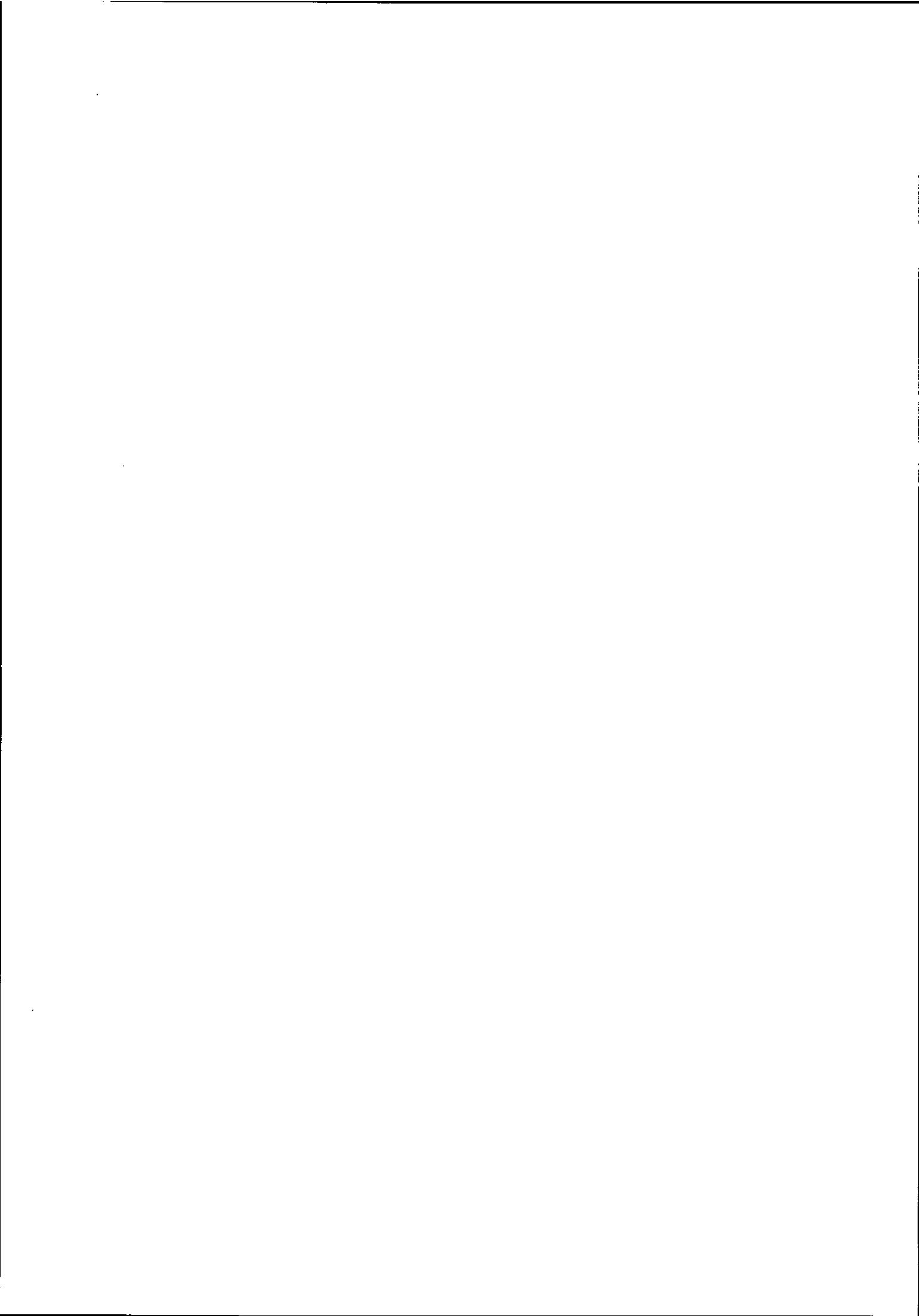


LES NOYAUX CHAUDS

J. GALIN

GANIL, Caen



Résumé : Les ions lourds accélérés à quelques dizaines de MeV/u offrent la possibilité de très fortement exciter des noyaux. En fait, et en fonction du paramètre d'impact, on atteint toute une distribution d'énergies dissipées. Il y a donc nécessité de trier les différentes voies de sortie en considérant des observables globales telles que l'impulsion transférée du projectile vers la cible ou l'énergie déposée dans le système. Ensuite et pour pouvoir parler de "noyaux chauds", il faut rechercher les preuves de l'établissement d'un véritable équilibre thermique. Enfin, peut-on commencer une étude approfondie des caractéristiques de ces noyaux chauds et en particulier, mettre en évidence, de façon beaucoup plus nette qu'à température réduite, le caractère dynamique de leur désexcitation. L'espace des phases ne gouverne plus le refroidissement et cela est particulièrement évident dans la compétition fission-évaporation de particules légères.

Abstract : Heavy ions accelerated at a few tens of MeV/u give a unique opportunity for studying highly excited nuclei. As a matter of fact and depending on the impact parameter a broad distribution of energy deposits is reached. Thus, there is first a need to select out the different exit channels by considering global observables such as the linear momentum transferred from the projectile to the target nucleus or the energy damping. Then, before speaking of "hot nuclei" one has to establish that a full thermal equilibrium has been reached. Only at this stage a study of the properties of the hot species can be carried out. In particular one can clearly demonstrate the dynamical character of the deexcitation. Phase space does not govern any longer the cooling process as it essentially does at moderate temperatures and this is best seen when considering the competition between a rather slow mode such as fission and faster light particle evaporation.

1. INTRODUCTION

Avec l'avènement des faisceaux d'ions lourds accélérés à des vitesses correspondant à plusieurs dizaines de MeV par nucléon, il est possible de produire des noyaux dans des états très excités. En effet, par leur masse, les projectiles lourds permettent de transférer beaucoup plus d'impulsion et donc de déposer beaucoup plus d'énergie que ne le feraient des projectiles plus légers de vitesse similaire. Si, comme l'ont montré St Laurent et al¹, la stricte proportionnalité ne peut s'appliquer en partant des projectiles les plus légers H, ²H ou ⁴He ; en revanche dans les domaines de masse correspondant aux projectiles ¹²C, ¹⁴N, ¹⁶O, ²⁰Ne et ⁴⁰Ar, à vitesse inférieure à 30 MeV/u, les données expérimentales²⁻⁶ semblent indiquer que le transfert d'impulsion du projectile à la cible, le plus probable, est approximativement proportionnel à la masse de ce projectile.

Comme nous le verrons en détail, il n'est pas du tout équivalent, quant à l'efficacité du

transfert d'impulsion (ou de la dissipation en énergie) d'utiliser des projectiles de même énergie cinétique mais de masse et donc de vitesse différentes. A faible vitesse relative les effets du champ moyen sont dominants et la dissipation procède essentiellement par réflexion des nucléons sur les barrières de potentiel (dissipation à un corps). En revanche, avec l'augmentation de vitesse et les contraintes moins strictes imposées par le principe d'exclusion de Pauli, les collisions N-N (dissipation à deux corps) jouent un rôle de plus en plus important, minimisant celui du champ moyen. Comme nous le vérifierons tant par des simulations théoriques que par des résultats expérimentaux, le dépôt d'énergie dans le noyau cible devient de moins en moins effectif quant la vitesse d'interaction croît et quand l'effet du champ moyen est réduit.

Toutes les considérations sur la dynamique de la collision sont extrêmement importantes dans la mesure où le choix des paramètres de la voie d'entrée détermine l'importance de la dissipation. Avant d'étudier les propriétés des noyaux chauds, il est indispensable de bien maîtriser leurs conditions de production. De plus, en fonction du paramètre d'impact des collisions, toute une distribution de noyaux plus ou moins excités est obtenue. Il s'avère donc nécessaire et en priorité à l'étude de leur désexcitation de disposer des méthodes expérimentales permettant de trier les noyaux produits en filtrant les événements en fonction du dépôt global d'énergie ou encore en fonction du transfert de moment du projectile vers la cible. Nous illustrerons les voies expérimentales qui peuvent être suivies par quelques exemples.

Au-delà de la mise en évidence de leur existence, c'est le comportement des noyaux chauds qui suscite beaucoup d'intérêt. A la différence des noyaux à faible température pour lesquels la désexcitation est essentiellement régie par l'espace de phase disponible, des effets dynamiques se manifestent de plus en plus nettement à haute température. Nous illustrerons ces effets dans le cas de la désexcitation d'un système très fissile et nous montrerons comment l'émission avant fission de particules chargées peut être interprétée.

Enfin, nous aborderons le problème relatif à la limite en stabilité des noyaux chauds. Jusqu'où peut-on élever la température d'un noyau avant que ce dernier perde toute stabilité ? Est-il possible de mettre en évidence cette limite dans les collisions d'ions lourds ?

Le cours sera ordonné de la façon suivante : Nous considérerons d'abord les mécanismes de réaction qui permettent de décrire le processus dissipatif. Ensuite, nous illustrerons les différentes approches expérimentales permettant de filtrer les collisions en fonction de leur violence, en utilisant les variables globales liées, soit au dépôt d'énergie, soit au transfert d'impulsion. Nous examinerons ensuite un cas particulier pour lequel nous disposons d'un faisceau d'arguments montrant que l'énergie déposée est thermalisée. Nous mettrons en évidence les effets dynamiques qui se manifestent dans la désexcitation de ces noyaux relativement chauds ($T \approx 5$ MeV). Enfin, nous discuterons la question de la limite de stabilité des noyaux chauds à la lumière des travaux théoriques et de possibles indices expérimentaux.

2. DISSIPATION AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES : LES EFFETS COMBINES DES COLLISIONS NN ET DU CHAMP

MOYEN.

L'influence conjuguée des collisions NN et du champ moyen dans les collisions de noyaux lourds aux énergies intermédiaires (20 à 100 MeV/u) a pu être étudiée récemment par des approches semi-classiques. Des calculs dynamiques basés sur l'équation de Landau-Vlassov⁷ ou l'équation de Boltzmann⁸ pour la fonction de distribution à un corps permettent de simuler la collision de deux noyaux. Ces approches, dont nous n'essaierons pas ici de justifier toutes les hypothèses, incluent à la fois les effets du champ moyen et les termes de collision avec un blocage de Pauli approprié. Il a pu être montré que le comportement asymptotique était réaliste, à savoir : de grandes similitudes à basse énergie de bombardement avec les résultats dérivés d'un traitement TDHF, et, à l'opposé, à haute énergie, un bon accord avec une description en terme de cascades intranucléaires. On peut donc penser qu'entre ces extrêmes les simulations peuvent rendre compte des phénomènes de façon convenable.

En nous basant sur un travail récent de J. Aichelin⁸, nous illustrerons l'influence sur la collision de trois paramètres importants : le degré de recouvrement des deux noyaux (paramètre d'impact), la vitesse relative d'approche et la masse respective des deux partenaires. Nous ne perdrons pas de vue dans ce contexte, l'aspect dissipation en énergie, sujet principal de ce cours.

a) Influence du paramètre d'impact

Considérons d'abord l'influence du paramètre d'impact pour des collisions C + Au à 85 MeV/u⁸. (Notons qu'un tel système a été étudié au SC du CERN^{9,10} et qu'il est accessible au GANIL). Les images données dans la figure 1 représentent l'évolution de la distribution à un corps des particules en fonction du temps. Ces particules, considérées comme des particules tests dans le calcul, sont en fait 100 fois plus abondantes que les nucléons impliqués lors de la collision (il y en a 16 par fm³) et l'image représente une superposition d'états, résultats d'une répétition de la simulation. Les particules sont repérées dans l'espace (Z-X), Z étant la direction du projectile et X la direction perpendiculaire. Il n'y a pas de distinction entre protons et neutrons et si l'effet coulombien sur la trajectoire est pris en compte dans la voie d'entrée, il est ignoré après le début de l'interaction. Notons encore que l'émission de particules composites n'est pas considérée dans ces simulations.

Dans le cas d'un faible paramètre d'impact ($b = 2.5$ fm), il est montré qu'au bout de $t \approx 10^{-22}$ s (40 fm/c), les nucléons du projectile ont perdu 70 % de leur moment, et ceci principalement par collisions N-N. A $t = 80$ fm/c, environ 3 nucléons du projectile et 7 de la cible sont émis. Leur distribution est loin d'être isotrope, car le temps d'interaction n'a pas été suffisamment long pour permettre plus d'une collision pour nombre d'entre eux. Ces dix nucléons évacuent environ la moitié de l'énergie cinétique disponible. Ensuite et comme nous pouvons le voir en détail sur la figure 2, les nucléons incidents étant en moyenne fortement ralentis, le blocage de Pauli devient très efficace et c'est le champ moyen qui apparaît essentiellement responsable de la

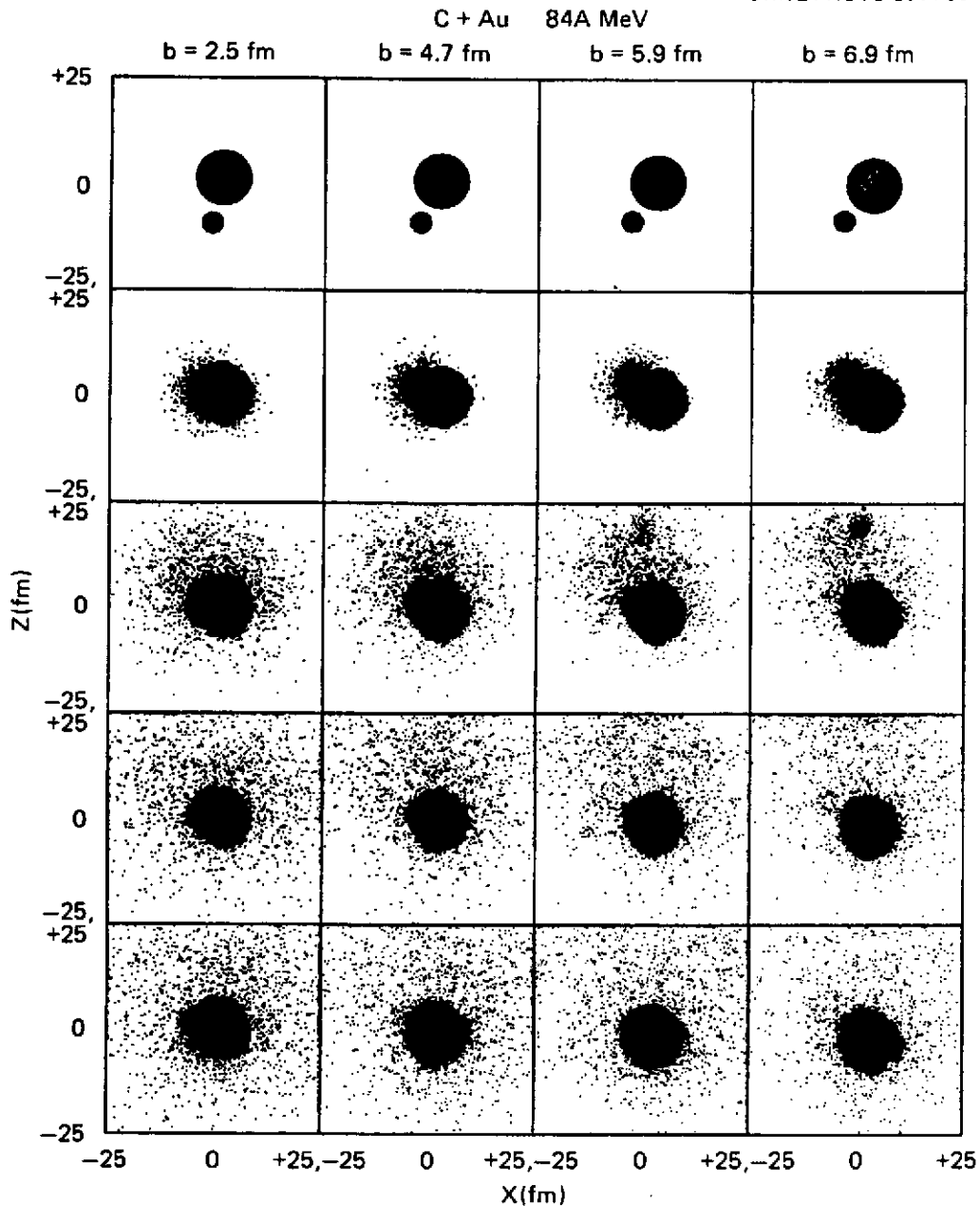


Fig. 1 Les projections des densités de particules sont représentées pour différents paramètres d'impact dans l'espace Z (// au faisceau) X (\perp au faisceau) à des intervalles de temps de 40 fm/c⁸.

dissipation. Dans cette représentation, seules les particules issues du projectile sont matérialisées et l'enveloppe du noyau cible est donnée par un cercle. Au temps $t \approx 60-80$ fm/c, on observe la réflexion des nucléons du projectile déjà ralentis sur la barrière de potentiel que constitue le noyau cible. Les nucléons du projectile insuffisamment ralentis et ceux de la cible ayant au contraire été accélérés à la suite de collisions franchissent le plus aisément la barrière. Ce sont ceux qui contribuent à l'émission vers l'avant avec une énergie relativement élevée. L'effet de champ moyen se traduit en fonction du temps sur une série de rebondissements des nucléons sur les "parois" de potentiel et ceci s'accompagne de vibrations bien mises en évidence par la figure 3. Les seconds moments ΔR^2 et T des distributions spatiales et des distributions de moment laissent apparaître tout d'abord une dispersion rapide et une décélération pour les

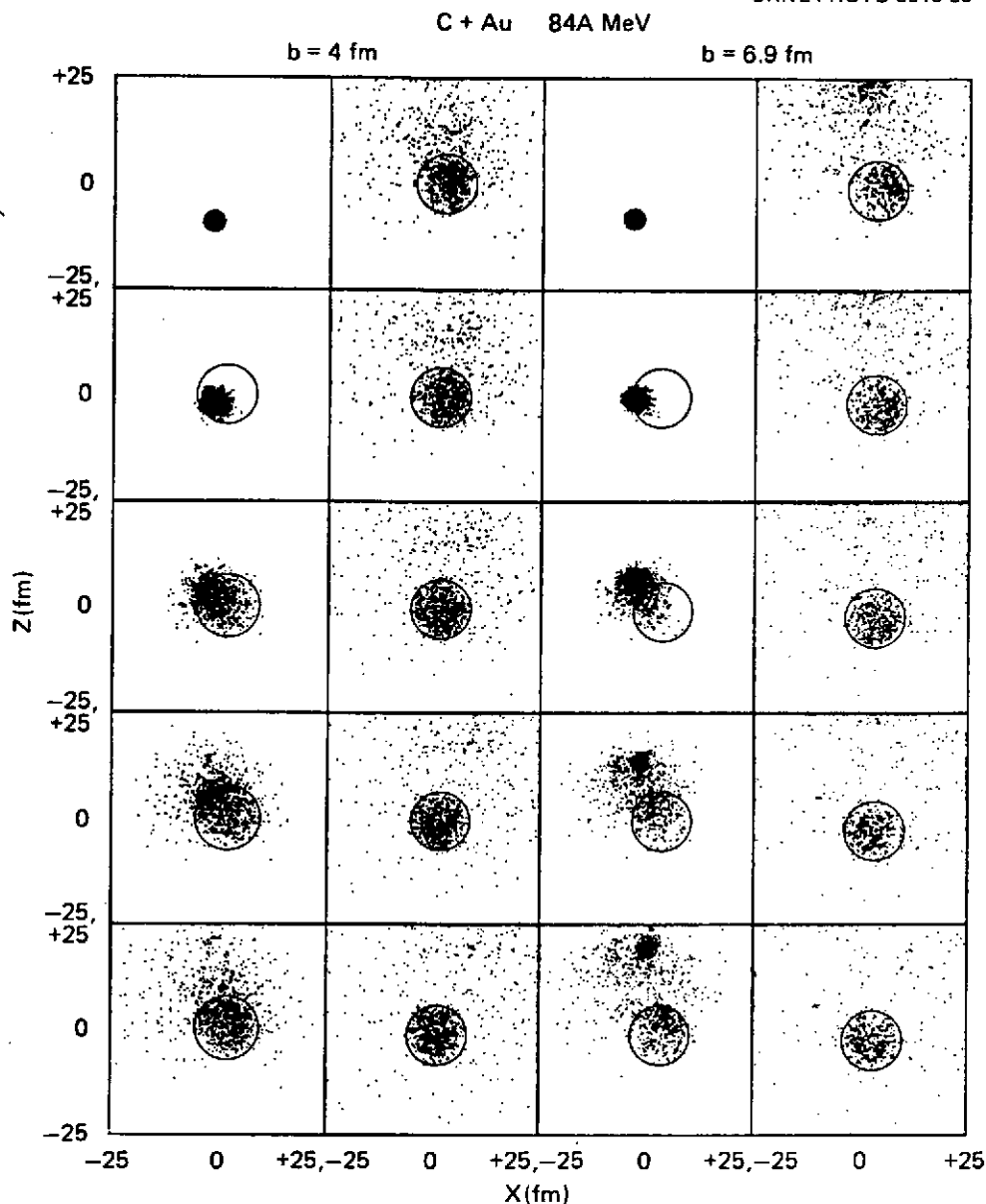


Fig. 2 Idem fig. 1 avec seulement les particules du projectile. L'enveloppe du noyau cible est matérialisée par un cercle⁸. Les intervalles de temps sont de 20 fm/c.

nucléons du projectile sans beaucoup d'influence sur la cible. Quand les nucléons atteignent le mur de potentiel, beaucoup n'arrivent pas à le franchir mais en revanche parviennent à étirer l'ensemble du système. La tension qui en résulte renverse le mouvement des nucléons en direction opposée, entraînant progressivement ceux de la cible. Ainsi se développe une vibration isoscalaire presque amortie après 200 fm/c. On peut également constater que les positions moyennes des nucléons provenant du projectile et de la cible coïncident alors pratiquement (Fig. 3-droite). Après un temps de l'ordre de 6.10^{-22} s, on peut considérer l'équilibre thermique du système comme complètement réalisé et cela se traduit par une émission de particules de plus en plus isotrope.

Au paramètre d'impact $b = 4.7$ fm les nucléons du projectile ont beaucoup moins de matière de

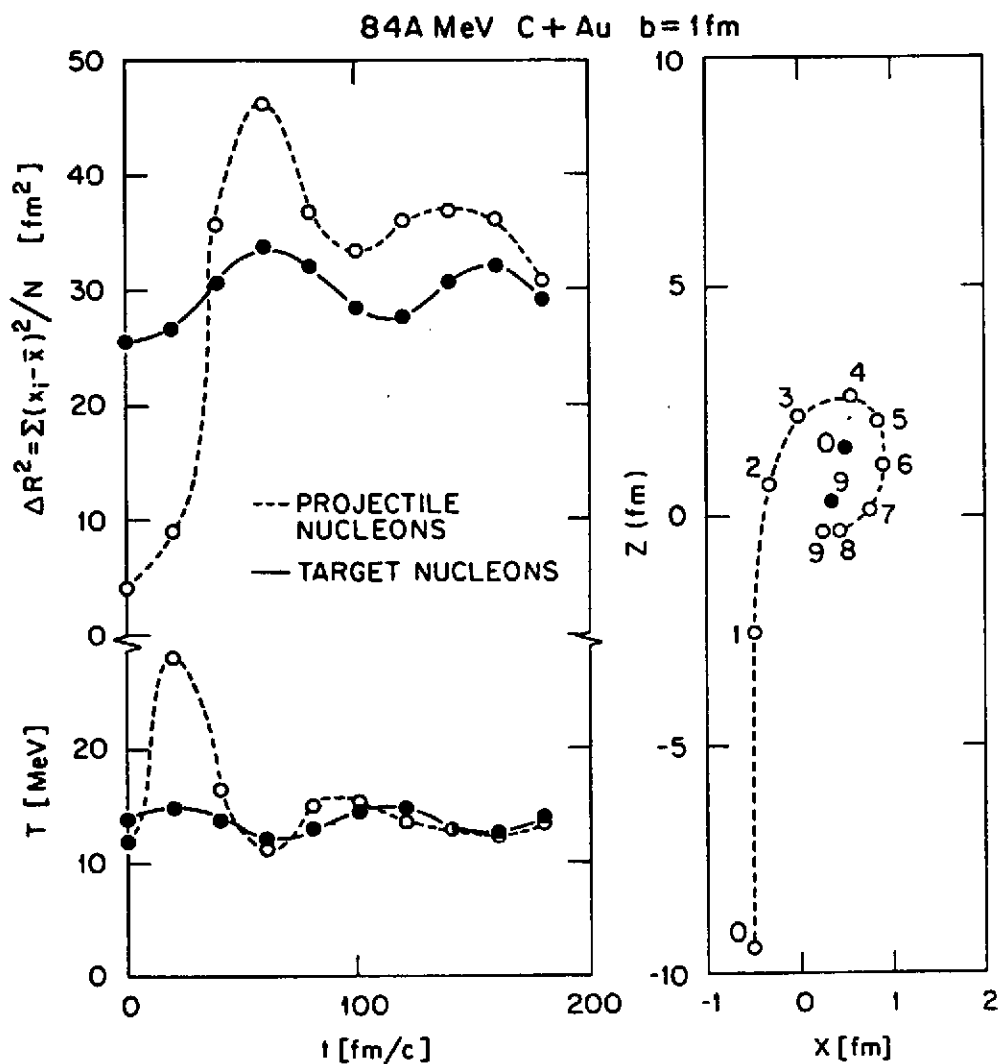


Fig. 3 A gauche : évolution des seconds moments des distributions spatiales (ΔR^2) et des distributions de moment (T) en fonction du temps ; les nucléons appartenant originellement au projectile et à la cible sont considérés séparément. A droite, les positions moyennes sont portées pour des intervalles de temps successifs de 20 fm/c⁸.

la cible à traverser. Leur libre parcours moyen devenant du même ordre de grandeur ou supérieur à l'"épaisseur" effective de la surface du noyau cible, ce dernier est plus transparent. Moins d'énergie est dissipée que dans le cas précédent, plus de particules sont émises vers l'avant. Ceci se traduit par une multiplicité plus réduite de particules isotropes (Fig.1).

Pour des collisions encore plus périphériques ($b = 6.9 \text{ fm}$), une partie du projectile peut ne pas être affectée par la cible et survivre en tant que noyau. L'énergie dissipée est alors très réduite.

Tous ces comportements en fonction du paramètre d'impact sont bien évidemment des comportements moyens. On conçoit aisément que les distributions autour des valeurs moyennes des grandeurs concernées (transfert d'impulsion, énergie dissipée) puissent être non négligeables. En conséquence, s'il est possible qu'une collision assez centrale et une beaucoup plus périphérique conduisent finalement à une indiscernabilité au niveau des observables globales : moment linéaire

transféré ou énergie dissipée, il faudrait alors avoir recours à d'autres observables pour les distinguer. Cela pourrait être le moment angulaire du noyau de fusion, ou la multiplicité, ou la taille des noyaux et particules légères accompagnant ce dernier. Il est en effet hautement improbable qu'un agrégat de nucléons puisse survivre à une collision centrale avec une vitesse essentiellement conservée, dans ce domaine d'énergies incidentes, à la différence des collisions périphériques.

b) Influence de l'énergie incidente

L'influence de l'énergie incidente dans le processus de dissipation est bien mise en évidence pour des collisions centrales dans la figure 4. Le cas intermédiaire à $E = 84$ MeV/u a été considéré

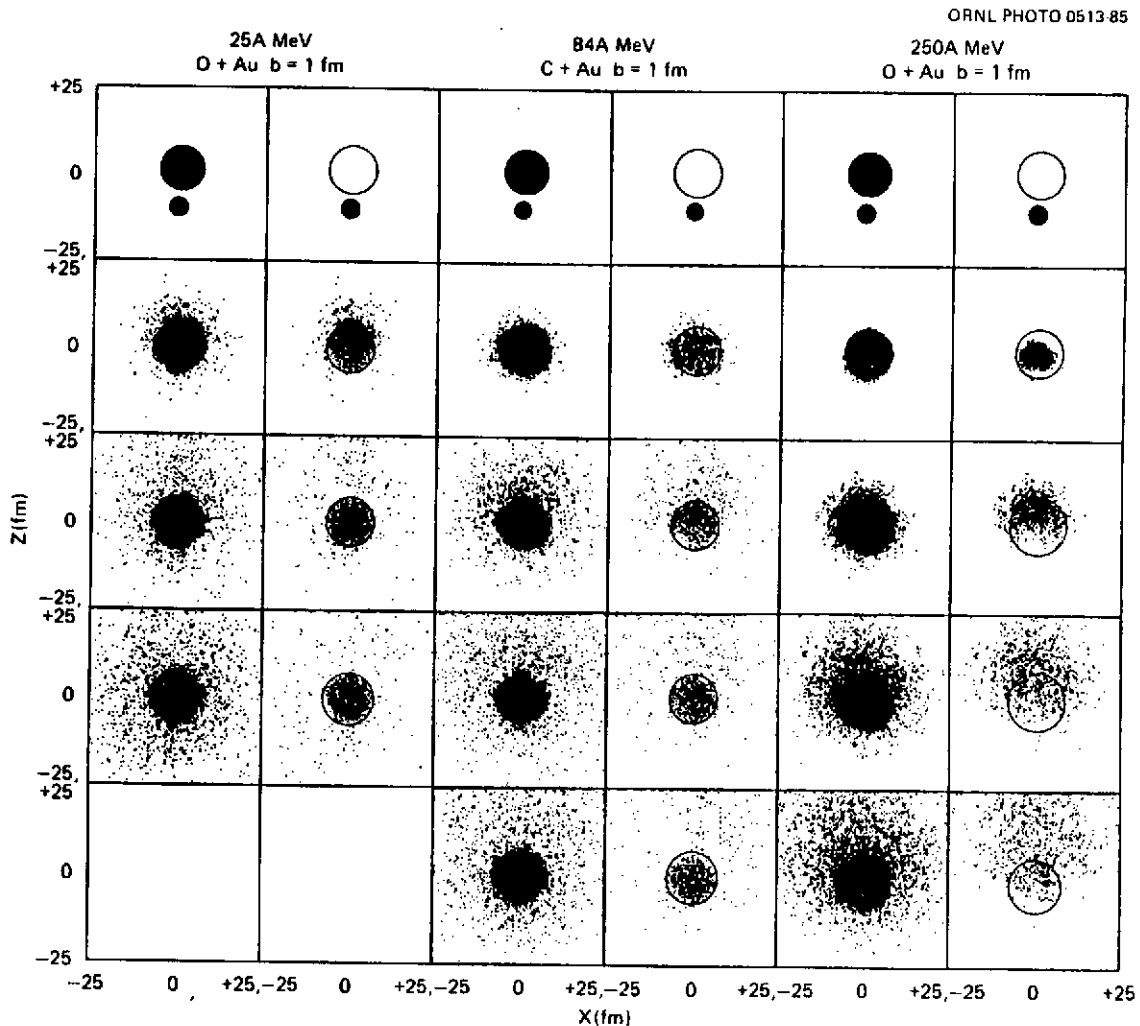


Fig. 4 Les trois collisions sont considérées avec le même paramètre d'impact $b = 1$ fm et des intervalles de temps de 80, 40 et 20 fm/c pour les projectiles à 25, 84 et 250 MeV/u respectivement. Alors que les colonnes de gauche incluent tous les nucléons, seuls ceux du projectile sont représentés à droite avec l'enveloppe du noyau cible⁸.

précédemment et nous servir de point de comparaison. A plus basse énergie (25 MeV/u), le blocage de Pauli est tel que la dissipation reste essentiellement à un corps. Peu de particules s'échappent du système et une très large fraction de l'énergie incidente peut être thermalisée. Ce résultat est bien confirmé expérimentalement puisqu'une série de données^{2,6} mettant en jeu des

projectiles de C, N, O, Ne et Ar à des énergies inférieures à 30 MeV/u, ont montré qu'une large fraction de la section efficace correspondait à des fusions avec transferts d'impulsion voisins de 80 % de l'impulsion initiale. Aussi, quand le rôle du champ moyen est dominant, l'influence du paramètre d'impact sur la dissipation est beaucoup moins grande. On sait bien qu'à faible énergie incidente (< 10 MeV/u), la fusion pour un système comme O + Au représente au moins 80-90 % de la section efficace de réaction et qu'une large gamme de paramètres d'impact doivent contribuer. Dans les collisions Ar + U⁶ induites à 27 MeV/u, le fait de retrouver environ la moitié de la section efficace de réaction pour des collisions très dissipatives ($\frac{\Delta p}{p} \approx 80\%$) indique que la géométrie de la collision ne doit pas encore jouer un rôle prépondérant. Il en va bien sûr tout autrement à 250 MeV/c où les collisions N-N ont un rôle majeur. Là, la dissipation est plus directement liée à l'épaisseur de matière vue par le projectile c'est-à-dire à la géométrie de la collision.

c) Influence de la taille de la cible

La dépendance de la taille de la cible sur la dissipation est fonction de l'énergie du projectile. A énergie élevée, quand les collisions N-N jouent un rôle essentiel, le choix du noyau cible, par son diamètre, a un effet équivalent au paramètre d'impact : plus le projectile rencontre de matière, plus la dissipation est grande. Remarquons cependant qu'en terme de "chauffage", le bilan global n'est pas évident a priori puisque pour atteindre la même température (ou la même énergie d'excitation par nucléon) le dépôt d'énergie doit aussi rester proportionnel au volume global du système.

A basse énergie, quand le champ moyen joue un rôle important, la taille de la cible est vraisemblablement d'importance moindre quant à la dissipation.

Pour conclure ce chapitre sur les mécanismes de dissipation et sur leurs conséquences quant à la formation de noyaux chauds, quelques remarques générales peuvent être faites. Le régime de dissipation à un corps est sans doute le plus efficace pour déposer une large fraction de l'énergie du projectile dans le système projectile-cible. De plus, il permet cette dissipation pour un nombre important d'ondes partielles (section efficace substantielle). On peut ainsi former des noyaux excités ou très excités avec toute une distribution de spins. (Ceci n'est pas nécessairement un avantage si l'on veut séparer l'influence des variables température et spin lors de l'étude de la désexcitation). Pour une cible donnée (U ou Th par exemple) et à même vitesse, le transfert d'impulsion et l'énergie déposée par des projectiles lourds jusqu'à 30 MeV/u sont environ proportionnels à leur masse. On gagne ainsi environ un facteur 3 (ou $\sqrt{3}$ sur T) en passant du projectile carbone à l'argon. Peut-on encore gagner en augmentant la masse du projectile ? On sait qu'à basse énergie les effets coulombiens deviennent tels que la formation d'un noyau de fusion devient difficile. Cependant, l'énergie n'en est pas moins dissipée dans des réactions très inélastiques et globalement l'énergie dissipée par nucléon est très voisine de ce qu'elle serait pour un noyau de fusion. (La différence provient du Q de la réaction et de l'énergie coulombienne dans la voie de sortie pour la réaction très inélastique. L'importance relative de ces deux termes s'amenuise

avec l'augmentation de l'énergie d'excitation). Un exemple significatif est celui de la collision Mo + Mo étudiée par Gobbi et al¹¹ jusqu'à 19 MeV/u, et pour laquelle une très importante dissipation a été observée.

Au-delà d'une trentaine de MeV par nucléon incident, l'interprétation des données expérimentales n'est pas dénuée d'ambiguïté. Lorsque l'on observe dans la voie de sortie des noyaux résidus de fusion¹² après évaporation ou, pour des cibles lourdes, des fragments de fission¹³, les sections efficaces associées aux transferts d'impulsion les plus grands diminuent très brutalement. Deux explications sont plausibles. La première, liée à un effet de la voie d'entrée, indiquerait une chute d'efficacité du processus dissipatif suite à un affaiblissement rapide de l'influence du champ moyen. La seconde explication, au contraire, ferait appel à un changement de comportement des noyaux les plus chauds formés. Ces derniers, au lieu d'évaporer en séquence des particules essentiellement légères (isotopes de H et He) ou au lieu de fissionner (pour les cibles plus lourdes) pourraient se briser en de multiples fragments de masses intermédiaires. Dans un tel cas, ces voies de sortie échapperaient totalement aux méthodes d'investigation visant à détecter soit un résidu de fusion après évaporation, soit une fission binaire. A notre connaissance, la seule expérience où de tels événements de multifragmentation pourraient avoir été observés est l'irradiation d'émulsions nucléaires¹⁴ (Ag Br) par un faisceau de C. Un exemple est donné par la figure 5. Les

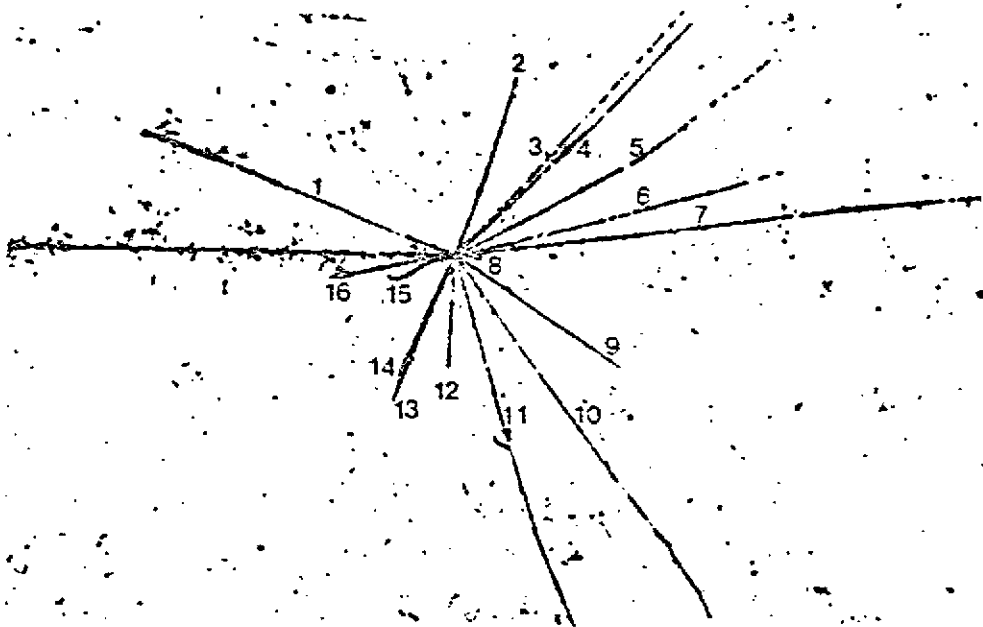


Fig. 5 Exemple de collision nucléaire avec multiplicité élevée de fragments¹⁴.

16 noyaux détectés pour cet événement : 4H, 7He, 3Li, 2Be pourraient représenter en charge l'essentiel du système C + Br. (Si l'on suppose que l'interaction s'est produite sur Br et non sur Ag).

Il ne resterait alors aucun résidu massif vers l'avant. Malheureusement, ces derniers restent souvent en dessous du seuil de détection de ce type de détecteur et l'ambiguïté de la cible demeure.

3. COMMENT FILTRER LES EVENEMENTS EN FONCTION DE LA DISSIPATION : LES APPROCHES EXPERIMENTALES

Plusieurs types d'approches permettent de déterminer l'importance de la dissipation lors d'une collision. Elles s'appuient sur des observables globales liées au transfert d'impulsion du projectile vers la cible, ou liées à la désexcitation. Dans le premier cas, l'impulsion communiquée au noyau cible dans la collision est déterminée à partir des caractéristiques cinématiques, soit des résidus d'évaporation pour les cibles légères^{12,15} peu fissiles, soit des fragments de fission pour les cibles très fissiles^{2,6}. Dans les deux cas, les caractéristiques primaires sont modifiées du fait de la désexcitation. Les masses et impulsions mesurées après évaporation devraient être corrigées des quantités correspondantes disparues par évaporation. Pour des systèmes légers mais chauds, la partie observée dans les résidus peut ne représenter qu'une faible fraction des quantités originales. Des corrections parfois importantes s'imposent donc. L'évaporation a aussi un effet d'élargissement non négligeable sur la direction d'émission et la vitesse des résidus ou fragments de fission. Même si ces quantités moyennes sont préservées, la détermination événement par événement du transfert d'impulsion en utilisant les caractéristiques cinématiques des résidus d'évaporation ou des fragments de fission souffre d'une imprécision non négligeable. Notons enfin que dans le cas de la fission, la distribution en masse et en vitesse des produits de fission est à l'origine d'un autre effet d'élargissement qui lui peut être essentiellement corrigé quand les vitesses des deux fragments sont déterminées expérimentalement¹³.

Notons encore que généralement dans ces mesures d'impulsion, la composante transverse est négligée pour ne retenir que la composante parallèle au faisceau. Ceci est bien évidemment incorrect pour toutes les collisions périphériques conduisant à une fusion incomplète avec le résidu du projectile émis avec toute une distribution centrée autour de la direction du faisceau. Remarquons enfin que toutes les particules directes émises lors de la collision, ou encore avant l'équilibre et donc essentiellement vers l'avant et qui ne contribuent pas (ou pas entièrement) à la dissipation en énergie transportent l'impulsion complémentaire. Une mesure directe de cette dernière est délicate. Outre le fait que particules chargées et neutrons devraient être mesurés, il serait nécessaire de disposer d'un ensemble de détection avec faible angle mort dans la direction du faisceau et petite granularité (probabilité importante d'observer des produits de faible impulsion relative¹⁶).

La détermination de la violence d'une collision par le biais de l'importance de la désexcitation peut se faire soit en détectant les noyaux résidus de l'évaporation ou les fragments de fission refroidis, soit en mesurant les particules évaporées (n , 1,2,3H , 3,4,6He , $Li...$).

La dépendance en masse des résidus (ou des fragments de fission) n'est pas univoque comme le montre très bien la figure 6¹² : dans une collision périphérique, gains et pertes de nucléons

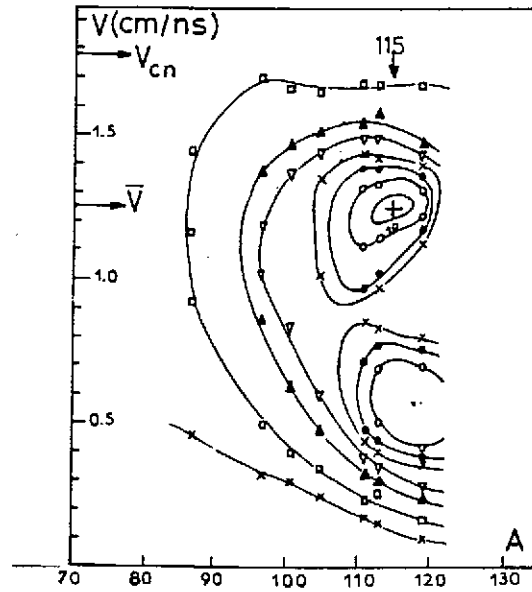


Fig. 6 Distribution en masse et vitesse des résidus d'évaporation dans la collision ^{40}Ar (27.4 MeV/u) + ^{124}Sn .

par la cible sont faibles mais le bilan peut être équivalent à celui d'une collision centrale où gains et pertes sont plus importants mais restent globalement semblables. La connaissance de la vitesse (ou du parcours) en plus de la masse s'impose donc.

La mesure de l'abondance et de la distribution des particules résultant de la désexcitation peut également apporter des informations très précises sur la violence de la collision. Puisqu'il n'existe encore aucun dispositif expérimental simple permettant de mesurer simultanément et sur 4π , particules chargées et neutrons, le choix du système étudié peut permettre de privilégier l'émission d'un type de particules ou de l'autre. Ceci est bien mis en évidence dans la comparaison des deux systèmes $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ ($N/Z = 1.19$) et $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$ ($N/Z = 1.53$). Dans le premier cas l'isospin du système favorise l'émission de particules chargées, dans le second, ce sont les neutrons qui l'emportent. Même si la quasi totalité des particules émises ne sont pas chargées dans le premier exemple et des neutrons dans le second, les uns et les autres demeurent d'excellents observables comme l'illustrent les figures 7 et 8. La multiplicité des particules chargées (H, He) croît de façon continue avec le dépôt d'énergie (déduit de l'énergie cinétique résiduelle des fragments). De même, la multiplicité moyenne des neutrons croît avec le transfert d'impulsion du projectile vers la cible (déduit de l'angle de corrélation des fragments de fission).

Soulignons à ce point une différence essentielle avec l'utilisation de la multiplicité de particules qui a été faite dans les collisions aux énergies BEVALAC ou SATURNE. Dans ces colli-

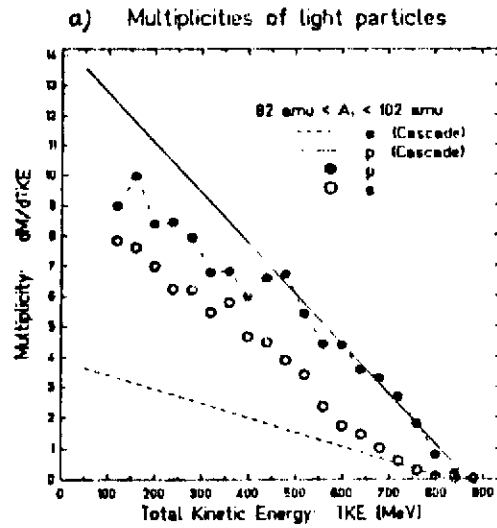


Fig. 7 Multiplicités des particules chargées en fonction de l'énergie cinétique des fragments mesurées dans les collisions $^{92}\text{Mo} + ^{92}\text{Mo}$ à 19 MeV/u.¹¹

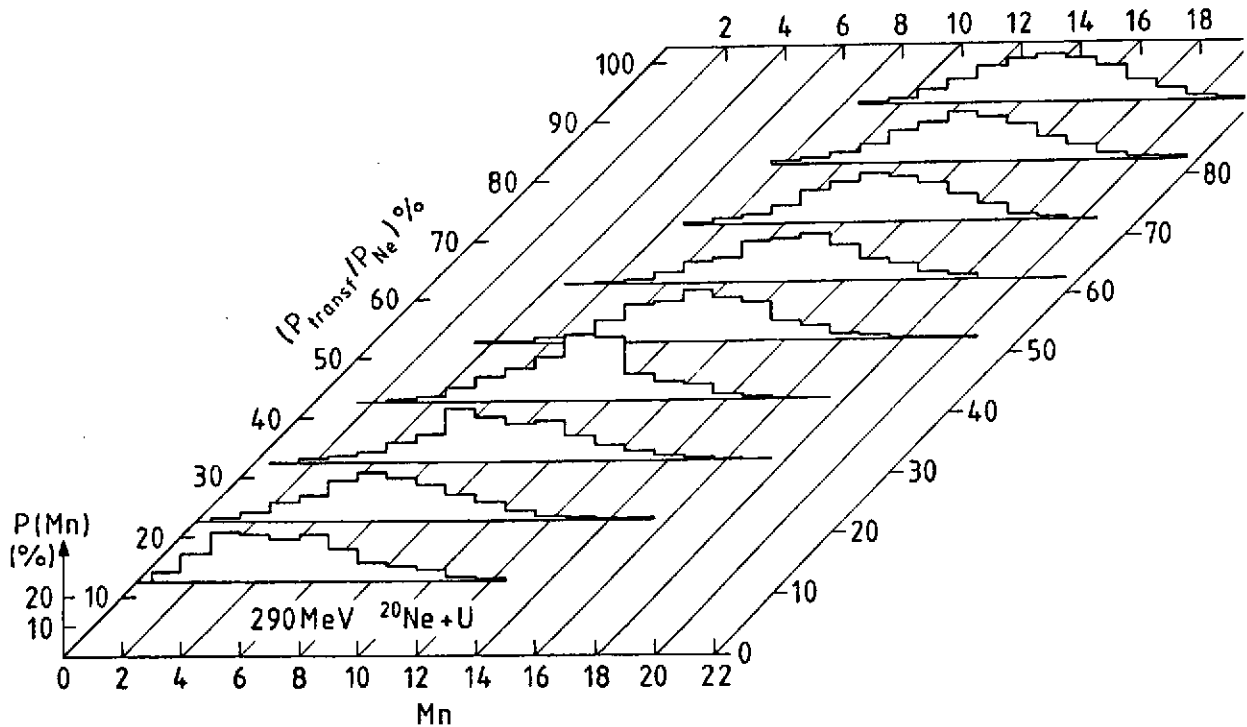


Fig. 8 Distributions des multiplicités de neutrons en fonction du transfert d'impulsion mesurées dans les collisions Ne (14.5 MeV/u) + U¹⁷.

sions, les particules détectées proviennent essentiellement de l'éclatement de la zone participante et peu de la désexcitation des résidus spectateurs projectile et cible ; la multiplicité traduit alors le recouvrement des deux partenaires. En revanche, dans le cas des collisions considérées (figures 7 et 8), la vitesse d'approche est suffisamment faible pour que les effets de champ moyen restent dominants et que les particules soient essentiellement le résultat d'une évaporation après thermalisation et non celui d'une émission plus directe.

Le cas de la fission est particulièrement intéressant, puisqu'à cause de leur grande richesse en neutrons, les fragments de fission peuvent convertir d'importantes quantités d'énergie d'excitation ($E^* \approx 300$ MeV) en émettant presque exclusivement des neutrons. Les prédictions d'un modèle de fusion (fusion plus ou moins complète) conduisent à des multiplicités de neutrons très proches de celle mesurées¹⁷ (Figure 9). On dispose ainsi d'un véritable calorimètre dont l'utilisation

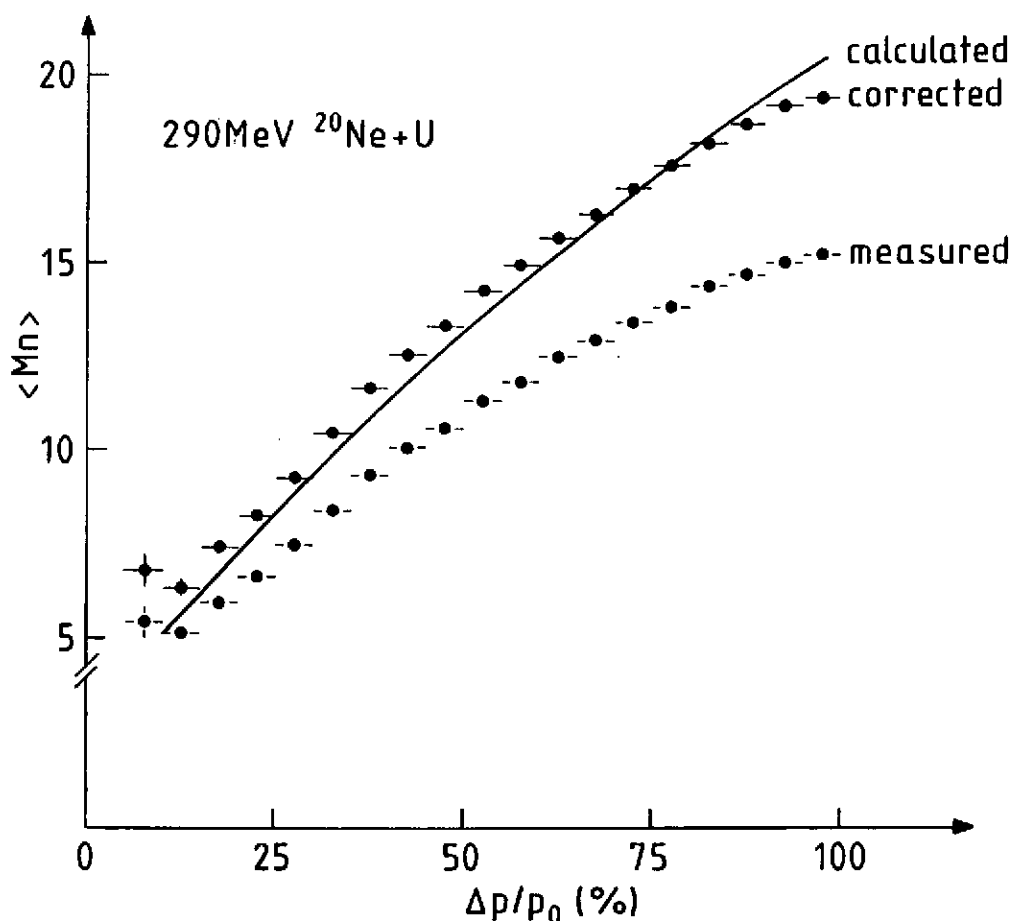


Fig. 9 Comparaison entre les multiplicités moyennes de neutrons mesurées et calculées par un modèle de fusion¹⁷.

s'avère extrêmement précieuse dans l'étude des mécanismes de réaction puisqu'il est sensible aux dépôts d'énergie dans une gamme allant de quelques MeV à plusieurs centaines de MeV (voire même 1 GeV).

Apportons quelques précisions sur le détecteur de neutrons¹⁸. C'est une sphère d'un mètre de diamètre remplie de scintillateur liquide chargé de 0,4 % de Gd. Les neutrons émis sont thermalisés par le liquide organique avant d'être capturés par le Gd ($\sigma_{\text{capture}} \approx 10^5$ barns). Les γ de

capture sont détectés par une série de photomultiplicateurs régulièrement disposés sur la paroi extérieure de la sphère. La répartition des captures s'étale sur quelques dizaines de microsecondes ; cette propriété est essentiellement pour la détection en séquence de neutrons émis simultanément. Ainsi, en quelque sorte, les neutrons sont mis sur une file d'attente pour être dénombrés. La géométrie est proche de 4π : seule une ouverture est destinée au passage du faisceau, la cible étant positionnée au centre de la boule. L'efficacité d'un tel détecteur dépend de l'énergie cinétique des neutrons. Testée avec une source de Cf, elle atteint 80 à 90 % ($\langle E \rangle = 2.2$ MeV). La chute d'efficacité est de l'ordre de 20 % pour des neutrons de 10 MeV¹⁸.

4. EXEMPLE DE MISE EN EVIDENCE DE LA FORMATION DE NOYAUX LOURDS ET CHAUDS DANS LES COLLISIONS

Ar (27 MeV/u) + U

Ni la connaissance d'un transfert d'impulsion, ni celle de la disparition dans le bilan cinématique d'une part de l'énergie incidente ne permettent d'affirmer qu'une thermalisation d'un ensemble important (voire la totalité) de nucléons du système projectile-cible a été réalisée. On rencontre pourtant souvent dans la littérature l'expression d'une dissipation traduite sous forme de température, ce qui est tout à fait abusif. L'équilibre complet en température d'un système étendu de nucléons peut requérir un temps de l'ordre de $5 \cdot 10^{-22}$ s comme le suggèrent les simulations⁸. Ce temps serait comparable aux temps caractéristiques d'émission de neutrons calculés pour des noyaux de Pb chauffés à plus de $T = 3$ MeV^{19,20}. L'établissement d'un équilibre thermique pour l'ensemble du système dans une collision de noyaux lourds et l'obtention d'une température d'équilibre sont donc des problèmes bien réels. Il est nécessaire de rechercher les évidences expérimentales d'un équilibre thermique avant de pouvoir avancer des valeurs de température. L'observation d'une distribution isotrope et de spectres maxwelliens caractéristiques de l'état du système émetteur (barrière coulombienne, température, spin, déformation) dans son système de référence constituent généralement les meilleurs indices de l'obtention d'un équilibre thermique.

Une analyse a été réalisée sur les particules chargées légères (H, He) émises dans la collision C ou Ar + U^{21,22}. Les collisions conduisant aux grands transferts d'impulsion (80 ± 20 %) sont tout d'abord filtrées en imposant une fenêtre sur l'angle relatif d'émission des fragments de fission. On espère ainsi retenir celles ces collisions pour lesquelles les plus larges dissipations en énergie sont atteintes, et ce sont ces événements pour lesquels des températures moyennes d'équilibre ont été recherchées.

Une première analyse²² réalisée en intégrant en angle et en énergie les multiplicités différentielles des particules émises dans le plan de fission et en supposant des multiplicités analogues dans tous les autres plans, permet de déterminer les multiplicités totales moyennes, par excès, de l'ordre de trois He et de quatre H pour de tels événements. Une analyse, dont les détails suivront, permettra de montrer qu'environ la moitié de ces particules chargées, essentiellement émises vers l'avant, ne peuvent pas être assimilées à des particules d'équilibre et contribuent en fait à l'évacuation de 20 % de l'impulsion moyenne du projectile, non observée par le biais de l'angle relatif d'émission des fragments de fission. Preuve est ainsi faite que très peu de

particules chargées résultent du refroidissement du système et que les neutrons, non observés dans cette expérience, doivent en conséquence évacuer la plus grande partie de l'énergie dissipée et donc être très nombreux (on estime à 40-50 leur multiplicité).

Les caractéristiques cinématiques des particules chargées ont été étudiées à l'aide d'une méthode Monte Carlo²³ simulant à la fois une évaporation isotrope antérieure à la fission par un système supposé en équilibre thermique et une évaporation postérieure à la fission par chacun des deux fragments également en équilibre thermique. Dans le système du laboratoire, les poids relatifs de ces diverses contributions dépendent des angles d'émission relatifs à ceux du faisceau (recul du système avant fission) et à ceux des fragments de fission (figure 10). Il a pu être montré qu'un bon accord avec l'expérience était atteint avec 80 % des particules He émises avant la fission. Pour ce faire, il a été nécessaire de préciser les caractéristiques d'émission des deux types d'émetteur : barrière coulombienne, température, spin et déformation. Le système évaporant avant fission est chaud (peu de particules chargées et vraisemblablement trop peu de neutrons émis permettent de le refroidir beaucoup), caractérisé par un large domaine de spins (lié à l'importante section efficace de fusion mesurée) et une grande déformation. En revanche, l'émission importante des neutrons, peu liés, permet aux fragments de fission de se refroidir notablement avant que l'émission de particules chargées intervienne. Le temps correspondant est considéré comme suffisant pour que les fragments de fission aient atteint une forme voisine de la sphéricité. Quant aux spins, ils sont réduits pour chaque fragment à 1/7 de celui du noyau avant fission. L'introduction justifiée de ces paramètres laisse libre le degré de déformation des noyaux évaporant avant fission. La pente des spectres expérimentaux mesurés aux angles arrière montre la nécessité d'une forte déformation moyenne. Ceci n'est pas vraiment surprenant : le noyau émetteur est sur la voie de la fission donc, en moyenne nécessairement déformé quand l'évaporation se manifeste.

Le fait que sur un large domaine angulaire ($60^\circ - 160^\circ$) les spectres expérimentaux puissent être reproduits par un processus d'évaporation essentiellement antérieur à la fission est un argument très fort manifestant l'atteinte d'un équilibre thermique. A 30° et 60° le désaccord à haute énergie résulte logiquement d'une composante de prééquilibre, nécessairement présente vers l'avant puisqu'en moyenne, pour les événements considérés 80 %, seulement de l'impulsion du projectile ont été transférés. Un indice supplémentaire du caractère thermique de l'émission de particules chargées est fourni indirectement par les caractéristiques de la fission. C'est en effet la fission qui interrompt l'évaporation des particules et ses caractéristiques sont celles d'une fission thermique : symétrique mais avec des distributions de masse très larges. Dans une fission thermique chaude, la variance de la distribution de masse croît linéairement avec la température²⁴.

En résumé, tant le comportement des particules chargées émises avant la fission que les caractéristiques de fission elles-mêmes apportent de solides arguments quant à l'établissement d'un équilibre thermique dans les collisions étudiées à grand transfert d'impulsion (7 GeV/c).

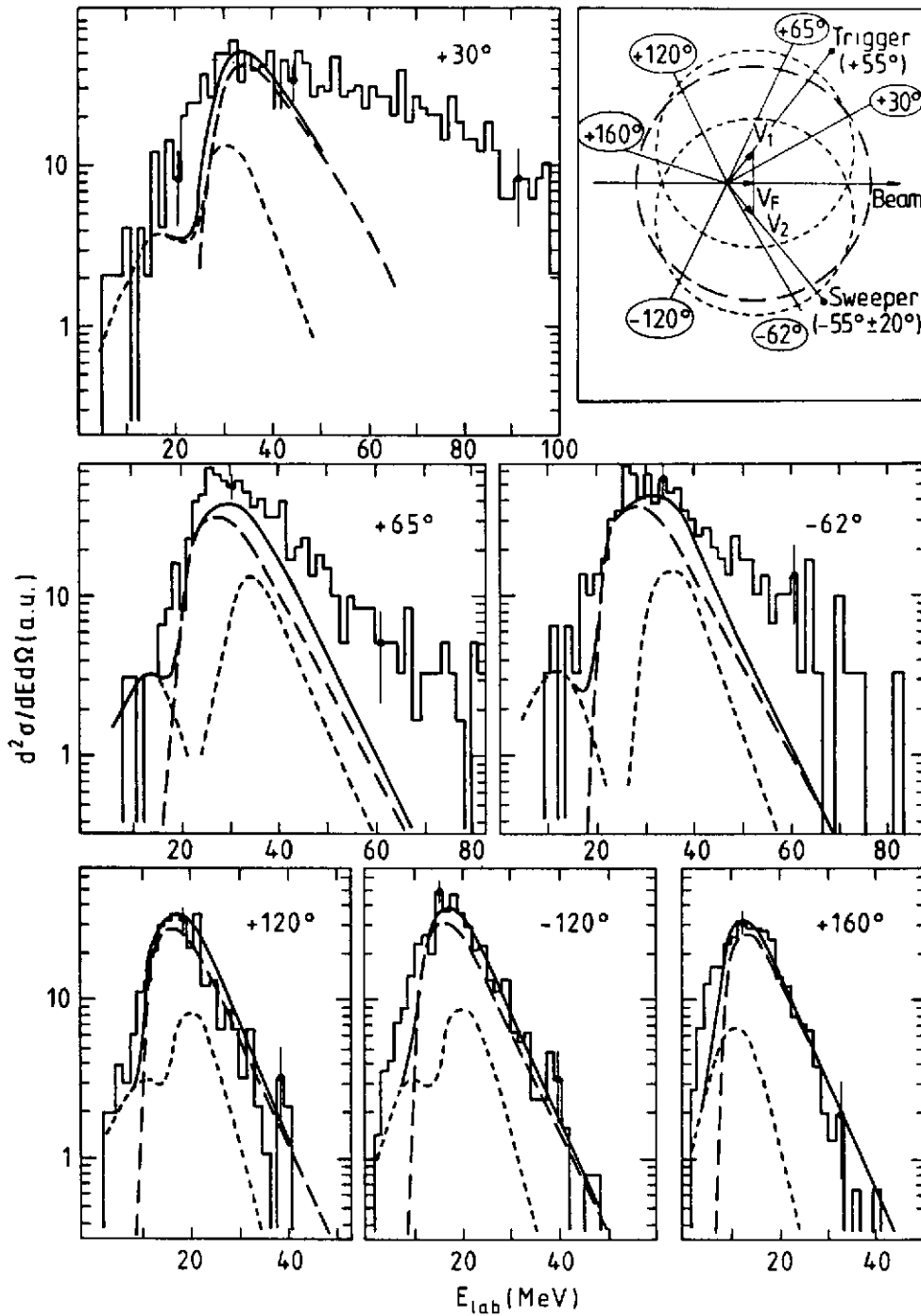


Fig. 10 Spectres en énergie de noyaux d'He (histogrammes) détectés dans cinq directions et en coïncidence avec deux fragments de fission détectés à $55^\circ \pm 3^\circ$ et $55^\circ \pm 20^\circ$ et filtrant les grands transferts d'impulsion. Les composantes d'évaporation calculées par méthode Monte Carlo apparaissent pour l'émission antérieure et postérieure à la fission en pointillés longs et courts respectivement, la courbe en trait plein représentant leur somme. Le système est Ar (27 MeV/u) + U22.

L'énergie thermalisée est voisine de 3 MeV/u soit en terme de température $T \approx 5$ MeV en prenant un paramètre de densité de niveau $a = A/8$. Une telle température d'émission se manifeste non seulement au niveau de la pente des spectres en énergie mais aussi de la valeur moyenne : $\langle E \rangle = B + 2T$.

Le paramètre $2T$ représente environ la moitié de B et son effet est donc très important. Notons également que grâce à la fission qui interrompt relativement tôt la chaîne d'évaporation, celle-ci est courte et les particules détectées avant fission restent caractéristiques de noyaux de température relativement bien définies et non d'une moyenne d'états allant du plus chaud aux plus froids. Ceci est bien évidemment très favorable à l'établissement des conclusions qui ont été tirées de l'étude de ce système. La compétition entre l'évaporation de particules et la fission permet d'aborder un autre aspect intéressant du comportement des noyaux chauds. Pour les grands transferts d'impulsion ($\approx 80\%$) et donc pour des noyaux de fusion de masse voisine de 270, avec spins et températures élevées (≈ 5 MeV), la barrière de fission n'existe plus. L'espace des phases est donc infiniment plus favorable à la fission qu'à l'évaporation de particules. Le fait que des particules α évaporées aient été observées avec des multiplicités voisines de 1.5 traduit l'importance des effets dynamiques dans la voie de sortie. La fission implique l'excitation de modes collectifs beaucoup plus lents que le temps nécessaire à l'évaporation. Cet effet déjà observé à plus basse énergie d'excitation²⁵ voit son importance très accrue à haute température et ceci se traduit naturellement dans l'augmentation de la multiplicité. Des modèles théoriques décrivant la fission comme un processus de diffusion^{26,27,20} ont montré que durant un certain temps de transition nécessaire au système fissionnant pour atteindre un régime stationnaire, des particules pouvaient être évaporées. Une comparaison établie entre un modèle statistique standard et ce modèle dynamique²⁰ illustre parfaitement cet effet pour un noyau de Hg excité à 190 MeV (figure 11).

5. EST-IL POSSIBLE DE CHAUFFER DAVANTAGE ?

Dans une série d'articles récents¹⁹ Levit et al ont montré qu'au-delà d'une certaine température, un noyau donné ne pouvant plus contenir l'énergie thermique, devait perdre toute stabilité et se désintégrer. Une température "d'ébullition" maximum peut être estimée intuitivement en se rappelant que dans un noyau les nucléons sont liés par 8 MeV en moyenne et qu'il faut donc apporter $E^* = 8 A$ MeV pour désintégrer un noyau en tous ses nucléons considérés comme constituants élémentaires.

En considérant un paramètre de densité de niveau $a = \frac{A}{8}$, la température d'ébullition correspondante serait de l'ordre de 8 MeV. Les températures critiques dérivées du modèle Hartree-Fock chaud¹⁹ sont sensiblement inférieures à cette valeur. Notons que, dans l'approche intuitive, $T = 8$ MeV suppose une désintégration complète, en nucléons, et que l'émission d'agrégats est énergiquement moins coûteuse et peut donc réduire la température d'ébullition. Existe-t-il à l'heure actuelle des indices expérimentaux mettant en évidence l'approche d'une température limite ? Si l'on considère le système Ar + U étudié par le biais de la fission, on note avec l'augmentation de l'énergie du projectile au-delà de 30 MeV/u²⁸ une diminution de la probabilité d'observation

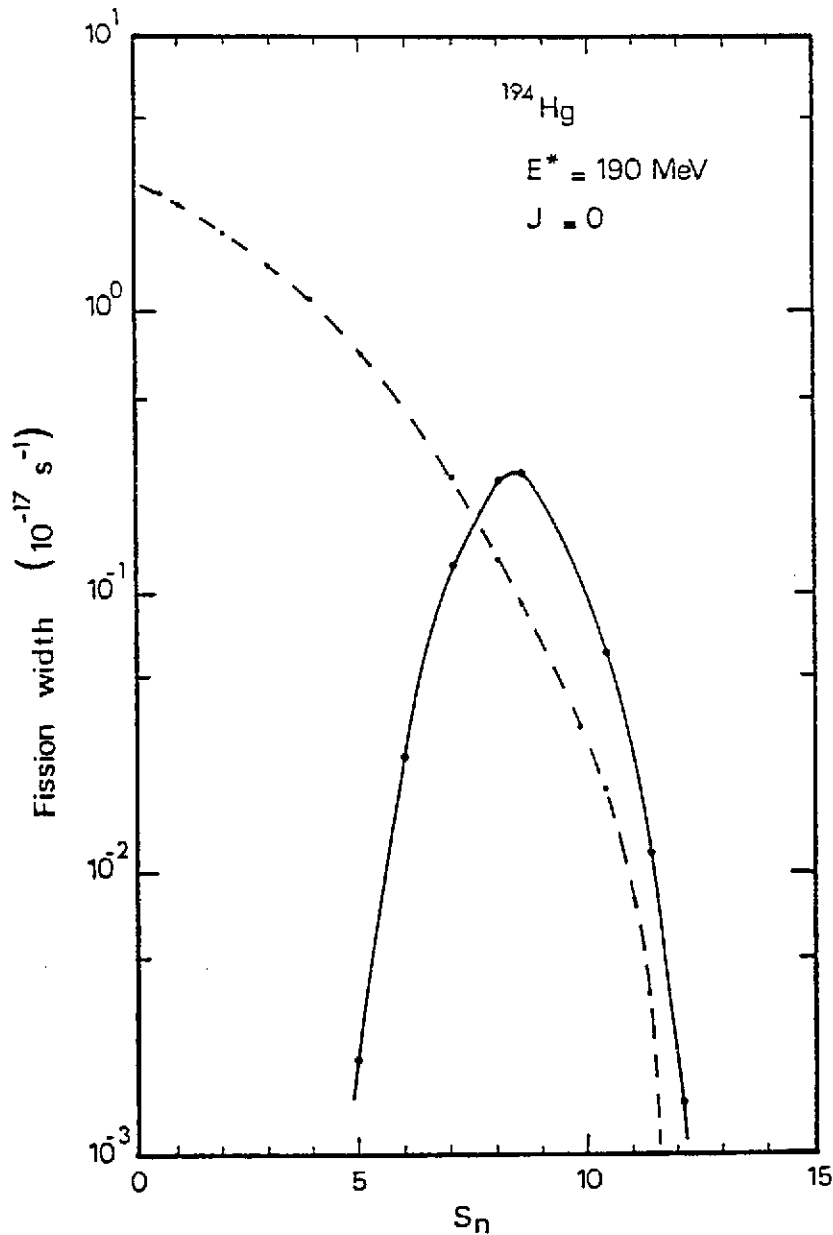


Fig. 11 Comparaison des largeurs de fission, exprimées en fonction de la multiplicité de neutrons émis, pour un modèle statistique standard et un modèle dynamique²⁰ (trait plein).

des transferts d'impulsion de 7 GeV/c et au-delà. Ceci peut traduire un effet de la voie d'entrée : la difficulté à thermaliser les nucléons d'un projectile de plus en plus rapide donc plus sensible à la dissipation à 2 corps qu'à 1 corps. Mais ceci peut également être interprété comme la disparition du processus de fission (ou d'évaporation dans le cas du système Ar + Sn étudié à même vitesse¹²) pour des systèmes trop chauds. Malheureusement comme nous l'avons déjà remarqué, il n'existe pas d'expérience qui à notre connaissance permettrait d'observer sans ambiguïté cette désintégration complète ou multifragmentation d'un système trop chauffé tel qu'Ar + U. L'utilisation d'un projectile plus lourds tel que le Ni à $E \approx 30 \text{ MeV/u}$ pourrait permettre de lever l'ambiguïté. Si l'on observe abondamment un transfert d'impulsion dans le rapport des masses du projectile (c.à d. $7 \text{ GeV} \times \frac{60}{40} \approx 10 \text{ GeV}$), alors il devient difficile d'invoquer l'argument lié à la

température pour expliquer les données observées avec l'argon.

6. CONCLUSIONS

Les ions lourds accélérés à des énergies voisines de 30 MeV/u sont des projectiles très efficaces pour déposer d'importantes quantités d'énergie dans les noyaux. Pour des noyaux cibles lourds on peut approcher des dépôts d'un GeV. En dépit des temps caractéristiques de thermalisation et de désexcitation qui deviennent alors très proches, on dispose d'un certain nombre d'évidences expérimentales tendant à montrer qu'un équilibre thermique peut encore être atteint pour l'ensemble d'un système avec $T \approx 5$ MeV ($T = \sqrt{8E^*/A}$.)

Une étude du comportement dynamique de tels noyaux a pu être initiée. En particulier, des phénomènes transitoires d'évaporation pour les noyaux fissionnants sont de plus en plus clairement mis en évidence avec l'élévation de température.

Un énorme travail expérimental reste à réaliser et des méthodes de filtrage efficaces doivent être développées pour isoler les événements correspondant à un transfert d'impulsion ou à une énergie dissipée donnée.

Références

1. F. Saint-Laurent et al. Phys. Lett. 110B, 372 (1982)
Nucl. Phys. A482, 307 (1984)
2. J. Galin et al. Phys. Rev. Lett. 48, 1787 (1982)
3. M.B. Tsang et al. Phys. Lett. 134 B, 169 (1984)
4. J.L. Laville et al. Phys. Lett. 138B, 35 (1984)
5. G. La Rana et al. Nucl. Phys. A407, 233 (1983)
6. D. Jacquet et al. Phys. Rev. Lett. 53, 2226 (1984)
Phys. Rev. Nov. (1985)
7. C. Grégoire et al. XXIII Ecole d'Hiver de Bormio, 209 (1984)
et Nucl. Phys. A436, 365 (1985)
8. J. Aichelin. Preprint ORNL (1985)
et compte rendu de la conférence de Visby (1985)
9. B. Jakobsson et al. Lund University Report 8303
10. R. Santo et al. G.S.I. Annual Report 84
11. A. Gobbi et al. G.S.I. Nachrichten 11-84
et XXIII Ecole d'Hiver de Bormio (1984)
12. J. Blachot et al. XIII Ecole d'Hiver de Bormio (1984)
et H. Nifenecker à paraître dans les comptes rendus de la conférence de Visby
13. E.C. Pollaco et al. Phys. Lett. 146B, 29 (1984)
14. B. Jakobsson et al. Z. Physik A307, 392 (1982)
15. B. Borderie et al. Z. Physik. A316, 243 (1984)
16. D. Ardouin et al. GANIL preprint P85.10
17. J. Galin Preprint HMI 8576R A paraître dans Nucl. Phys : comptes rendus de la conférence de Visby (1985)
18. U. Jahnke et al. Lecture Notes in Physics, vol.178, p.179 ed. W. Von Oertzen (Springer 1983)

19. S. Levit et al. Nucl. Phys. A437, 425 (1985) et références incluses
20. H. Delagrange et al. GANIL Preprint P85.07
21. S. Song et al. Phys. Lett.130B, 14 (1983)
22. D. Jacquet et al. A paraître dans Phys. Rev. C (Nov. 1985)
Les résultats présentés ici sont issus d'une prise de données plus récente avec de meilleures statistiques et sans seuils en énergie.
23. E. Duek et al. Z. Phys. A317, 83 (1984)
24. D. Jacquet et al. Nucl. Phys. A445, 140 (1985)
25. M.F. Rivet et al. Z. Phys. A307, 365 (1982)
26. H.A. Weidenmüller et al. Phys. Rev. C29, 879 (1984)
27. P. Grangé Nucl. Phys. A 428, 37C (1984)
28. M. Conjeaud et al. Phys. Lett. B, 159B, 244 (1985)