



2.4.2 Expansion radiale et multifragmentation

J.C. Angélique, G. Bizard, R. Bougault, R. Brou, A. Buta, J. Colin, D. Cussol, D. Durand, A. Kerambrun, C. Le Brun, J.F. Lecomte, O. Lopez, M. Louvel, C. Meslin, T. Nakagawa, J.P. Patry, J. Péter, R. Popescu, R. Regimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Vient, K. Yuasa-Nakagawa, A. Wieloch.

COLLABORATION : LPC, CRN-STRASBOURG, DAPNIA-SACLAY, IPN-ORSAY, IPN-LYON, SUBATECH-NANTES, GANIL, TAMU (TEXAS), UCL LOUVAIN-LA-NEUVE (BELGIQUE).

Les systèmes légers $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ et $^{64}\text{Zn} + ^{\text{nat}}\text{Ti}$ ont été mesurés à plusieurs énergies de bombardement entre ≈ 35 et 95 MeV/nucléon. Comme il a été vu précédemment, la majeure partie de la section efficace est associée à des collisions binaires [1-2]. Dans la suite, nous nous concentrerons sur les propriétés des noyaux quasi-projectiles.

Energie d'excitation et température

Dans les collisions centrales, l'énergie d'excitation du quasi-projectile atteint des valeurs excédant largement 10 MeV/nucléon. Cette énergie est obtenue en reconstituant le quasi-projectile primaire excité; on additionne les énergies cinétiques de ses produits dans son référentiel et le bilan de masse Q ; la contribution des neutrons est estimée. Dans chaque événement, on ne connaît pas la séquence d'émission des différents produits. Il n'est donc pas possible d'effectuer les corrections de recul successives après chaque émission et de connaître l'énergie exacte d'émission de chaque produit. De ce fait, la pente de la partie haute énergie des distributions ne peut être utilisée que pour obtenir une limite supérieure de la température apparente (température moyenne le long de la chaîne de désexcitation) (cf. fig. 2.4.2). La température initiale serait encore plus élevée.

De surcroît, le quasi-projectile très excité peut fragmenter rapidement plutôt qu'émettre ses fragments séquentiellement. Les fragments lourds sont excités et peuvent émettre des particules légères (n , p , d , t , ^3He , α , ...), ce qui perturbe encore plus le spectre de ces particules.

Energie d'expansion

Par contre, on peut s'intéresser aux énergies cinétiques moyennes des produits (toujours dans le référentiel du quasi-projectile) et comparer celles-ci aux valeurs obtenues par une simulation.

Dans l'étude du système $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$, nous avons utilisé Eugène [3] qui reproduit les caractéristiques principales de la voie d'entrée; en particulier, la déviation et l'énergie d'excitation des quasi-projectiles (et de la quasi-cible) en fonction du paramètre d'impact. Les événements simulés ont été traités comme les données expérimentales: on a oublié le vrai paramètre d'impact et on l'a estimé par la somme des modules des moments transverses, le quasi-projectile a été reconstitué à partir de ses produits. La désexcitation du quasi-projectile a été supposée séquentielle suivant le modèle statistique. Les énergies cinétiques moyennes des produits de $Z=1$ à $Z=9$ sont bien reproduites jusqu'à une énergie d'excitation

par nucléon voisine de 5 MeV. Au-delà, les valeurs calculées sont trop faibles. Pour rendre compte des valeurs expérimentales, on doit faire appel à une énergie radiale additionnelle d'expansion. Cette énergie d'expansion par nucléon diminue lorsque la charge du produit augmente ce qui est en accord avec la loi de conservation du moment dans le noyau en expansion et indique que les gros fragments proviennent du centre du noyau (cf. fig. 2.4.3). A E^*/A fixé, l'énergie d'expansion moyenne dépend peu du paramètre d'impact (elle croît un peu dans les collisions centrales). Par contre elle augmente avec E^*/A , passant de 0.4 à 1.2 MeV/nucléon pour une énergie d'excitation augmentant de 7 à 10.5 MeV/nucléon [4].

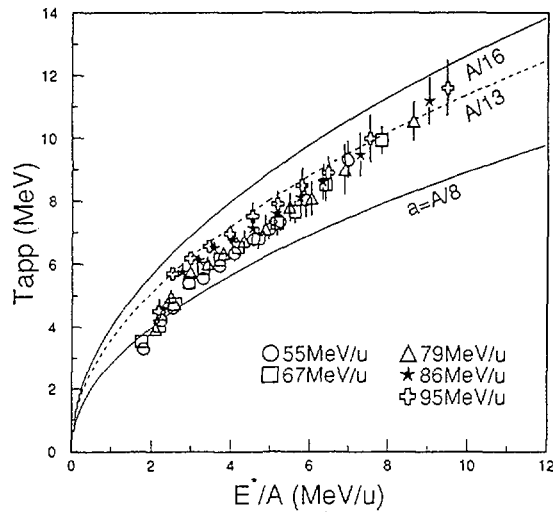


Figure 2.4.2: Corrélation entre la pente des spectres d'énergie cinétique des $Z=1$ (T_{APP}), émis par les quasi-projectiles excités, et l'énergie d'excitation de ces quasi-projectiles.

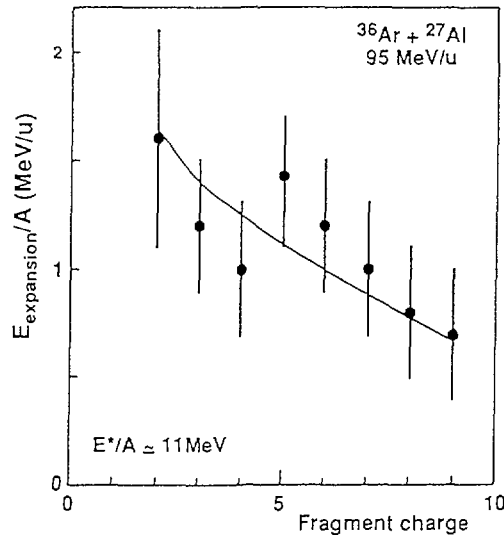


Figure 2.4.3: Valeur moyenne de l'énergie collective d'expansion représentée en fonction de la charge du fragment et déduite de la mesure du système $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ à 95 MeV/nucléon.

Une analyse identique menée sur les quasi-projectiles créés dans les collisions $^{64}\text{Zn} + ^{\text{nat}}\text{Ti}$ à 79 MeV/nucléon conduit à des conclusions similaires, avec des énergies d'expansion de (2.3 ± 0.5) MeV/nucléon (cf. fig. 2.4.4). Cependant, cette énergie radiale collective ne semble pas évoluer en fonction de la masse du fragment, fait peut-être lié à la plus grande masse du quasi-projectile dans ce système. De semblables observations ont été faites dans l'étude des collisions centrales dans la réaction $\text{Xe} + \text{Sn}$ à 50 MeV/nucléon (cf. fig. 2.4.5).

Ces valeurs de $\approx 1-2$ MeV/nucléon ne représentent que $\approx 10-20\%$ de l'énergie d'excitation totale, beaucoup moins que dans les systèmes plus lourds étudiés à plus de 100 MeV/nucléon à SIS ou avec des émulsions. Outre cette différence de masse et d'énergie incidente, il faut noter que les valeurs obtenues à SIS concernent l'expansion de la zone participante, alors qu'ici c'est le "spectateur" quasi-projectile qui est concerné.

L'origine de cette expansion reste à déterminer. Est-elle due à une compression dans la zone d'interaction au début de la collision, compression qui se propage dans le quasi-projectile et la quasi-cible? Ou est-elle due seulement à l'augmentation d'énergie thermique qui conduit à une émission très rapide de fragments? Un essai de réponse est donné au chapitre 3.1.

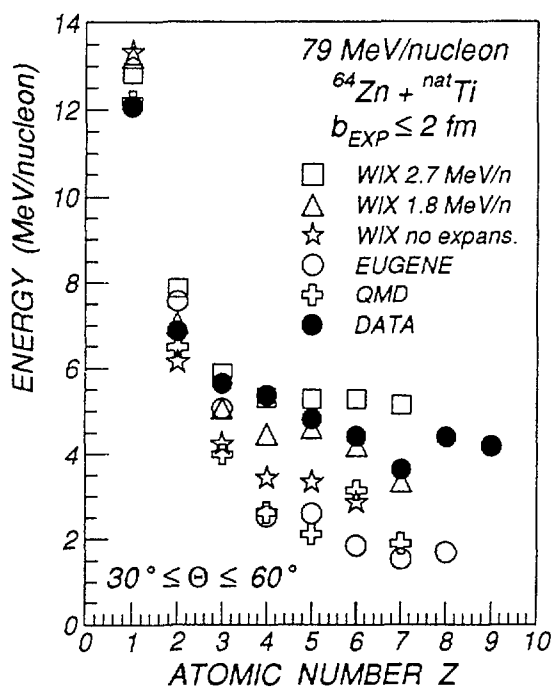


Figure 2.4.4: Valeur moyenne de l'énergie cinétique des fragments émis par les quasi-projectiles dans la réaction $^{64}\text{Zn} + ^{\text{nat}}\text{Ti}$ à 79 MeV/nucleon et comparée aux prédictions de plusieurs modèles théoriques [5].

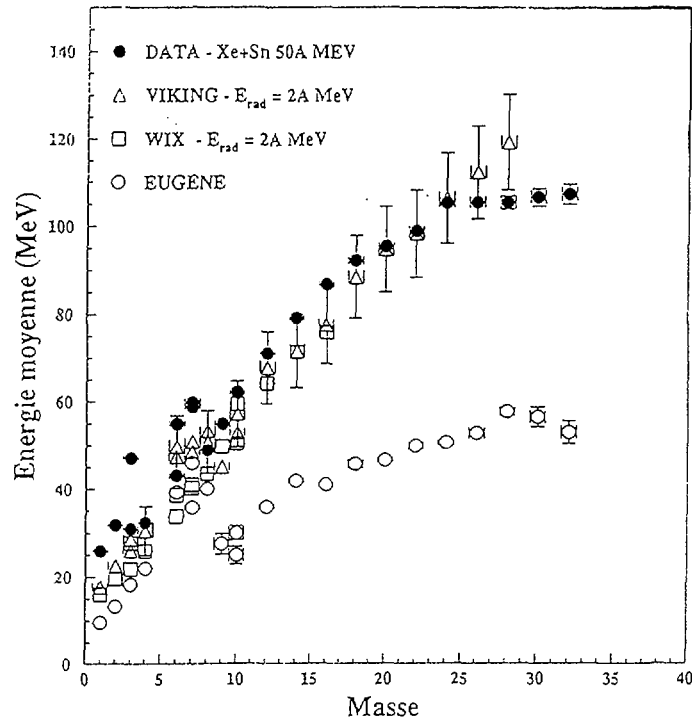


Figure 2.4.5: Identique à la figure 2.4.4 pour des fragments issus de collisions centrales dans la réaction $Xe + Sn$ à 50 MeV/nucléon [6].

Multifragmentation ?

Le calcul de désexcitation séquentielle surestime l'émission de particules légères ($Z=1, 2$) et par conséquent de résidus lourds, quel que soit le paramètre de densité de niveaux utilisé: $a = A/13$ (tirets) ou a dépendant de la température (ligne continue) (cf. fig. 2.4.2). Ceci est particulièrement net à grande énergie d'excitation, comme on le voit sur la figure 2.4.6a. Ce désaccord, parallèle à celui observé pour les énergies cinétiques moyennes des fragments, est une indication supplémentaire qu'un processus séquentiel ne peut pas rendre compte de la désexcitation des noyaux très chauds.

Dans la figure 2.4.6b, la distribution de charge expérimentale est confrontée aux prédictions d'un modèle simulant la désexcitation statistique d'une source très excitée. Un accord qualitatif peut être observé. Il est à noter que ces calculs reproduisent également les distributions de multiplicité et les spectres en énergie cinétique des particules et des IMF [5]. L'ensemble de ces observations plaide en faveur d'un processus de désexcitation rapide de ces noyaux très excités.

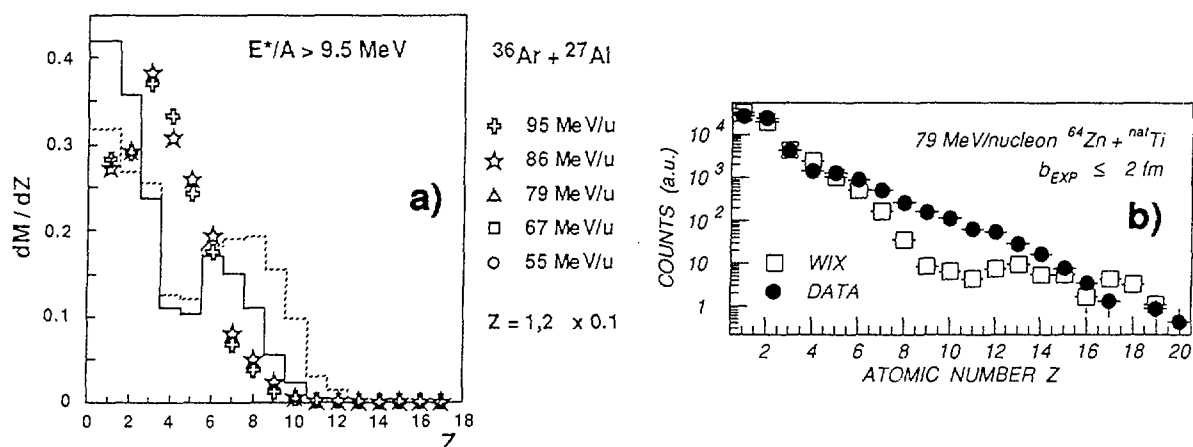


Figure 2.4.6 : Comparaison entre les distributions de charge expérimentales et les prédictions de modèles théoriques pour le système $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ en (a) et $^{64}\text{Zn} + ^{\text{nat}}\text{Ti}$ en (b).

Références:

- [1] A. Kerambrun et al, rapport LPCC 94-14.
- [2] J. Péter et al, Nucl. Phys. A 593 (1995) 95
- [3] D. Durand, Nucl. Phys. A 541 (1992) 266
- [4] S.C. Jeong et al, rapport LPCC 95-12, submitted to Phys. Lett. B.
- [5] J.C. Steckmeyer et al, rapport LPCC 95-13, submitted to Phys. Rev. Lett.
- [6] R. Laforest et al, TASSC Workshop'95, Canada, 26-28 June, 1995



FR9810130

2.4.3 Vaporisation du système nucléaire

R. Bougault, R. Brou, J. Colin, D. Cussol, D. Durand, C. Le Brun, J.F. Lecoilley, O. Lopez, M. Louvel, T. Nakagawa, J. Péter, R. Regimbart, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Vient, K. Yuasa-Nakagawa, A. Wieloch.

COLLABORATION : LPC, DAPNIA-SACLAY, IPN-ORSAY, IPN-LYON, SUBATECH-NANTES, GANIL

Un cas particulier de la désexcitation des noyaux chauds est représenté par la dislocation totale des noyaux en particules légères (n, p, d, t, ^3He et α). De tels événements ont pu être observés pour la première fois à des énergies de bombardement inférieures à 100 MeV/nucléon grâce aux performances de détection élevées du multidétecteur INDRA. Le système léger Ar+Ni a été étudié à plusieurs énergies de bombardement entre 32 et 95 MeV/nucléon. Les événements associés à une vaporisation totale du système apparaissent