



FR9810229

## 2.1 Premiers instants de la collision

### 2.1.1 Propriétés des particules émises à mi-rapidité

*T. Lefort, D. Cussol, J. Péter, F. Bocage, R. Bougault, R. Brou, J. Colin, D. Durand, E. Genouin-Duhamel, F. Gulminelli, J.F. Lecomte, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, A.D. Nguyen, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Vient*

COLLABORATION INDRA :

IPN-ORSAY, DAPNIA-SACLAY, SUBATECH-NANTES, IPN-LYON, GANIL-CAEN

L'étude des émissions de "mi-rapidité" permet d'avoir accès aux tout premiers instants de la collision entre deux noyaux. Son étude en fonction de l'énergie incidente du projectile permet de suivre l'évolution des phénomènes de voie d'entrées depuis les basses énergies où ils sont, essentiellement collectifs, jusqu'aux hautes énergies où ils sont essentiellement gouvernés par les collisions nucléon-nucléon. Aux énergies GANIL, une fraction très importante des nucléons constituent un quasi-projectile et une quasi-cible excités dont les produits de désexcitation sont détectés en même temps que les produits de mi-rapidité.

#### Caractérisation des particules de mi-rapidité.

Deux méthodes ont été utilisées pour caractériser les particules émises à mi-rapidité [1]. La première méthode, dénotée par la suite "méthode E", consiste à évaluer dans un premier temps la contribution du quasi-projectile à la distribution de rapidité, puis à la soustraire du spectre total afin d'obtenir la contribution des particules de mi-rapidité. Comme montré dans la figure 2.1, la vitesse du quasi-projectile est déterminée par la valeur correspondant au pic du spectre en rapidité des particules de charge supérieure à 3.

En supposant que les particules dont la rapidité est supérieure à la rapidité du quasi-projectile ne proviennent que de l'évaporation de celui-ci, on symétrise la partie supérieure à la rapidité du quasi-projectile par rapport à la rapidité du quasi-projectile pour estimer sa contribution au spectre total. Pour les particules légères, les émissions de mi-rapidité ont en fait un spectre qui s'étale jusqu'à des rapidités voisines de celle du quasi-projectile. On surestime donc la contribution de l'évaporation. Cette méthode sous-estime donc la contribution due aux émissions de mi-rapidité.

La deuxième méthode, dénotée par la suite "méthode M", consiste à déterminer directement la contribution des particules de mi-rapidité en supposant que leur spectre de rapidité est homothétique au spectre des tritons. En effet, l'estimation faite par la méthode E montre que les tritons sont presque tous émis par un (des) processus non évaporatif(s). Cette méthode surestime

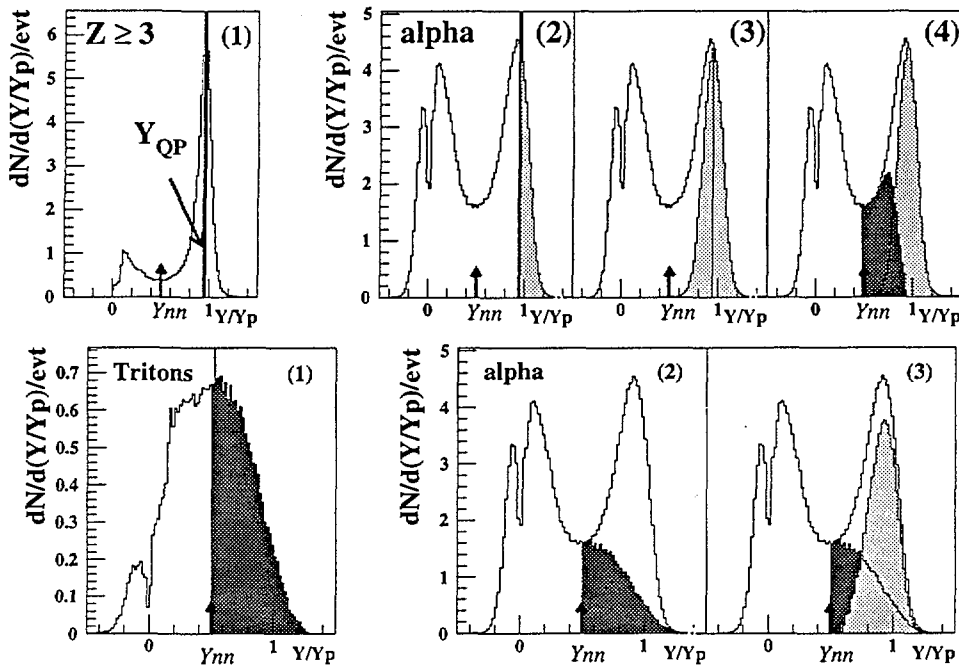


FIG. 2.1 - Présentation des méthodes de caractérisation des émissions de mi-rapacité. La figure du haut correspond à la méthode E, celle du bas à la méthode M. La zone grisée claire correspond à la partie évaporative, la zone gris foncé à la contribution des émissions de mi-rapacité

la contribution des particules de mi-rapacité dans la mesure où le spectre de rapidité des particules évaporées peut s'étaler jusqu'à  $Y_{nn}$ , la rapidité du référentiel nucléon-nucléon.

Il faut remarquer que les hypothèses qui sous-tendent ces deux méthodes sont d'autant moins vérifiées que les collisions sont centrales. En effet, le recouvrement entre les différentes sources d'émission devient important, rendant ces hypothèses discutables.

La figure 2.2 montre la proportion relative de particules provenant des émissions de mi-rapacité en fonction du paramètre d'impact expérimental, et de l'énergie incidente pour le système Ar + Ni. Les valeurs montrées sont les moyennes des valeurs obtenues avec les deux méthodes, repérées par les extrémités des barres d'erreurs. La zone hachurée correspond aux collisions pour lesquelles les méthodes de caractérisation des émissions de mi-rapacité sont peu performantes. On remarque que la majorité des particules riches en neutrons proviennent de cette zone. Ceci semble indiquer que cette zone est constituée d'une matière riche en neutrons. Pour les autres particules, les émissions de mi-rapacité peuvent représenter jusqu'à la moitié des particules émises au dessus de  $Y_{nn}$ . De plus, ces proportions sont peu dépendantes de l'énergie incidente, et très dépendantes du paramètre d'impact. Ceci indique que cette zone est constituée de nucléons provenant du recouvrement géométrique du projectile et de la cible.

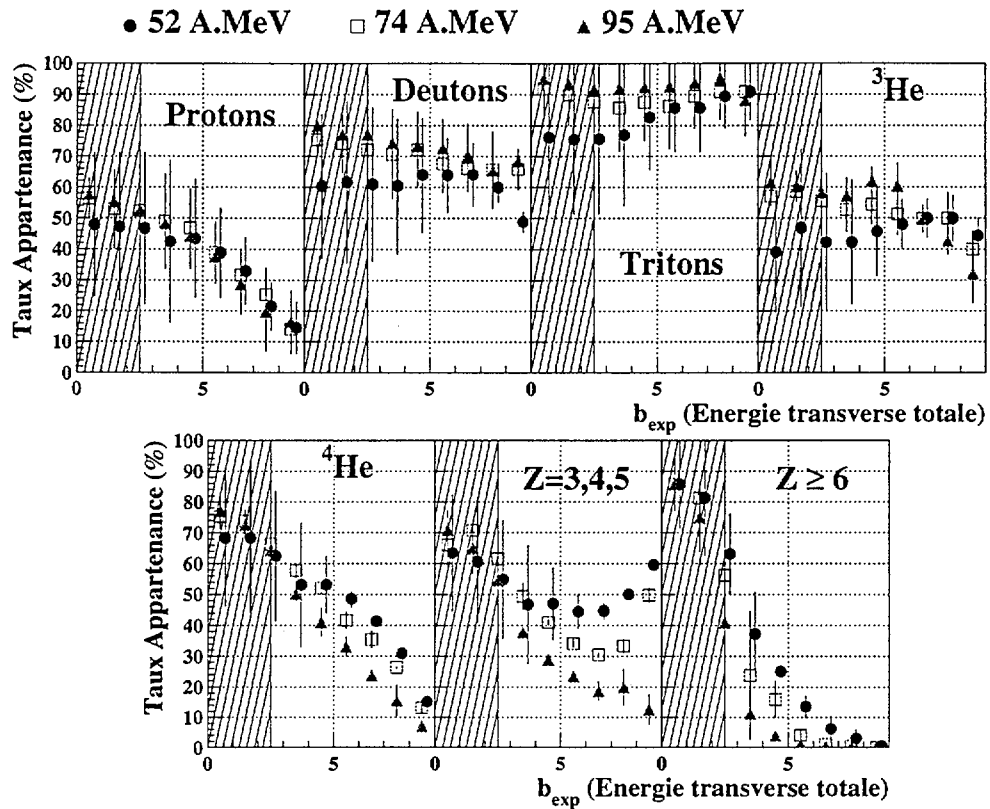


FIG. 2.2 - Proportion des particules émises à mi-rapidité en fonction du paramètre d'impact expérimental et de l'énergie incidente pour le système Ar+Ni.

### Propriétés énergétiques des particules de mi-rapidité.

La figure 2.3 montre la valeur des paramètres de température obtenus par un lissage des spectres en énergie des particules émises à mi-rapidité. Ces spectres ont été faits pour les particules émises autour de  $90^\circ$  dans le référentiel nucléon-nucléon. Les pentes sont montrées en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile déterminée par calorimétrie [2] (voir la contribution sur la courbe calorique). On remarque que ces pentes très élevées ( $>10$  MeV pour 52 MeV/u) sont peu dépendantes de l'énergie d'excitation du projectile. Elles croissent avec l'énergie incidente du projectile. Les températures de ces émissions de mi-rapidité estimées en utilisant la méthode des rapports isotopiques [3] sont elles aussi peu dépendantes de l'énergie d'excitation du projectile et croissent avec l'énergie incidente du projectile. Ceci suggère qu'un processus dynamique est à l'origine de ces émissions.

### Conclusions

On peut tirer de ces observations les conclusions suivantes:

- La quantité de particules émises à mi-rapidité dépend essentiellement du recouvrement géométrique du projectile et de la cible.

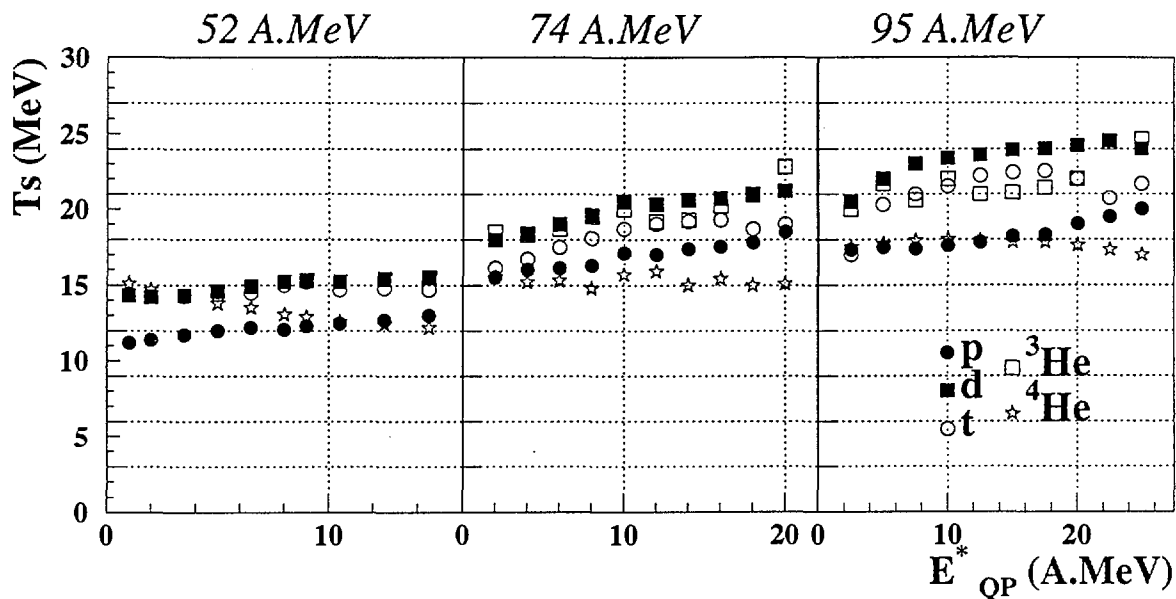


FIG. 2.3 - Paramètres de pente  $T_s$  des spectres en énergie des particules légères émises à mi-rapacité en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile, dans les collisions  $Ar + Ni$  pour des énergies incidentes de 52 MeV/u (à gauche), 74 MeV/u (au centre) et 95 MeV/u (à droite).

- Ces particules sont issues d'une zone plus riche en neutrons que le système total.
- L'énergie par nucléon déposée dans cette zone est indépendante de la violence de la collision, ce qui suggère un processus de production essentiellement dynamique.

Plusieurs scénarii compatibles avec ces observations peuvent être envisagés:

- L'émission de particules par collisions de première chance (émissions directes)
- L'émission de particules par une "boule de feu" produite par la zone de recouvrement (modèle participant-spectateur)
- L'émission par un col situé entre les deux "spectateurs" (zone de recouvrement étirée entre les deux "spectateurs")

Ces processus doivent probablement coexister. Des comparaisons à des calculs phénoménologiques (voir la contribution de D.Durand et S.C.Jeong) et dynamiques devraient permettre de préciser l'origine de ces émissions et de suivre la transition progressive des phénomènes de basse énergie (collisions très inélastiques, fusion) aux phénomènes de hautes énergies (modèle participant-spectateur).

#### Références:

- [1] T. Lefort, Thèse, Université de Caen, Juin 1997.

[2] Ma Y.G. et al, Physics Letters B390 (1997) 41.

[3] S. Albergo et al., Nuovo Cimento A89 (1985) 1.



FR9810230

## 2.1.2 Détermination du paramètre de flot latéral aux énergies intermédiaires

*D. Cussol, T. Lefort, J. Péter, F. Bocage, R. Bougault, R. Brou, J. Colin, D. Durand, E. Genouin-Duhamel, F. Gulminelli, J.F. Lecolley, N. Le Neindre, O. Lopez, M. Louvel, A.D. Nguyen, J.C. Steckmeyer, B. Tamain, E. Vient*

COLLABORATION INDRA :

IPN-ORSAY, DAPNIA-SACLAY, SUBATECH-NANTES, IPN-LYON, GANIL-CAEN

L'étude de l'écoulement de matière nucléaire dans le plan de réaction, encore appelé flot latéral, a pour objet d'extraire les paramètres de l'interaction nucléon-nucléon dans le noyau. Cette détermination repose sur la comparaison des mesures expérimentales avec des calculs dynamiques tels que Landau-Vlasov, BNV ou QMD. Il est donc essentiel de tester l'influence des méthodes de mesure de flot latéral sur la détermination des paramètres de l'interaction.

L'apport d'INDRA par rapport aux mesures déjà effectuées avec d'autres multidétecteurs est la séparation isotopique des particules légères, et les faibles seuils énergétiques et angulaires. En suivant l'évolution du flot latéral en fonction de l'énergie incidente et de la nature des particules, des contraintes supplémentaires sont imposées aux calculs dynamiques, ce qui permet en principe d'avoir une meilleure précision sur la détermination des paramètres de l'interaction.

### Le point sur les méthodes standard

Les méthodes standard de détermination du paramètre de flot semblent ne pas être adaptées aux énergies GANIL. En effet, le fait de déterminer un plan par particule en ne prenant pas en compte la particule d'intérêt induit des effets indésirables. Ceci peut être testé sur des simulations. Deux tests ont été conduits: un sur Ar + Ni à 74 MeV/u et un autre sur Xe + Sn à 50 MeV/u.

Les tests ont été effectués avec la méthode mise au point par Danielewicz et Odyniec [1], avec la méthode de Wilson [2], et avec la méthode du tenseur des moments.

Pour pouvoir suivre l'évolution des performances des différentes méthodes en fonction des valeurs du paramètre de flot, l'analyse est conduite sur des événements issus du générateur EUGENE dont le paramètre de flot est faible. On ne prend donc que les événements dont le paramètre d'impact est inférieur à 2 fm. Un flot fictif est alors appliqué en ajoutant à chaque particule un moment dépendant de la rapidité et compris dans le plan de réaction. Le paramètre de flot  $F$  ajouté varie de 0 à 90 MeV/c/A par pas de 10 MeV/c/A.

Chaque méthode de reconstitution du plan de réaction utilise les moments transverses des particules. Ces mêmes moments transverses étant ensuite projetés sur ce plan, un phénomène