

## Effet du terme de symétrie lors d'une collision d'ions lourds aux énergies intermédiaires

S. Turbide et le groupe des ions lourds de l'Université Laval  
*Laboratoire de Physique Nucléaire, Département de physique, Université Laval, Québec, Canada, G1K 7P4.*

### RÉSUMÉ

Le présent projet vise l'assemblage d'un code hybride (BUU-Clusterisation-GEMINI) de simulation de collisions binaires d'ions lourds aux énergies intermédiaires (20 – 100 MeV/nucléon) en vue d'obtenir la multifragmentation. Un terme correctif en isospin a été inséré dans le potentiel nucléaire du code dynamique BUU. Deux systèmes expérimentales ( $^{58}\text{Ni}+^{70}\text{Zn}$  et  $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Zn}$  @ 40 MeV/nucléon) se distinguant par la richesse en neutrons de la cible et du projectile ont été utilisés pour fin de comparaison. La section efficace in-medium de même que le terme correctif en isospin (qui a une grande influence sur l'équation d'état de la matière nucléaire) semblent nécessaire pour reproduire le ratio  $t^3\text{He}$  associé au Quasi-Projectile (QP).

### I. INTRODUCTION

L'un des sujets intenses de recherche en physique nucléaire en cours des dernières années est l'effet de l'isospin sur le comportement de la matière nucléaire. Afin d'isoler les effets d'isospin, on crée des modèles théoriques qui incorporent des termes d'isospin. S'il s'avère que la comparaison avec l'expérience est bonne, alors cela valide les termes insérés dans les modèles. Le but du présent travail est de vérifier la validité d'un terme correctif en isospin inséré dans le potentiel nucléaire. Un code hybride de simulation, incorporant le terme correctif, a été comparé aux résultats expérimentaux de collisions nucléaires. Il sera discuté dans les pages qui suivent de la matière nucléaire, du modèle de collision, de l'expérience et de la comparaison entre le modèle et l'expérience.

### II. MATIÈRE NUCLÉAIRE

La matière nucléaire est représentée par un milieu infini de nucléons : il n'y a donc aucun effet de surface. On y néglige la force de coulombienne et l'on modélise le milieu par un gaz de Fermi. Expérimentalement, on connaît deux caractéristiques de la matière nucléaire symétrique en isospin :

- $\rho_0 = 0.160 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3}$  = densité de saturation
- $E_B(\rho_0) = -16.0 \pm 0.2 \text{ MeV/N}$  = énergie de liaison à  $\rho_0$

Une courbe qui renseigne beaucoup sur le comportement de la matière nucléaire est l'équation d'état, c'est-à-dire, l'énergie de liaison en fonction de la densité. Pour un gaz de A nucléons, on obtient l'énergie de liaison par :

$$E_B = \frac{1}{A} \sum_j \left( \frac{p_j^2}{2m} + U_j(\rho) \right) \quad (1)$$

où  $U_j$  est la contribution de la particule  $j$  à l'énergie potentielle du milieu de densité  $\rho$ , que l'on paramétrise par :

$$U_j = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma \quad (2)$$

Donc, pour évaluer l'équation d'état, nous avons 3 paramètres à évaluer ( $\alpha, \beta$  et  $\gamma$ ), et nous avons 3 conditions :

- $\rho_0 = 0.160 \pm 0.005 \text{ fm}^{-3}$
- $E_B(\rho_0) = -16.0 \pm 0.2 \text{ MeV/N}$
- compressibilité de la matière nucléaire (K)

Pour une matière nucléaire assymétrique en isospin (inégalité du nombre de protons et du nombre de neutrons), on insère un terme correctif dans le potentiel nucléaire, que l'on paramétrise par [1] :

$$U_{\text{sym}} = -2C \frac{\rho}{\rho_0} \delta \tau_z \quad (3)$$

Où  $\delta = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho}$  est l'excès relatif de neutrons.

$\rho_n$  et  $\rho_p$  sont la densité de neutrons et de protons et  $\tau_z$  est la troisième composante d'isospin et  $C = 32 \text{ MeV}$ .

La figure 1 montre l'effet du terme correctif de symétrie sur l'équation d'état de la matière nucléaire. On voit bien l'évolution de l'équation d'état en fonction de  $\delta$ : pour  $\delta=0$  (matière symétrique en isospin), le terme correctif n'a aucune influence et la matière nucléaire possède les caractéristiques connues ( $\rho_0$  et  $E_B(\rho_0)$ ). Mais pour  $\delta \neq 0$ , l'énergie de liaison diminue de même que la densité de saturation.

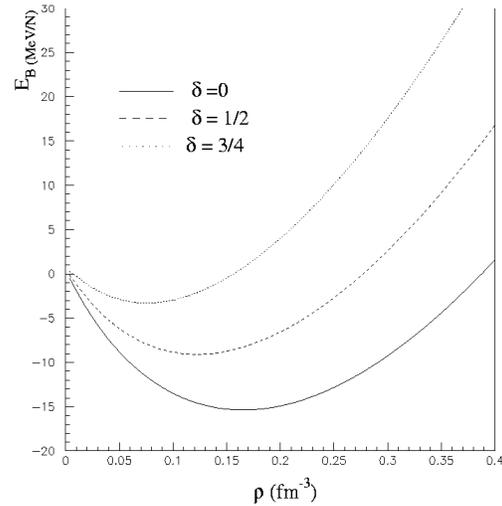


Figure 1 : Équation d'état de la matière nucléaire pour trois différents excès de neutrons :  $\delta = 0$  (matière symétrique),  $\delta = 0.5$  et  $\delta = 0.75$ .

Il faut tester le terme correctif  $U_{\text{sym}}$  ajouté. Pour ce, il faudrait tester le comportement de la matière nucléaire assymétrique sous des hautes conditions de densité et vérifier si  $U_{\text{sym}}(\rho)$  peut décrire ce comportement. Malheureusement, on n'a pas accès à la matière nucléaire expérimentalement. On retrouve des conditions de matière nucléaire dans des phénomènes astrophysiques comme les supernovae, mais ce sont de biens rares phénomènes. Comme méthode alternative, nous utilisons les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Ces collisions entraînent également les nucléons à de hautes conditions de pression et de densité, mais il faudra garder en tête que ce ne sera qu'une approximation de la matière nucléaire puisqu'il va entrer en jeu des effets de surface non-négligeables, causés par la taille fini des noyaux.

### III. MODÈLE DE COLLISION

On suppose qu'une collision peut être séparée en deux étapes: une partie dynamique et une partie statistique. La

partie dynamique constitue la première partie de la collision. On suppose que le temps entre chaque collision nucléons-nucléons est trop court pour permettre un équilibre du système et on ne peut ainsi définir des quantités thermodynamiques comme la température. La partie statistique survient lorsque le système entre dans un équilibre thermodynamique et on suppose que cet équilibre survient lorsque la phase de collisions prend fin (séparation des noyaux résiduelle).

Le code dynamique utilisé est BUU (Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck) [2] dont l'équation de transport est :

$$\partial f/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f - \nabla_{\mathbf{r}} V \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f = (\delta f/\delta t)_{\text{coll}} \quad (4)$$

où  $f=f(\mathbf{r},\mathbf{p},t)$  est la fonction de répartition. Selon ce modèle, les particules peuvent interagir de deux façons: par le champ moyen  $V$  et par les collisions résiduelles, dont le terme de collision est  $(\delta f/\delta t)_{\text{coll}}$ . Lorsque l'on pose  $(\delta f/\delta t)_{\text{coll}} = 0$ , nous obtenons l'équation de Vlasov. Le potentiel  $V$  est défini par:

$$V = \int v d^3r \quad (5)$$

où  $v$  est la densité de potentiel. L'énergie potentielle par particule est défini par:

$$U = \frac{\partial v}{\partial \rho} = \alpha(\rho/\rho_0) + \beta(\rho/\rho_0)^\gamma + U_{\text{sym}} \quad (6)$$

Le terme correctif à valider est donc inséré ici. Pour résoudre l'équation BUU, on pose tout d'abord  $(\delta f/\delta t)_{\text{coll}} = 0$ , et l'on résout l'équation de Vlasov. Par la suite, on ajoute le terme de collisions.

#### A. Vlasov

On attribue à chaque particule une fonction de répartition  $f_i$ , on supposant

l'indépendance de la distribution spatiale de celle en impulsion :

$$f_i(\mathbf{r},\mathbf{p}) = R(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)P(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i) \quad (7)$$

On utilise par la suite la méthode des test-particules : on insert  $Q$  test-particules par particules.  $Q$  représente des événements parallèles, c'est-à-dire  $Q$  événements évoluant simultanément, mais qui interfèrent par le champ moyen. Le champ moyen est donc le potentiel moyenné sur tous les événements parallèles. La fonction de répartition totale pour  $Q$  systèmes de  $A$  nucléons sera calculée selon :

$$f(\mathbf{r},\mathbf{p}) = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^{QA} R(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)P(\mathbf{p}-\mathbf{p}_i) \quad (8)$$

Les formes données aux distributions  $R$  et  $P$  sont les suivantes, selon la méthode LHV(Lattice Hamiltonian Vlasov) [3]:

$$R(\mathbf{r}) = g(x)g(y)g(z)/(ndx)^6 \quad (9)$$

$$g(x) = (ndx - |x|)\Theta(ndx - |x|) \quad (10)$$

$$P(\mathbf{p}) = \delta(\mathbf{p}) \quad (11)$$

où  $dx$  est la largeur d'une cellule dans BUU,  $n$  est un nombre entier qui détermine le nombre de cellules qu'une particule couvre,  $\Theta$  est la fonction d'Heaviside et  $\delta$  est la fonction de Dirac. On peut ainsi obtenir  $f(\mathbf{r},\mathbf{p})$ , que l'on insère dans l'équation de Vlasov, qui ne sera satisfaite que si les particules se déplacent selon les équations de mouvement suivantes :

$$\dot{\mathbf{r}}_i = \frac{\mathbf{p}_i}{m} \quad (12)$$

$$\dot{\mathbf{p}}_i = -\int U(\mathbf{r}) \frac{\partial R(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i)}{\partial \mathbf{r}_i} d\mathbf{r} \quad (13)$$

L'équation Vlasov se résume donc à déplacer les particules selon ces équations de mouvement. L'énergie est d'ailleurs conservée très précisément au cours du temps.

## B. Collisions

On boucle sur toutes les paires de particules et on ne retient que celles qui sont à une distance inférieure à la portée de la force nucléaire (1-2 fm). La probabilité de collision sera fonction de la section efficace expérimentale. Maintenant, en simulation, on utilise de plus en plus la section efficace réduite ou « in-medium », qui tient compte de la densité autour des particules qui diffusent. Cela tient compte en moyenne de l'occupation des états avoisinant et effectue donc un blocage de Pauli moyen. On paramétrise  $\sigma_{in-medium}$  par une série de Taylor autour de  $\rho=0$  [4]:

$$\begin{aligned} \sigma_{in-med}(\rho) &= \sigma_{in-med}(0) + \rho \left. \frac{\partial \sigma_{in-med}(\rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho=0} + \dots \\ &\approx (1 + \alpha \frac{\rho}{\rho_0}) \sigma_{in-med}(0) \end{aligned} \quad (14)$$

où  $\alpha$  est évalué à  $-0.2$ . Lorsque la simulation BUU prend fin, on ne peut utiliser un code de désexcitation statistique aussitôt, puisque le résultat de BUU est une distribution de nucléons et non une distribution de fragments. Il nous faut alors utiliser un code de reconnaissance de fragments (code de « clusterisation ») que l'on a du construire. Trois objectifs étaient fixés en construisant le code :

- conserver l'énergie
- délimiter les surfaces
- que la méthode de « clusterisation » soit indépendante du temps où l'on arrête BUU.

Tout d'abord, il faut savoir que BUU ne conserve l'énergie que globalement, c'est-à-

dire que l'énergie de chaque événement n'est pas conservée au cours du temps. Ainsi, faire la « clusterisation » événement par événement ne conserverait pas l'énergie (chaque événement aurait une énergie différente). On construit plutôt la fonction de répartition  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  à partir de la distribution finale de BUU. Ensuite, pour chaque événement, on sélectionne les nucléons selon  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$  et on accepte finalement l'événement que si son énergie est comprise entre  $E_{min}$  et  $E_{max}$ , où  $E_{max} - E_{min} \sim 0.15$  MeV/N.

Pour bien discriminer la surface des noyaux, on suit la méthode proposée par Garcia-Solis et Mignerey [5]. On construit des « Kernels », des cellules de haute densité inter-connectées. Cette méthode nous permet de bien séparer deux noyaux en contact, : si la seule condition pour former des fragments était la proximité des particules, on aurait alors qu'un seul gros noyau. Mais puisque la densité de nucléons est plus grande au centre des noyaux qu'à la surface, il n'y a des cellules de haute densité qu'au centre des deux noyaux ; on retrouvera alors deux distributions de cellules de haute densité bien séparées, ce qui nous permet de bien séparer les deux noyaux en contact.

Pour que la « clusterisation » soit indépendante du temps de coupure de BUU, il faut tenir compte des corrélations en impulsion des particules. Par exemple, à un instant  $t$ , prenons deux particules à proximité en position mais avec une grande vitesse relative. Quelque instants plus tard, les deux particules auront vaincu leur attraction et se seront beaucoup éloignées l'une de l'autre. On constate par cet exemple, que la simple condition de proximité spatiale n'est pas suffisante, puisque qu'au temps  $t$ , les deux particules forment un noyau alors qu'à l'instant suivant, elles sont tout à fait indépendantes. Donc, pour que la « clusterisation » ne dépende pas trop du

temps ( sur une courte échelle), il faut s'assurer que les particules soient liées avant de les inclure dans un même noyau. Ainsi, on acceptera un « Kernel » que s'il satisfait la condition de liaison :

$$E_B < 0 \quad (15)$$

où  $E_B$  est l'énergie de liaison du « Kernel ».

Finalement, pour chaque « Kernel », on bouclera sur ses particules avoisinantes (extérieures) afin de vérifier si d'autres particules peuvent être incluses dans la constitution du noyau. Pour ce, on suppose que le « Kernel » est suffisamment gros, et que l'on peut ainsi se transposer dans le formalisme grand-canonique. On suppose donc que le premier système, constitué par le « Kernel », agit comme un bassin de chaleur, en fixant la température et le potentiel chimique du deuxième système constitué par la particule extérieure d'énergie relative  $\epsilon$ . La probabilité qu'une particule se trouve dans le système 2 avec l'énergie relative  $\epsilon$  est donnée par :

$$P(\epsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\epsilon - \mu)/T}} \quad (16)$$

où  $\mu$  et  $T$  sont le potentiel chimique et la température (MeV). Finalement, lorsque la « clusterisation » prend fin, pour chaque noyau nous avons la masse, la charge, l'énergie d'excitation, le moment angulaire et l'impulsion.

Nous insérons par la suite ces fragments dans un code de désexcitation statistique. Le code utilisé fut GEMINI [6], qui désexcite les noyaux chauds par émissions séquentielles de particules. GEMINI contient deux formalismes de base :

- le processus Hauser-Feshback [7] pour la désexcitation par émissions de petits fragments ( $z < 3$ ) ;
- l'état transitoire [8] pour l'émission de fragments plus lourds.

L'étape finale de la simulation de la collision consiste à insérer les fragments fournis par GEMINI dans un filtre expérimentale, c'est-à-dire un programme qui représente la disposition de détecteurs dans le laboratoire ainsi que les seuils en énergie de ces détecteurs.

#### IV. COLLISIONS EXPÉRIMENTALES

L'expérience a été effectuée au cyclotron de l'Université Texas A&M en mars 1999 par le groupe des ions lourds de l'Université Laval, avec le système de détection HERACLES de l'Université Laval. Les systèmes furent les suivants :

- $58\text{Ni} + 70\text{Zn} @ 40 \text{ MeV/N}$
- $64\text{Ni} + 64\text{Zn} @ 40 \text{ MeV/N}$

Ces deux systèmes ont le même nombre de protons et le même nombre de neutrons, mais le ratio neutron/proton des projectiles(cibles) sont différents. Les différences observées entre les deux systèmes devraient alors être causées par des effets d'isospin. Une observable qui s'est avérée intéressante est le ratio triton/ $^3\text{He}$  associé au QP (quasi-projectile) en fonction du paramètre d'impact reconstruit. Le QP est ce qu'il reste du projectile après la phase de collisions et avant la phase de désexcitation. Le paramètre d'impact expérimental est construit de la façon suivante :

$$b_{\text{exp}} = \frac{\sum_i P_{i \parallel}^{\text{cm}}}{P_{\text{proj}}^{\text{cm}}} b_{\text{max}} \quad (17)$$

où  $P_{proj}^{cm}$  est l'impulsion du projectile dans le centre de masse,  $P_{i||}^{cm}$  est l'impulsion longitudinale de la particule  $i$  dans le centre de masse et  $b_{max}$  correspond au paramètre d'impact maximal, soit la somme du rayon de la cible et du projectile. Donc, dans la limite où  $b_{exp}$  tend vers  $b_{max}$ , on s'attend à retrouver la voie d'entrée : puisque  $^{64}Ni$  a un ratio  $N/Z$  plus élevé que  $^{58}Ni$ , le ratio  $t/{}^3He$  devrait être plus élevé pour  $^{64}Ni$ . Mais pour les paramètres d'impacts plus faibles, le ratio devrait dépendre de l'efficacité du transfert de nucléons entre les deux noyaux.

## V. RÉSULTATS

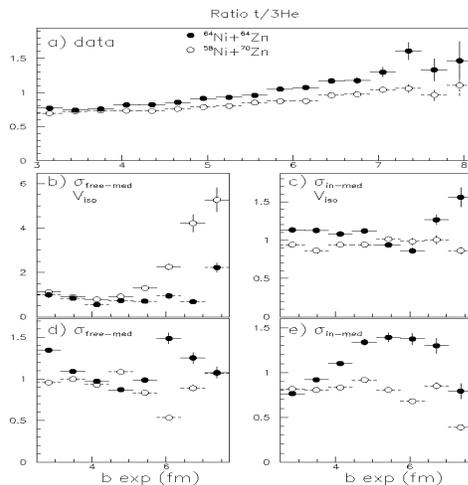


Figure 2 : ratio triton/ ${}^3He$  associé au QP pour 2 systèmes de collisions. Les résultats expérimentaux sont tracés dans la figure du haut (a), alors que les quatre autres figures représentent quatre cas de simulation. Ces cas sont b) ( $\sigma_{free-med}, V_{iso}$ ), c) ( $\sigma_{in-med}, V_{iso}$ ), d) ( $\sigma_{free-med}$ ) et e) ( $\sigma_{in-med}$ ).

La figure 2 montre le ratio  $t/{}^3He$  pour les résultats expérimentaux de même que pour 4 cas de simulation.  $\sigma_{free-med}$  correspond à  $\sigma_{in-med}(\rho=0)$  et  $V_{iso}$  signifie que le terme correctif en isospin fut inséré dans la simulation. La coupure appliquée sur le système pour associer les particules au QP est  $v_z^{cm} > 0$ .

Expérimentalement, on voit que  $t/{}^3He$  est supérieur pour le système du projectile  $^{64}Ni$  pour les grands paramètres d'impact, mais que les deux systèmes tendent vers la même valeur de  $t/{}^3He$  pour les faibles paramètres d'impact.

On peut voir une tendance se dégager à partir des cas de simulation. Dans le cas ( $\sigma_{free-med}, V_{iso}$ ), il y a beaucoup plus de collisions nucléons-nucléons à cause de  $\sigma_{free-med}$ , ce qui augmente le transfert de nucléons entre les deux noyaux. De plus le terme correctif en isospin a pour effet de tenter d'équilibrer le ratio  $N/Z$  entre les deux noyaux. Donc, ce cas constitue la situation optimum de transfert de nucléons, de telle sorte que le ratio s'est inversé. Dans le cas opposé ( $\sigma_{in-med}$ ), il y a moins de collisions nucléons-nucléons et le terme correctif n'est pas inséré : il y a donc peu de transfert de nucléons entre les deux noyaux et l'on retrouve la voie d'entrée sur presque toute la gamme de paramètres d'impact. Malgré tout, ce cas décrit bien la tendance pour les collisions plus centrales: les deux systèmes ont la même valeur de ratio, valeur qui correspond à la valeur expérimentale  $\sim 0.8$ . Le cas intermédiaire ( $\sigma_{in-med}, V_{iso}$ ) à équilibrer un peu trop les deux systèmes aux collisions semi-périphériques, ce qui nous porte à croire que  $V_{iso}$  est trop fort pour ces paramètres d'impact.

Selon, les résultats, il semble qu'un terme correctif en isospin soit nécessaire pour traduire la tendance à haut paramètre d'impact, mais il semble que le terme posé ici est un peu trop fort. Un terme idéal devrait donc avoir une faible influence pour les collisions centrales (haute densité) et semi-centrale mais une plus grande influence pour les collisions périphériques (faible densité). Il serait alors intéressant d'utiliser un terme isospin dont le valeur  $C$  (éq. 3) ne

serait pas une constante mais dépendrait de la densité[9].

## VI. CONCLUSION

En conclusion, nous avons vu que le terme correctif avait une grande influence sur l'équation d'état de la matière nucléaire. Nous avons également constaté que  $\sigma_{in-med}$  diminuait le nombre de collisions et que le terme correctif en isospin favorisait l'équilibre du ratio N/Z entre les deux noyaux. Il semble clairement qu'un terme de symétrie soit nécessaire pour les collisions semi-périphérique et périphériques, mais le terme testé dans ce travail est un peu trop fort. Il serait alors intéressant de pondérer la force de ce terme par la densité et de vérifier l'effet sur les ratios de particules.

## Références

- [1] M.B. Tsang, G.F.Bertsch, W.G.Lynch and M.Tohyama, Phys. Rev. C 40, 1685(1989)
- [2] G.F.Bertsch and S. Das Gupta, Phys. Rep. 160 (1988) 191
- [3] R.J.Lenk and V.R.Pandharipande, Phys.Rev. C 39, 2242 (1989)
- [4] D.Klakow, G.welke and W.Bauer, Phys. Rev C 48, 1982 (1993)
- [5] E.J.Garcia-Solis and A.C.Mignerey, Phys. Rev. C 54, 276 (1996).
- [6] R.J.Charity et al. Nucl. Phys. A 483, 371 (1988)
- [7] W.Hauser and h.Feshbach, Phys. Rev 87, 366 (1952)
- [8] L.Moretto, Nucl. Phys. A 247 (1975) 211
- [9] M.Colonna, M.Di Toro, G. Fabbri and S. Maccarone, Phys. Rev. C 57 1410 (1998)