

## FUSION, ORBITING AND DECAY IN $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ AT 45A MeV

### FUSION, ROULEMENT ET DÉSEXCITATION DANS LA RÉACTION DU $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ À 45A MeV

Frédéric Grenier\*, Mustapha Samri<sup>+</sup>, Luc Beaulieu<sup>&</sup>, Luc Gingras\*, Zhi-Yong He\*, Yves Laroche\*, René Roy\*, Claude St-Pierre\*, G.C. Ball\*\* et D. Horn

\* Laboratoire de Physique Nucléaire, Département de Physique, Pavillon Vachon, Université Laval, Ste-Foy, Qc Canada, G1K 7P4.

<sup>+</sup> Laboratoire de Physique Nucléaire et Applications, Département de Physique, Faculté des sciences, Université Ibn Tofail, Kénitra, Maroc.

<sup>&</sup> Département de Radio-Oncologie, Hôtel-Dieu, 1 rue Collins, Québec, Canada, G1R 4J1.

\*\* TRIUMF, 4004 Westbrook Mall, Vancouver, B.C., Canada. V6T 2A3

#### RÉSUMÉ

À l'aide d'une matrice de détecteurs, le système du  $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  à 45 MeV/nucléon a été étudié pour des événements complets lorsque la charge détectée du système équivaut à 83% de la charge totale. Les collisions centrales où une seule source a été formée ont été choisies par une Analyse Factorielle Discriminante. Les modes de désexcitations sont analysés par plages d'énergie d'excitation reconstruite en fonction de l'asymétrie en charge du système qui semble démontré un phénomène de roulement à basse énergie d'excitation.

#### ABSTRACT:

Complete events with at least 83% of the total charge of  $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  system has been investigated at 45 MeV/nucleon with a large multidetector array. Central single-source events are selected by use of the Statistical Discriminant Analysis Method. These decay modes are evidenced by exploring the range of reconstructed energy as a function of the charge asymmetry of the event and it is shown that they are also accompanied by the presence of orbiting phenomena at low excitation.

#### I. Introduction

Il est bien connu que les collisions d'ions lourds à énergie intermédiaire produisent des noyaux hautement excités. Leur étude de ceux-ci dans le passé a permis d'investiguer la manière dont ils se désexcitent et de quelles façons sont produits les noyaux exotiques. Ils ont aussi permis de mettre en lumière sur quelques particularités de la matière nucléaire et les transitions nucléaires

liquide-gaz [1] qui sont reliées expérimentalement à l'évolution de la nature du mécanisme d'émission qui passe de binaire séquentiel, à basse énergie d'excitation, à la multifragmentation instantanée, à haute énergie d'excitation. Il est maintenant bien établi qu'avec l'augmentation de l'énergie du faisceau dans le domaine des énergies de Fermi, la collision binaire devient dominante dans la voie de sortie [2-7], les autres voies possibles étant la formation d'un col déjà

observée expérimentalement dans des expériences d'ions lourds "légers" [8] et pour des systèmes plus gros [2, 9-11]. Il y a aussi la possibilité de former une source unique qui se multifragmente avec une section efficace qui représente seulement une mince fraction de la section efficace totale de réaction [6,7,12]. Le précédent article se consacre à l'étude du système  $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  à 45 MeV/nucléon. Un tel système a déjà été étudié dans le passé à des énergies de 25 et 35 MeV/nucléon. Il a été démontré que le caractère binaire dominant compétitionne avec la formation d'un noyau composite [5], mais aucun essai a été entrepris pour discriminer les sources. Isoler le signal des noyaux composites au milieu des autres sources n'est pas un travail facile. Cependant son accomplissement permet d'avoir un système où la masse et l'énergie sont bien définies. Des variables globales de forme telles que l'angle de flot construit à l'aide du tenseur des moments cinétiques ou de l'énergie sont souvent utilisées pour discriminer les sources. Ces variables ont prouvé leur efficacité avec des gros systèmes qui ont habituellement de grandes multiplicités, mais ne sont peut-être pas appropriées pour de petits systèmes de basses multiplicités. Dans l'analyse qui va suivre, au moyen d'événements complets détectés par une matrice de multidétecteur, une technique alternative sera traitée à l'aide d'une méthode d'Analyse Discriminante (AD) récemment appliquée à la sélection d'événement de quasi-fusion dans la réaction Ni+Ni à 32 MeV/nucléon [12]. Une description sommaire du montage expérimentale formera la section 2. La partie suivante consistera en une application de l'AD à des simulations, suivie par une application aux données expérimentales en section 4. De plus, il y aura une étude des événements en relation avec leur énergie d'excitation en fonction de leur asymétrie de charge en section 5.

## II. Montage expérimental

L'expérience a eu lieu au Tandem Accelerator Superconducting Cyclotron (TASCC) à Chalk River en utilisant un faisceau de  $^{24}\text{Mg}$  accéléré à 45 MeV/nucléon sur une cible de carbone de 2,4 mg/cm<sup>2</sup> d'épaisseur. Les produits de réaction chargés ont été détectés grâce à la matrice CRL-Laval constituée de 80 détecteurs entre 6,8° et 46° dans le laboratoire. L'ensemble des détecteurs est monté sur 5 anneaux concentriques ayant pour axe la direction du faisceau. Les trois premiers anneaux sont formés de 16 détecteurs plastiques de type phoswich par anneau (entre 6,8° et 24°) dont les seuils de détection sont de 7,5 MeV pour l'hydrogène et 17,6 MeV/nucléon pour le néon. Les deux anneaux supérieurs sont pour leur part constitués de CsI(Tl) (entre 24° et 46°) qui permet une résolution isotopique des Z=1. La calibration en énergie des détecteurs est bonne à ±5%. Les événements ont été enregistrés événement par événement lorsqu'au moins trois détecteurs fournissent des signaux. L'analyse présentée ici se base sur des événements sélectionnés avec plus 83% de la charge détectée ( $Z_{\text{tot}} > 14$ ). La vitesse du centre de masse reconstruite est de 6,7 cm/ns, près de la valeur théorique de 6,2 cm/ns (effet dû aux particules non détectées).

## III. Méthode de sélection des sources

### A. La méthode d'Analyse Discriminante

Pour choisir l'événement, on utilise une Analyse Discriminante dont le but premier est de prédire l'appartenance à un groupe (ici les sources en jeu) par le biais d'une combinaison linéaire de variables. L'opération consiste à trouver la transformation qui permet d'avoir un grand ratio entre la différence des moyennes des deux groupes à leur variance respective. La procédure commence avec un ensemble de

variables dont le groupe est associé, ce qui peut être fait par une simulation. L'AD nous donne le sous-espace (axe pour deux groupes et plan pour 3 groupes) qui sépare le mieux les groupes. En général, plus la différence entre les moyennes des groupes est grande par rapport à la variance interne des groupes, meilleure est la discrimination. Dans le cas de deux groupes, seulement une fonction discriminante est générée. Finalement, les événements dont le groupe est inconnu (comme pour l'expérience) doit être projeté sur le sous-espace où l'on peut lui attribuer un groupe selon sa position.

L'AD est appliquée sur les moments de multivariés définis comme suit [13]

$$M_{jklm} = \sum_{i=0}^{mult} E_A^j(i) E_x^k(i) E_y^l(i) E_z^m(i) \quad (1)$$

où  $E_A$  est l'énergie de masse de la particule du fragment  $i$  de l'événement de multiplicité  $mult$  et

$$E_u = \frac{1}{2} A_u |v_u|^2 \quad u=x,y,z \quad (2)$$

soit l'énergie cinétique du fragment  $i$  de masse  $A_u$ . Le nombre de quadri-moments est 81, 256, 625 et 1296 dépendamment de l'ordre de  $j$ ,  $k$ ,  $l$  et  $m$  pour 2, 3, 4 et 5 respectivement. Dans cette analyse le nombre de moments est 625, puisque les moments d'ordre plus haut que 4 ne donnent pas plus d'information statistique [12]. Les moments utilisés les plus familiers sont la multiplicité ( $M_{0000}$ ), la moyenne de  $E_A$ ,  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  ( $M_{1000}$ ,  $M_{0100}$ ,  $M_{0010}$ ,  $M_{0001}$ ) et leur variance respective ( $M_{2000}$ ,  $M_{0200}$ ,  $M_{0020}$ ,  $M_{0002}$ ). L'AD appliquée à ces 625 moments nous donne la variables appelée  $D_{625}$  qui est prend la forme de

$$D_{625} = \sum_{(j,k,l,m)=0}^4 \alpha_{jklm} M_{jklm} \quad (3)$$

Il est aussi possible d'appliquer l'AD au 81 premiers moments. Dans ce cas on nomme la variable  $D_{81}$  avec la forme suivante

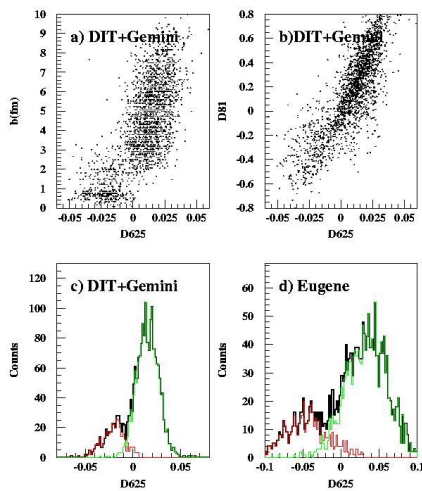
$$D_{81} = \sum_{(j,k,l,m)=0}^2 \beta_{jklm} M_{jklm} \quad (4)$$

Même si ces 81 moments sont inclus dans le calcul du  $D_{625}$ , ils peuvent apporter des informations supplémentaires pour discriminer sur le paramètre d'impact [12,13].

## B. Adaptation de l'AD aux simulations

Pour adapter la méthode d'AD, il faut avoir des simulations qui puissent nous prédire la nature de l'événement (une source ou deux sources). Pour ce faire, nous avons utilisé le code DIT [14] pour créer la voie d'entrée du  $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  et le code Gemini permet de désexciter le quasi-projectile (QP), la quasi-cible (QT) ou le noyau composite excité. Le code DIT assume que la dissipation s'effectue principalement au moyen d'un transfert stochastique de nucléons. Le projectile et la cible sont représentés par des sphères de Fermi-Dirac qui s'approchent une de l'autre suivant des trajectoires coulombiennes et un échange stochastique de nucléons, d'énergie et de moment angulaire lorsqu'ils sont à l'intérieur de leur rayon d'interaction. Le code DIT considère les fluctuations de transfert et permet une évaluation de la masse, l'énergie d'excitation et ce, événement par événement. Ces observables couplées à la vitesse et l'angle de déflexion servent de paramètre d'entrée au modèle statistique Gemini qui décrit les désexcitations des noyaux excités. Dans ce code, toutes les voies de sortie binaire sont considérées allant de l'émission de particules légères à la division symétrique

du noyau. Par la suite, les événements subissent un filtre géométrique de la matrice et l'on vérifie que le seuil en énergie est bien franchi dans le but de sélectionner seulement les événements où 15 charges et plus sont détectées pour calculer nos 625 moments. La simulation donne environ 10% de une source et 90% de deux sources pour les événements filtrés. Les variables discriminantes  $D_{625}$  et  $D_{81}$ , ainsi que leurs coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ , ont été calculées par un logiciel statistique standard [16].



**Figure 1** Figure 2 Corrélation entre  $D_{81}$  et le paramètre d'impact (a) et entre  $D_{81}$  et  $D_{625}$  (b), distribution de  $D_{625}$  pour DIT-Gemini (c) et Eugene (d).

La section supérieure de la figure 1 montre la relation entre le  $D_{81}$  et le paramètre d'impact pour les simulations DIT-Gemini filtrées. Deux régions ressortent, une correspondant aux événements une source aux basses valeurs de  $D_{81}$  et bas paramètre d'impact, et une correspondant aux événements deux sources aux valeurs plus grandes. Comme prévu, il y a une forte corrélation entre les deux variables discriminantes (partie b), mais pour une certaine valeur de  $D_{625}$ , il correspond une plage de valeur de  $D_{81}$ , donc une certaine gamme de paramètres d'impact.

Pour cette raison, nous allons faire deux coupures lorsque nous appliquerons la méthode aux valeurs expérimentales, dans le but de bien sélectionner les sources.

Les événements une source se classent aux faibles valeurs (négatives) de  $D_{625}$ , alors que les événements deux sources se classent aux hautes valeurs (positives) de  $D_{625}$ . Une coupure à  $-0,025$  permet de garder 90% des événements une source tout en enlevant la plus grande partie des autres contributions.

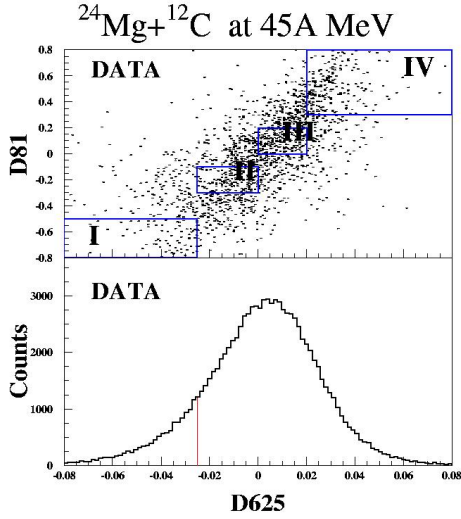
Avant d'appliquer la procédure aux données expérimentales, il est utile de vérifier si un différent type de simulation donne encore la même plage pour la variable discriminante et la même coupure pour la sélection des sources. Le code utilisé est Eugene (une première génération du code Simon [17]) qui forme une voie d'entrée différemment de DIT. Le code Eugene simule la formation de sources composites excitées ou de deux sources excitées (QP et QT) dépendamment du paramètre d'impact. Dans les deux cas les noyaux excités expérimentent une évaporation séquentielle de type binaire par émission de particules légères ou de masse intermédiaire. La partie inférieure droite de la figure 1 montre la variable  $D_{625}$  pour la simulation filtrée de Eugene qui se distribue dans la même plage que le modèle DIT-Gemini.

#### IV. Sélections des événements et leur caractérisation

##### A. Application de l'AD aux données expérimentales

La distribution expérimentale de  $D_{625}$  obtenue en projetant les quadri-moments expérimentaux sur l'axe discriminant donné par la simulation DIT-Gemini est montrée dans la figure 2. La plage couverte est similaire à ce que fournissent les deux codes de simulation. De plus, dans les données expérimentales, il peut y avoir plus de

sources d'émission comme une structure de



**Figure 3** Les coupures sur les axes (supérieur) et distribution expérimentale du  $D_{625}$  (inférieur)

col et la prépondérance des événements binaires nous empêchent de voir la vallée de séparation évidente dans les simulations. Donc, au lieu de couper seulement sur la variable  $D_{625}$ , nous allons ajouter une coupure sur la variable  $D_{81}$  qui est reliée au paramètre d'impact. La partie supérieure de la figure 2 montre un spectre 2-D de  $D_{625}$ - $D_{81}$  où des boîtes indiquent les différentes coupures. La coupure aux basses valeurs des variables discriminantes nous donne les événements une source, alors que celle pour les hautes valeurs de variables discriminantes nous fournissent les événements deux sources. Pour vérifier ceci, l'évolution de certaines variables globales et des quantités cinématiques en fonction des D sera étudiée.

## B. Variables globales

Nous avons choisi quatre variables globales qui sont habituellement utilisées pour distinguer le mécanisme de réaction. La ratio d'anisotropie est défini comme suit [18]

$$R_A = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_{n=1}^{N_{cp}} |p_{\perp cm}^n|}{\sum_{n=1}^{N_{cp}} |p_{\parallel cm}^n|} \quad (5)$$

où la somme s'étend jusqu'à  $N_{cp}$ , la multiplicité de particules chargées de l'événement;  $2/\pi$  sert de normalisation.  $p_{\perp cm}^n$  et  $p_{\parallel cm}^n$  sont les quantités de mouvements de la particule  $n$  dans le référentiel du centre de masse, perpendiculaire et parallèle, respectivement. Pour des événements une source bien isolés, l'anisotropie est près de l'unité, alors que pour les événements deux sources elle est inférieure à l'unité. Il est possible de construire un tenseur avec les composantes cartésiennes des quantités de mouvement des fragments dans le centre de masse [19].

$$\theta_{ij} = \sum_{n=1}^{N_{cp}} \frac{p_i^{(n)} p_j^{(n)}}{2m} \quad (6)$$

où la somme s'étend jusqu'à  $N_{cp}$ .  $p_i^{(n)}$  est la composante  $i$  ème cartésienne et  $p^{(n)}$  est la quantité de mouvement dans le centre de masse. Les trois valeurs propres ordonnées de  $\theta_{ij}$ , ( $\lambda_3 \geq \lambda_2 \geq \lambda_1$ ) sont utilisées pour définir les quantités normalisées  $q_i = \frac{\lambda_i^2}{\sum_j \lambda_j^2}$  et

pour calculer les variables de sphéricité (S) et la de coplanarité (C),

$$S = \frac{3}{2}(1 - q_3), \quad C = \frac{\sqrt{3}}{2}(q_2 - q_1) \quad (7)$$

Le type binaire est caractérisé par de faibles valeurs de S et C, alors que S et C prennent de hautes valeurs pour les une source associés à la multifragmentation. L'orientation de l'axe majeur de l'ellipsoïde par rapport à l'axe du faisceau nous donne l'angle de flot  $\theta_{flow}$ . L'angle de flot

augmente avec le paramètre d'impact et peuple la région de  $90^\circ$  pour les sources uniques.

La [table 1](#) nous donne les valeurs moyennes du ratio d'anisotropie, l'angle de flot, la sphéricité et coplanarité en fonction des coupures. L'évolution des valeurs moyennes en fonction de l'augmentation des coupures (des basses valeurs aux hautes valeurs) correspond bien à l'image d'une transition du mécanisme de réaction de une source vers deux sources.

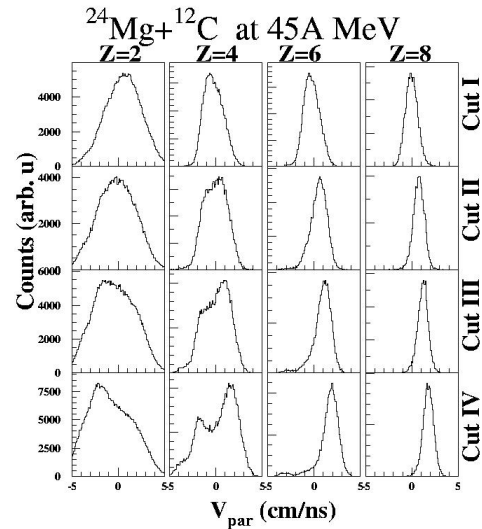
**Table 1.** Évolution des valeurs moyennes des observables en fonction des coupures sur les variables discriminante de la fig 2.

Variable	Cut I	Cut II	Cut III	Cut IV
Angle de flot	51,2	47,5	38,1	27,9
Sphéricité	0,315	0,287	0,273	0,158
Coplanarité	0,133	0,125	0,120	0,073
Ratio d'anis.	0,952	0,850	0,739	0,633

### C. Vitesses parallèles des fragments

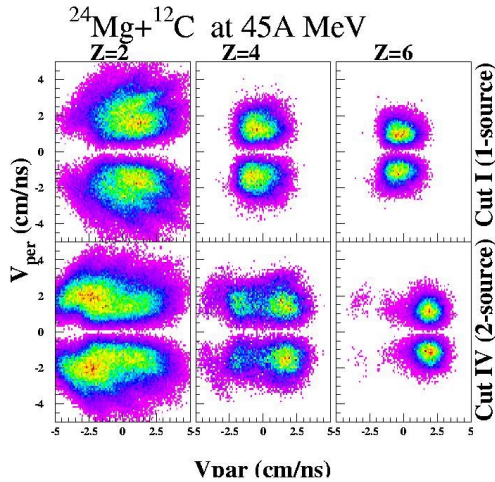
La vitesse parallèle des particules et des fragments dans le centre de masse mesurée d'après la quantité de mouvement de noyaux des produits excités est généralement utilisée pour assigner une origine d'émission des particules. Pour des événements une source pure, la quantité devrait être centrée à zéro et pour les deux sources, cette quantité devrait être centrée sur la vitesse du QP ou du QT. La [figure 3](#) représente la vitesse parallèle des fragments de  $Z=2, 4, 6, 8$  en fonction des coupures prédéfinies de D. La première

coupure qui correspond à des



**Figure 4** Distribution expérimentale des vitesse parallèles dans le centre de masse pour  $Z=2, 4, 6, 8$  selon les coupures prédéfinies

événements une source presque pure à une distribution est bien centrée sur zéro et pour les événements classés deux sources presque pures, la distribution donne deux bosses centrées sur le QP et le QT. Une transition entre les deux extrêmes se remarquent sur les coupures intermédiaires. La [figure 4](#) est un schéma de la vitesse perpendiculaire en fonction de la vitesse parallèle dans le repère du centre de masse pour les charges  $Z= 2, 4, 6$  pour les événements classés une source (coupure I) et pour les événements classés deux source (coupure IV). Le schéma résultant reflète bien la qualité de la séparation obtenue. De plus, comme ces quantités ne sont pas auto-corrélées aux variables  $D_{625}$  et  $D_{81}$ , il est raisonnable d'affirmer que les une source sélectionnés représentent un bon échantillon des événements une source réels.



**Figure 5** Distribution expérimentale des vitesses perpendiculaires en fonction des vitesses parallèles pour  $Z=2, 4, 6$  pour la coupure I et la coupure IV

## V. Événements de une source ou quasi-fusion

### A. L'énergie d'excitation

L'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau de quasi-fusion est reconstruite à l'aide des produits de désintégration en sommant l'énergie cinétique totale des fragments avec la valeur  $Q$  la plus positive pour la réaction, événement par événement. Une température  $T$  est déduite de cette première étape de calcul et estime une énergie par neutron grâce à la formule  $E_n=2T$ , qui permet de corriger l'énergie d'excitation pour les neutrons non observés. La distribution en énergie d'excitation a une valeur moyenne de 6,22 MeV/nucléon et un écart RMS de 1,68. Pour des événements avec une charge totale détectée de 18, l'énergie d'excitation moyenne est de 7,5 MeV/nucléon. La moyenne de l'énergie d'excitation pour  $Z_{\text{tot}}=18$  du système  $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$  à des énergies plus basses de faisceau, 25 MeV/nucléon et 35 MeV/nucléon [20], donne respectivement 5,3 et 6,9 MeV/nucléon, soit 95% et 88% de la valeur théorique de l'énergie totale dans le centre de

masse. Pour l'expérience présente, la valeur moyenne de l'énergie d'excitation équivaut à 75% de l'énergie totale dans le centre de masse. Ce manque est dû aux charges non détectées et à l'incertitude sur la masse des particules détectées, puisque lorsqu'on applique la procédure sur les simulations DIT-Gemini, on obtient une énergie d'excitation moyenne de 9,22 MeV/nucléon (soit 90% de l'énergie disponible dans le centre de masse). Une partie de ce manque d'énergie d'excitation peut aussi être associée à la formation d'un noyau composite avec un large moment angulaire qui pourrait mener à l'émission de  $\gamma$  de faible énergie qui, eux aussi, ne sont pas détectés dans l'expérience présente. Une émission de  $\gamma$  durs pourrait aussi évacuer une partie non négligeable de l'énergie. Il a été démontré dans une expérience récente par la collaboration TAPS [21,22] que au-dessus de l'énergie de Fermi avec l'accroissement des collisions nucléon-nucléon, les rayons  $\gamma$  émis lors des décroissances statistiques nucléaires ( $E_\gamma = 10-20$  MeV) et thermiquement ou par bremsstrahlung ( $E_\gamma > 30$  MeV) peuvent jouer un rôle important comme mécanisme de dissipation.

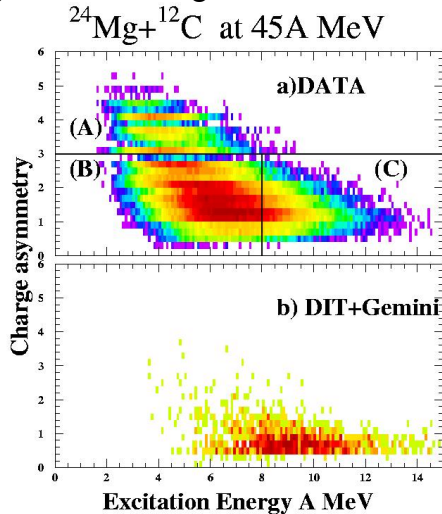
### B. Résultat et discussion

Une variable simple réfléchissant l'asymétrie de charge a été utilisée pour sonder plus spécifiquement nos événements attribués à une source.

$$Z_a = \frac{\sum_i^{\text{mult}} |Z_i - \bar{Z}|}{\text{mult}} \quad (7)$$

où  $\bar{Z}$  est la charge moyenne des  $Z_i$  pour chaque événement et mult est la multiplicité. La partie supérieure de la figure 5 montre l'évolution de cette variable en fonction de l'énergie d'excitation et révèle la présence de trois types de classes. La classe (A) correspond à des phénomènes d'énergie

d'excitation basse et de haute asymétrie en charge, la classe (B) à de basse énergie d'excitation et asymétrie en charge, alors que la classe (C) comporte des événements de haute énergie d'excitation et de basse asymétrie en charge.



**Figure 6** Asymétrie de charge en fonction de l'énergie d'excitation a) les données expérimentales et b) simulation filtrée de DIT-Gemini.

Les événements de la classe A sont séparés des autres et sont caractérisés par une production de fragments lourds ( $Z=10-12$ ). Comme prévu, cette classe est absente des sources sélectionnées avec la simulation DIT-Gemini filtrée qui est représentée au bas de la figure 5. La réaction qui pourrait être proposée pour expliquer ces caractéristiques est un phénomène de roulement des deux noyaux formant ainsi un système dinucléaire qui se sépare rapidement laissant deux noyaux dans des états excités qui produisent peu de fragments légers et d'IMF. Ce phénomène de roulement, réminescent des basses énergies, a déjà été rapporté aux énergies intermédiaires pour des noyaux lourds [23].

## VI. Conclusion

Pour conclure, nous avons réussi à sélectionner des événements à source unique

qui sont un mélange complet du projectile et de la cible en appliquant une AD avec les quadri-moments d'énergie. Cette sélection a été validée en comparant avec l'évolution de certaines variables globales et des quantités cinématiques en fonction des variables discriminantes. La plage en asymétrie de charge a été explorée en fonction de l'énergie d'excitation. Un système de roulement, sélectionné par l'AD comme une source, a pu être postulé à basse énergie d'excitation et haute asymétrie de charge. Une question demeure, quelle est l'importance des composantes promptes et séquentielles dans l'émission, ainsi que les temps caractéristiques d'émission.

- [1] F. Gulminelli and Ph. Chomaz. Phys. Rev. Lett. 82, 1402 (1999).
- [2] B. Lott et al. Phys. Rev. Lett. 68, 3141 (1992).
- [3] B. M. Quednau et al. Phys. Lett. B 309, 10 (1993).
- [4] J. F. Lecollay et al. Phys. Lett. B 325, 317 (1994).
- [5] Y. Larochelle et al. Phys. Lett. B 352, 8 (1995).
- [6] L. Beaulieu et al. Phys. Rev. Lett. 77, 462 (1996).
- [7] J. Péter et al. Nucl. Phys. A 593, 95 (1995).
- [8] J. A. Lopez et al. Phys. Rev. C 55, 1869 (1997).
- [9] C. P. Montoya et al. Phys. Rev. Lett. 73, 3070 (1994).
- [10] J. Töke et al. Phys. Rev. Lett. 75, 2920 (1995)
- [11] G. Casini et al. Phys. Rev. Lett. 71, 2567 (1993).
- [12] P. Désesquelles et al. Phys. Rev. C 62, 024614 (2000).
- [13] A. M. Maskay-Wallez, Ph. D. thesis, Université Claude Bernard I, Lion, France, 1999.
- [14] L. Tassan-Got and C. Stephan. Nucl. Phys. A 524, 121 (1991).
- [15] R. J. Charity et al. Nucl. Phys. A 476, 516 (1988).
- [16] Examples of Fortran and C programs available at : <http://astro.u-strasbg.fr/~fmurtagh/mda/sw/>
- [17] D. Durand. Nucl. Phys A 541, 266 (1992).
- [18] H. Strobele et al. Phys. Rev. C 27, 1349 (1983).
- [19] J. Cugnon and D. l'Hote. Nucl. Phys A 397, 519 (1983).
- [20] Y. Larochelle et al. Phys. Rev. C 53, 823 (1996).
- [21] A. Shubert et al. Phys. Rev. Lett. 76, 1425 (1996).
- [22] J. H. G. van Pol et al. Phys. Rev. Lett. 76, 1425 (1996)
- [23] S. P. Baldwin et al. Phys. Rev. Lett. 74, 1299 (1995).