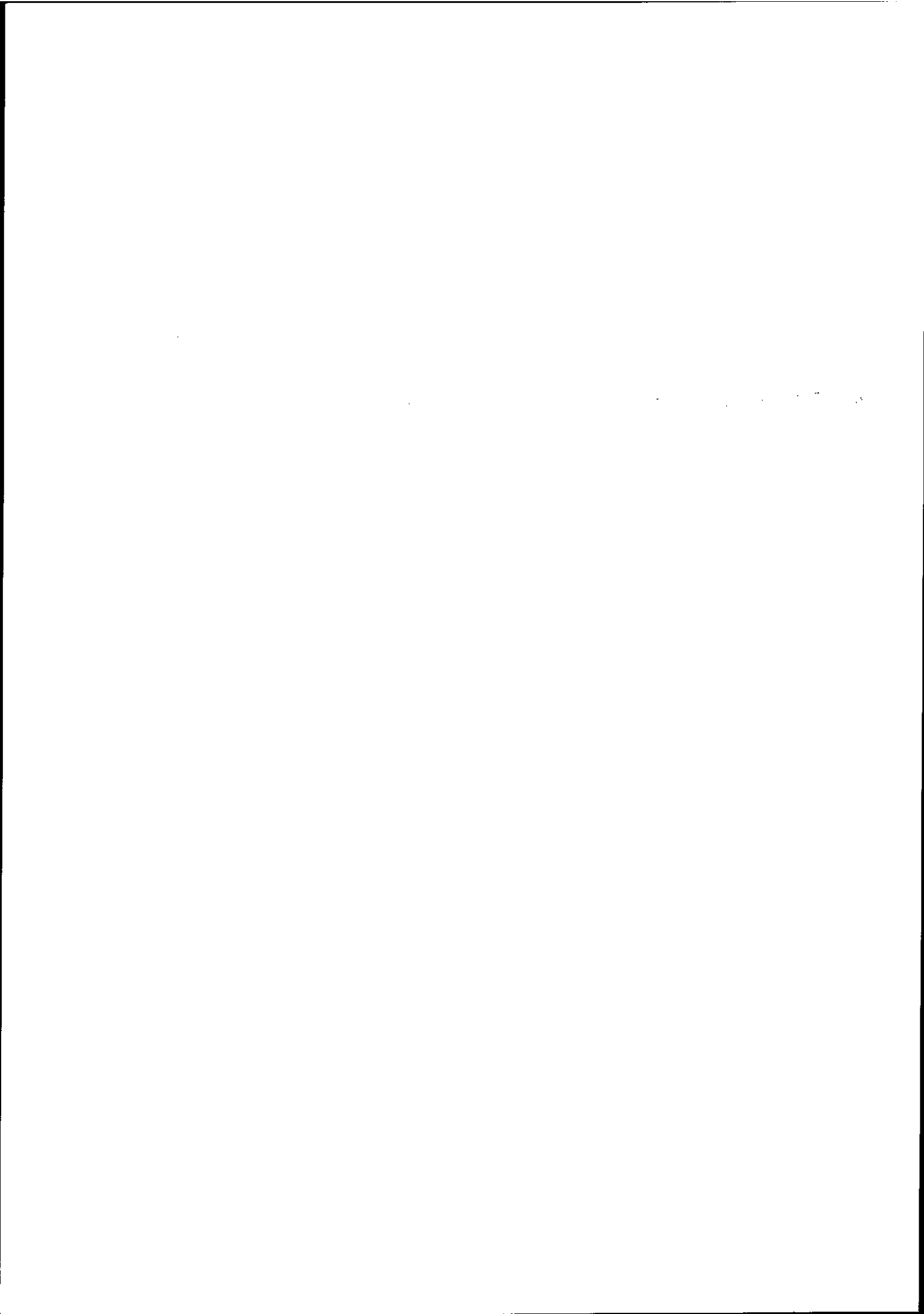
**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

**L'INFLUENCE DE LA DYNAMIQUE DANS LE PROCESSUS DE FUSION-EVAPORATION  
LES LIMITES DU MODELE STATISTIQUE**

**D. GUERREAU**

Institut de Physique Nucléaire, Orsay



## I. INTRODUCTION

L'évaporation de particules chargées à partir du noyau composé a depuis longtemps été utilisée comme outil pour mieux comprendre les problèmes liés à la désexcitation du noyau composé<sup>1</sup> ; elle a ainsi permis d'étudier les propriétés nucléaires dans des conditions qui n'étaient pas accessibles avec d'autres types de réaction. Tout particulièrement, dans les réactions par ions lourds, cette émission de particules s'est révélée être très efficace dans l'étude de l'influence du moment angulaire.

Des codes de plus en plus sophistiqués ont été utilisés pour tenter de décrire dans son intégralité l'ensemble du processus de désexcitation en tenant compte des voies neutrons, protons, alpha, rayonnement  $\gamma$  et fission. Citons parmi les plus "célèbres" GROGI, JULIAN, CASCADE, ALICE<sup>2</sup>. Tous ces codes ont permis de donner une représentation assez satisfaisante des données expérimentales, tout du moins pour les noyaux composés pas trop lourds et dans des états d'énergie et de moment angulaire pas trop élevés. Il n'est pas de même, nous allons le voir plus longuement lors de ce séminaire, lorsqu'on observe les résultats expérimentaux pour les noyaux très lourds ou/et pour les réactions au cours desquelles de très grandes valeurs de moments angulaires sont mises en jeu. L'influence de l'énergie incidente, jusqu'aux énergies GANIL sera également abordée.

Le but de cet exposé est donc de montrer que les derniers résultats expérimentaux sur la compétition entre la fission et l'évaporation de particules chargées aussi bien que de neutrons, remettent en cause certains fondements du modèle statistique. A tout le moins, certains paramètres méritent d'être traités de manière plus exacte ; citons dès maintenant à titre d'exemple, l'état de déformation du noyau initial et final ou la prise en compte de l'existence d'un noyau résiduel excité à une température finie  $T$  ; ces effets ont des implications directes sur les pénétrabilités de la réaction inverse et les densités de niveaux. Citons enfin, et surtout, les effets dynamiques nullement pris en compte par aucun modèle d'évaporation de particules.

Cet exposé se compose essentiellement de 3 parties. Dans un premier chapitre, je rappellerai de façon très succincte quelques formules fondamentales tirées du modèle statistique qui décrivent la compétition entre les différentes voies de sortie. Dans la seconde partie seront explicitées quelques unes des expériences qui remettent en cause les rappels de la section I. Enfin, dans une dernière partie, une discussion des résultats expérimentaux sera effectuée en insistant sur le rôle primordial de la dynamique de la collision.

Tout au long de cet exposé, les termes de noyau composé et de noyau de fusion seront employés. Ce problème de sémantique est suffisamment important pour que soit explicité ce que recouvre l'emploi de ces deux termes apparemment très voisins. Au cours de l'interaction entre 2 noyaux lourds, on peut parler de fusion lorsqu'après que l'énergie du mouvement relatif ait été progressivement répartie entre les divers degrés intrinsèques du système, un complexe interm-

diaire (ou système composite) a été formé entre les 2 noyaux. Le temps d'interaction a été suffisamment long pour que le système ait atteint l'équilibre de masse et bien sûr un équilibre thermodynamique. On ne peut, bien sûr, à ce stade parler d'équilibre de forme. Ensuite et sous certaines conditions, ce noyau de fusion peut atteindre l'équilibre par rapport à tous les degrés de liberté internes du système. On peut alors, et seulement dans ce cas, parler de noyau composé<sup>3</sup>.

## II. QUELQUES RAPPELS SUR LE FORMALISME DU MODELE DU NOYAU COMPOSE

Il est bien sûr hors de question de donner ici une description exhaustive du modèle statistique. Pour ce faire le lecteur pourra se référer à des revues telles que celles de Lefort<sup>4</sup> ou Fleury<sup>4</sup>. Cette section a seulement pour but de donner quelques rappels sur les probabilités de désexcitation et les rapports d'embranchement de façon à montrer l'importance des paramètres essentiels du modèle. La probabilité d'émission d'une particule  $\nu$  d'énergie  $\epsilon$  à partir d'un noyau composé d'énergie d'excitation  $E_i$ , de moment  $J_i$  vers un noyau résiduel ( $E_f, J_f$ ) est donnée par l'expression suivante :

$$(1) \quad R_{\nu}(E_i, J_i; E_f, J_f) = \frac{1}{h} \frac{\rho_{\nu}(E_f, J_f)}{\rho(E_i, J_i)} \sum_{S=J_f-s}^{J_f+s} \sum_{\ell=J_i-s}^{J_i+s} T_{\ell}^{\nu}(\epsilon)$$

$T_{\ell}$  est la pénétrabilité correspondante pour la réaction inverse,  $\rho$  et  $\rho_{\nu}$  les densités de niveaux du noyau initial et final.

De même, une formulation analogue peut être obtenue pour la probabilité de fission

$$(2) \quad R_f(E_i, J_i) = \frac{1}{h \rho(E_i, J_i)} \int_0^{E-E_J(f)} \rho_f(E-B_J(f) - \epsilon_f) d\epsilon_f$$

$\epsilon_f$  est l'énergie cinétique dans le mode de fission,  $B_J(f)$  est l'énergie au point selle pour un moment angulaire  $J$ ,  $\rho_f$  la densité de niveaux à la déformation du point selle.

Une expression courante utilisée pour représenter la densité de niveaux est :

$$(3) \quad \rho(E, J) \propto (2J+1)E^{-2} \exp 2 \sqrt{a(E-E_{\text{rot}}(J))}$$

$a$  est le paramètre de densité de niveaux ( $a \sim \frac{A}{8}, \frac{A}{10}$ ),  $E_{\text{rot}}(J)$  l'énergie de rotation du noyau.

A partir de ces formules, on peut définir des expressions approximatives concernant les rapports d'embranchement. Ces expressions ont cependant le mérite de montrer de manière simple comment va s'effectuer la compétition entre les diverses voies de sortie. Le rapport d'émission entre 2 particules  $\nu_1$  et  $\nu_2$  peut ainsi s'écrire :

$$(4) \quad \frac{\Gamma_{\nu_1}}{\Gamma_{\nu_2}} = \frac{g_{\nu_1} \mu_{\nu_1}}{g_{\nu_2} \mu_{\nu_2}} \exp \left( \frac{B_J(\nu_2) - B_J(\nu_1)}{t} \right)$$

$$g_{\nu} = 2s_{\nu} + 1$$

$B_J(\nu)$  est la barrière effective pour la particule  $\nu$

$$(B_J(\nu) = E_c(\nu) + E_J(\nu) + S_{\nu} + \delta_{\nu})$$

$t$  est la température nucléaire.

Quant au rapport d'embranchement entre une particule  $v$  et la voie de fission  $f$ , celui-ci peut s'écrire :

$$(5) \quad \frac{\Gamma_v}{\Gamma_f} = \frac{2g_{\nu} \mu_{\nu} R_{\nu}^2 t}{\hbar^2} \exp\left(\frac{B_J(f) - B_J(v)}{t}\right)$$

où  $R_{\nu}$  est la distance d'interaction,  $B_J(f)$  la barrière de fission.

Les expressions 1-5 impliquent de bien connaître les densités de niveaux et les niveaux  $\Upsilon$  à haute énergie d'excitation, ce qui est loin d'être le cas. De même, jusqu'à présent, les pénétrabilités pour la réaction inverse ont été calculées à partir de données expérimentales sur les barrières de fusion, c'est-à-dire pour des noyaux résiduels dans leur état fondamental ( $t=0$ , pas de déformation). Ceci est une approximation qui peut dans bien des cas être totalement injustifiée. Blann et Komoto<sup>5</sup> ont d'ailleurs bien montré récemment que la prise en compte des déformations à l'équilibre (suivant le modèle de la goutte liquide tournante<sup>6</sup>) pour le calcul des  $T_{\ell}$  pouvait conduire à une augmentation parfois importante de l'évaporation de particules  $\alpha$  de première chance au détriment de la fission (tout particulièrement dans la zone de noyaux super-déformés prédite par Cohen, Plasil et Swiatecki<sup>6</sup>).

Un dernier point sur les faiblesses du modèle : celui-ci ne tient compte en aucune façon de la possibilité d'évaporation de particules lors de l'évolution dynamique du système depuis le point d'impact jusqu'au point de scission. C'est un modèle purement statistique qui suppose que le noyau composé à l'équilibre décroît vers tous les canaux ouverts suivant l'espace de phase disponible. Cela a des conséquences importantes sur la compétition fission-évaporation.

Prenez tout d'abord l'exemple d'un noyau lourd comme  $^{194}\text{Hg}$ . Le modèle de la goutte li-

### FIRST STEP DECAY FRACTIONS (%)

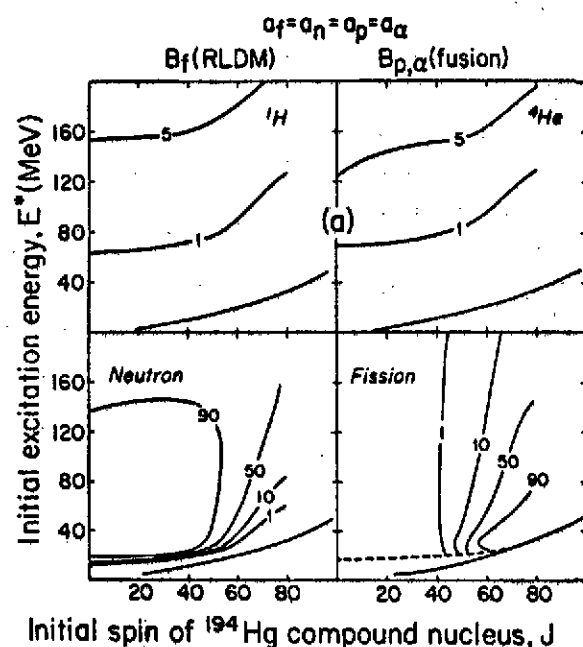


Fig.1 : Cartes d'isoprobabilités d'émission (%) dans le plan  $(E^*, J)$  pour les différentes voies de sortie ;  $a = A/8$ . La barrière de fission  $B_f$  est celle du modèle de la goutte liquide. Les barrières d'évaporation sont tirées des systèmes sur les barrières de fusion.

quide prédit un effondrement rapide de la barrière de fission lorsque le moment angulaire dépasse 50  $\hbar$  (pour cette valeur de  $J$ ,  $B_f$  est égale à l'énergie de liaison du dernier neutron  $S_n$ ). Les conséquences sur l'évaporation de particules apparaissent très clairement sur la figure 1 qui représente les courbes d'isoprobabilités d'émission dans le plan  $(E^*, J)$  pour les différents canaux de sortie. En clair, un tel calcul "standard" prévoit une multiplicité de particules chargées de l'ordre de 0,05 à 150 MeV d'énergie d'excitation.

Naturellement, si nous choisissons maintenant un noyau de fusion plus lourd tel que celui obtenu par la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{278}\text{X}$ , la barrière de fission s'annule, même pour les moments angulaires les plus bas. En terme de noyau composé, celui-ci n'existe plus, puisqu'il n'y a plus de configuration à l'équilibre. Le noyau de fusion, s'il est formé va donc fissionner immédiatement et le modèle statistique donnera  $P_f = 1$ ,  $P_n = P_p = P_{\alpha} = 0$ .

Le chapitre suivant nous montre, tout au contraire, que de nombreux résultats expérimentaux infirment ces prédictions.

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA COMPETITION FISSION-EVAPORATION

III.1. Comment isoler la composante évaporation ?

Un certain nombre d'expériences ont été effectuées récemment pour étudier la compétition fission-évaporation dans les réactions par ions lourds et ce dans une large gamme d'énergie et de masse pour les noyaux de fusion correspondants ; le tableau 1 donne les caractéristiques de quelques unes des réactions étudiées. Pour toutes ces réactions, la méthode expérimentale consiste à

Réaction	No Noyau composé	V <sub>proj</sub> (MeV/u)	E <sub>crit</sub> No	E <sub>crit</sub> (Fission + RE)	E <sub>RE</sub>	E <sub>HI=0</sub>	Particules détectées	Evaporation			Ref
								M <sub>n</sub>	M <sub>p</sub>	M <sub>n</sub>	
<sup>40</sup> Ar + <sup>136</sup> Sn	<sup>156</sup> Er	8,5	190	112	68	74	p,α	0,18	0,36	NM	7
Ar + <sup>150</sup> Sm	<sup>166</sup> Hg	8,5	195	137	39	81	p,α	0,32	0,28	NM	7
Ar + <sup>197</sup> Au	<sup>217</sup> Bk	8,5	161	143	0	64	p,α	0,23	0,22	NM	7
Ar + <sup>238</sup> U	<sup>278</sup> X <sup>124</sup> X	8,5	159	124	0	39	p,α	0,22			8
<sup>26</sup> Ne + <sup>165</sup> Hu	<sup>185</sup> Ir <sup>72</sup> Ir	11	165				n			5,6	9
		14,5	229				n	NM	NM	5,8	
		20	125				n			5,1	
Ne + <sup>197</sup> Au	<sup>218</sup> Au <sup>89</sup> Au	13,5	171	93	0	74	p,n	0,5	0,5	NM	10
		30						p,α	NM	NM	NM
<sup>12</sup> C + <sup>232</sup> Th	<sup>244</sup> Cf <sup>91</sup> Cf	60					p,α	NM	NM	NM	
								p,α	NM	NM	NM

RE = résidus d'évaporation  
M<sub>n</sub> = α<sub>n</sub>/α<sub>fusion-fission</sub> (α = n, p ou α)  
NM = non mesuré

Tableau 1 : Caractéristiques de quelques unes des réactions étudiées.

mesurer l'émission de particules n, p ou α en coïncidence avec 1 ou mieux les 2 fragments de fission. Cette méthode est bien connue<sup>8</sup> et permet de séparer sans ambiguïté le processus de fusion-fission de la fission après transfert. La première étape de l'analyse consiste à identifier de manière non ambiguë l'origine de ces particules : sont-elles émises avant ou après la scission du noyau de fusion? Ont-elles une origine statistique ou bien correspondent-elles à une émission "directe" au début de l'interaction ? Les figures 2 à 5 sont en quelque sorte une illustration des différentes méthodes employées pour reconnaître les sources d'émission. Sur la figure 2, les

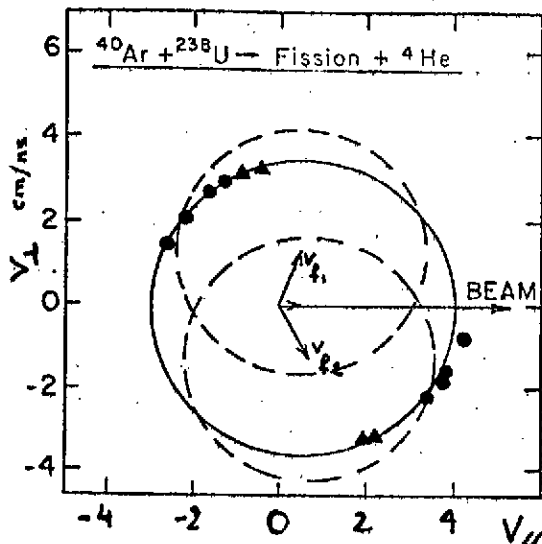


Figure 2

Diagramme de vitesse pour <sup>4</sup>He émis lors d'une réaction de fusion-fission. Les particules α sont mesurées en corrélation avec les deux fragments de fission issus de la réaction <sup>40</sup>Ar + <sup>238</sup>U. (pour plus de détails, voir le texte)<sup>8</sup>

vitesse moyenne d'émission de  ${}^4\text{He}$  observées à différents angles, pour la réaction  $\text{Ar} + \text{U}$ , sont reportées dans un diagramme de vitesse  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ . On voit que tous les points expérimentaux se placent sur un cercle, centré autour de la vitesse du centre de masse et de rayon égal à la vitesse moyenne attendue pour l'évaporation à partir du système composite  $Z = 110$  en équilibre thermique ( $\bar{E}_{\alpha} \sim B_{\alpha} + 2t$ ). Les vitesses moyennes d'émission des fragments de fission en coïncidence sont également représentées par les deux vecteurs  $v_{f1}$  et  $v_{f2}$  dans les directions d'émission  $\theta = 70^{\circ}$  et  $-65^{\circ}$ . Si les particules  $\alpha$  étaient émises par les fragments après la scission, leur vitesse moyenne d'émission devrait se situer sur les cercles en pointillés dont les centres se situent à l'extrémité des vecteurs  $v_{f1}$  et  $v_{f2}$ . Les résultats montrent clairement qu'il n'en est rien et que prédomine une émission avant la scission par le système thermalisé (dont la température peut d'ailleurs être déterminée à partir des pentes des spectres en énergie. Cette température est effectivement celle attendue pour l'énergie d'excitation du noyau composé).

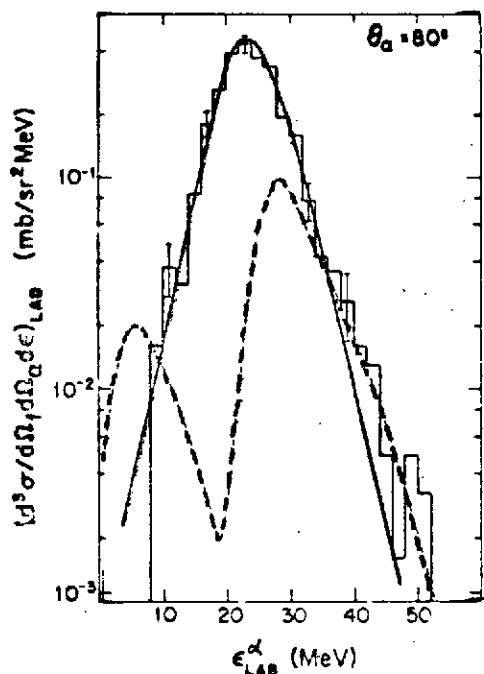


Fig. 3 : Les particules  $\alpha$  (histogramme) issues de la réaction  $\text{Ar} + \text{Sm}$  à 340 MeV sont mesurées en coïncidence avec un fragment de fission à  $60^{\circ}$ . Ce spectre est comparé au spectre attendu dans le cas d'une évaporation à partir du système composite (courbe en trait plein) ou des fragments après la scission (courbe en pointillés).

Rivet et al., lors de l'étude du système  $\text{Ne} + \text{Au}$ , ont identifié très clairement des protons et alphas d'évaporation vers l'arrière (figure 4). Bien plus surprenant est la grande similitude observée entre les résultats à basse et haute énergie (8.5 et 60 MeV/u). Les expériences effectuées au CERN sur le système  $\text{C} + \text{Th}^{11}$  montrent en effet à côté des particules de haute énergie observées aux petits angles, la présence à tous les angles d'une composante basse énergie isotrope, composante relativement pure au-delà de  $70^{\circ}$  (figure 5a) ; dans une représentation en diagramme de vitesse (figure 5b), les maxima des spectres à chaque angle, se situent bien sur un cercle dont le centre est situé sur l'axe du faisceau. La vitesse de la source d'émission est environ 85 % de la vitesse du centre de masse. Par ailleurs, la température des spectres associés à cette composante "lente" est de 5 MeV, proche de la température qu'atteindrait un hypothétique noyau composé.

La sélection de l'origine de la source peut d'ailleurs se faire directement sur la forme et la position du spectre en énergie. Un exemple typique est représenté sur la figure 3 pour la réaction  $\text{Ar} + \text{Sm}$  où le spectre expérimental est comparé au calcul dans le cas d'une évaporation avant scission (traits pleins) et après scission (traits pointillés). La conclusion est immédiate. Pour conclure sur ces réactions induites par  $\text{Ar}$  à 8.5 MeV/u, notons que pour tous les systèmes, un phénomène d'évaporation pure est observé, tout du moins pour les angles supérieurs à  $70 - 80^{\circ}$ . Dans cette zone, la distribution angulaire qui est observée est isotrope et les spectres en énergie, tous identiques, ont la forme typique des spectres d'évaporation. Naturellement, vers les petits angles d'émission, un autre processus, plus direct, vient se superposer à la composante évaporation.

Un comportement tout à fait identique est observé avec le projectile  $\text{Ne}$  entre 10 et 20 MeV/u. Holub et al.<sup>9</sup>, dans la réaction  $\text{Ne} + {}^{165}\text{Ho}$ , ont clairement mis en évidence une évaporation plus importante de neutrons avant la scission qu'après. De même,



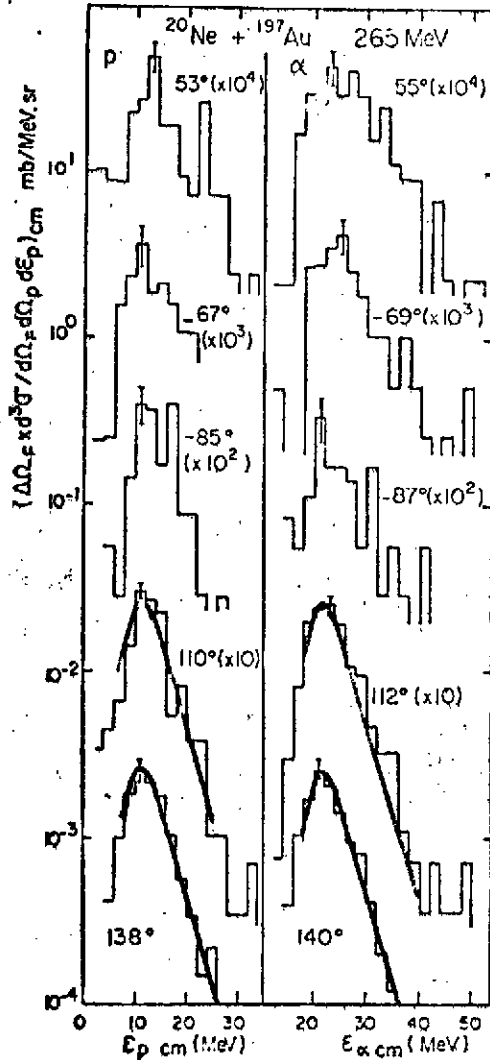


Figure 4

Evolution en fonction de l'angle d'émission des spectres en énergie des protons et particules  $\alpha$  observés en coïncidence avec un fragment de fission mesuré à  $-88^\circ$  pour la réaction  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$  à  $265 \text{ MeV}^{10}$ . Les spectres expérimentaux (histogrammes) sont comparés aux angles arrières à des spectres calculés en supposant une évaporation par le système composite avant la scission (courbes en traits pleins).

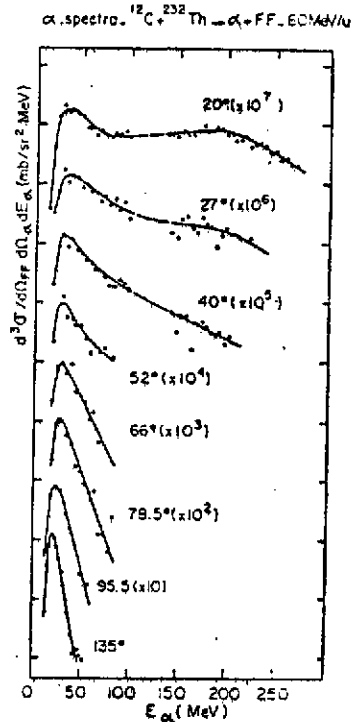


Figure 5a

Evolution des spectres en énergie de  $^4\text{He}$  mesurés en coïncidence avec les fragments de fission, lors de la réaction  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$  à  $60 \text{ MeV/u}$ .

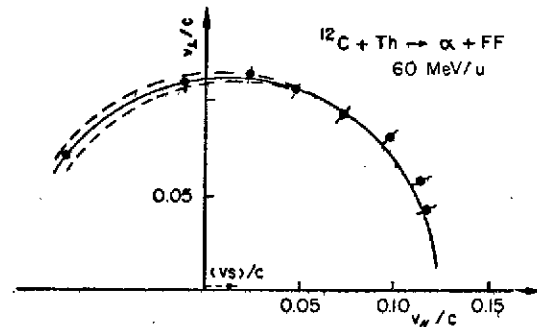


Figure 5b

Evolution, en fonction de l'angle, de la vitesse d'émission de  $^4\text{He}$  la plus probable (représentation dans le plan  $v_{||}/v_L$ ).

### III.2. Analyse des résultats expérimentaux

La première constatation est donc que, pour tous les systèmes étudiés, une évaporation de particules chargées à partir du complexe intermédiaire est observée avec une section efficace appréciable. Les températures déduites des spectres en énergie sont en accord raisonnable avec ce qu'on attend pour un système en équilibre thermique complet ; par ailleurs, les distributions angulaires de ces particules en coïncidence avec les fragments de fission sont isotropes dans le système du centre de masse.

#### III.2.1. Multiplicités

Pour les systèmes mentionnés dans le tableau I, les multiplicités sont indiquées dans les colonnes 7 à 9. Outre le fait que ces multiplicités soient beaucoup plus élevées que ne le prédit le modèle statistique (cf fig. 1), on peut noter aussi que pour des énergies d'excitation semblables, les valeurs sont comparables pour des systèmes légers et lourds (Ar + Sn, Ar + U). Ceci est d'ailleurs bien illustré par la figure 6 qui regroupe la majeure partie des résultats expéri-

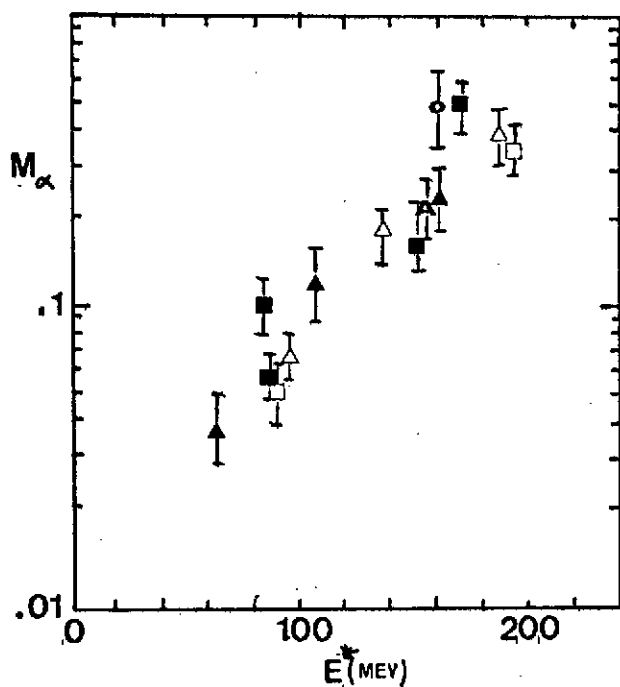


Figure 6

Multiplicités de  ${}^4\text{He}$  ( $M_\alpha = \sigma_\alpha / \sigma_{\text{fusion-fission}}$ ) en fonction de l'énergie d'excitation du système pour différentes réactions ( $\Delta$ : Ar + Dy ;  $\square$ : Ar + Sm ;  $\blacktriangle$ : Ar + Au ;  $\blacktriangle$  (bar): Ar + U ;  $\circ$ : Fe + U ;  $\blacksquare$ : Ne + Au).

mentaux concernant la compétition fission/évaporation de  ${}^4\text{He}$  à partir de systèmes moyens et lourds. Si on observe effectivement un accroissement important des multiplicités  $\alpha$  avec l'énergie d'excitation du système, la masse (ou la charge) du système composite (ou composé) ne semble pas jouer un rôle important.

#### III.2.2. Les implications du point de vue du modèle statistique

Au vu de ces résultats, on peut effectivement se demander si cette évaporation de particules est liée ou non à la désexcitation d'un noyau composé. La réponse est partiellement négative. En effet, tout du moins pour  $M_{\text{projectile}} \geq 40$ , la majeure partie (sinon la totalité) de la section efficace de fusion-fission est associée à des ondes partielles  $\ell > \ell_{Bf=0}$  pour lesquelles il n'existe donc aucune configuration à l'équilibre pour le noyau composé correspondant. Pour tous ces systèmes on peut donc imaginer que l'évaporation soit liée au processus de fission

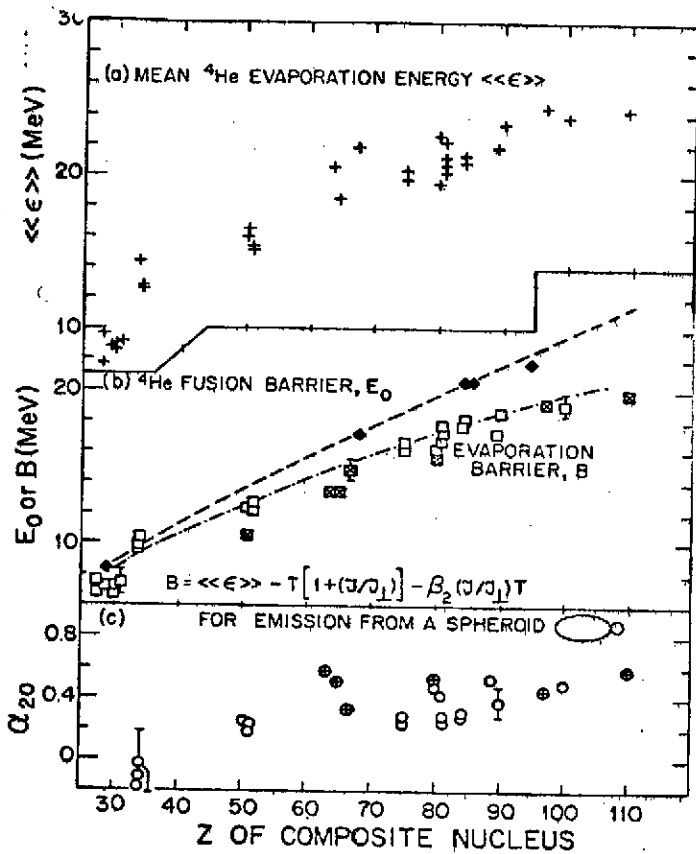


Figure 7

- (a) Energies moyennes observées pour les particules  $\alpha$
- (b) Comparaison entre les barrières de fusion  $F_0$  ( $\blacklozenge$ ) et les barrières d'évaporation B ( $\square$ ). La courbe en pointillés-tirets donne une estimation de B pour  $J=0$ .  
( $B=2.88(z-2)/(2.534+1.82(A-4)^{1/3})$ )
- (c) Paramètres de déformation quadrupolaire  $\alpha_{20}$  en fonction du Z du système composite.

FIRST STEP DECAY FRACTIONS (%)

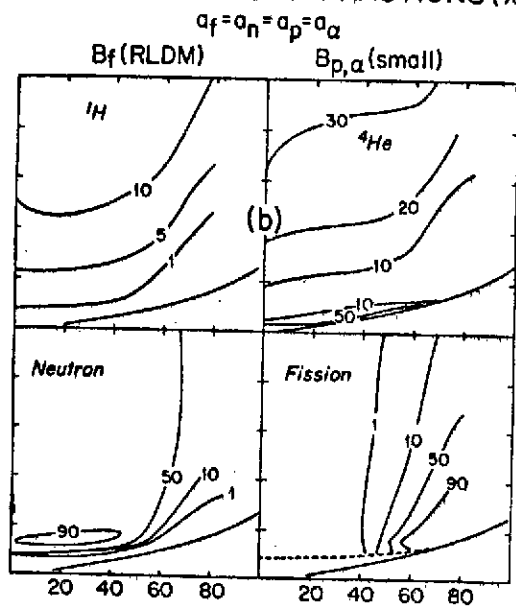


Figure 8

Identique à la figure 1, à l'exception des barrières d'évaporation qui ont été réduites pour tenir compte des énergies moyennes observées expérimentalement.

rapide tel qu'il est décrit par B. Tamain dans son cours<sup>13</sup>, où, bien sûr, la dynamique joue un rôle très important. Par contre, la situation est moins claire dans le cas de réactions induites par des projectiles plus légers tel le Néon. L'exemple le plus marquant est peut-être la réaction  $Ne + Ho$  où les neutrons évaporés avant scission sont probablement associés à la désexcitation d'un véritable noyau composé. En effet, des calculs de trajectoires incluant le degré de liberté du col, montrent que la formation du noyau composé avec un tel système est un processus très rapide, inférieur à  $10^{-22}$  s<sup>9</sup>; nous verrons par la suite que ce temps est largement insuffisant pour permettre une quelconque évaporation de particules.

Toujours est-il que pour tous ces systèmes, le modèle statistique standard est pris en défaut. Celui-ci prévoit en effet  $M_\alpha \sim 0.02$  alors que l'expérience en donne 10 à 20 fois plus. De même pour les neutrons dans la réaction  $Ne + Ho$ . Alors que  $M_n(\text{exp})$  est de l'ordre de 5 à 6, des calculs réalistes réalisés avec le code JULIAN n'en prévoient que 1 ou 2 dans le meilleur des cas<sup>9</sup>.

Un point particulièrement intéressant concerne les barrières d'évaporation de  $^4He$  déduites des spectres en énergie expérimentaux. Une systématique assez exhaustive des résultats existants pour des noyaux composés (ou composites) de  $Z$  compris entre 35 et 110 a été effectuée récemment par Alexander et al.<sup>12</sup>. Le formalisme utilisé par ces auteurs permet de relier la barrière d'évaporation  $B_\alpha$  à l'énergie moyenne expérimentale  $\langle \epsilon \rangle$  par l'expression suivante :

$$\langle \epsilon \rangle = B_\alpha + t + t \left[ \frac{J}{J + \mu R^2} \right] + \epsilon_s$$

où  $t$  est la température,  $J$  le moment d'inertie du noyau fils;  $\epsilon_s$  est l'énergie de "spin-off" (énergie additionnelle qu'acquiert la particule du fait de la rotation du système émetteur);  $R$  est le rayon de fusion pour la réaction inverse.

La température est déduite de la pente des spectres en énergie; la valeur du moment angulaire  $J$  (qui permet de calculer  $\epsilon_s$ ) est, quant à elle, obtenue en analysant les distributions hors-plan des particules  $\alpha$ . Ces auteurs ont pu montrer que les barrières d'évaporation ainsi obtenues étaient dans la plupart des cas inférieures aux barrières de fusion expérimentales  $E_D$  pour la réaction inverse correspondante (figure 7b), cette différence pouvant s'expliquer aisément par l'existence de déformations importantes du système émetteur. En supposant une configuration dans laquelle le noyau fils est un sphéroïde prolata qui donne naissance à une particule  $\alpha$  au bout de son grand axe, il est possible d'obtenir pour chaque réaction étudiée les valeurs du paramètre de déformation quadrupolaire  $\alpha_{20}$  qui rend compte des barrières observées (figure 7c). Pour les noyaux composites les plus lourds, les valeurs de  $\alpha_{20}$  sont proches de 0.6, ce qui correspond à un rapport grand axe sur petit axe de 1.7. Il est à noter que ces déformations sont sans commune mesure avec les prédictions du modèle de la goutte liquide pour une configuration à l'équilibre dans ce domaine de masse ( $\alpha_{20}(g.l.) \sim 0$ ).

Ces résultats ont des implications importantes sur les codes d'évaporation comme cela a déjà été mentionné dans le chapitre II. En effet, il est clair que des calculs d'évaporation réalistes ne peut être réalisés en calculant les pénétrabilités avec des potentiels déduits d'interaction entre noyaux dans leur état fondamental. L'existence de ces déformations importantes doit être prise en compte tant pour le calcul des  $T_\alpha$  que des moments d'inertie. Un exemple de calcul qui tient compte de ces remarques est présenté sur la figure 8 pour  $^{198}Hg$ . L'effet de réduction des barrières d'évaporation est très sensible sur les largeurs d'émission (comparé à la

figure 1 où  $B_{\alpha} = E_0$ ). Il ne permet cependant pas de reproduire les résultats expérimentaux (la section efficace de fission est alors beaucoup trop faible,  $\sigma_{\alpha}/\sigma_p$  est beaucoup trop élevé).

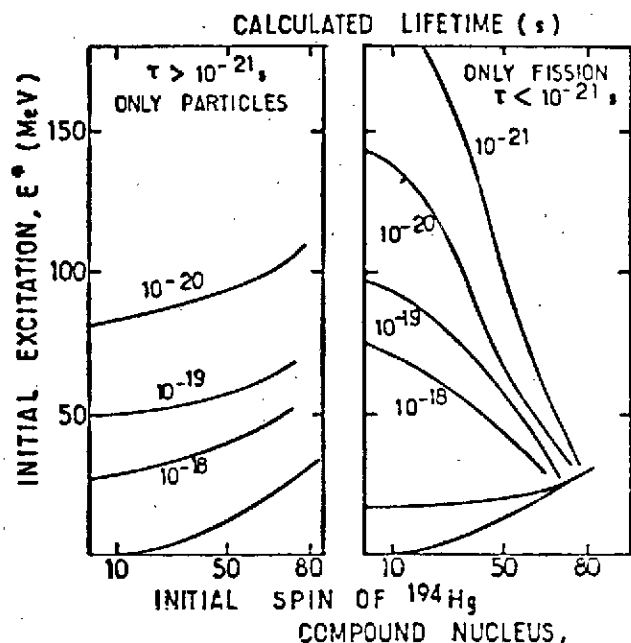
En conclusion de ce chapitre, il apparaît donc clairement que les résultats expérimentaux sont quasiment impossibles à reconcilier avec le modèle statistique conventionnel. Les considérations d'espace de phase disponible ne semblent pas jouer le rôle fondamental qu'elles semblent jouer à plus basse énergie ou pour des systèmes plus légers. Par contre, la dynamique joue très probablement un grand rôle pour déterminer le canal de sortie.

#### IV. QUEL EST LE RÔLE DE LA DYNAMIQUE ?

##### IV.1. Temps d'interaction, temps d'émission

Avant d'étudier plus en détail le rôle joué par la dynamique, il est bon de comparer les différentes échelles de temps au temps nécessaire à l'évaporation d'une particule. Pour permettre effectivement cette évaporation à partir du système composite intermédiaire, une condition nécessaire est l'obtention d'un équilibre thermique complet dans celui-ci ; de ce point de vue, les mesures de transfert très inélastique (TTI) ont montré que le degré de liberté associé au mouvement relatif était équilibré très rapidement ( $t \leq 4.10^{-22}$  s) et que l'équilibre thermique était atteint dans le même temps<sup>3</sup>.

La deuxième condition est bien évidemment que le temps d'interaction  $t_i$  soit supérieur au temps d'émission de la particule. Pour les collisions relativement périphériques (TTI)  $t_i$  est de l'ordre de  $10^{-21}$  s. Par contre, pour des collisions plus centrales (fusion-fission)  $t_i$  est beaucoup plus long ( $\sim 10^{-20}$  s)<sup>19</sup>. La figure 9 montre par ailleurs les temps de vie pour les diffé-



rents canaux de sortie (particules, fission) dans le cadre du modèle statistique<sup>13</sup>. A une énergie d'excitation de 150 MeV, un temps de  $5.10^{-21}$  s est obtenu pour la voie particule, effectivement compatible avec cette durée de vie de  $10^{-20}$  s du complexe intermédiaire dans le cas d'une fusion-fission. (Il est à noter que le modèle statistique donne des durées de vie pour la voie fission beaucoup plus courtes que ne le donne l'expérience (fig. 9), ce qui confirme bien l'impossibilité pour ces particules d'être évaporées avant la fission si on prend en compte les considérations d'espace de phase disponible habituellement utilisées pour rendre compte de la compétition entre les différentes voies de sortie).

Fig. 9 : Isocontours de durée de vie représentés dans le plan  $(E^*, J)$  pour le noyau composé de  $^{194}\text{Hg}$ <sup>13</sup> (le calcul tient compte des résultats expérimentaux sur les barrières d'évaporation; cf fig. 7).

#### IV.2. Evolution dynamique du système

L'existence d'un système composite à vie longue, en tout cas suffisamment longue pour permettre d'être totalement relaxé, a été abordée par différents auteurs pour décrire le phénomène de fusion-fission. Citons pour mémoire les modèles de Swiatecki<sup>14</sup> ("quasi-fission"), Grégoire et al.<sup>15</sup> ("fission rapide") largement décrits dans le cours de B. Tamain<sup>3</sup>. Par exemple, les calculs effectués sur le système Ar + Ho à 340 MeV aboutissent à l'existence d'un complexe intermédiaire très déformé, de durée de vie proche de  $10^{-20}$  s, c'est-à-dire suffisamment longue pour permettre au système d'effectuer quelques rotations avant la scission en 2 fragments symétriques; ceci est tout à fait compatible avec une évaporation isotrope de particules observée expérimentalement sur un système très voisin (Ar + Sm à 340 MeV).

D'autres approches ont été présentées récemment. Stöcker et al.<sup>16</sup> ont également étudié un système très voisin de Ar + Au, (6.5 MeV/u Pb + Ca) en utilisant la méthode TDHF, et prédisent l'existence d'une molécule nucléaire de grande durée de vie ( $t > 10^{-20}$  s) et de relative stabilité en forme.

Une autre approche est celle de Grangé et Weidenmüller. Ces derniers insistent sur l'existence d'un couplage faible entre les degrés de liberté collectifs et locaux, qui permet pendant un temps suffisamment long, à l'émission de particules de ne pas être réellement en compétition avec la voie fission. Ceci a bien sûr pour effet d'augmenter considérablement les largeurs d'émission de particules au détriment de la fission de première chance. On pourrait ainsi rendre compte de l'émission de neutrons de pré-scission observée par Holub et al.<sup>9</sup> sur le système Ne+Ho pour lequel un noyau composé est probablement formé. Le problème posé est bien sûr celui de la durée du passage du point selle au point de scission et donc de l'importance de la viscosité du système. Ce temps est assez mal connu même pour des systèmes pour lesquels de nombreuses études ont été menées, tel  $^{236}\text{U}$  (dans ce cas les valeurs oscillent entre  $2 \cdot 10^{-21}$  et  $10^{-20}$  s)<sup>9</sup>.

Cette dernière explication pourrait également rendre compte de l'évaporation de protons et  $^4\text{He}$  observée à plus haute énergie (60 MeV/u C + Th). Lors de ces réactions avec un système très asymétrique on ne peut sûrement pas parler d'existence d'un système composite intermédiaire. Les particules évaporées sont observées en coïncidence avec la fission de la quasi-cible et sont très probablement émises entre le point selle et le point de scission. Même à ces grandes énergies d'excitation ( $E > 300$  MeV) la fission serait donc un phénomène relativement lent et l'évaporation de particules d'autant plus favorisée que les hautes températures du noyau fissionnant ( $t \sim 5$  MeV) ont pour conséquence un abaissement très notable des barrières d'évaporation<sup>18</sup>.

#### V. CONCLUSIONS

Une étude systématique menée sur un grand nombre de systèmes moyens ou lourds a montré l'existence d'une évaporation de particules (n, p,  $\alpha$ ) en contradiction avec les prédictions du modèle statistique standard. Cette évaporation se produit à partir de systèmes composites très déformés en équilibre thermodynamique, pour lesquels, dans de nombreux cas, il n'y a pas de configuration à l'équilibre pour le noyau composé correspondant. Toutes les informations expérimentales montrent clairement que la "compétition" entre fission et évaporation n'est pas déterminée par des arguments d'espace des phases mais est liée directement à la dynamique de la réaction. Le modèle de Bohr et Wheeler de la fission ne peut alors plus être employé.

Cette évaporation de particules persiste à beaucoup plus haute énergie (C + Th à 60 MeV/u), indiquant clairement que même à haute température, le processus de fission est relativement lent.

L'existence d'un tel processus d'évaporation offre des perspectives très intéressantes quant à l'étude de l'évolution dynamique du système du point d'impact au point de scission, ainsi que des propriétés du complexe intermédiaire telles que l'équilibre en température, la forme et les temps d'interaction.

#### REFERENCES

1. Voir par exemple J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau et al., Phys. Rev. C9 (1974) 1113 ; 1126 et Phys. Rev. C10 (1974) 638.
2. Codes  
GROGI ; J. Grover et J. Gilat, Rapport interne BNL.50.246 (1970)  
JULIAN; M. Hillman et Y. Eyal, CA 76, p. 109  
CASCADE; F. Pühlhofer, Nucl. Phys. A280 (1977) 267  
ALICE ; F. Plasil, Rapport interne ORNL/TM.6054 (1977).
3. Voir le cours de B. Tamain.
4. Revues sur le processus de fusion-désexcitation  
M. Lefort, Nuclear Spectroscopy and Nuclear reactions with heavy ions, Proceedings Varenna 1974, North-Holland 1976, p. 139  
A. Fleury, Aussois (1979) C.E.N.B.G.79-01.
5. Emission de clusters à partir de noyaux super déformés  
Blann et Komoto, Phys. Rev. C24 (1981) 426.
6. Modèle de la goutte liquide tournante  
Cohen, F. Plasil et W. Swiatecki, Ann. Phys. 82 (1974) 557.
7. M.F. Rivet, D. Logan et al., Phys. Rev. C25 (1982) 2430  
G. Catchen et al., Phys. Rev. C21 (1980) 940
8. K. Kildir et al., Z. Phys. A306 (1982) 323
9. E. Holub et al., Varenna (1982) Preprint Berlin 82/9R
10. M.F. Rivet et al., Z. Phys. A307 (1982) 365.
11. M.F. Rivet et al., Nucl. Phys. A387 (1982) 1436
12. J.M. Alexander, D. Guerreau et L. Vaz, Z. Phys. A305 (1982) 313
13. H. Delagrè, Communication personnelle, non publiée
14. W.J. Swiatecki, Nucl. Phys. A370 (1982) 275
15. C. Grégoire et al., Nucl. Phys. A387 (1982) 37c
16. M. Stöcker et al., Z. Phys. A306 (1982) 235.
17. P. Grangé et H. Weidenmüller, Phys. Lett. 96B (1980) 26
18. X.S. Chen et al., Conférence de Saclay (1982) Contributions p. 17.
19. R. Bock et al., Nucl. Phys. A388 (1982) 334.