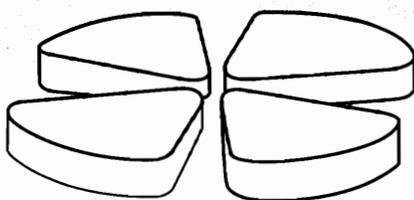


FERMILAB

FEB 20 2001

25

LIBR GANIL



GANIL - P - 01 - 02

LES PHASES NUCLEAIRES : DE NOUVEAUX ETATS DE LA MATIERE DENSE

Article proposé par
Bernard Borderie¹ et Philippe Chomaz²

¹ Institut de Physique Nucléaire, Orsay

² Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen

A paraître dans le Bulletin de la Société Française de Physique

Fermilab Library



GANIL P 01 02

LES PHASES NUCLEAIRES : DE NOUVEAUX ETATS DE LA MATIERE DENSE

Article proposé par

Bernard Borderie¹ et Philippe Chomaz²

¹Institut de Physique Nucléaire, Orsay

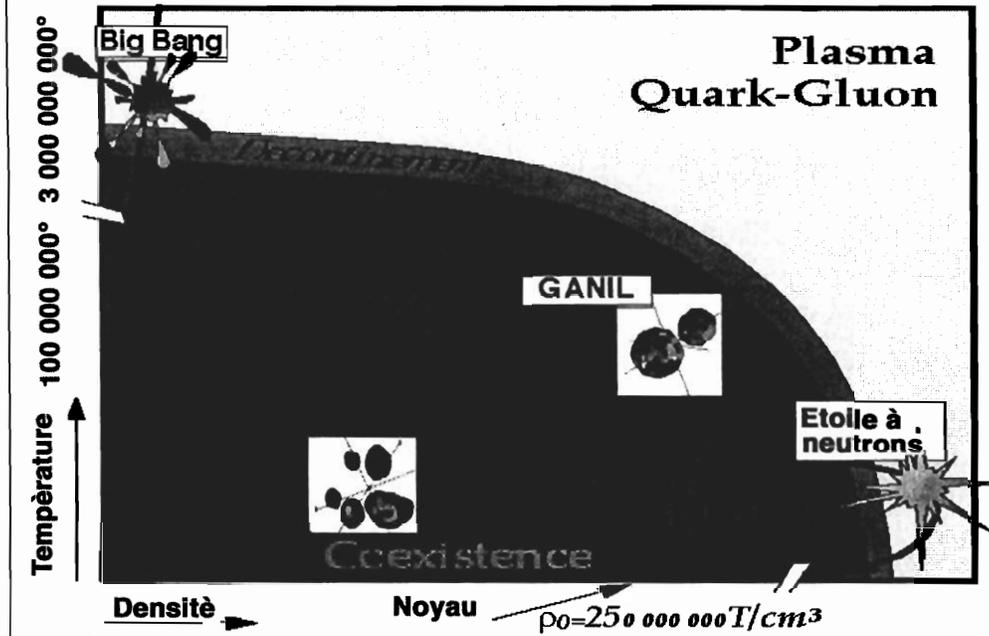
²Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, Caen

Les collisions d'ions lourds à des vitesses proches de la vitesse de Fermi des nucléons dans les noyaux (v voisin de $c/4$) permettent d'étudier le comportement de la matière nucléaire portée à des températures et des densités extrêmes. Ces études mettent en évidence la désintégration simultanée des noyaux chauds produits en plusieurs noyaux plus petits, la multifragmentation, ou exclusivement en particules légères (neutrons et isotopes d'hydrogène et d'hélium), la vaporisation. Ces processus présentent de fortes analogies avec une transition liquide-gaz. Caractériser ces changements d'états pour le système fini qu'est le noyau et remonter ensuite au diagramme de phases de la matière nucléaire sont les enjeux des recherches actuelles. Le premier objectif dépasse le cadre de la physique nucléaire et s'inscrit dans l'élaboration de la physique statistique des systèmes finis. Le second tend à une métrologie des propriétés nucléaires. Les avancées et les perspectives sont passées en revue dans cet article.

La Matière Nucléaire

Au cœur de l'atome, le noyau. Dans le noyau une matière excessivement dense, la matière nucléaire. A température et densité normales, on la sait constituée de particules, protons et neutrons, elles-mêmes composées de quarks. Toutefois, sa structure et ses phases sont encore mal connues. Pour explorer les propriétés thermiques et mécaniques de cette matière nucléaire les chercheurs utilisent les collisions entre noyaux provoquées grâce aux accélérateurs de particules. À très haute température ou densité, les particules libèrent leurs constituants et la matière devient un plasma de quarks et de gluon. La découverte de ce nouvel état de la matière a été annoncée par le CERN à Genève au début de l'année 2000. Nous n'aborderons pas plus avant ce sujet dans cet article.

Equation d'Etat

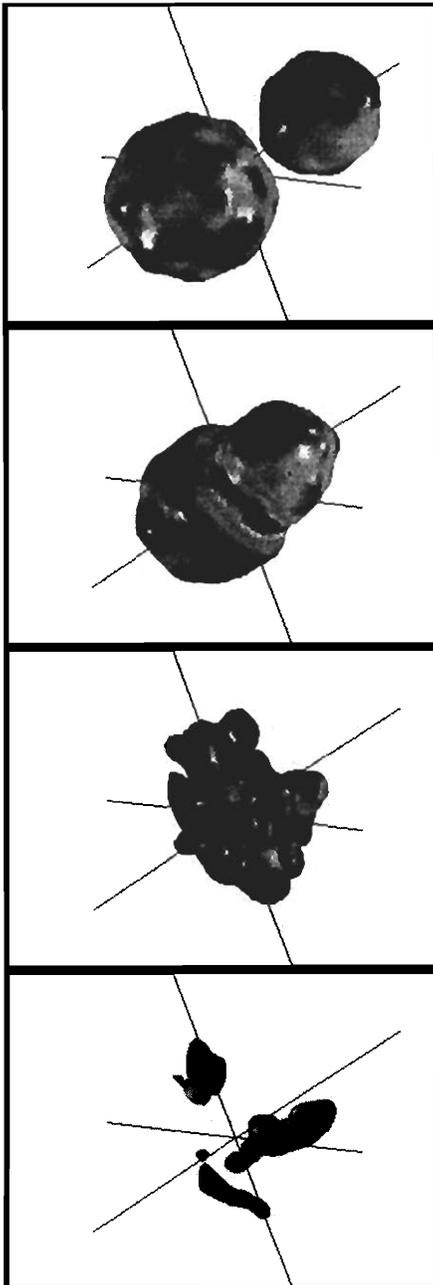


- FIGURE - I -

Diagramme de phase de la matière nucléaire. La densité normale à l'intérieur des noyaux est marquée ρ_0 . Elle correspond à la limite de la ligne de coexistence liquide - gaz à température nulle. La zone de coexistence se termine au point critique qui devrait se trouver autour de 70 milliards de degrés. À plus haute densité ou température, les particules libèrent leurs constituants en un plasma de quarks et de gluons. Plusieurs événements cosmiques explorent ce diagramme. Le Big-Bang a créé les particules d'un plasma initial excessivement chaud mais de densité modérée. Les cœurs des supernovae de type II implosent sous l'attraction gravitationnelle. La matière y est rapidement concentrée pour finalement créer une étoile à neutron ou un trou noir. Les collisions entre ions lourds correspondent à des événements moins cataclysmiques. La matière des noyaux y est comprimée et chauffée avant de se dilater et de plonger dans la zone de coexistence. Là elle peut spontanément se transformer en un mélange de liquide et de gaz.

À plus basse énergie et densité, les particules condensent en noyaux. La force entre particules étant analogue à une force de van der Waals, la formation de noyaux s'apparente à une transition liquide gaz [1,2]. Cette région du

diagramme des phases (voir figure 1) de la matière nucléaire est activement étudiée dans plusieurs laboratoires dans le monde. En France, c'est auprès du GANIL, le Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, que se concentre l'essentiel de ces recherches.



- FIGURE - II -

Résultat d'une simulation d'une collision entre un noyau de lanthane et un noyau de cuivre lancé au tiers de la vitesse de la lumière. La surface correspond à 10 % de la densité normale. La température locale est représentée en fausses couleurs. Le rouge est associé à 100 milliards de degrés le bleu à 0. Les calculs présentés sont effectués dans le cadre du champ moyen stochastique semi-classique.

Les Collisions entre Ions Lourds

Une méthode reconnue pour chauffer la matière nucléaire est d'utiliser les collisions violentes entre noyaux lourds. À basse énergie, les noyaux chauds

sont formés par fusion. C'est le noyau composé dont la désexcitation, appelée l'évaporation, est bien connue.

À plus haute énergie, quand la vitesse relative des noyaux avoisine et dépasse le quart de la vitesse de la lumière le problème devient plus complexe. Les simulations basées sur l'équation de Boltzmann nucléaire prédisent la formation d'un système chaud et dense lors des collisions à faible paramètre d'impact [1,2]. Cette phase de compression et d'échauffement est suivie d'une rapide expansion.

Une trajectoire typique dans le plan température - densité obtenue à partir de ces calculs est indiquée sur la figure 1. Si l'amplitude de cette expansion reste faible un noyau résidu demeure. En revanche, lorsque l'amplitude est suffisante l'expansion conduit à la fragmentation du système formé (figure 2). Cette fragmentation peut aller de la formation de plusieurs noyaux de taille moyenne à la décomposition totale du système en neutrons et particules légères, isotopes d'hydrogène et d'hélium. Le premier cas a été baptisé multifragmentation alors que le second a reçu le nom de vaporisation. Dans ce scénario, la multifragmentation et la vaporisation des noyaux seraient intimement liées à la transition liquide gaz de la matière nucléaire qui les compose.

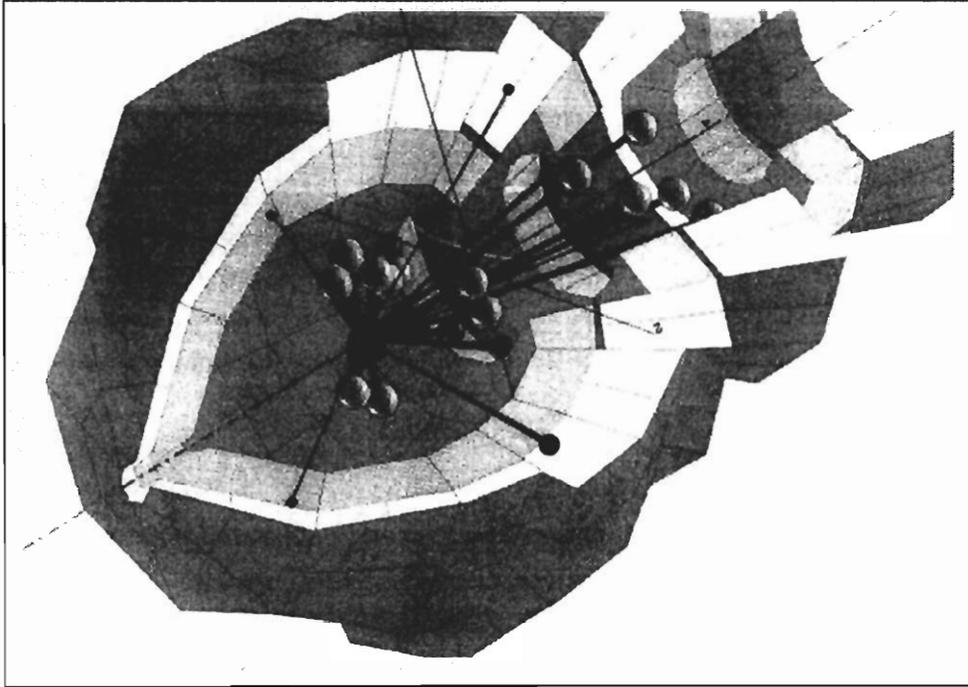
Il est important de souligner que ces prédictions sont encore sujettes à discussion car la dynamique¹ des objets quantiques complexes est un problème théorique ouvert. Différentes approches prennent en compte différentes facettes du problème et peuvent conduire à différentes conclusions. Nous allons voir que dans les dernières années un nombre important d'observations plaide en faveur des transitions de phases mais le débat n'est pas clos. Dans ces conditions, c'est à l'expérience de trancher.

INDRA : Un système de détection performant

L'étude expérimentale des collisions entre noyaux lourds nécessite des moyens de détection très performants. À chaque collision, plusieurs dizaines de particules de numéro atomique et d'énergie cinétique très variables, sont émises dans n'importe quelle direction. Il faut être capable de les détecter et de les identifier toutes (ou presque toutes) pour pouvoir reconstituer l'histoire de chaque collision. INDRA [3], installé auprès du GANIL répond à ces exigences (voir figure 3). Avec une couverture géométrique atteignant 90 % de l'espace autour de la cible, associée à une identification en numéro atomique jusqu'à l'uranium et en masse des particules chargées, isotopes d'hydrogène et d'hélium, sur un très large domaine en énergie cinétique (de 1 MeV à 4 GeV), ce multidétecteur est aujourd'hui l'un des équipements les plus performants au

¹ souvent appelé le transport

monde pour l'étude de la matière nucléaire chaude. À partir des caractéristiques des produits de réaction, il permet de trier les différents types de réactions et d'isoler les événements où un système chaud a été formé. En utilisant l'ensemble des informations disponibles, on peut remonter aux valeurs des numéros et masses atomiques et des énergies d'excitation des "noyaux²" chauds produits, ceci avec une précision jamais atteinte auparavant.



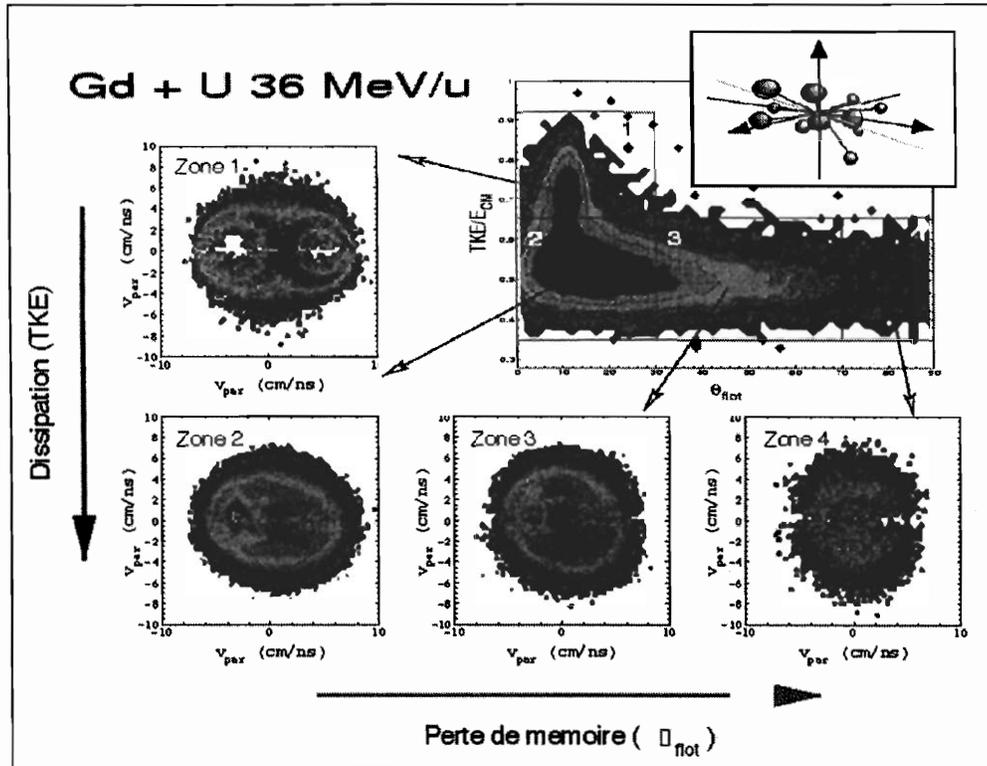
- FIGURE -III-

La figure présente une vue éclatée du détecteur INDRA. Chaque parallélépipède représente un module de détection composé de deux ou trois détecteurs. Il y a ainsi plus de 600 détecteurs dans INDRA. Pour permettre de visualiser une réaction un événement de vaporisation a été symboliquement représenté à l'intérieur d'INDRA.

Sélection des systèmes chauds

Un multidétecteur comme INDRA permet avant tout de maîtriser les conditions de sélection des systèmes excités étudiés et d'en définir le degré d'équilibration.

² *Le mot noyau n'est plus vraiment adapté lorsque de très grandes énergies d'excitation sont mises en jeu, au-delà de l'énergie de liaison des noyaux voisine de 8 MeV par nucléon. On parle plus généralement de source nucléaire chaude. Par commodité nous utiliserons cependant le mot noyau chaud dans cet article.*



- FIGURE -IV-

La figure présente en haut à droite une figure schématique illustrant l'analyse en forme des événements. Cette analyse permet d'obtenir la direction principale (θ_{flot}) de chaque événement. En corrélant cette direction avec l'énergie dissipée on peut définir plusieurs régimes de collision (ici notés de 1 à 4). Les distributions en vitesse parallèle et perpendiculaire à la direction du faisceau sont montrées pour ces quatre zones pour les particules alpha émises dans la réaction. Quand la mémoire de la voie d'entrée est forte (petit angle et faible dissipation) le système conserve deux sources de particules (le quasi-projectile et la quasi-cible) très visibles sur les distributions de vitesse. Quand la perte de mémoire est forte (dissipation complète et direction principale très différente de la direction initiale de la collision) une seule source reste visible sur les distributions de vitesse.

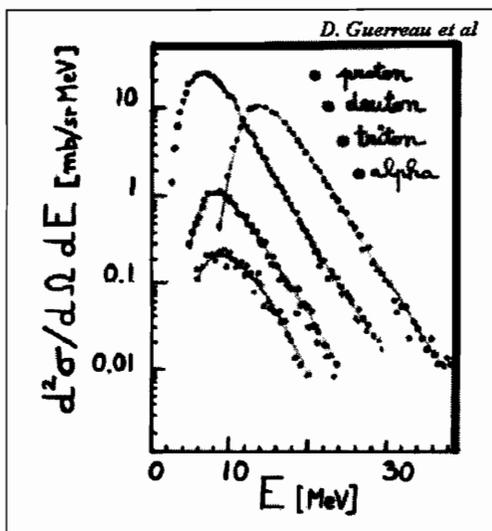
Les collisions entre projectile et cible ont lieu au hasard. Pour isoler un mécanisme de réaction spécifique ayant conduit à la formation du système que l'on cherche à isoler il faut effectuer un tri *a posteriori* des événements enregistrés par l'appareillage de mesure. Pour cela il faut mettre au point des méthodes utilisant des variables globales qui permettent de sélectionner un ensemble cohérent d'événements [4]. C'est là un des problèmes importants de ces études car il faut toujours garder en mémoire que le tri peut biaiser les

propriétés statistiques des ensembles étudiés. La mise au point et le contrôle de ces méthodes demandent un grand nombre de simulations à partir de différents modèles et hypothèses afin d'étudier, dans des cas connus, les effets de la construction de lots d'événements étudiés ainsi que les biais entraînés par l'appareillage.

Heureusement, la nouvelle génération de détecteurs à laquelle appartient INDRA, de par ses performances exceptionnelles, a permis de minimiser les incertitudes dues à cette étape de l'analyse. La figure 4 illustre le type de méthode utilisé ici pour isoler les événements correspondant à la formation d'un système chaud unique dans la réaction Gd + U à 36 MeV/u [4]. INDRA ayant identifié tous les fragments émis lors d'une collision, il est possible de mesurer l'énergie dissipée et d'analyser la forme des événements dans l'espace des énergies. On extrait en particulier la direction de l'axe principal de chaque événement. En portant chaque événement sur un diagramme présentant en abscisse cette direction (θ_{not}) et en ordonnée l'énergie dissipée on peut identifier plusieurs régimes de collision. Les événements non totalement relaxés restent allongés et gardent une direction privilégiée proche de celle du projectile. En sélectionnant ces événements on constate que le système est formé de deux sources comme le montrent clairement les distributions de vitesse des particules et fragments. En revanche les événements ayant relaxé toute leur énergie et ayant perdu la mémoire de la direction initiale présentent toutes les caractéristiques d'une source unique. Les émissions sont isotropes. Les spectres de particules et fragments sont Maxwelliens.

C'est ainsi que l'on a pu étudier les propriétés des systèmes nucléaires chauds.

À basse température, l'évaporation.



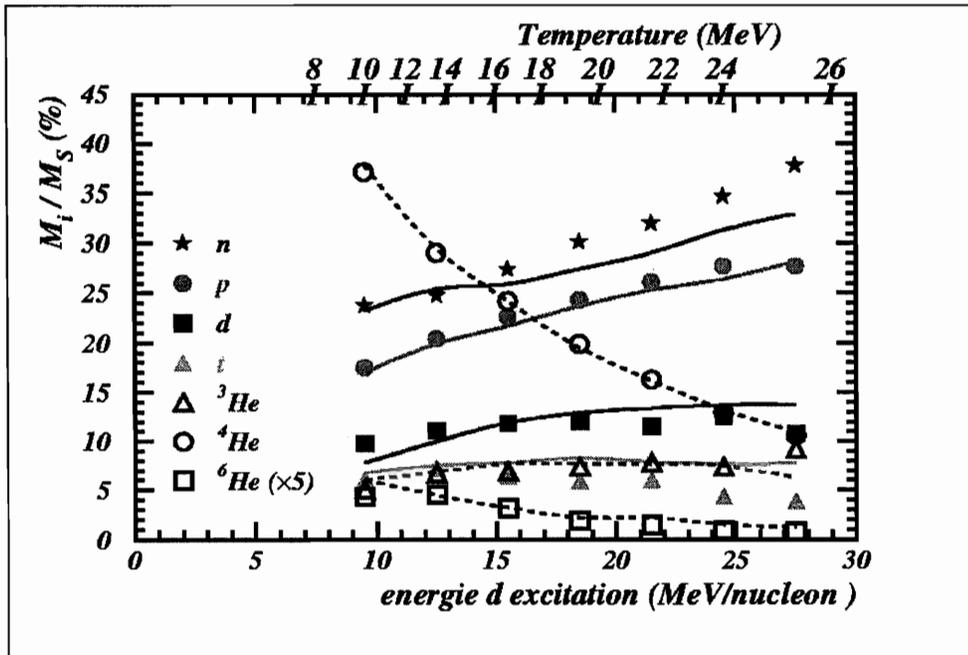
- FIGURE - V -

Observation des spectres de particules (p , d , t , α) émises par des noyaux chauds de tellure (points). Les taux d'émission ainsi que les énergies sont en parfait accord avec un calcul statistique à température donnée (lignes).

Depuis les premières études des noyaux composés, on a pu démontrer que les émissions de particules par des noyaux excités à température modérée sont en bon accord avec les prédictions des modèles statistiques. Un exemple typique est présenté sur la figure 5 [5]. Ainsi les noyaux chauds évaporent des particules.

Dans les collisions excessivement violentes, les noyaux se vaporisent.

Si l'on monte à très haute énergie, on attend une vaporisation complète des noyaux. Ce phénomène a pu être observé pour la première fois avec le détecteur INDRA au GANIL. La figure 3 présente l'un de ces événements. Le système formé lors d'une collision est décomposé en neutrons et en isotopes d'hydrogène et d'hélium. Une étude complète des propriétés de désexcitation des noyaux vaporisés a même pu être réalisée. Elle a permis de caractériser la phase gazeuse des systèmes nucléaires [6].



- FIGURE -VI-

Abondance relative des diverses particules émises dans les événements de vaporisation d'un noyau chaud d'argon 36. Les lignes correspondent aux prédictions statistiques.

Ce travail concerne une population de systèmes chauds proche d'un argon 36. Ces systèmes ont été préparés grâce aux collisions entre des noyaux d'argon 36 et de nickel 58. Le seuil en énergie de bombardement pour l'apparition de la vaporisation de l'ensemble du système est de 50 MeV par nucléon. A ces énergies élevées, les noyaux ne parviennent pas à s'arrêter l'un dans l'autre. Deux systèmes chauds sont ainsi formés. Dans l'étude présentée seules les particules

émises par la source chaude initialement associée au projectile ont été considérées. La figure 6 indique la composition chimique du gaz ainsi produit en fonction de l'énergie d'excitation du noyau chaud de départ obtenue par une étude calorimétrique.

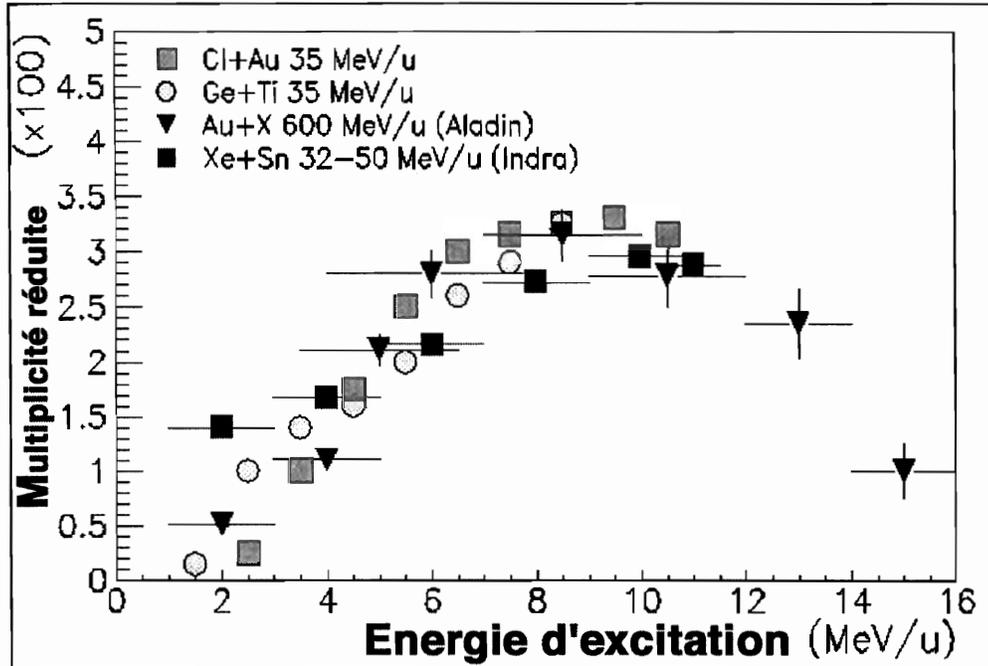
Ces données expérimentales sont en très bon accord avec un calcul de gaz réel de fermions et de bosons en équilibre thermique et chimique. Dans un gaz réel, les particules ne sont pas considérées comme ponctuelles. Chacune occupe un volume spécifique. Le volume libre qui conditionne l'entropie du système n'est donc pas le volume total accessible mais seulement un volume réduit obtenu en soustrayant le volume propre des particules. Pour comprendre les productions observées il faut supposer que la température varie avec l'énergie d'excitation de 10 à 25 MeV et que le volume libre est 3 fois le volume à densité normale V_0 des noyaux considérés. Le volume total dans lequel se passe la vaporisation est quant à lui voisin de $5V_0$. Ce volume total correspond à une situation où les particules du gaz sont suffisamment espacées pour ne plus être soumises à l'action de la force nucléaire. Les surfaces des différents fragments sont alors séparées par environ 2 fermis, distance qui est de l'ordre de portée de cette force. Ces conditions correspondent à la configuration où les propriétés statistiques des partitions se découplent de la dynamique car les fragments cessent d'interagir. C'est le "freeze-out". La caractérisation du système en temps qu'état physique ou mélange d'états ne peut donc s'effectuer qu'à cet instant.

Cette étude démontre que la phase gazeuse, à basse densité et haute énergie d'excitation, correspond à un gaz réel de neutrons et de noyaux d'hydrogène et d'hélium.

Entre évaporation et vaporisation un nouveau mécanisme : La Multifragmentation

Les études des noyaux chauds nous ont appris qu'entre l'évaporation et la vaporisation, les noyaux chauds fragmentent. Il y a production massive d'éléments plus lourds que l'hélium. Ce phénomène a été baptisé multifragmentation. Situons plus précisément le domaine d'énergie d'excitation des noyaux chauds correspondant au processus de multifragmentation [7] (figure 7). Son seuil d'apparition se situe aux environs de 3 MeV par nucléon d'énergie d'excitation. Le maximum de la production de fragments est observé au voisinage de l'énergie de liaison des noyaux, c'est-à-dire 8 MeV par nucléon. À plus haute énergie d'excitation, la vaporisation des noyaux entre de façon

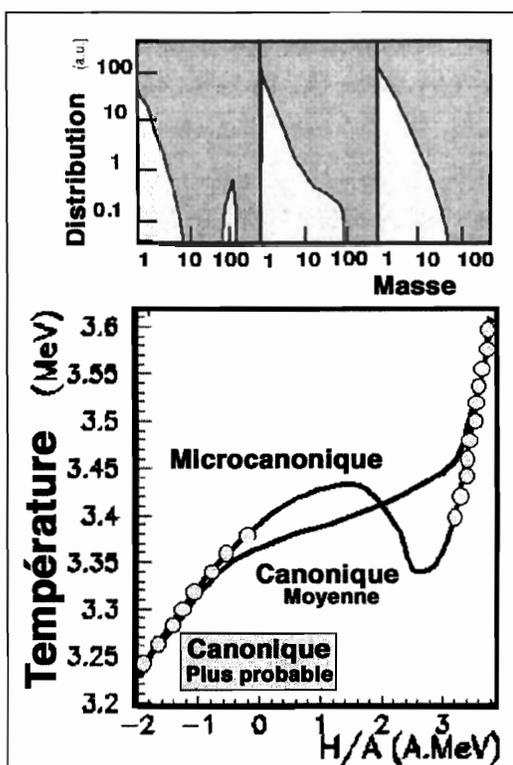
significative en compétition avec la multifragmentation et contribue à réduire de plus en plus la production de fragments. C'est la fin de la multifragmentation.



- FIGURE -VII-

Nombre de fragments plus lourds que l'hélium mais plus légers que les fragments de fission produits lors de la désexcitation de sources chaudes formées dans plusieurs types de réactions. Le nombre de fragments est normalisé à la masse du système.

Ce phénomène correspond exactement à ce qui est attendu d'une transition de phase liquide gaz à l'équilibre. Par exemple, la figure 8 montre les distributions de fragments lors d'une transition liquide gaz telles qu'on peut les calculer dans le cadre de modèles. Ici le modèle de gaz sur réseau est utilisé [8]. À basse énergie dans tous les événements il y a un gros fragment et quelques particules. Ces partitions sont équivalentes à celles qui sont obtenues lors d'une évaporation. À haute énergie, le système est décomposé en une multitude de particules et petits fragments, c'est la vaporisation. Aux énergies intermédiaires de nombreux fragments de masse moyenne sont aussi produits, c'est la multifragmentation.

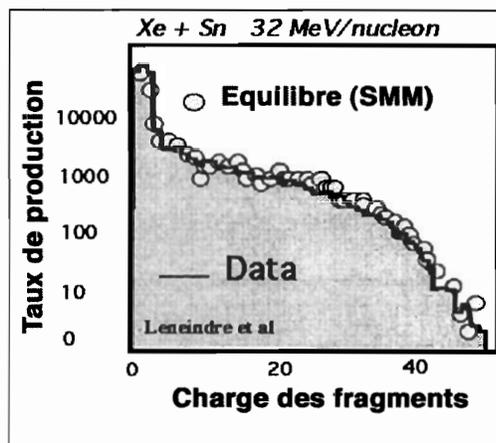


- FIGURE - VIII -

En haut évolution de la distribution en taille des fragments quand on augmente l'énergie d'excitation d'un système fini qui fait une transition entre liquide et gaz. Le diagramme du bas donne la température en fonction de l'enthalpie du système à pression constante pour un ensemble canonique et microcanonique. Dans le premier cas, deux courbes sont possibles l'une considérant l'énergie la plus probable (rond) l'autre la valeur moyenne de l'énergie.

- FIGURE - IX -

Distribution de fragments obtenue pour les collisions centrales de la réaction $Xe+Sn$ à 32 MeV par nucléon (histogramme) comparée au calcul statistique de la transition liquide gaz nucléaire (points).



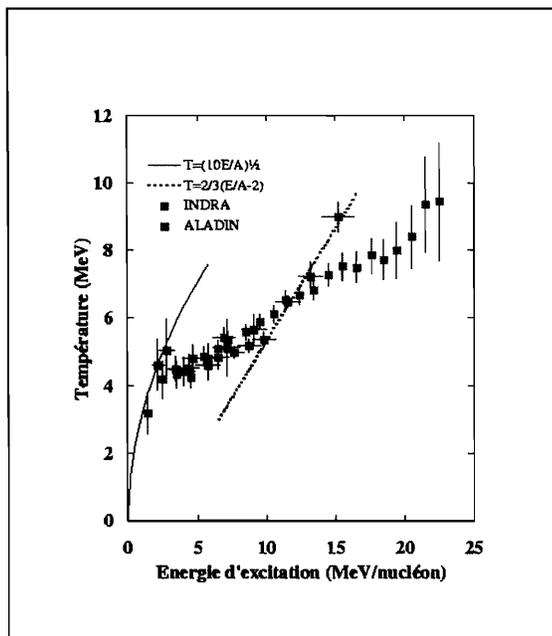
Cette interprétation de la multifragmentation en termes de transition liquide gaz est confortée par une confrontation directe des distributions de fragments expérimentales avec les prédictions des modèles statistiques nucléaires. Une comparaison typique est présentée sur la figure 9 [9].

L'affaire de la transition liquide gaz dans les noyaux pourrait être entendue s'il n'y avait toute la complexité à la fois de la préparation et de la sélection des

ensembles statistiques et de la modélisation des systèmes nucléaires. Les physiciens ont avancé sur deux fronts pour éviter ces deux écueils. L'un est de chercher des observations directes qui ne dépendent que très peu des modèles, l'autre étant d'essayer de maîtriser la dynamique de la formation des systèmes fragmentant. Ces deux approches viennent récemment d'apporter de nouvelles informations allant dans le sens de l'observation d'une transition de phase. Toutefois il faut rester prudent car ces avancées récentes demandent confirmation, les méthodes employées étant relativement complexes.

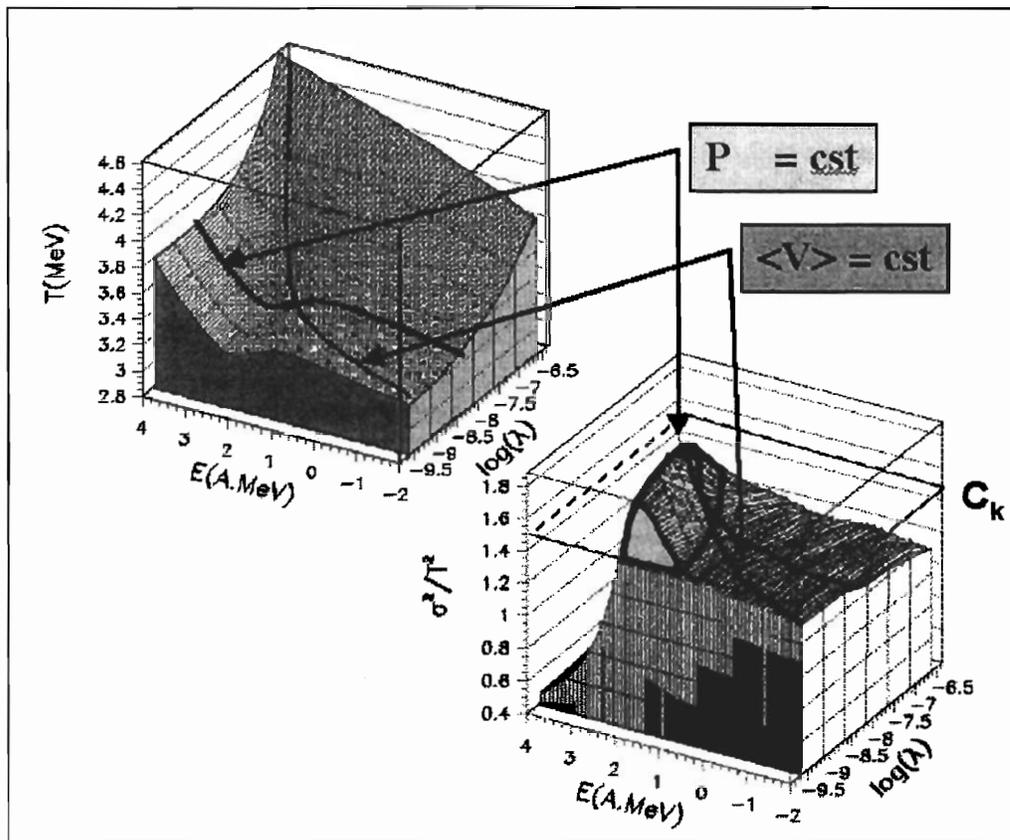
**Observer directement une transition liquide gaz dans les noyaux :
Courbes caloriques et volumes incertains.**

La figure 8 présente la courbe calorique attendue pour un système fini confiné par une pression externe fixe. Dans le cas d'un système canonique, on observe que la transition de phase est adoucie par rapport au système infini. La température n'est pas strictement constante durant toute la transition de phase. Toutefois la courbe calorique présente une forte inflexion.



- FIGURE - X -
Courbes caloriques obtenues par les collaborations ALADIN et INDRA montrant la température extraite de divers rapports isotopiques en fonction de l'énergie d'excitation du système considéré.

Ce signal a été recherché activement dans les expériences nucléaires en particulier par la collaboration ALADIN travaillant au GSI en Allemagne. En 1996, la courbe bleue (figure 10) fut publiée [10]. La présence d'un large plateau était proposée comme signature de la transition liquide gaz. Toutefois dans les années qui suivirent diverses expériences chauffant les noyaux avec des méthodes différentes parvinrent à des courbes caloriques différentes. C'est en particulier ce que montrèrent les campagnes de mesures faites avec INDRA au GANIL (courbe rouge de la figure 10) [11].



- FIGURE - XI -

Equation d'état à deux dimensions (à gauche), en fonction de l'énergie et du logarithme du multiplicateur de Lagrange, lambda, associé au volume (la pression). Les deux courbes donnent deux exemples de transformations explorant cette surface, l'une à pression constante l'autre à volume moyen constant. Les fluctuations d'énergie cinétique sont présentées sur la partie droite.

Aujourd'hui les apparentes contradictions des diverses courbes caloriques sont levées. Le problème est que, dans le cas de la transition liquide gaz, le volume joue un rôle essentiel. Dans un système infini le volume, ou de façon équivalente la densité, est le paramètre d'ordre de la transition. Pour un système fini cela reste vrai, le volume pouvant être relié à un rayon moyen. Il n'y a donc pas qu'un seul paramètre à considérer mais deux : l'énergie et le volume. L'équation d'état est au moins à deux dimensions. La figure 11 présente l'évolution de la température dans le cadre microcanonique pour la région de transition de phase avec le modèle du gaz sur réseau [12]. Le système est supposé n'avoir un volume connu qu'en moyenne puisque la fragmentation n'est

pas confinée dans un conteneur. C'est un système ouvert qui fragmente. La mécanique statistique nous apprend que, dans ce cas, le paramètre de l'ensemble statistique est le multiplicateur de Lagrange associé au volume qui peut être directement relié à une pression.

Comme les volumes moyens des systèmes qui multiframegmentent ne sont pas contrôlés directement et peuvent dépendre des réactions considérées, la courbe calorifique n'est pas unique. En l'absence d'une information sur le volume moyen des systèmes étudiés, la courbe calorifique n'est donc pas suffisante pour démontrer la présence d'une transition de phase.

Capacité calorifique négative et zone de coexistence.

Simultanément les développements théoriques récents démontrent qu'une transition de phase dans un système fini peut être caractérisée de façon non ambiguë par la présence d'une zone de courbure anormale dans les potentiels thermodynamiques associés à l'ensemble considéré [13]. Dans le cas d'une transition liquide gaz, on attend des capacités calorifiques et des compressibilités négatives [12]. Cette existence d'une courbure anormale en présence d'une transition de phase dans les systèmes finis dépasse le cadre de la physique nucléaire. Ce phénomène à tout d'abord été attendu pour les systèmes auto-gravitants. Récemment, des capacités calorifiques négatives semblent avoir été observées dans le cas de la fusion des agrégats métalliques. Simultanément, en utilisant une méthode basée sur les fluctuations, plusieurs groupes de physique nucléaire viennent de rapporter l'observation de capacités calorifiques négatives lors de la multiframegmentation des noyaux chauds.

Les figures 8 et 11 montrent que si l'on contrôle exactement l'énergie d'un système et si le volume n'est pas contraint par la présence d'un conteneur, l'équation d'état définissant la température du système présente une région de pente anormale. "Le système refroidit quand on le chauffe." Cette capacité calorifique négative signale une zone de courbure anormale du potentiel thermodynamique associé. L'ensemble des points du diagramme de phase où la température reste constante, alors que l'énergie d'excitation croît, forme une ligne où la capacité calorifique diverge. Cette ligne délimite la région de capacité calorifique négative. Pour le système isolé, bien que la capacité soit négative c'est un état d'équilibre, d'équilibre microcanonique.

En revanche, si le système était mis en contact avec un réservoir d'énergie (bain thermique), il ne pourrait pas demeurer dans la région de capacité calorifique négative, ce serait une région d'instabilité. Toute différence de

température entre le système et le bain entraînerait un échange d'énergie. Si la capacité calorifique est normale cet échange réduit la différence de température. L'ensemble composé du système et du bain va vers un équilibre global. Les températures cherchent à s'égaliser. En revanche quand la capacité calorifique est négative l'échange d'énergie augmente la différence de température. Le système en contact avec un réservoir d'énergie fuit cette région, il est instable.

Cette zone instable se termine au point critique. Là, la capacité calorifique n'a plus qu'une divergence et demeure positive. La zone de coexistence est plus large que cette zone instable. Pour en cerner les limites il faut procéder à une construction de Maxwell sur la courbe T^{-1} en fonction de E . On détermine ainsi les deux énergies pour lesquelles l'entropie a une tangente commune.

Fluctuations anormales et transition liquide gaz dans les noyaux.

Il a récemment été proposé de mesurer directement la capacité calorifique des systèmes fragmentant [14]. Cela peut se faire en suivant l'idée que les capacités calorifiques, qui sont des dérivées secondes des potentiels thermodynamiques (les logarithmes des fonctions de partition), sont directement reliées aux fluctuations d'énergie. Cette propriété est bien connue dans le cas canonique où l'énergie totale fluctue. Dans le cas microcanonique, l'énergie totale est strictement constante. Elle ne peut avoir de fluctuations. En revanche, si cette énergie peut être décomposée en deux parties indépendantes, alors les fluctuations de ces énergies partielles sont directement reliées aux capacités calorifiques.

Le cas le plus simple est celui de l'énergie cinétique et de l'énergie d'interaction (appelée par la suite énergie potentielle) d'un système classique. Pour une énergie, E , totale fixée la distribution d'énergie cinétique, $P_E(E_c)$, est facilement obtenue grâce aux diverses densités d'états elles-mêmes directement associées aux entropies

$$P_E(E_c) = \frac{W_c(E_c)W_i(E-E_c)}{W(E)} = \exp(S_c(E_c) + S_i(E-E_c) - S(E)) \quad (1)$$

où S_c , S_i et S sont respectivement les entropies cinétiques (espace p), potentielle (espace r) et totales. En prenant les dérivées successives de cette expression par rapport à l'énergie cinétique on démontre facilement que :

- la partition d'énergie la plus probable correspond à des températures ($T^{-1} = \partial S / \partial E$) cinétique et potentielle égales; Cette partition la plus probable peut souvent être assimilée à la partition moyenne;
- la courbure de $P_E(E_c)$ à l'énergie la plus probable fait intervenir les dérivées secondes des entropies qui ne sont rien d'autre que les capacités calorifiques ;

dans une hypothèse gaussienne cela conduit à une fluctuation de l'énergie cinétique

$$\sigma_c^2 = T^2 \frac{C_c C_p}{C_c + C_p} \quad (2)$$

Cette expression peut être inversée pour calculer $C = C_c + C_p$, qui à l'ordre le plus bas d'une approximation gaussienne peut être considéré comme la capacité calorifique totale, conduisant à

$$C = \frac{C_c^2}{C_c - \sigma_c^2 / T^2} \quad (3)$$

Quand C est négatif, les fluctuations d'énergie cinétique deviennent anormalement grandes dépassant la valeur canonique $\bar{\sigma}_c^2 = C_c T^2$. La figure 11 montre qu'en effet, dans toute la région où la capacité calorifique est négative, les fluctuations d'énergie cinétique dépassent la valeur canonique. Pour ce système classique C_c vaut par particule approximativement 3/2. Sur plusieurs modèles, nous avons pu vérifier l'existence de fluctuations anormales et contrôler la précision obtenue sur C extrait des fluctuations grâce à la formule (3).

Fluctuations anormales dans l'expérience et capacité calorifique négative.

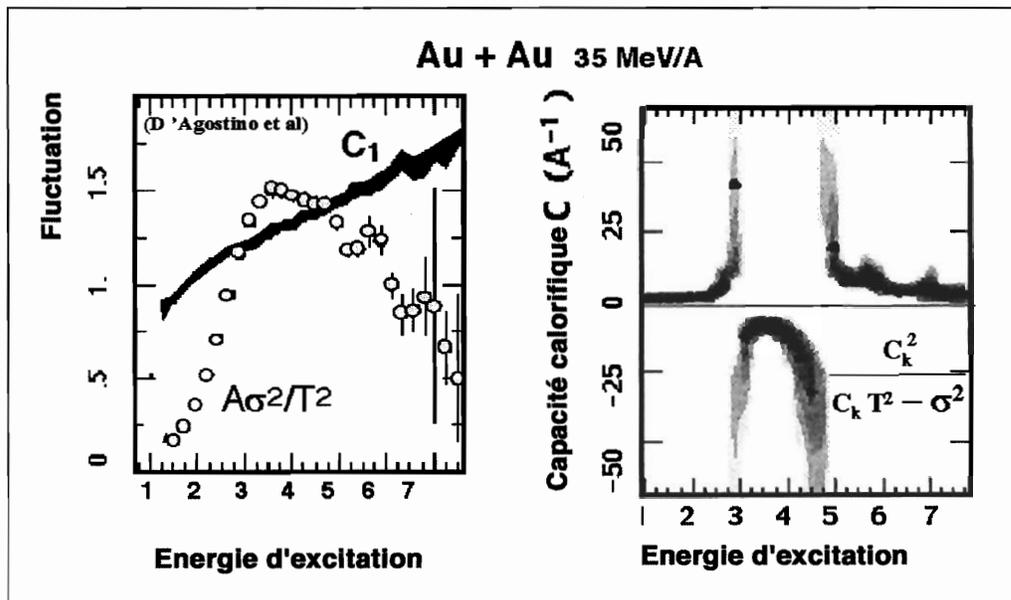
Dans le contexte d'une analyse des fluctuations, la procédure expérimentale est bien définie :

- 1) Il faut isoler une source de masse et d'énergie d'excitation connues en triant les événements et en procédant à une étude calorimétrique;
- 2) Lorsque ceci est fait il faut alors contrôler que cet état est compatible avec un état d'équilibre ;
- 3) Il faut ensuite utiliser l'information disponible sur l'état asymptotique du système pour reconstruire l'instant du freeze-out) ; en particulier on peut reconstruire la masse et la charge des fragments tels qu'ils existaient à ce moment-là et calculer l'énergie potentielle coulombienne. Tous les contrôles possibles de cette reconstruction doivent être effectués ;
- 4) Finalement grâce à un bilan de masse, on calcule pour chaque événement la composante de l'énergie qu'il faut fournir pour former cette partition (le "Q" de la réaction) et on l'ajoute à l'énergie coulombienne ; le reste de l'énergie disponible est réparti en énergie d'excitation interne des fragments et en agitation thermique. On peut en calculer la valeur moyenne ce qui fournit un thermomètre. Ce thermomètre est aussi utilisé pour déduire la contribution, C_c , de l'agitation à la capacité calorifique. Finalement la

fluctuation de cette partition d'énergie fournit σ_c^2 d'où nous déduisons la capacité calorifique.

Cette procédure vient d'être appliquée avec succès à plusieurs expériences. La figure 12 présente un exemple d'une telle analyse pour la fragmentation de projectiles d'or sur une cible d'or. Ces données ont été mesurées à MSU aux Etats Unis par le détecteur MULTICS-MINIBALL [15]. Bien que l'énergie de bombardement soit fixe (35 MeV par nucléon) les collisions périphériques correspondent à toute une gamme d'énergie d'excitation. En effet, le projectile et la cible n'ont qu'un bref contact durant lequel une partie de leur énergie cinétique est dissipée en chaleur. Deux noyaux chauds sont formés. Dans cette expérience seul le noyau projectile a été étudié.

La présence d'une transition de phase est trahie par un pic de σ_c^2 qui dépasse la valeur canonique $\bar{\sigma}_c^2 = C_c T^2$. C'est exactement ce que nous observons sur la figure 12. Dans le cadre de cette analyse, la région où la fluctuation est anormalement grande est au milieu de la zone de transition liquide gaz.



- FIGURE - XII -

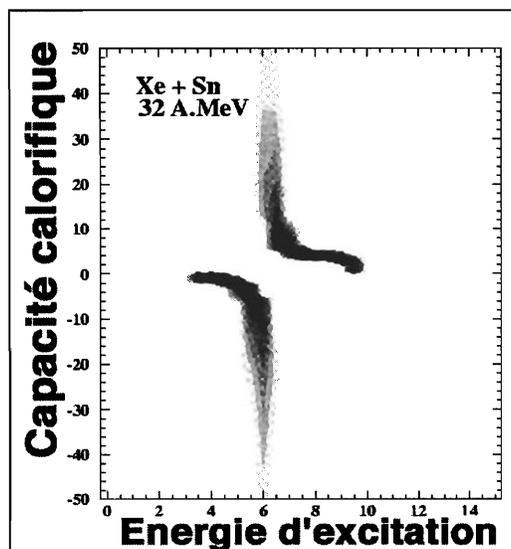
Partie gauche : comparaison entre les fluctuations observées dans l'expérience et la prédiction canonique C_1 (voir texte).
Partie droite : capacité calorifique du système extraite en utilisant la formule (3) ; la zone grisée prend en compte les différentes erreurs alors que les points n'utilisent que la valeur moyenne.

En suivant cette philosophie on peut ainsi extraire la capacité calorifique du système. Dans la région où σ_c^2 est nettement plus fort que $\bar{\sigma}_c^2 = C_c T^2$, la

capacité calorifique totale est négative. Cette branche négative est entourée de deux divergences là où $\sigma_c^2 = \bar{\sigma}_c^2$.

Des résultats analogues pour le système formé lors de collisions frontales entre un faisceau de xénon à 32 MeV par nucléon et une cible d'étain sont présentés sur la figure 13. Ces résultats ont été obtenus au GANIL avec le détecteur INDRA [16]. Dans le cas de collisions frontales les deux noyaux fusionnent en un seul système chaud. Quelques particules ne participent pas à la formation du système équilibré. Elles emportent peu d'énergie ce qui permet d'étudier un système d'énergie variable mais dans une gamme beaucoup plus étroite que celle obtenue dans l'expérience décrite précédemment.

Il est important de souligner que ces analyses font appel à une méthode inédite. Elle demande maintenant un travail collectif de critique, d'amélioration et de contrôle. De nouveaux tests de l'équilibre et une meilleure connaissance des propriétés du système au « freeze-out », en particulier son volume et son énergie d'excitation, sont nécessaires. Ce travail est actuellement entrepris tant du point de vue expérimental que théorique. Les enjeux sont grands. Si ces résultats sont confirmés, la première observation d'une capacité calorifique négative aurait été effectuée grâce aux noyaux chauds. L'outil des fluctuations maîtrisé ouvrirait la porte à une véritable métrologie de l'équation d'état et du diagramme de phases des noyaux.

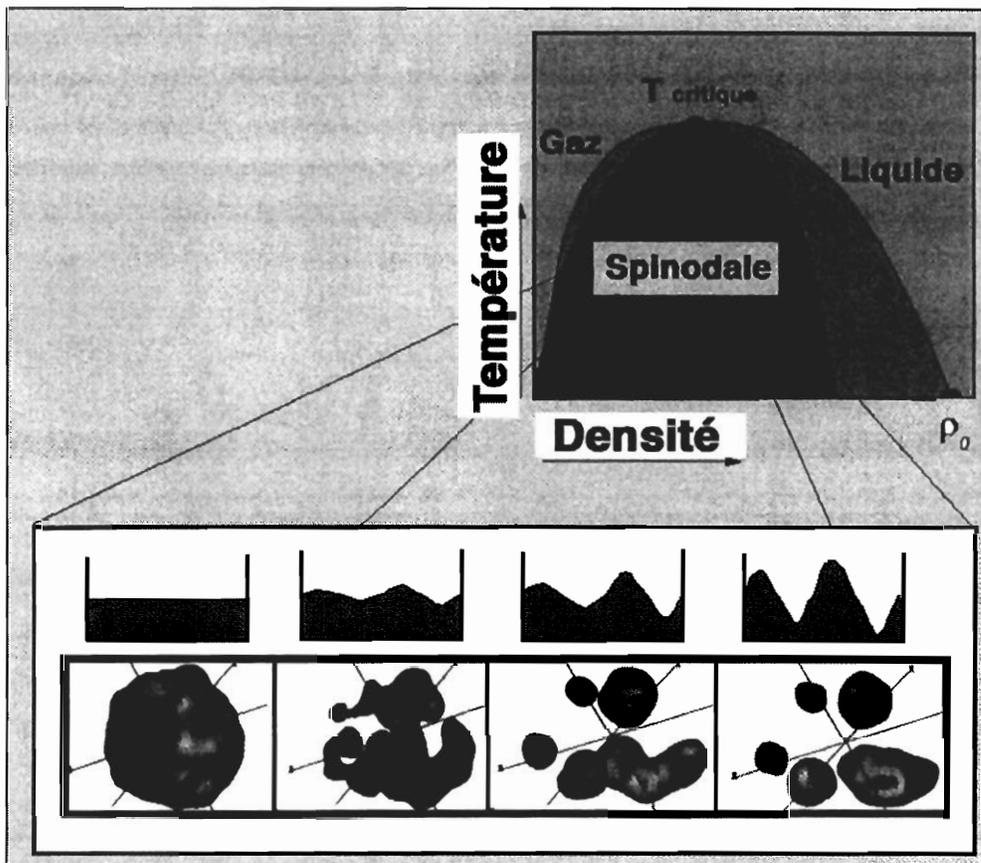


- FIGURE - XIII -
Capacité calorifique du système extraite en utilisant la formule (3) (voir figure 12) pour le système Xe+Sn à 32 MeV/A.

Nous allons voir que non seulement la transition de phase a peut-être été démontrée mais que nous aurions aussi trouvé des indications sur la dynamique de cette transition dans un système fini comme le noyau.

Dynamique de la transition de phase d'un système fini

Nous avons présenté un scénario possible pour la dynamique de la collision conduisant à la transition liquide gaz. Le système formé lors d'une collision se dilaterait et entrerait dans la région de coexistence (liquide gaz) du diagramme de phase. Il pourrait alors rejoindre la région mécaniquement instable de la zone de coexistence appelée région spinodale (zone en rouge de la figure 14). Cette région possède la propriété très singulière de répondre à une diminution de densité par une augmentation de pression. Toutes les fluctuations de densité croissent alors exponentiellement avec le temps. Elles finissent par fragmenter le système si celui-ci séjourne suffisamment longtemps dans cette zone. C'est la décomposition spinodale.

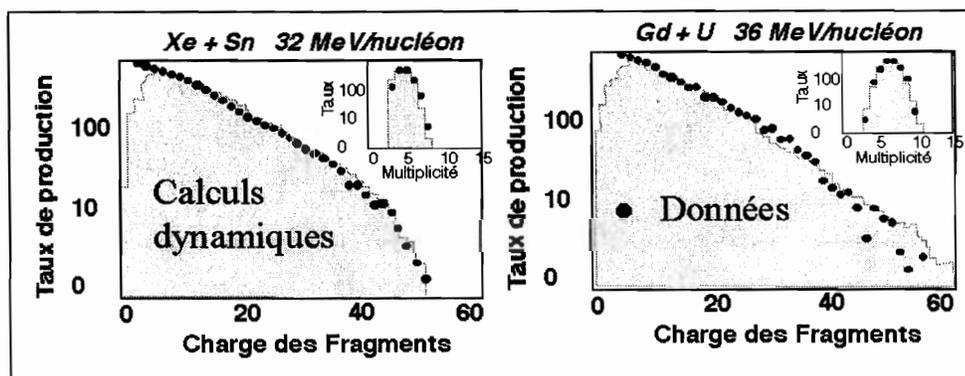


- FIGURE - XIV -

Partie haute le diagramme de phase de la matière nucléaire avec la zone spinodale au sein de la zone de coexistence. Le diagramme du bas illustre schématiquement la décomposition spinodale. Les figures en 3D présentent les résultats d'une simulation complète de la décomposition spinodale d'un noyau fini grâce à un calcul de type Boltzmann Langevin.

Les modes collectifs instables responsables de l'amplification des fluctuations de densité possèdent des longueurs d'onde et des temps de croissance caractéristiques. Ceux-ci dépendent des propriétés du système considéré comme en particulier la portée de la force nucléaire : un mode ne pourra être amplifié par la dynamique que si sa longueur d'onde associée est supérieure à la portée de la force.

Les calculs montrent que les modes les plus instables sont confinés dans un domaine étroit de longueur d'onde centré autour d'une valeur de 8-10 fermis avec des temps de décroissance voisins de 10^{-22} secondes [2]. La «taille» des fluctuations de densité devrait donc être gouvernée par ces modes qui vont produire des fragments ayant tous un numéro atomique voisin de 15. Cependant différents processus vont venir perturber tout cela : le battement des modes les plus instables, la présence, même faible, d'instabilités à grandes longueurs d'onde, l'éventuelle coalescence (collage) de fragments avant la fin des interactions nucléaires entre eux, la décroissance secondaire des fragments qui sont formés chauds, et surtout la taille finie du système qui multifragmente. Pour prendre en compte tous ces phénomènes il a été développé une simulation complète du processus considéré.



- FIGURE - XV -

Comparaison entre les calculs dynamiques et les résultats expérimentaux concernant les distributions de fragments pour deux réactions menant à des systèmes d'énergies d'excitation par nucléon semblables.

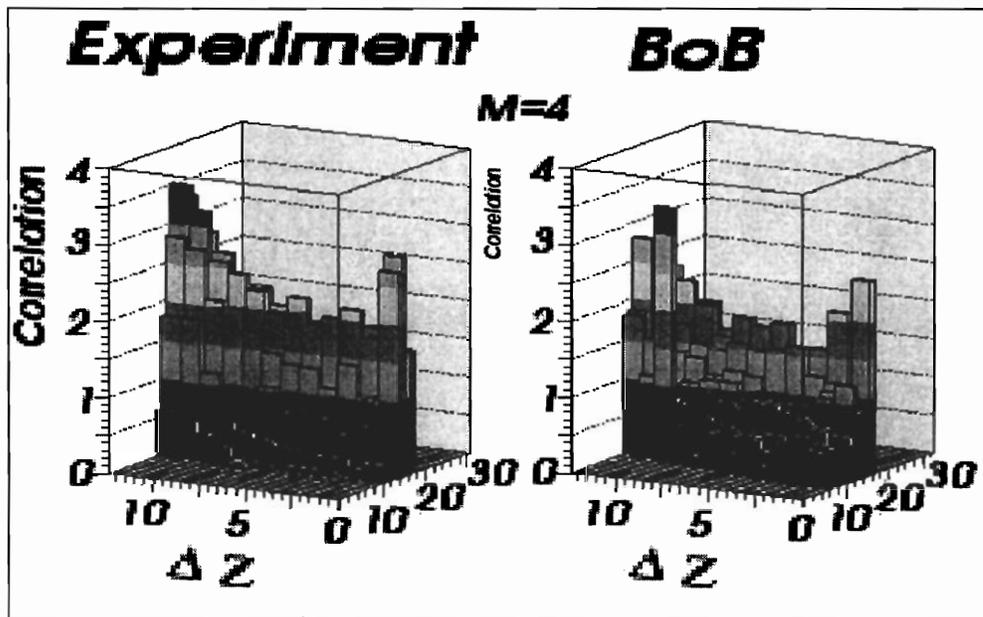
Ces simulations sont possibles aujourd'hui grâce au développement des approches de champ moyen stochastique (BOB) [17]. Ces équations de transport prennent en compte, dans un cadre semi-classique, l'interaction moyenne, la dissipation due aux collisions et surtout les fluctuations associées à cette dissipation. La décomposition spinodale des noyaux chauds a ainsi pu être simulée. Les distributions de fragments prévues ne présentent pas d'augmentation significative au voisinage de $Z=15$. En revanche elles sont très proches des distributions expérimentales. Deux exemples sont donnés sur la

figure 15 [18,4]. Cette capacité à reproduire les observations par un calcul de décomposition spinodale est un argument fort en faveur de ce scénario.

Toutefois, nous avons vu précédemment que ces résultats expérimentaux peuvent être compris dans le cadre d'un équilibre statistique. Il semble donc que le haut degré de stochasticité, allié à la non-linéarité et à la complexité de la dynamique conduise à un peuplement très large de l'espace de phase accessible. Ainsi peut-on comprendre que l'on atteigne un équilibre statistique par simple peuplement dynamique de l'ensemble correspondant sans avoir recours à des arguments d'ergodicité.

Des signaux fossiles

Alors comment réussir expérimentalement à trouver d'éventuels événements, sûrement rares, qui n'auraient pas subi les avatars dont nous venons de parler et qui constitueraient une trace du processus proposé pour expliquer la multifragmentation?



- FIGURE - XVI -

Corrélation (voir texte) en fonction de ΔZ et du $\langle Z \rangle$ pour l'expérience à gauche ($Xe+Sn$ 32 MeV par nucléon) et le modèle à droite.

Pour ce faire, une méthode très sensible de corrélation en taille des fragments a été utilisée. Elle consiste à condenser toute l'information relative aux fragments d'un événement dans la valeur moyenne $\langle Z \rangle$ et l'écart type ΔZ de leur distribution en numéro atomique. À partir de ces deux variables, on construit

une fonction de corrélation pour chaque groupe d'événements possédant un même nombre de fragments (ce que l'on appelle la multiplicité de fragments). La valeur de la fonction de corrélation, pour chaque couple ($\langle Z \rangle$, ΔZ), est alors le rapport du nombre d'événements expérimentalement détectés au fond statistique de ce lot d'événements. Une production anormale, au sens statistique, d'événements de multifragmentation possédant des fragments de taille égale va donc donner lieu à une valeur élevée de la fonction de corrélation pour une très faible valeur de ΔZ

Le résultat obtenu pour des collisions frontales entre des noyaux de xénon et d'étain (collisions aussi utilisées pour la mesure de capacité calorifique) qui conduisent à la multifragmentation de la quasi-totalité du système est présenté sur la figure 16 pour la multiplicité de fragments la plus probable [19]. Les fonctions de corrélations expérimentales présentent les pics espérés pour les ΔZ petits. Ces pics révèlent qu'environ 0,1% des événements semblent ne pas avoir totalement perdu le signal initial des partitions avec des fragments de tailles égales ou très proches.

Peut-on dans le cadre d'un calcul réaliste à trois dimensions rendre compte d'un tel pourcentage ? La partie droite de la figure est le résultat d'une simulation dans le cadre de l'approche de champ moyen stochastique (BOB). Dans ce calcul, toutes les collisions ont donné lieu à une multifragmentation associée aux instabilités spinodales et seulement de l'ordre de 0,15% des événements ont conservé la trace de ce processus. Les événements observés constituent en quelque sorte une signature fossile de la décomposition spinodale. De façon indirecte, nous avons là, au travers de la mise en évidence d'une décomposition spinodale, une indication supplémentaire d'une transition de phase du premier ordre.

Il faut noter qu'une description statistique de la multifragmentation avec des conditions initiales correspondant à un noyau chaud à basse densité et en équilibre thermique reproduit bien l'ensemble des propriétés moyennes des fragments comme par exemple leur distribution en numéro atomique (figure 9). En revanche cette description ne peut reproduire les corrélations en charge que nous venons de discuter. Quelle est la signification de cette observation ? Tout cela nous indique que le processus dynamique responsable de la multifragmentation (la décomposition spinodale) conduit malgré tout à une large exploration de l'espace de phase. Les avatars énumérés auparavant sont les responsables de cette exploration. La conséquence de cela est qu'une hypothèse d'équilibre statistique pour décrire les propriétés de la multifragmentation au moment où les fragments sont formés et se séparent, entourés de particules, que nous avons appelé le "freeze-out", est tout à fait raisonnable pour progresser

dans notre compréhension des états ainsi produits. Cela ajoute une cohérence supplémentaire au faisceau d'indices décrit dans cet article, tendant à prouver l'existence d'une transition de phase liquide gaz dans les noyaux chauds.

Toutefois, un travail complémentaire est nécessaire pour confirmer cette observation et son interprétation en termes de décomposition spinodale. Les statistiques sont faibles ce qui fait que le signal de corrélation n'est qu'à deux déviations standard du fond. D'autres mesures devront être faites. Le fond statistique de la corrélation est aussi sujet à débats. Comment le construire sans introduire de biais ? Les lois de conservation, en particulier sur la charge totale des fragments, sont prises en compte pour chaque couple de variables de la fonction de corrélation. En effet, la charge moyenne par fragment, $\langle Z \rangle$, pour un nombre de fragments fixe n'est rien d'autre que la charge totale. Mais existe-t-il d'autres contraintes?

Là aussi les enjeux sont importants. S'il est confirmé, ce résultat constitue une première puisque ce serait la première fois que l'on observe expérimentalement des instabilités spinodales liées à la transition liquide gaz dans un système fini. La physique nucléaire a, dans les années à venir, un rôle important à jouer dans la physique statistique des systèmes mésoscopiques. Le noyau chaud est, de ce point de vue, un laboratoire unique de part sa nature quantique et de part la possibilité de faire varier la proportion de ses deux composants fermioniques : protons et neutrons.

Conclusion

Nous avons montré que de nombreux phénomènes signalent l'existence d'une transition de phase dans les noyaux chauds. Entre l'évaporation à basse température et vaporisation à haute énergie d'excitation, le système passe par un processus nouveau : la multifragmentation. Il semble que l'on puisse sélectionner des ensembles statistiques d'événements. Au cours des deux dernières années, le faisceau d'indices démontrant l'observation d'une transition de type liquide gaz dans les noyaux s'est enrichi de deux nouvelles observations : des fluctuations d'énergie et des corrélations en taille anormales. Si elles sont confirmées, ce sont des premières en physique. Dans le premier cas, les fluctuations trahissent des capacités calorifiques négatives, signal non-ambigu d'une transition de phase dans les systèmes finis. Dans le deuxième cas, les corrélations indiquent la possibilité d'une décomposition spinodale jusqu'ici seulement spéculée pour la transition liquide gaz. Il est aussi important de souligner que ces avancées expérimentales ont été motivées par des progrès théoriques récents tant sur le plan de la thermodynamique des transitions de phase dans les systèmes finis que sur le transport stochastique des ensembles de

fermions. Toutefois la tâche est encore immense : vérifier et conforter les résultats obtenus, les corrélés avec d'autres prédictions en particulier concernant les phénomènes de distillation de la matière neutronique qui accompagne un changement d'état, améliorer les méthodes pour en faire une véritable métrologie, ... Les questions sont claires, les enjeux identifiés, les chemins des avancées futures tracés, les points clefs d'ores et déjà en débat... Le questionnement méthodique qui fonde la recherche est à l'œuvre. Attendons ses progrès à venir.

REFERENCES

- [1] E. Suraud, Physique des collisions nucléaires, Hermann, 1998, en particulier les chapitres 1, 3, 5 et 6.
- [2] Ph. Chomaz., Ann. Phys. Fr. 21 (1996) 669.
- [3] J.Pouthas et al., (coll. INDRA), Nucl. Instr. and Meth. A357 (1995) 418.
- [4] J. Frankland et al., (coll. INDRA) Nucl. Phys. A sous presse et thèse Orsay 1998.
- [5] D. Guerreau et al., Phys. Rev. C10 (1974) 638.
- [6] B. Borderie , F. Gulminelli et al., (coll. INDRA), Phys. Lett. B388 (1996) 224 et Eur. Phys. J A6 (1999) 197.
- [7] D. Durand, Nucl. Phys. A630 (1997) 52c.
- [8] F. Gulminelli, Ph. Chomaz et V. Duflot, Europhys. ; Lett. 50 (2000) 434
- [9] R. Bougault et al., (coll. INDRA) Comptes rendus du XXXV meeting d'hiver de physique nucléaire, Bormio (Italie) 1997, p. 251.
- [10] J. Pochodzalla et al., (coll. ALADIN) Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 1040.
- [11] Y. G. Ma et al., (coll. INDRA) Phys. Lett. B390 (1997) 41.
- [12] Ph. Chomaz, V. Duflot et F. Gulminelli, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3857 et Isospin Physics in H. I. Coll. at Intermediate Energies sous presse.
- [13] D. H. E. Gross, Phys. Rep. 279 (1997) 119.
- [14] Ph. Chomaz et F. Gulminelli, Nucl. Phys. A647 (1999) 153.
- [15] M. D'Agostino et al., Phys. Lett. B473 (2000) 219.
- [16] N. Le Neindre, R. Bougault et al., (coll. INDRA) Comptes rendus du XXXVIII meeting d'hiver de physique nucléaire, Bormio (Italie) 2000, p.404 et thèse Caen 1999.
- [17] A. Guarnera, Ph. Chomaz, M. Colonna et J. Randrup, Phys. Lett. B403 (1997) 191.
- [18] M. F. Rivet et al., (coll. INDRA) Phys. Lett. B430 (1998) 217.
- [19] G. Tabacaru, B. Borderie et al., (coll. INDRA) Comptes rendus du XXXVIII meeting d'hiver de physique nucléaire, Bormio (Italie) 2000, p. 433 et soumis à Phys. Rev. Lett..