

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF -- 8772

L3

CEA-DPh-N-S--2392

MULTIFRAGMENTATION DE NOYAUX EXCITES

- NGO, C. CEA CEN Saclay, 91-Gif-sur-Yvette (France). IRF
- DESBOIS, J. Paris-11 Univ., 91-Orsay (France). Inst.
de Physique Nucleaire
- NEMETH, J. Eoetvos Univ., Budapest (Hungary). Inst.
for Theoretical Physics
- BARRANCO, M. Barcelone Univ. (Spain).

Communication présentée à :

4. Saturne meeting
La Londe les Maures (France)
10-14 Nov 1986

MULTIFRAGMENTATION DE NOYAUX EXCITES

C. Ngô
Service de Physique Nucléaire - Métrologie Fondamentale
CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

J. Desbois
Institut de Physique Nucléaire, Division de Physique Théorique*
91406 Orsay, France

J. Nemeth
Institute for Theoretical Physics, Eötvös University
Budapest VIII, Hongrie

M. Barranco
Université de Barcelone, Diagonal 645
Barcelone 08028, Espagne

RESUME

Nous résumons les indications expérimentales qui portent à penser qu'un noyau très excité se brise en plusieurs morceaux (multifragmentation). Nous décrivons brièvement les approches théoriques utilisées pour expliquer ce phénomène en montrant qu'elles sont basées sur un principe d'information minimum. Enfin nous présentons un modèle permettant de prédire le phénomène de multifragmentation. Ce modèle est basé sur un calcul Thomas Fermi dépendant du temps qui permet de décrire les effets de champ moyen, et d'un modèle de percolation site-lien qui permet d'en décrire les fluctuations.

Les collisions entre ions lourds fournissent un merveilleux moyen de former des noyaux excités. Par rapport aux réactions induites par des nucléons ou des noyaux très légers, les ions lourds ont l'avantage d'être plus efficaces pour déposer de l'énergie d'excitation soit sous forme thermique (i.e. désorganisée), soit sous forme cohérente. Une des questions ouvertes à l'heure actuelle est de savoir comment se desexcitent les noyaux formés au cours des réactions violentes qui peuvent se produire lors de la collision entre deux noyaux lourds.

*Laboratoire associé au CNRS

Dans cet exposé nous utiliserons parfois le terme de température car c'est un paramètre commode pour décrire les phénomènes de manière qualitative. L'utilisation de ce concept sous entend deux approximations qu'il est nécessaire de préciser :

1 - On suppose que le noyau considéré est en équilibre statistique ce qui peut être loin de la réalité. Les estimations théoriques semblent indiquer qu'il faut à peu près 10^{-22} s pour atteindre un équilibre statistique global dans un noyau (1) et environ 3×10^{-22} s pour un équilibre local (2).

2 - Même si l'équilibre statistique est atteint on devrait traiter un noyau excité par l'ensemble microcanonique car c'est un système isolé dont l'énergie totale est fixée. La notion de température suppose l'utilisation de l'ensemble canonique qui permet de décrire un système en équilibre avec un thermostat ou dont l'énergie moyenne est fixée. Pour les systèmes macroscopiques composés d'un grand nombre de particules les deux descriptions sont équivalentes. Ce n'est pas le cas du noyau qui a un nombre de nucléons < 250 . On choisit l'ensemble canonique plutôt que l'ensemble microcanonique car les traitements théoriques sont plus simples.

A basse énergie de bombardement ($< 10-15$ MeV/u) la fusion ou les réactions très inélastiques permettent de former des noyaux dont la température n'excède pas 2-3 MeV. Ces noyaux se désexcitent soit par évaporation de particules légères et conduisent à des noyaux résiduels, soit par fission en deux fragments (3).

Pour des énergies de bombardement plus élevées (20-100 MeV/u) la fusion, complète ou incomplète, et les réactions très inélastiques disparaissent progressivement. Pour la fusion on arrive à cette conclusion car la section efficace de noyaux résiduels et/ou de fission diminue fortement avant de disparaître complètement. Cela conduit à imaginer deux raisons, qui peuvent d'ailleurs être conjointes, pour cela :

1 - Ces processus ne peuvent plus se produire pour une raison qui est liée à la dynamique de la voie d'entrée.

2 - Les produits formés à ces énergies sont très excités, notamment dans les collisions centrales qui sont les plus inélastiques. D'autres modes de dés-excitation entrent alors en jeu, qui ne conduisent plus à l'observation de gros noyaux résiduels et/ou de fragments de fission.

1. MULTIFRAGMENTATION

Les expériences mettant en jeu des ions lourds aux énergies intermédiaires (~ 20-100 MeV/u) semblent indiquer, de manière indirecte, que lorsque l'énergie d'excitation d'un noyau est supérieure à environ 3 à 6 MeV/u, celui-ci se brise en plusieurs morceaux (4). Pour cette raison ce mécanisme de désexcitation est appelé multifragmentation. Essayons d'examiner les arguments en faveur de cette hypothèse :

- La figure 1 montre l'énergie d'excitation par nucléon, ϵ^* , que l'on peut estimer être déposée dans un noyau de fusion incomplète pour différents systèmes étudiés dans la littérature. La présence de ces noyaux de fusion est détectée en mesurant les noyaux résiduels et/ou les fragments de fission résultant de leur désexcitation. Pour les systèmes correspondant aux cercles pleins indiqués sur la figure on n'observe pas ces produits ce qui conduit à

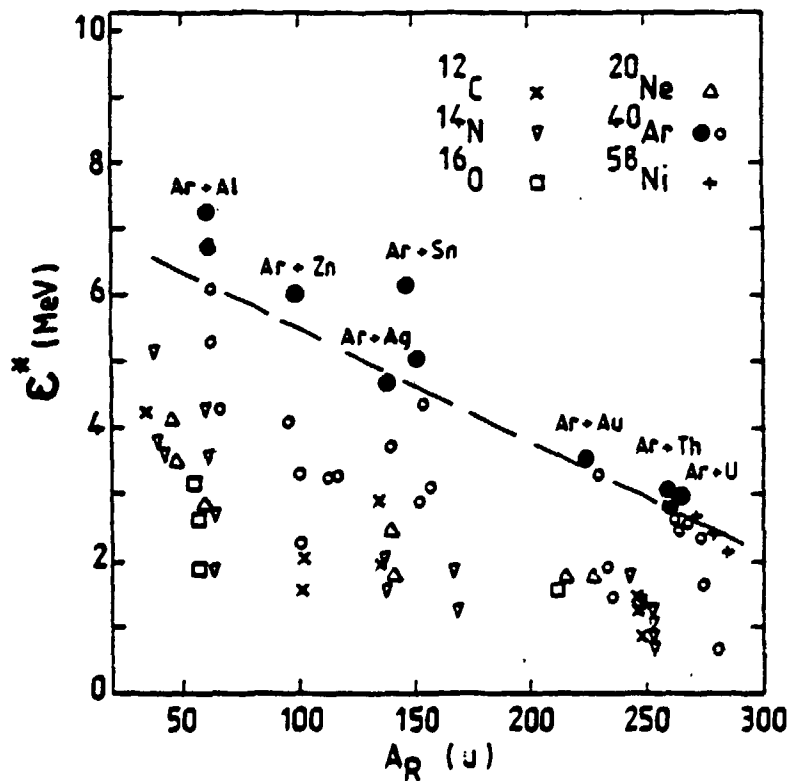


Fig.1 : Estimation de l'énergie d'excitation déposée dans une réaction de fusion incomplète pour différents systèmes. Pour les cercles on n'observe ni noyaux résiduels, ni fission (compilation effectuée par S. Leray (13)).

penser que le noyau formé se désexcite de manière différente si ϵ^* est trop grand. La ligne discontinue indiquée dans la figure 1 représenterait donc la séparation entre deux zones : l'une où la désexcitation d'un noyau serait normale, et l'autre où l'on observerait de la multifragmentation.

- Des mesures inclusives aux énergies intermédiaires montrent la présence d'une quantité plus importante que prévue de produits de masse et numéro atomiques intermédiaires et la distribution de masse des produits semble suivre une loi simple :

$$\frac{d\sigma}{dA} \propto A^{-\tau} \quad (1)$$

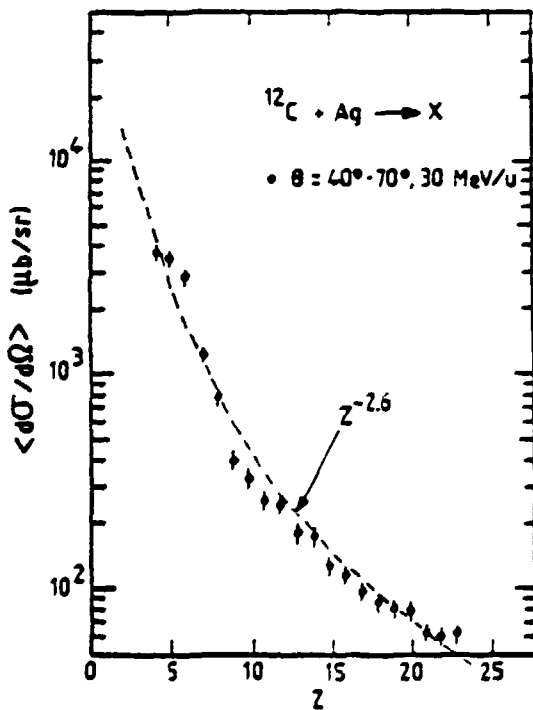


Fig.2 : Distribution de charge (moyenné sur le domaine angulaire indiquée) obtenue dans la réaction C+Ag à 30 MeV/u par Chitwood et al.(5).

où τ est un exposant dont la valeur est de l'ordre de 2 à 4. La figure 2 nous montre la distribution inclusive des numéros atomiques, Z, des produits observés dans la réaction $^{12}\text{C} + \text{Ag}$ par Chitwood et al.(5). On peut constater que les points expérimentaux peuvent être très bien représentés par la loi $Z^{-\tau}$ où $\tau = 2.6$. On pense que la majeure partie de ces produits provient du processus de multifragmentation.

- Les mesures inclusives précédentes ne permettent pas d'affirmer que le noyau se casse en plusieurs morceaux. Les expériences utilisant des émulsions montrent que c'est néanmoins le cas. Ceci est illustré sur la figure 3 où l'on montre trois clichés de Jakobsson et al.(6) correspondant au système $^{10}\text{C} + \text{Ag}$ à trois énergies : 12, 34 et 74 MeV/u. Chaque trace correspond à un produit de masse supérieure à 4 u.

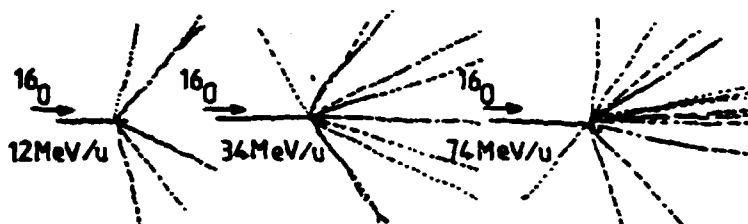


Fig.3 : Clichés d'émulsions obtenus par Jakobsson et al.(6) pour le système $O + Ag$ à trois énergies. Les traces correspondent à des produits dont la masse est supérieure à 4.

~ Il est intéressant de comparer les résultats obtenus dans les réactions entre ions lourds avec ceux obtenus avec des protons de grande énergie. Ceci est illustré par la figure 4 où l'on peut voir à la fois la distribution de masse des produits inclusifs résultant des réactions $^{12}C + Ag$ à 2,1 GeV/u et $p + Ag$ à 300 GeV (7). On observe que la section efficace décroît jusqu'à $A \sim 40$ u pour croître ensuite pour les masses supérieures. Deux mécanismes principaux conduisent à ces distributions de masse : la spallation et la multifragmentation. Dans une réaction de spallation on observe un gros fragment

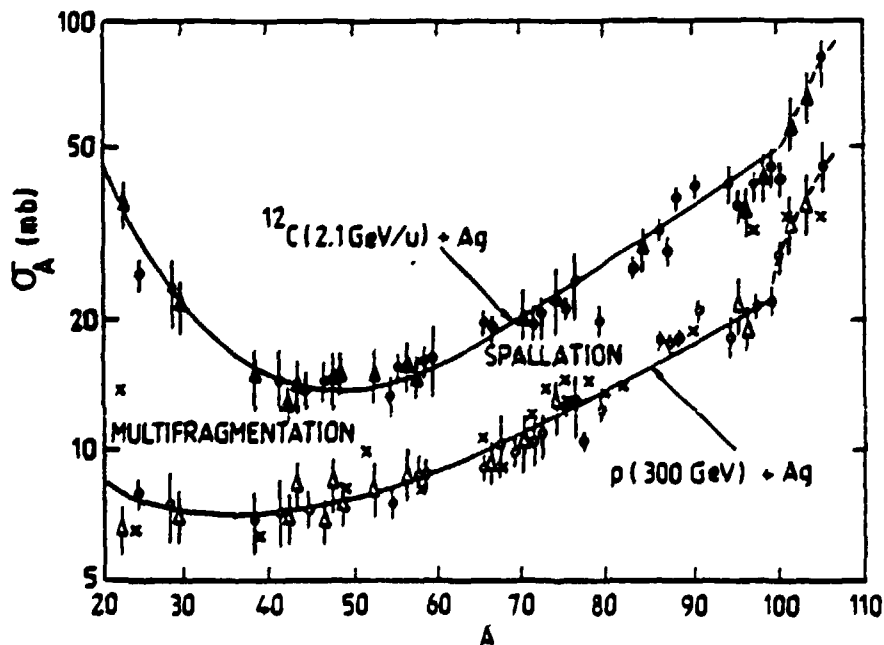


Fig.4 : Distribution de masse observées dans les réactions $C + Ag$ à 2,1 GeV/u et $p + Ag$ à 300 GeV obtenues par Porile et al.(7).

et quelques fragments très légers, essentiellement des nucléons. La spallation est produite dans les collisions périphériques alors que la multifragmentation correspond à des collisions centrales. La partie de la distribution de masse associée à la multifragmentation peut être décrite par une loi en $(A/A_T)^{-\tau}$, où A_T est la masse de la cible et $\tau = 2,5$ [réf.(8)].

L'observation d'une distribution de masse en $A^{-\tau}$ pour les réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires et pour celles induites par des protons de grande énergie conduit à penser qu'il existe une certaine similitude dans la production de ces fragments.

2. LES MODELES THEORIQUES

Beaucoup d'efforts théoriques sont actuellement développés pour essayer de comprendre le phénomène de multifragmentation (9). C'est un problème difficile car il fait intervenir les corrélations entre plusieurs nucléons. Cela signifie qu'une théorie de champ moyen ne peut reproduire la formation des amas ("clusters") observés dans les collisions entre ions lourds, ou induites par des protons de haute énergie. Pour pouvoir le faire, il est nécessaire d'inclure les fluctuations du champ moyen. Plusieurs tentatives essaient d'en tenir compte de manière phénoménologique mais les calculs deviennent très lourds et il n'y a aucune raison de penser que la forme des corrélations choisies soit celle qui corresponde à la réalité. La plupart des théories qui reproduisent correctement l'allure des résultats expérimentaux, comme la quantité $d\sigma/dA$ par exemple, sont fondées sur des arguments statistiques et supposent que l'on part d'un noyau chaud, éventuellement comprimé, qui est formé par un mécanisme dont on ne décrit pas la nature. Toutes ces théories sont basées sur le principe de l'information minimum mais elles diffèrent dans la manière dont cette information est définie :

1 - On peut définir cette information par rapport aux microétats quantiques du système étudié. C'est la base de la mécanique statistique et cela conduit au principe d'équiprobabilité des microétats. On obtient alors une description par un ensemble microcanonique que l'on peut éventuellement approximer par un ensemble canonique ou grand canonique. Le système étudié peut être infini (matière nucléaire chaude) ou fini. Dans ce contexte la multifragmentation apparaît comme une transition de type liquide-gaz au voisinage du point critique (10) et l'exposant critique de la distribution de masse vaut $7/3$ pour un système infini. C'est ce premier type d'approche qui a été utilisé par les expérimentateurs pour interpréter leurs résultats, concernant des

réactions induites par des protons très énergétiques, comme la signature d'une transition de type liquide-gaz (10).

2 - On peut définir l'information par rapport à une partition particulière du système (11), en fragments par exemple. Ces partitions n'ont alors plus rien à voir avec les microétats quantiques mais on peut développer une physique statistique sur cette hypothèse. On obtient également des distributions de masse en bon accord avec l'expérience.

3 - Enfin on peut utiliser une approche de percolation (12) où le principe d'information minimum se traduit par une équiprobabilité d'occuper un site, ou de briser une liaison. Là aussi on peut reproduire correctement $d\sigma/dA$ et nous allons donner plus de détails sur ce type d'approche dans la prochaine section. A l'heure actuelle il est difficile de dire quelle est l'approche qui correspond le mieux à la réalité car les résultats expérimentaux sont encore trop fragmentaires pour permettre une discrimination entre les divers modèles. Toutefois l'analyse de données exclusives semble donner un crédit certain à la percolation tandis qu'une explication par un mécanisme unique de type transition liquide-gaz, comme dans la matière infinie, apparaît de moins en moins crédible.

On peut d'ailleurs s'interroger sur la nature du mécanisme mis en jeu au cours du processus de multifragmentation lorsque l'on regarde la figure 5 qui montre la distribution de masse observée dans une collision entre ions lourds et lors du choc de deux morceaux de basalte (13). Dans les deux cas les résultats sont très similaires mais il est clair que la température des morceaux de basalte n'est pas le paramètre déterminant dans le processus de multifragmentation.

Nous allons maintenant décrire un modèle basé sur la percolation site-lien après avoir donné quelques rappels concernant ce type d'approche.

3. LA PERCOLATION

La percolation (12) est apparue, pour la première fois, il y a environ une trentaine d'années afin de modéliser certains systèmes ou phénomènes apparaissant en physique du solide tels que les alliages binaires, les transitions sol-gel dans les réactions de polymérisation, le transport du courant dans les semi-conducteurs ou encore les réseaux complexes de résistances. Depuis, son champ d'application n'a cessé de croître et elle est maintenant utilisée dans des domaines aussi variés que la propagation des épidémies ou l'extension des feux de forêts. Son introduction dans la Physique Nucléaire

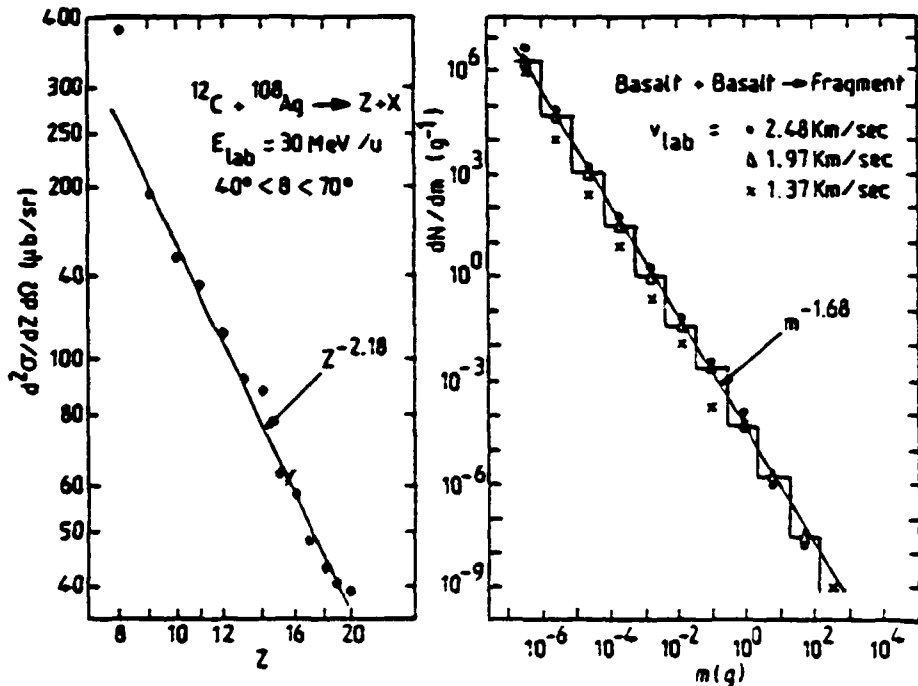


Fig.5 : Comparaison de la distribution de masse observée dans une collision entre ions lourds à haute énergie et morceaux de basalte (tiré de J. Hüfner et al.(13)).

est, cependant, très récente et date des toutes dernières années (14-18).

Un système de percolation est essentiellement défini par deux ingrédients : un ensemble de points et une loi pour connecter ces points. Dans le cas de la percolation site-lien (16), qui sera discuté ici, les points sont les sites d'un réseau cubique. Soit A_0 le nombre total de sites disponibles. En général, seulement A' sites sont occupés. On définit ainsi la probabilité d'occupation d'un site, p , par : $p = A'/A_0$.

D'autre part, nous choisissons une loi pour lier les sites occupés : seuls les plus proches voisins peuvent être connectés, avec une probabilité q . Dans la percolation site-lien, les deux paramètres, p et q , peuvent prendre toute les valeurs entre 0 et 1. Les cas limites $q=1$ ($p=1$) sont, respectivement, appelés percolation de sites (ou de liens).

Un ensemble de A sites occupés connectés entre eux définit un amas de taille A . Pour chaque couple de valeurs (p, q), on obtient par simulation à l'ordinateur (ici, sur réseau cubique $5 \times 5 \times 5$), la multiplicité moyenne $n(A, p, q)$ de tels amas. On observe que, pour des valeurs de p et q suffisamment

proches de 1, un morceau de taille $A = A_0$ est produit en même temps que de très petits amas. Par contre, pour des valeurs de p et q faibles, seuls de petits amas sont produits. Il existe donc une zone critique dans le plan p - q où commence à s'amorcer la production d'un gros amas. Ceci est particulièrement visible sur la figure 6 où sont portées les variations de $P(p,q)$ en fonction de p , pour diverses valeurs de q ($q=0,1 ; 0,2 ; \dots 1$) ; $P(p,q)$ étant égale à la valeur moyenne (divisée par A_0) de la taille du plus gros amas obtenu pour chaque couple (p,q) . Pour p et q voisins de 1, on a $P(p,q) \approx p$: pratiquement tous les sites occupés sont connectés. En physique nucléaire, nous dirons que nous sommes dans la région de spallation. Pour les faibles valeurs de p et q , $P(p,q)$ est très petit, ce qui montre l'absence d'un gros amas : nous sommes alors dans la région de multifragmentation.

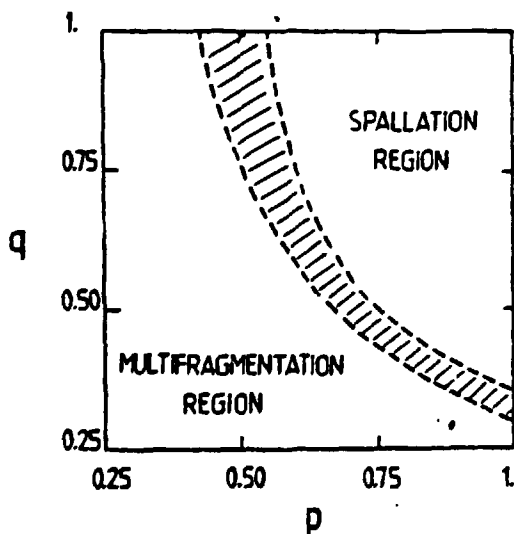


Fig.7 : La région où il y a gros amas de percolation (spallation dans le cas des réactions induites par protons de haute énergie) et celle où l'on a multifragmentation sont indiquées dans le plan p - q .

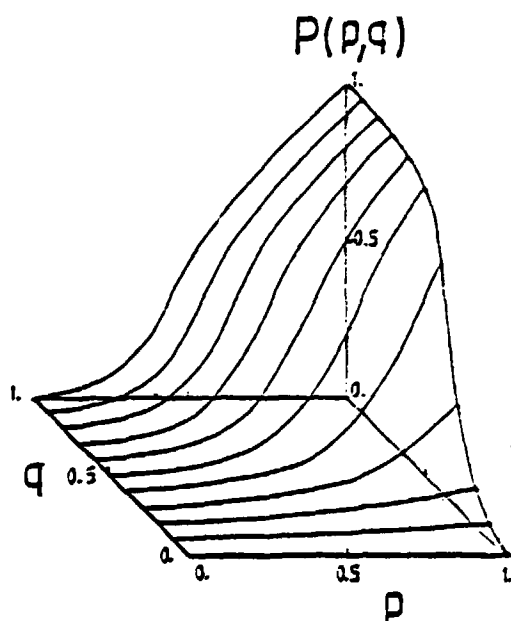


Fig.6 : La taille du plus gros amas, divisée par la taille du noyau initial, est tracée en fonction de p et q .

La Figure 7 montre ces deux régions, dans le plan p - q , séparées par la zone critique dont nous avons pris conventionnellement les limites à $P(p,q)=0,3$ et $P(p,q)=0,5$.

Les courbes de la figure 6 ont, pour $q > 0,4$, un point d'inflexion avec une croissance rapide : ceci traduit un changement de comportement du système analogue à une transition de phase du second ordre (qui est adoucie, comme il se doit pour un système de taille finie). Le paramètre d'ordre est ici, précisément, $P(p,q)$: c'est l'analogie, par exemple, de la magnétisation spontanée dans un modèle d'Ising. Dans un réseau très grand, la transition de percolation deviendrait très brutale et la zone critique de la figure 7 se réduirait à une courbe. Au voisinage du seuil de percolation, on obtiendrait des lois d'échelle et un comportement en exposant critique, pour $P(p,q)$ par exemple, exactement comme pour un système thermodynamique à son point critique.

Il faut donc souligner que les systèmes de percolation, sans utiliser les concepts de température, ni d'équilibre, ni d'hamiltonien, sont parmi les systèmes les plus simples qui ont un comportement non trivial lorsque leurs paramètres (p et q) varient.

Les simulations, sur de petits réseaux, permettent aussi d'étudier les grandeurs caractéristiques des amas formés telles que leur périmètre, leur surface ou leurs liens internes brisés. On peut ainsi paramétrer les résultats de ces simulations et aussi, dans certains cas, établir des formules analytiques exactes ou approchées (16).

En ce qui concerne les applications à la Physique Nucléaire, on peut remarquer d'abord que les interactions nucléon-nucléon sont à courte portée. On peut ainsi assimiler un noyau à un réseau tridimensionnel où chaque site représente un nucléon et où seuls les plus proches voisins peuvent être liés. Bien sûr, cette vision, essentiellement classique, choquera plus d'un physicien nucléaire. D'autres modèles de percolation nucléaire plus sophistiqués (14) ont été élaborés par exemple, avec tirage des nucléons au hasard dans l'espace de phase (sans réseau), de telle manière que leur distribution reproduise une fonction de Wigner semi-classique, la règle de connexion étant également définie dans l'espace de phases. De tels modèles, intégrant quelques ingrédients quantiques, ne sont pas d'une maniabilité évidente et conduisent, essentiellement, aux mêmes résultats que le modèle présenté ici. Il faut souligner que les données expérimentales sur la multifragmentation semblent mettre en évidence une sorte d'universalité du phénomène : ces expériences ont été menées avec une grande diversité de noyaux. En particulier, aucune indication n'est donnée jusqu'ici de la nécessité de prendre en compte

de manière détaillée les effets fins de structure nucléaire. De ce point de vue, il n'est pas déraisonnable de penser que la percolation site-lien, quoiqu'étant une vision extrême de cet état de fait, prenne quand même en compte l'essentiel des phénomènes.

Avant une collision, les paramètres p et q correspondant au noyau cible, sont égaux à 1. Lors de la collision $p (= A'/A_0)$ peut décroître de deux manières différentes :

- i) émission de particules rapides (prééquilibre), ce qui vide certains sites initialement occupés et donc diminue A' ;
- ii) compression puis expansion du noyau cible. Cette expansion peut être simulée (cf. figure 8) par un accroissement du nombre de sites disponibles A_0 , A' restant fixé.

C'est cette deuxième possibilité qui sera retenue dans la partie suivante. On peut estimer qu'elle correspond plutôt à une collision d'ions lourds aux énergies intermédiaires (typiquement 30 à 50 MeV d'énergie incidente par nucléon) alors que i) serait plutôt représentative des collisions à haute énergie où les collisions nucléon-nucléon et les phénomènes de cascade avec éjection de particules rapides sont, semble-t-il, dominants.

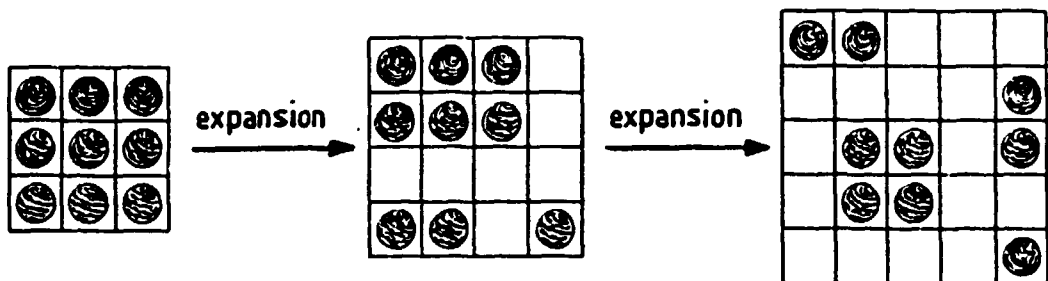


Fig.8 : Représentation schématique de la formation d'amas lors d'un processus d'expansion.

Quant au paramètre q , sa diminution reflète l'affaiblissement des liens. Il est logique de la relier à l'agitation croissante des nucléons et donc à l'énergie déposée, thermalisée, E^* , dans le système. Un "ansatz" simple pour q est :

$$q = 1 - (E^*/A_T)/B$$

A_T étant la taille de la cible et B son énergie de liaison par nucléon. On

observe, d'après cet "ansatz" que, si l'énergie d'excitation est égale à l'énergie de liaison de la cible, le système est non lié ($q=0$). Ceci pourrait, peut être, être contestable. Cependant, une telle situation ne sera jamais atteinte de fait car la dynamique obligera le système à traverser la zone critique, ce qui fera exploser le noyau cible avant d'atteindre la valeur $q=0$.

Les amas formés lors de la percolation, étant déformés, sont excités. On peut estimer leur énergie d'excitation à l'aide de leur périmètre et de leurs liens internes brisés. Ils se dés excitent par évaporation et par fission pour donner les noyaux observés. La percolation permet donc, en principe, un calcul complet pour une collision d'ions lourds et une comparaison avec les données expérimentales.

4. MODELE DYNAMIQUE DE MULTIFRAGMENTATION

Le but que nous nous sommes fixés est de calculer le seuil d'énergie d'excitation par nucléon, que l'on peut déposer dans un noyau, à partir duquel celui-ci se dés excite par multifragmentation. Pour ce faire nous avons imaginé un modèle simple permettant de décrire à la fois les effets de champ moyen et ses fluctuations. L'approche peut se résumer de la manière suivante :

i) L'évolution d'un noyau chaud et comprimé en équilibre statistique est suivie de manière autocohérente en utilisant le formalisme de Thomas Fermi dépendant du temps (19). C'est un modèle hydrodynamique où l'énergie interne du système est calculée dans l'approximation de Thomas Fermi. Dans ce calcul nous avons supposé que le système restait toujours sphérique, ce qui réduit le problème à une dimension. Les équations hydrodynamiques, qui sont habituellement difficiles à résoudre numériquement, sont transformées, à l'aide d'un changement de variable du à Madelung (20), en équations de type Schrödinger. Celles-ci peuvent alors être facilement résolues en utilisant toutes les techniques développées pour les calcul Hartree-Fock dépendant du temps.

ii) Les conditions initiales au calcul dynamique sont des noyaux préparés de la manière suivante :

~ On fait un calcul statique autocohérent dans l'approximation de Thomas Fermi, avec contrainte sur le rayon quadratique moyen du noyau $\langle r^2 \rangle$, en utilisant la même interaction effective (force de Skyrme BKM modifiée (21)) que dans le calcul dynamique. Cela veut dire que l'on minimise la quantité $H + \lambda \langle r^2 \rangle$ où H est l'hamiltonien du système et λ le paramètre de Lagrange associé à la contrainte sur $\langle r^2 \rangle$. La quantité λ est directement liée à la compression

initiale imposée au système. L'état fondamental correspond bien entendu à $\lambda=0$.

- Le noyau est ensuite chauffé à la température T de manière soudaine en supposant que son profil de densité ne change pas. Pour un noyau correspondant à $\lambda=0$ (état fondamental) il est bon de noter que cette manière de faire implique une compression par rapport à l'état d'équilibre correspondant à la température T . Dans tous les cas le noyau va donc subir une expansion qui va être décrite par le modèle dynamique présenté plus haut.

iii) A chaque étape de l'expansion on calcule les fluctuations du champ moyen à l'aide du modèle de percolation (16) décrit dans la section précédente, l'idée étant la suivante : lorsque le noyau augmente de volume, lors de l'expansion, les nucléons ont plus de place disponible et peuvent se grouper en amas (clusters) comme cela est indiqué schématiquement sur la figure 8. Ceci nous conduit à définir le paramètre $p(t)$, lié au nombre de sites occupé dans le réseau, entrant dans le modèle de percolation comme :

$$p(t) = \frac{\langle \rho \rangle}{\langle \rho_0 \rangle}$$

où $\langle \rho \rangle$ et $\langle \rho_0 \rangle$ sont les densités moyennes au temps t et $t=0$, respectivement. D'autre part $q(t)$, qui est lié au nombre de liens présents dans le noyau, est défini par :

$$q(t) = 1 - \frac{\epsilon_{\dagger}(t)}{B(\lambda)}$$

où $\epsilon_{\dagger}(t)$ est l'énergie d'excitation thermique par nucléon au temps t et $B(\lambda)$ l'énergie de liaison par nucléon du noyau initial dont le paramètre de compression est λ et la température $T=0$. Dans la région où l'on a un amas de percolation (i.e. un gros fragment et quelques petits) celui-ci domine le champ moyen et les fluctuations sont faibles. Ces petits fragments sont vite réabsorbés et ne contribuent pas à déstabiliser le système. Au contraire dans la zone correspondant à la production de plusieurs fragments de masses intermédiaires les fluctuations deviennent importantes et le champ coulombien déstabilise complètement le système qui éclate en plusieurs morceaux : c'est la multifragmentation. Dans cette image le processus de multifragmentation apparaît comme une transition de phase conduisant à des résultats très analogues

à ceux obtenus dans une transition de type liquide-gaz car elle se produit lorsque la densité du système en expansion devient suffisamment faible.

5. RESULTATS

Il est commode de séparer l'énergie d'excitation totale, E^* , du noyau en énergie de compression E_C , et en chaleur E_T^* . Soit $E(\lambda, T)$ l'énergie totale d'un noyau, préparé à partir d'un profil de densité calculé à $T=0$ avec la contrainte $\lambda \langle r^2 \rangle$, que l'on chauffe brusquement à la température T tout en gardant sa densité fixée. L'énergie d'excitation du noyau est égale à :

$$E^* = E(\lambda, T) - E(0, 0)$$

où $E(0, 0)$ est l'énergie du fondamental. L'énergie de compression, qui est de nature collective, peut être définie par :

$$E_C^* = E(\lambda, 0) - E(0, 0)$$

L'énergie d'excitation thermique, qui correspond à de l'énergie sous forme désorganisée, est alors :

$$E_T^* = E(\lambda, T) - E(\lambda, 0)$$

Dans la figure 9 nous montrons, en fonction du temps, l'évolution du profil de densité du ^{208}Pb pour deux conditions initiales différentes. Le temps t , la température T et $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ sont indiqués pour chaque profil dans le tableau associé à chaque figure. Ces deux conditions initiales conduisent à la multifragmentation du noyau. Ceci a lieu vers $1,4 \times 10^{-22}$ s pour les conditions A et 10^{-22} s pour les conditions B. La trajectoire suivie par ces systèmes dans le plan p - q est indiquée sur la figure 10 ainsi que le temps où la région de multifragmentation est atteinte. L'examen des profils de densité indique que celle-ci a lieu lorsque la densité, dans le volume du noyau, est comprise entre la moitié et les deux tiers de la densité normale de la matière nucléaire.

A quantité d'énergie d'excitation égale la compression se révèle plus efficace pour casser un noyau en plusieurs fragments que l'excitation thermique. Cela se comprend car la compression est une énergie cohérente alors que la chaleur est une énergie incohérente.

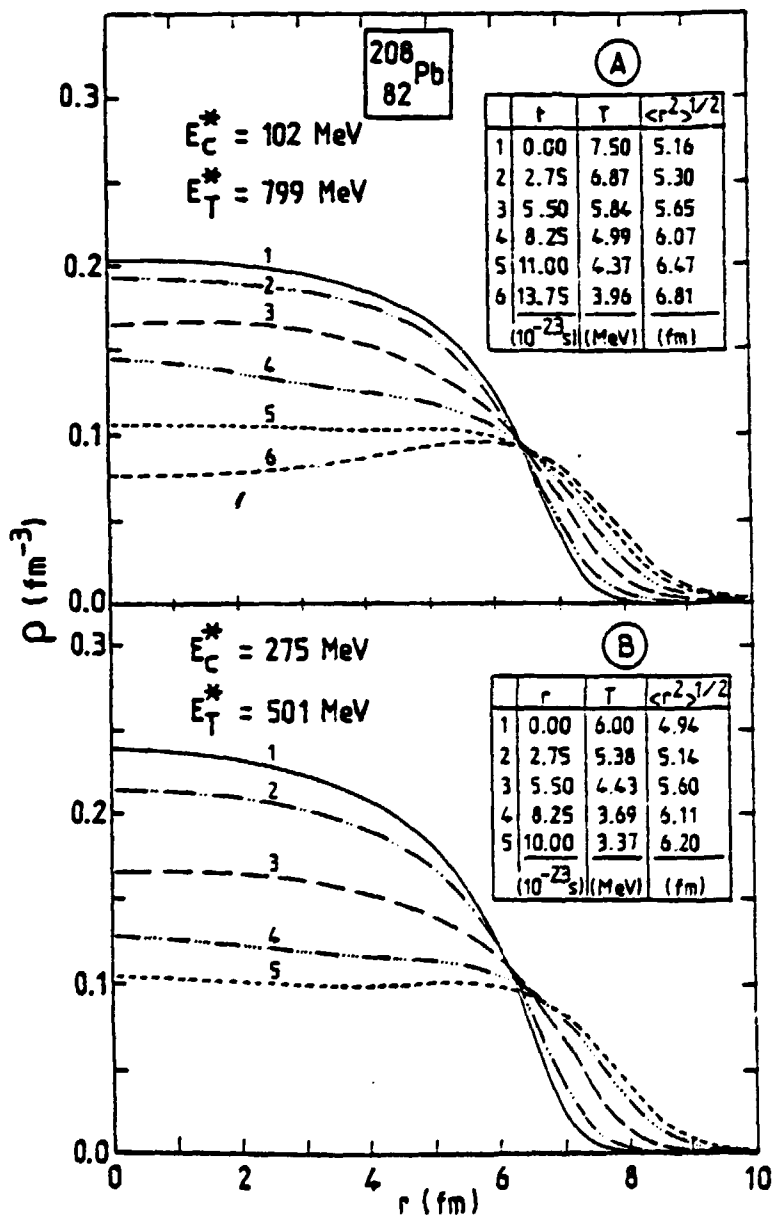


Fig.9 : Profils de densités du ^{208}Pb en fonction du temps.

Dans le modèle proposé un noyau peut soit se désexciter normalement, par évaporation et/ou fission, soit se briser en plusieurs fragments.

Dans la figure 11 nous avons tracé, pour le ^{208}Pb , les deux domaines de désexcitation en fonction de l'énergie d'excitation thermique par nucléon ϵ_T^* , et de l'énergie de compression par nucléon ϵ_C^* . La ligne en trait plein et discontinue sépare ces deux régions. La ligne discontinue correspond au fait que le système évolue dans la zone hachurée correspondant à la figure 10.

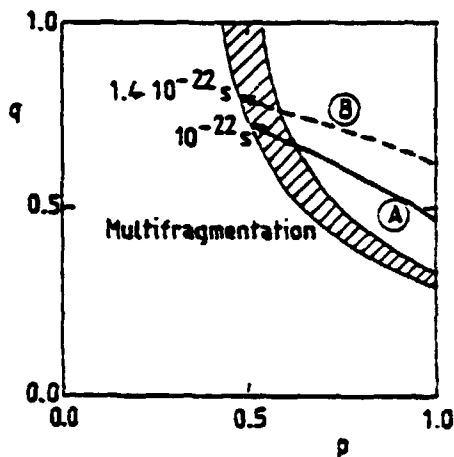


Fig.10 : Trajectoires suivies par les deux systèmes dans le plan p-q.

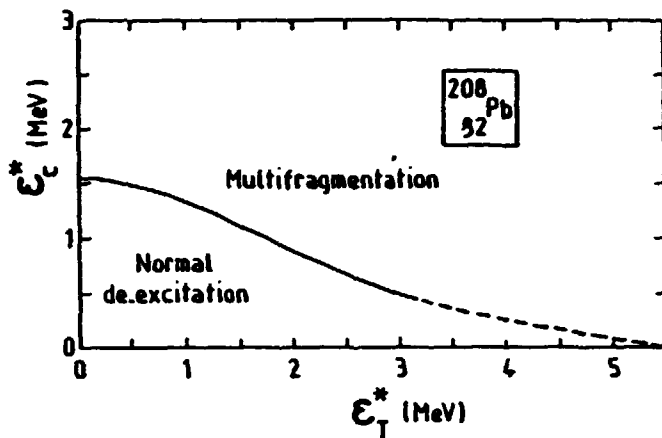


Fig.11 : Zones de multifragmentation et de désexcitation normale en fonction de l'énergie d'excitation thermique par nucléon ϵ_T^* et de l'énergie de compression par nucléon ϵ_C^* .

Dans ce cas c'est l'évaporation rapide qui va induire le processus de multifragmentation. Pour $\epsilon_C^* = 0$ il faut environ $\epsilon_T^* = 5,5$ MeV/u pour obtenir une multifragmentation du noyau. Si $\epsilon_T^* = 0$ il suffit de $\epsilon_C^* = 1,5$ MeV/u. Par conséquent si l'on peut comprimer la matière nucléaire dans une collision entre ions lourds elle cassera d'autant plus facilement.

Lorsqu'il n'y a pas de compression la quantité maximum d'énergie d'excitation que peut supporter un noyau sans se briser en plusieurs fragments est égale à 70 % de l'énergie de liaison, B, du fondamental. Il s'ensuit que cette énergie d'excitation maximum dépend de la masse du noyau considéré puisque l'énergie de liaison en dépend. Ceci est montré sur la figure 12.

Enfin, dans la figure 13, nous montrons le rapport entre l'énergie d'excitation totale ϵ^* et l'énergie de liaison B, en fonction de la masse du noyau, pour deux valeurs différentes de l'énergie de compression ϵ_C^* . Chaque ligne sépare la région de multifragmentation (au dessus) de la zone de désexcitation normale (au-dessous). Comme on pouvait s'y attendre la compression destabilise plus facilement un noyau. Un examen attentif de la figure 1, tirée de l'expérience, semble indiquer que l'énergie d'excitation critique chute plus vite lorsque A croît, que dans la figure 13. Cela pourrait être une indication que l'on a un peu plus d'énergie de compression, dans les réactions

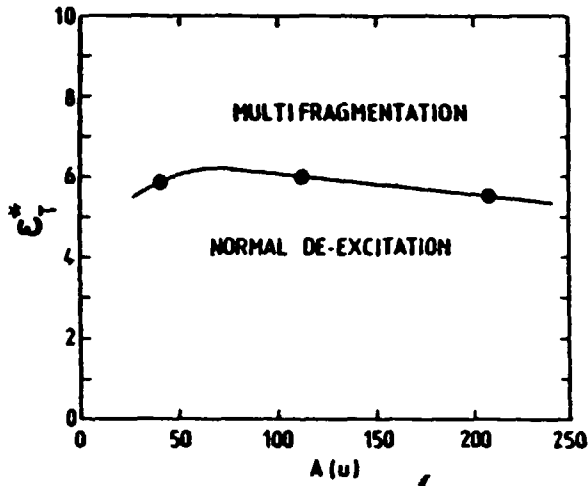


Fig.12 : Zones de multifragmentation et de désexcitation normale par un noyau ayant une énergie d'excitation thermique ϵ_T^* par nucléon.

entre ions mettant en jeu des projectiles lourds, que dans celles utilisant des projectiles plus légers.

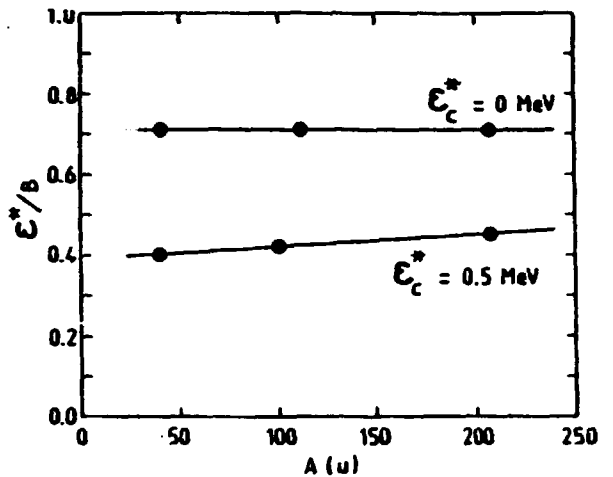


Fig.13 : L'énergie maximum d'excitation par nucléon qu'un noyau peut supporter sans multifragmenter, divisée par l'énergie de liaison par nucléon est tracée en fonction de la masse du noyau pour différentes valeurs de compression par nucléon ϵ_C^* .

CONCLUSION

L'expérience montre que dans certaines conditions un noyau peut se briser en plusieurs morceaux (multifragmentation). Ce phénomène est observé aussi bien dans les réactions induites par ions lourds aux énergies intermédiaires (20-100 MeV/u) qu'avec des protons de haute énergie (> 2 GeV). La distribution de masse des produits, en A^{\sim} , fait penser que la formation de ces fragments pourrait être liée à un phénomène critique.

Plusieurs modèles ont été proposées pour expliquer la multifragmentation. Ils vont de la transition liquide-gaz au phénomène de percolation. Tous les modèles utilisés sont fondés sur des hypothèses statistiques et prédisent l'existence d'une instabilité dans les noyaux s'ils deviennent trop excités.

Nous avons décrit le principe d'un modèle de percolation site-lien qui, associé à un calcul dynamique de champ moyen, permet de calculer les conditions où l'on peut observer le processus de multifragmentation. On trouve en

particulier, qu'à énergie d'excitation égale, l'énergie de compression est plus efficace pour casser un noyau que l'énergie d'excitation thermique.

REFERENCES

- (1) H.A. Weidenmüller, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* 3 p.49 (1980).
- (2) H.H.K. Tang et C.Y. Wong, *Phys. Rev.* C21 p.1846 (1980).
- (3) C. Ngô, *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* 16 p.139 (1986).
- (4) S. Leray, *J. Phys.* C4 p.275 (1986).
- (5) C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, A.D. Panagiotou, M.t Tsang, H. Utsunomiya et W.A. Friedman, *Phys. Lett.* 131B p.289 (1983) ; *Phys. Lett.* 152B p.443 (1985).
- (6) B. Jakobsson, G. Jönsson, L. Karlsson, B. Norén, K. Söderström, E. Monnard et F. Schussler, *J. Phys.* C4 p.369 (1986).
- (7) N.T. Porile, G.D. Cole et C.R. Dudy, *Phys. Rev.* C19 p.2288 (1979).
- (8) X. Campi, J. Desbois et E. Lipparini, *Phys. Lett.* 138B p.353 (1984).
- (9) J. Hüfner, *Phys. Rep.* 125 p.129 (1985).
- (10) R.W. Minich, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, J.E. Finn, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, N.T. Porile, R.P. Scharenberg et B.C. Stringfellow, *Phys. Lett.* 118B p.458 (1982).
- (11) J. Aichelin, J. Hüfner et R. Ibarra, *Phys. Rev.* C30 p.107 (1984).
- (12) P.G. de Gennes, *La Recherche* 72 p.919 (1976) ;
D. Stauffer, *Phys. Report* 54 p.1 (1971) ; "Introduction to Percolation Theory", Taylor and Francis, London (1985).
- (13) J. Hüfner et D. Mukhopadhyay, *Phys. Lett.* 173B p.373 (1986).
- (14) X. Campi et J. Desbois, Contribution to the Workshop "7th High Energy Heavy Ion Study", GSI Darmstadt, October 8-12 (1984) ;
W. Bauer, D.R. Dean, U. Mosel et U. Post, *Phys. Lett.* 150B p.53 (1985) ;
T.S. Biro, J. Knoll et J. Richert, Contribution to the "XIV International Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations", Hirschegg, January 13-18 (1986) p.127.
- (15) X. Campi et J. Desbois, *Proc. of Topical Meeting on Phase Space Approach to Nuclear Dynamics*, 30/9 - 4/10 (1985) (ed. World Scientific) (1985) p.238 and XXIII Inter. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (1985) p. 497
- (16) J. Desbois, preprint IPNO/TH 86-59.

- (17) J. Desbois, O. Granier et C. Ngô, Z. Phys., in press.
- (18) J. Nemeth, M. Barranco, J. Desbois et C. Ngô, Z. Phys., in press.
- (19) J. Nemeth, M. Barranco, C. Ngô et E. Tomasi, Z. Phys. A323 p.419 (1986).
- (20) E. Madelung, Z. Phys. 40 p.322 (1926).
- (21) D. Dalili, J. Nemeth et C. Ngô, Z. Phys. A321 p.335 (1985).