

# Etude de noyaux au-delà de la limite de stabilité par mesure de la masse invariante des fragments

T. Zerguerras<sup>1</sup>, B. Blank<sup>2</sup>, Y. Blumenfeld<sup>1</sup>, T. Suomijärvi<sup>1</sup>, M. Thoennessen<sup>3</sup>, D. Beaumel<sup>1</sup>, M. Chartier<sup>2</sup>, M. Fallot<sup>1</sup>, J. Giovinnazzo<sup>2</sup>, C. Jouanne<sup>2</sup>, V. Lapoux<sup>4</sup>, I. Lhenry-Yvon<sup>1</sup>, W. Mittig<sup>5</sup>, P. Roussel-Chomaz<sup>5</sup>, H. Savajols<sup>5</sup>, J.A. Scarpaci<sup>1</sup>, A. Shrivastava<sup>1</sup>

1/ Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay, France

2/ CEN Bordeaux-Gradignan, Le Haut-Vigneau, F-33175 Gradignan Cedex, France

3/ NSCL, Michigan State University, East Lansing, MI48824, USA

4/ SphN, DAPNIA, CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette Cedex, France

5/ Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, B.P. 5027, F-14076 Caen Cedex, France

## Abstract

In an experiment at GANIL, we studied nuclei beyond the proton drip line by determining the missing mass spectrum from complete kinematics measurements of the reaction products. Coincidences between the heavy recoils detected in the SPEG spectrometer and one or two protons detected with the MUST array mounted in the SPEG reaction chamber allowed to study one- and two-proton emission from unbound nuclei.

### 1) Introduction

L'étude des noyaux au-delà de la limite de cohésion nucléaire donne accès à certains effets non présents dans des noyaux liés ou cachés par d'autres phénomènes au niveau nucléaire. Un de ces effets est la forte brisure de la symétrie miroir due à la grande différence en énergie de liaison entre les deux noyaux miroir. Un autre effet est l'apparition de la radioactivité deux-protons.

Pour étudier des noyaux riches en protons (avec une masse inférieure à  $A=20$ ) à ou au-delà de la limite de cohésion nucléaire, nous avons utilisé [1] la fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{24}\text{Mg}$  à 95 MeV/nucléon. Après fragmentation dans une cible de carbone dans SISSI, les fragments riches en protons ont été collectés et séparés par le spectromètre ALPHA où un tri supplémentaire a été obtenu par l'insertion d'un dégradeur en plastique au niveau du plan dispersif du spectromètre. Ce système nous a permis d'obtenir un faisceau secondaire contenant uniquement du  $^{20}\text{Mg}$  (2%),  $^{18}\text{Ne}$  (87%) et  $^{17}\text{F}$  (11%). Ce faisceau a été ensuite transporté à l'entrée du spectromètre SPEG où une réaction secondaire a créé les noyaux non-liés d'intérêt. Ainsi des noyaux de  $^{19}\text{Na}$ ,  $^{18}\text{Na}$ ,  $^{16}\text{F}$  et  $^{15}\text{F}$  ont été étudiés par coïncidence ion lourd – proton ainsi que le noyau  $^{17}\text{Ne}$  au-delà de son seuil d'émission de deux protons par triple coïncidence proton-proton-ion lourd. Les protons ont été observés avec le détecteur MUST installé dans la chambre à réaction de SPEG et les ions lourds ont été détectés dans SPEG. Cette mesure permet de reconstruire la cinématique complète de la réaction et ainsi d'établir des spectres de masse invariante. Par ailleurs, dans le cas du  $^{17}\text{Ne}$ , la corrélation angulaire entre les deux protons a été déterminée. Selon le cas du noyau étudié, l'analyse utilisait une fenêtre d'analyse sur les différents ions arrivant sur la cible de réaction secondaire de béryllium.

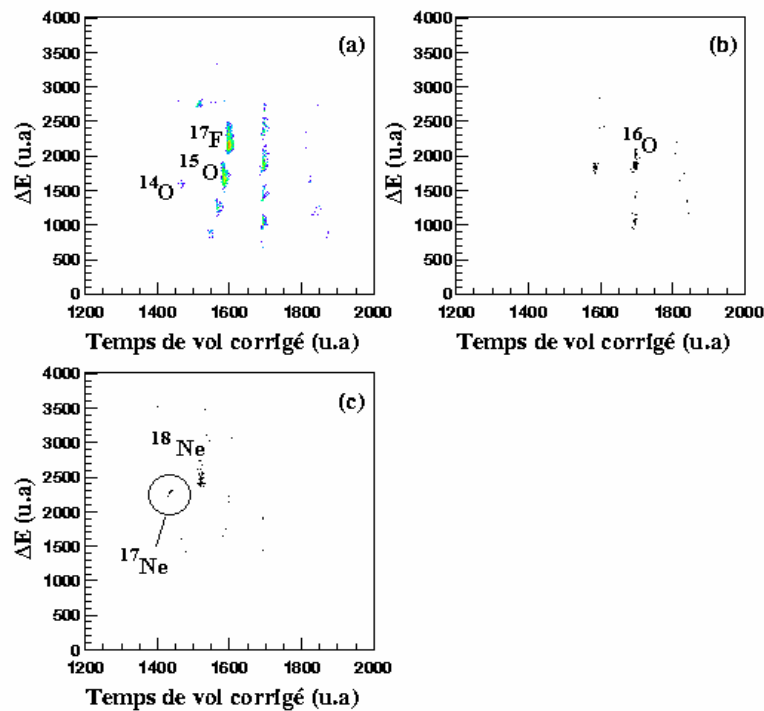
### 2) Etude des coïncidences noyau + 1p

Une reconstruction de la masse invariante a été effectuée pour des événements de coïncidences entre un noyau, détecté et identifié dans le spectromètre SPEG, et un proton, détecté dans un module du détecteur MUST. En utilisant l'indice 1 pour les données relatives au proton et l'indice 2 pour celles du noyau fils, la masse invariante s'exprime selon :

$$M = \sqrt{M_1^2 + M_2^2 + 2E_1E_2 - 2\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2}$$

avec  $E$ ,  $M$  et  $\mathbf{p}$  étant respectivement l'énergie cinétique, la masse et l'impulsion des particules. Cette procédure a été testée en mesurant l'énergie seuil pour l'émission de un ou deux protons des noyaux  $^{18}\text{Ne}$ ,  $^{17}\text{Ne}$  et  $^{17}\text{F}$  ainsi que la masse et le spectre connu du  $^{16}\text{F}$  et du  $^{19}\text{Na}$ .

Sur la figure 1 sont représentées les matrices d'identification des noyaux détectés dans le spectromètre, en coïncidence avec un proton détecté dans MUST, après sélection préalable des noyaux  $^{18}\text{Ne}$  (a),  $^{17}\text{F}$  (b) et  $^{20}\text{Mg}$  (c) dans le faisceau. Les noyaux du faisceau sont sélectionnés grâce à une méthode d'identification par  $\Delta E$ -temps de vol.



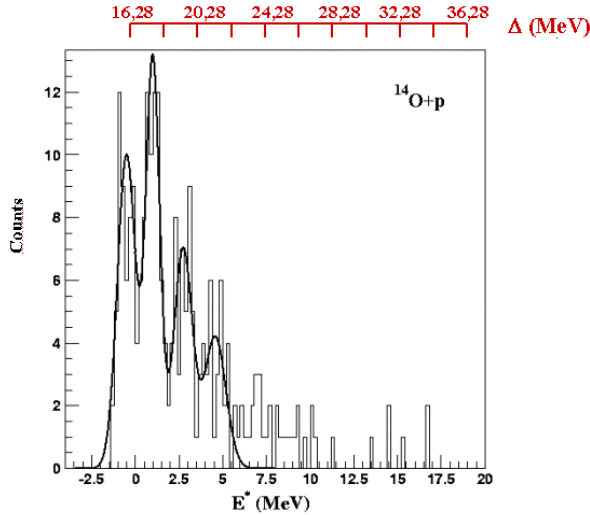
**Figure 1 :** Matrice d'identification perte d'énergie/temps de vol pour les noyaux détectés dans le spectromètre SPEG pour des événements de coïncidence noyau-proton. (a) Avec sélection du noyau  $^{18}\text{Ne}$  dans le faisceau incident. (b) Avec sélection de  $^{17}\text{F}$ . (c) Avec sélection de  $^{20}\text{Mg}$ .

### a) Coïncidences $^{14}\text{O}+p$

La figure 2 représente le spectre en énergie d'excitation reconstruit pour les événements de coïncidence  $^{14}\text{O}+p$ . En abscisse, le zéro a été pris à la valeur de l'excès de masse de l'état fondamental de  $^{15}\text{F}$ , à savoir 16,780 MeV [2].

Le premier pic (voir le tableau 1) que nous interpréterions comme correspondant à la formation de l'état fondamental de  $^{15}\text{F}$  est mesuré pour une valeur de l'excès de masse inférieure de 500 keV à celle donnée par Kekelis et al. [3]. En revanche, au vue les barres d'erreur, la largeur mesurée est en accord avec les mesures précédentes de Kekelis et al. L'écart relatif des deux premiers pics est de  $(1,50 \pm 0,07)$  MeV, ce qui est aussi en accord avec les mesures de Kekelis et al. Deux autres pics sont visibles et pourraient correspondre à des

états excités non connus de  $^{15}\text{F}$ . Si nous considérons son noyau miroir  $^{15}\text{C}$ , le troisième pic serait l'état miroir  $1/2^-$ , situé dans  $^{15}\text{C}$  à 3,103 MeV du fondamental. Selon nos données, cet état miroir serait situé à  $(3,23 \pm 0,21)$  MeV de l'état fondamental de  $^{15}\text{F}$ . Quant au quatrième pic, il pourrait s'agir de l'état miroir  $5/2^-$ , situé à 4,220 MeV du fondamental dans  $^{15}\text{C}$ , et estimé à  $(5,1 \pm 0,3)$  MeV de l'état fondamental dans  $^{15}\text{F}$ .

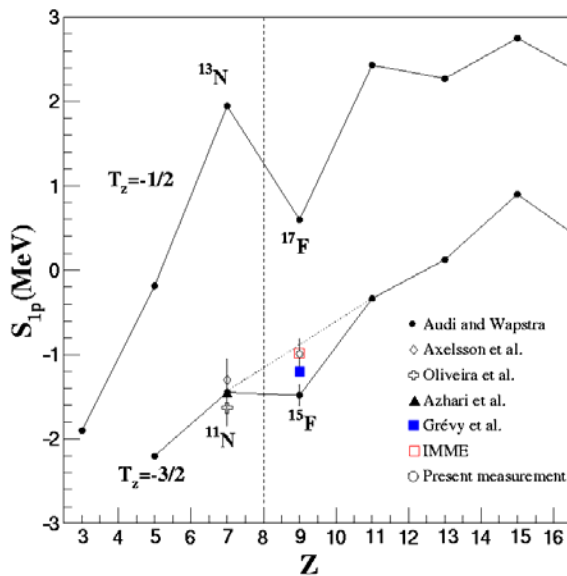


**Figure 2 :** Spectre en énergie d'excitation reconstruit pour des événements de coïncidences  $^{14}\text{O}$ -proton. Le zéro est pris à l'excès de masse de l'état fondamental de  $^{15}\text{F}$ , donné par les tables (voir texte). La courbe en noir est le résultat d'un ajustement sur une somme de quatre gaussiennes.

Pic	Position (MeV)	Largeur (MeV)
1	$\Delta_{g_s} = 16,28 \pm 0,08$ ( $E^*=0$ )	$1,23 \pm 0,22$
2	$E^* = 1,50 \pm 0,15$	$0,94 \pm 0,17$
3	$E^* = 3,23 \pm 0,21$	$1,25 \pm 0,34$
4	$E^* = 5,21 \pm 0,15$	$1,43 \pm 0,34$

**Tableau 1 :** Positions et largeurs des pics sur le spectre en énergie d'excitation des événements de coïncidences  $^{14}\text{O}+p$ . Pour l'état fondamental de  $^{15}\text{F}$ , la valeur de l'excès de masse, obtenue lors de notre expérience, est donnée.

Nous avons déduit de notre mesure de masse l'énergie de séparation  $S_p$  du  $^{15}\text{F}$ . Cette valeur est présentée dans la figure 3 avec d'autres valeurs pour des noyaux voisins. Pour les noyaux  $T_z = -1/2$ , la fermeture de couche  $Z=8$  est clairement visible par le décrochement des valeurs  $S_p$  à  $Z=9$ . Avec notre nouvelle mesure cet effet disparaît pour la chaîne des noyaux  $T_z$



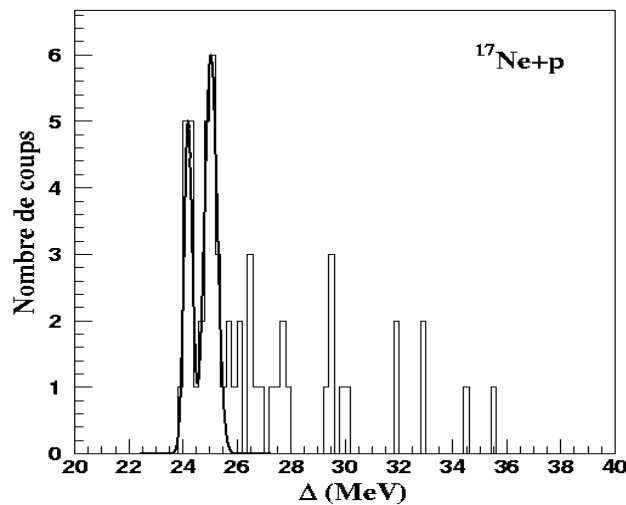
**Figure 3 :** Variation de l'énergie de séparation proton  $S_p$  en fonction du nombre de protons  $Z$  pour deux groupes de noyaux avec  $T_z = -1/2$  et  $T_z = -3/2$ . Notre nouvelle mesure ferait disparaître la fermeture de couche à  $Z=8$  visible par un décrochement de la valeur  $S_p$  à  $Z=9$ .

= -3/2. Ceci peut indiquer que la fermeture de couches a disparu pour les noyaux très riches en protons tels que  $^{15}\text{F}$ .

### **b) Coïncidences $^{17}\text{Ne}+p$**

Nous avons étudié les coïncidences entre un proton détecté dans MUST et un noyau  $^{17}\text{Ne}$  détecté dans SPEG, en sélectionnant les événements correspondant à la réaction d'un noyau de  $^{20}\text{Mg}$  sur la cible. Le but est de vérifier si l'état non lié  $^{18}\text{Na}$  est formé. La mesure expérimentale de la masse de ce noyau, ainsi qu'une estimation de sa largeur naturelle, sont d'un intérêt capital pour l'étude de l'émission de deux protons par  $^{19}\text{Mg}$ . Ce noyau serait en effet l'état intermédiaire au cas où l'émission de deux protons de  $^{19}\text{Mg}$  s'effectuerait selon un mécanisme séquentiel.

Le spectre obtenu est montré sur la figure 4 et semble présenter deux pics. L'ajustement effectué sur ces deux pics donne pour le premier pic une position de  $(24,190 \pm 0,05)$  MeV pour une largeur à mi-hauteur de  $(0,34 \pm 0,09)$  MeV et de  $(25,04 \pm 0,06)$  MeV avec une largeur de  $(0,54 \pm 0,13)$  MeV pour le second. Si le premier pic correspond au niveau fondamental, il serait assez éloigné des prédictions (autour de 25,5 MeV). Ce décalage s'explique par le fait que le noyau fils  $^{17}\text{Ne}$  est produit dans son premier état excité situé à 1,288 MeV [4], qui décroît par émission  $\gamma$ . Le premier pic caractérise alors une décroissance proton de  $^{18}\text{Na}$  vers le premier état excité de  $^{17}\text{Ne}$ . Le second pic est plus difficile à interpréter, car la différence en énergie entre les deux pics ne correspond pas à la différence en énergie entre l'état fondamental et le premier état excité du  $^{17}\text{Ne}$ . Il pourrait alors s'agir de la décroissance d'un état excité du  $^{18}\text{Na}$  vers le fondamental ou un état excité du  $^{17}\text{Ne}$ .



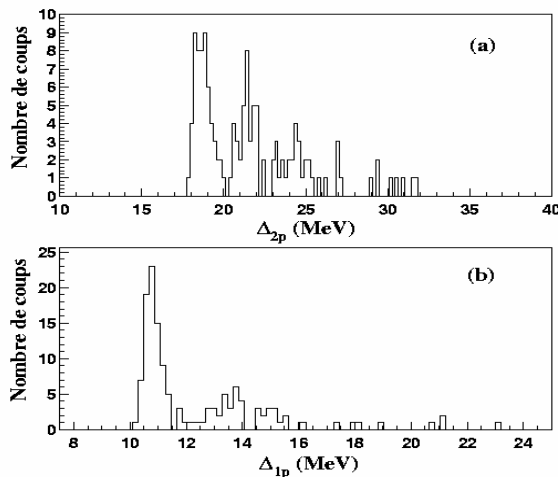
**Figure 4 :** Spectre en excès de masse reconstruit pour des événements de coïncidences proton- $^{17}\text{Ne}$  en sélectionnant  $^{20}\text{Mg}$  dans le faisceau. La courbe est le résultat d'un ajustement sur une somme de deux gaussiennes.

### **2) Etude des coïncidences noyau+ 2p**

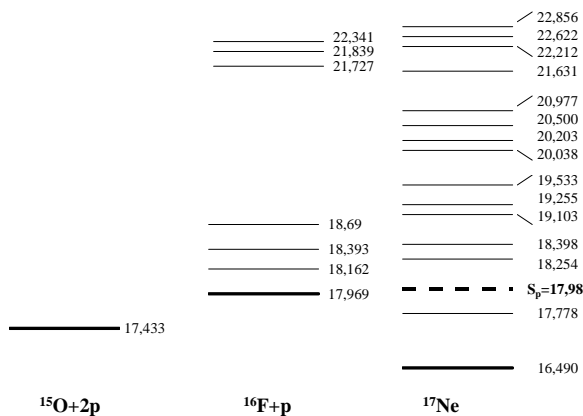
Une analyse des cas d'événements de coïncidences entre un noyau détecté dans SPEG et deux protons détectés dans MUST a été effectuée. Excepté pour  $^{15}\text{O}$ , la statistique était malheureusement trop faible. Le  $^{17}\text{Ne}$  étant un noyau lié, la mesure des coïncidences  $^{15}\text{O}+2p$  permet d'étudier la décroissance par émission de protons de ses états excités. L'état excité à

1,288 MeV est un cas particulièrement intéressant car il serait susceptible de décroître par l'émission isotrope de deux protons ou par une émission de  $^2\text{He}$  [5].

Deux spectres ont été reconstruits (figure 5) : le spectre (a) correspond à la reconstruction complète de l'excès de masse à partir des trois projectiles détectés ; le spectre (b) correspond à une reconstruction de l'excès de masse à partir d'un proton détecté et le noyau résiduel  $^{15}\text{O}$ . Sur le spectre (a), on n'observe pas d'événements à la position du premier état excité de  $^{17}\text{Ne}$ , ce qui indique qu'aucun événements correspondant à une décroissance par émission de deux protons n'est détecté. En revanche, un pic est visible aux alentours des premiers états excités au-dessus du seuil d'émission proton de  $^{17}\text{Ne}$ , dont le schéma de niveau [4] est représenté sur la figure 6. Comme la décroissance séquentielle est énergétiquement permise, l'interprétation la plus probable serait que ces états décroissent par l'émission d'un proton vers  $^{16}\text{F}$ , non lié, qui décroît à son tour en émettant un proton. Sur le pic de reconstruction de l'excès de masse partielle, un pic est visible à une position qui coïncide avec la formation de  $^{16}\text{F}$  dans son état fondamental ou un de ses premiers états excités. Il semble que nous détectons des événements de décroissance séquentielle à partir d'un état excité de  $^{17}\text{Ne}$ , au-delà du seuil d'émission proton.

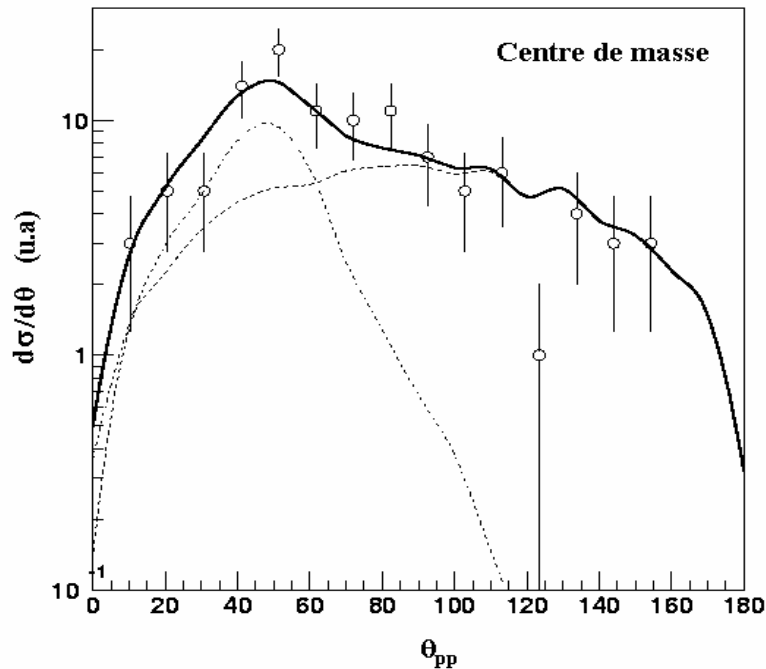


**Figure 5 :** (a) Spectre de l'excès de masse reconstruit pour les trois particules détectées ( $^{15}\text{O}$  et les deux protons). (b) Spectre de l'excès de masse partiel reconstruit avec un des deux protons détectés et  $^{15}\text{O}$ .



**Figure 6 :** Schéma de niveau pour  $^{17}\text{Ne}$  [4],  $^{16}\text{F}$  et  $^{15}\text{O}$ .

Pour confirmer l'hypothèse d'une décroissance séquentielle, nous avons également construit une distribution en angle relatif des deux protons dans le centre de masse à trois particules. La figure 7 montre cette distribution. L'allure globale se rapproche d'avantage d'une distribution isotrope, mais on observe toutefois la formation d'un pic aux alentours de  $50^\circ$ . Nous avons comparé cette distribution expérimentale aux calculs de simulation, en considérant les trois mécanismes possibles pour l'émission de deux protons pour l'état à 2,63 MeV d'énergie d'excitation de  $^{17}\text{Ne}$  (excès de masse de 19,1 MeV). Cet état a été choisi, car il serait dans un bon état de spin et de parité ( $5/2$  ou  $7/2$ ) [4] pour pouvoir décroître selon une émission  $^2\text{He}$ . L'hypothèse d'une décroissance par émission séquentielle non corrélée pure se rapproche le plus de l'allure de la distribution expérimentale sans toutefois la reproduire complètement, notamment autour de  $50^\circ$ . La distribution obtenue en supposant une décroissance selon une émission  $^2\text{He}$  pure est quant à elle en désaccord avec les données.



**Figure 7 :** Comparaison de la distribution expérimentale en angle relatif des deux protons dans le centre de masse en combinant l'émission séquentielle (65%) et l'émission  $^2\text{He}$  (35%) (courbe noire). La courbe en traits pointillés longs correspond aux 65% de l'émission séquentielle, celle en trait-point alterné aux 35% de l'émission  $^2\text{He}$ .

Nous avons donc tenté d'interpréter les données comme un mélange d'événements provenant d'une émission  $^2\text{He}$  et d'une émission séquentielle. Dans cette hypothèse, la combinaison qui reproduit au mieux nos données correspond à un taux de décroissance d'environ 35% d'émission  $^2\text{He}$  et 65% d'émission séquentielle, ce qui indiquerait donc, de manière surprenante, l'existence d'une voie de décroissance  $^2\text{He}$ . Ces résultats sont illustrés sur la figure 7.

### 3) Conclusion

Les données présentées ici permettent d'apprécier la qualité des mesures des propriétés des noyaux au-delà de la limite de stabilité par la méthode de la masse manquante. Outre la masse de ces noyaux, leur structure nucléaire peut être déterminée en étudiant leur schéma de niveaux et les énergies de leurs états excités. Ces informations sont souvent difficilement accessibles par d'autres moyens. Cependant le coût de tout ceci est une résolution en énergie relativement limitée (250 keV).

### Références :

- [1] T. Zergueras, Thèse Université Paris 6, IPNO T 01-05
- [2] G. Audi, A.H. Wapstra, Nucl. Phys. A595, 409 (1995)
- [3] G.J. Kekelis et al., Phys. Rev. C17, 1429 (1978)
- [4] V. Guimaraes et al., Z. Phys. A353, 117 (1995)
- [5] M.J. Chromik et al., Phys. Rev. C55, 1676 (1997)