

### III. EXPERIENCES AU SYNCHROTRON SATURNE

#### SPECTROMETRIE $\gamma$ AVEC DES PROTONS DE HAUTE ENERGIE

*A  $^{40}\text{Ca}$  target was bombarded with 20, 30, 40 and 50 MeV protons. Gamma rays were detected in coincidence with the beam. A large number of lines on the  $\gamma$  energy spectra correspond to de-excitation of the first levels of A-4n nuclei, A being the target mass. Relative yields allow comparison of one nucleon, two nucleons, alpha and multiple alpha removal from the target to inelastic scattering. Comparison is also given with recent data from experiments performed with pions in flight and stopped pions.*

Lorsque des  $\pi^-$  de plusieurs centaines de MeV bombardent des cibles comme  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  ou  $^{60}\text{Ni}$  et qu'on mesure, en coïncidence avec le faisceau incident, le rayonnement gamma émis, on observe un grand nombre de raies caractéristiques de noyaux du type A-4n.

Ainsi, avec une cible de  $^{40}\text{Ca}$ , les raies les plus intenses observées résultent de la désexcitation des premiers états de  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Mg}$  etc.<sup>1,2)</sup>. Si la cible est  $^{27}\text{Al}$ , tout se passe comme s'il y avait éjection d'une particule  $^3\text{He}$  pour conduire à  $^{24}\text{Mg}$  puis éjection successive d'alpha pour former  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{16}\text{O}$ , etc.

Des résultats semblables ont été obtenus avec des  $\pi^+$  en vol<sup>3)</sup> ou lorsque des  $\pi^-$  ou des kaons sont stoppés dans la cible<sup>4,5)</sup>. Dans tous les cas on mesure des sections efficaces très grandes pour les réactions formant ces noyaux A-4n. Pour le moment, on ignore le mécanisme de ces réactions et on imagine mal comment retrouver par le calcul les sections efficaces mesurées.

C'est pourquoi il a paru intéressant de rechercher si un phénomène analogue était observable avec des protons comme particules incidentes. L'expérience a été réalisée auprès du synchrotron Saturne avec un faisceau parasite utilisé jusqu'ici dans des mesures intéressantes l'astrophysique nucléaire<sup>6)</sup>.

La cible était un bloc de calcium naturel (97% de  $^{40}\text{Ca}$ ) de dimensions  $10 \times 15 \times 5 \text{ cm}^3$  représentant environ  $10 \text{ g/cm}^2$  de matière. Des protons de 230, 325, 600 et 960 MeV ont successivement bombardé cette cible. Le faisceau a été obtenu de la façon suivante : aussitôt après le palier de haute fréquence pendant lequel le faisceau principal est extrait du synchrotron par éjection résonnante, au moment où la H.F. est coupée, on introduit une cible sur laquelle les protons qui restent encore dans la machine viennent tomber en spiralant. On obtient ainsi par diffusion (élastique ou inélastique) un faisceau parasite ayant l'énergie désirée, indépendant de l'utilisation principale de l'accélérateur et essentiellement constitué de particules récupérées.

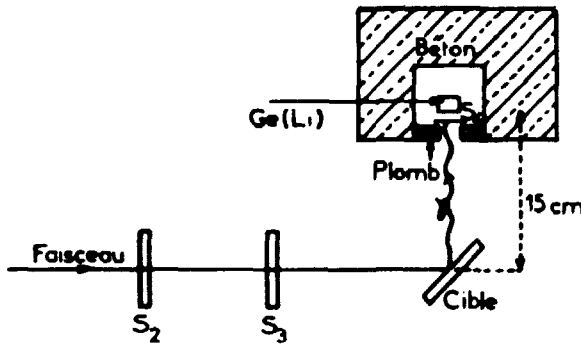


Fig. III.1

Ce faisceau est analysé par deux aimants et focalisé par des quadrupôles

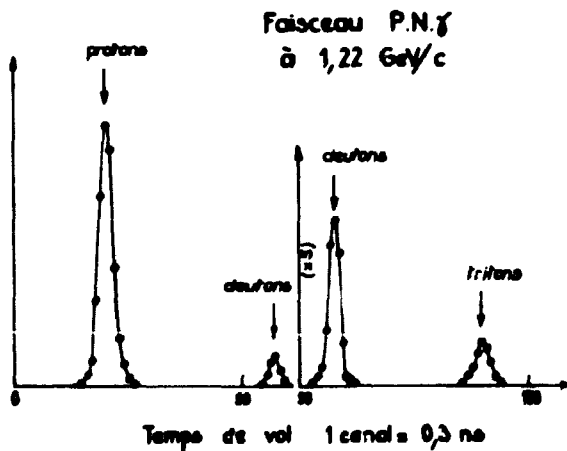


Fig. III.2

au centre du dispositif expérimental schématisé sur la figure III.1 : à un mètre devant la cible, sur le trajet du faisceau, deux scintillateurs  $S_2$  et  $S_3$  en coïncidence détectent le passage d'une particule chargée dont la nature est définie par une mesure de temps-de-vol depuis le scintillateur  $S_1$  placé 11 mètres en avant entre les deux aimants analyseurs d'impulsion. La figure III.2 présente un spectre des temps-de-vol mesurés avec le faisceau de protons de 600 MeV. On voit que ce faisceau contenait une contamination de deutons (10%) et de tritons (1%) mais ni  $\alpha$  ni  $^3\text{He}$ .

Les rayons  $\gamma$  sont détectés par une diode au germanium de  $85 \text{ cm}^3$  mise en coïncidence avec les scintillateurs  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  et en anticoincidence avec le scintillateur  $S_4$  qui détecte les particules chargées diffusées par la cible dans l'angle solide de la diode (fig. III.1). Seuls les neutrons ne sont pas éliminés dans la mesure. Leur détection par la diode, ainsi que la diffusion Compton des rayons  $\gamma$  produit le fond continu qui apparaît sur les spectres d'énergie (voir figure III.3). En effet, très peu de coïncidences fortuites ( $\sim 5\%$ ) ont été mesurées et le fond est essentiellement dû au faisceau dans la cible.

Ce fond, comme le montre la figure III.3, est particulièrement important dans les mesures à haute énergie. On l'a réduit en entourant le détecteur

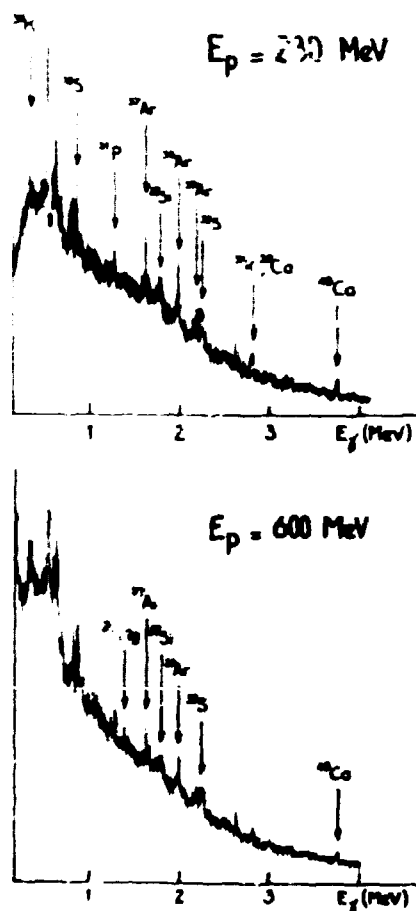


Fig. III.3

Ge(Li) d'une double protection : la première en plomb au contact immédiat de la diode était un collimateur de dimensions 50 x 30 x 15 cm<sup>3</sup> placé devant la cible ; la deuxième, plus éloignée, constituait une casemate de béton de dimensions intérieures 90 x 60 x 160 cm<sup>3</sup> avec des parois de 60 cm d'épaisseur renforcée du côté du faisceau par un mur de plomb de 30 cm. Le faisceau était focalisé sur la cible à 15 cm du détecteur  $\gamma$  sans qu'il touche à la protection. On a aussi réduit le fond en fixant une fenêtre de temps étroite (70 ns) dans le circuit de coïncidence pour éliminer les événements fortuits.

La figure III.3 présente les premiers résultats de cette expérience. A 230 MeV (les données à 325 MeV sont semblables) les transitions gamma les plus énergiques qui sont observées sur les spectres correspondent, d'une part, à la diffusion inélastique sur <sup>40</sup>Ca : la désexcitation du niveau à 3.73 MeV (3<sup>-</sup>) apparaît fortement, on voit aussi la transition 5<sup>-</sup> → 3<sup>-</sup> (0,754 MeV) ; d'autre part, on observe la désexcitation des deux premiers états (1/2<sup>+</sup> et 7/2<sup>-</sup>) des noyaux miroirs <sup>39</sup>K et <sup>39</sup>Ca qui pourraient être formés par l'arrachement direct d'un nucléon de la cible.

Les raies les plus intenses du spectre ont des énergies plus basses,

Tableau III.1

Sections efficaces de formation des noyaux résiduels par bombardement d'une cible de <sup>40</sup>Ca avec des protons et des pions. On suppose que la (ou les deux) plus basse(s) transition(s) est(sont) présente(s) dans la désexcitation de tous les niveaux des noyaux résiduels sauf le niveau fondamental. Les données relatives aux  $\pi^-$  en vol sont celles de la référence<sup>1)</sup>. Celles relatives aux  $\pi^-$  stoppés viennent de la référence<sup>4)</sup>.

| Noyau            | Transition $\gamma$<br>et énergie de la transition |   | Section efficace (nb) |         | $\pi^-$<br>720 MeV<br>(nb) | $\pi^-$<br>Stoppés<br>(nb) |
|------------------|--|---|-----------------------|---------|----------------------------|----------------------------|
|                  |  |   | $E_p = 230$ MeV       | 400 MeV |                            |                            |
| <sup>40</sup> Ca | 0  | 3 <sup>-</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 1,770                 | 13,6    | 3,2                        | 66                         |
|                  |  | 5 <sup>-</sup> - 3 <sup>-</sup>                       | 0,754                 | 1       | 0,8                        |                            |
| <sup>39</sup> K  | -p   | 1/2 <sup>+</sup> - 3/2 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> ) | 2,011                 | 9,7     | 3,2                        | 0,22                       |
|                  |  | 1/2 <sup>+</sup> - 5/2 <sup>+</sup>                   | 2,522                 | faible  | faible                     |                            |
| <sup>39</sup> Ca | -n   | 7/2 <sup>-</sup> - 3/2 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> ) | 2,791                 | 8,5     | 2,9                        | 77                         |
|                  |  | 1/2 <sup>+</sup> - 3/2 <sup>+</sup>                   | 2,672                 | faible  | faible                     |                            |
| <sup>38</sup> Ar | -2p  | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 2,107                 | 10,9    | 3,6                        | 1,07                       |
| <sup>38</sup> S  | -2n  | 1 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> )     | 0,330                 | 2,9     | 1,1                        |                            |
| <sup>37</sup> Ar | -2n <sup>3</sup>                                   | 7/2 <sup>-</sup> - 3/2 <sup>-</sup> (0 <sup>+</sup> ) | 1,011                 | 13,8    | 5,6                        | 22                         |
| <sup>37</sup> Cl | -n   | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 1,970                 | 16,0    | 16,0                       | 22                         |
| <sup>37</sup> S  | -2n  | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 2,330                 | 16,0    | 7,0                        | 115                        |
| <sup>36</sup> Ar | -3n  | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 1,700                 | 16,7    | 6,9                        | 66                         |
| <sup>36</sup> Cl | -2n  | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 1,370                 | 12      | 3,0                        | 36                         |
| <sup>36</sup> S  | -3n  | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 1,632                 | 11,3    | 11                         | 27                         |
| <sup>35</sup> S  | -(2p+n)  | 2 <sup>+</sup> - 0 <sup>+</sup>                       | 2,127                 | 6,3     | 3,1                        | 1,10                       |
| <sup>31</sup> P  | -(2np)   | 1/2 <sup>+</sup> - 1/2 <sup>+</sup> (0 <sup>+</sup> ) | 1,200                 | 11      | 5,7                        | 1,27                       |

comprises entre 1,2 et 2,3 MeV. Elles caractérisent la formation des noyaux résiduels suivants :  $^{38}\text{Ar}$  (4 raies sont observées),  $^{38}\text{K}$  (faiblement),  $^{37}\text{Ar}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{S}$  et  $^{28}\text{Si}$ . Sur le spectre mesuré à 600 MeV, où toutes ces raies se retrouvent, un pic supplémentaire apparaît à 1,37 MeV qui correspond à la désexcitation du niveau  $2^+$  de  $^{24}\text{Mg}$ .

L'ensemble des transitions gamma que nous avons observées et les noyaux résiduels auxquels elles ont été attribuées est résumé dans le tableau III.1. Nous avons utilisé le code SAMPO pour l'analyse des données. La résolution est de l'ordre de 5 keV à 1 MeV, en raison du long temps de comptage. On remarque qu'un grand nombre de pics sont élargis par effet Doppler. Une analyse fine de la position des pics a permis de retrouver, dans une limite inférieure à 2 keV, les énergies connues des raies  $\gamma$ , après calibration des spectres par des sources de  $^{56}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$  et  $^{232}\text{Th}$ . Les intensités relatives ont été obtenues à l'aide d'une efficacité du détecteur calculée pour la géométrie de l'expérience et également mesurée avec les sources radioactives étalonnées. Dans le tableau III.1, nous comparons ces intensités (nous supposons le rayonnement gamma isotrope) à celles qui ont été mesurées avec des pions comme projectiles.

Les premières conclusions que l'on peut tirer de ces résultats encore incomplets sont les suivantes <sup>6)</sup> :

. Comme dans le cas des pions, on observe avec des protons des sections efficaces très grandes pour la formation des noyaux  $A-4n$  :  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{28}\text{Si}$  et  $^{24}\text{Mg}$ , c'est-à-dire pour des réactions conduisant à l'enlèvement d'une ou de plusieurs particules alpha de la cible  $^{40}\text{Ca}$ . On peut estimer que la section efficace de l'ensemble de ces processus d'éjections de particules alpha représenterait environ la moitié de la section efficace totale de réaction.

. Malgré cette grande analogie entre les résultats relatifs aux pions en vol et aux protons, on observe des différences : les sections efficaces de protons sont plus faibles, la formation de  $^{37}\text{Ar}$ , qui correspondrait à l'éjection d'un  $^3\text{He}$  est favorisée avec les protons, comme dans le cas des pions à l'arrêt, mais à l'inverse de celui des pions en vol. D'une façon systématique, les noyaux résiduels du fond de la vallée de stabilité sont les plus abondants : ainsi  $^{39}\text{K}$  est plus abondant que  $^{39}\text{Ca}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  apparaît et pas  $^{37}\text{K}$ ,  $^{38}\text{Ar}$  est plus abondant que  $^{38}\text{K}$  et  $^{38}\text{Ca}$  n'est pas vu. Enfin, l'éjection de particules alpha semble favorisée lorsqu'on augmente l'énergie cinétique des protons, tandis que, dans le cas des pions, les sections efficaces de ce processus semblent les plus grandes pour la résonance à 220 MeV.

(J.P. Alard<sup>†</sup>, O. Artun, A. Baldit<sup>†</sup>, Y. Cassagnou, J.P. Costilhes<sup>†</sup>, J. Fargeix<sup>†</sup>, R. Legrain, N. Lisbona, G. Roche<sup>†</sup>, L. Roussel<sup>††</sup>, J.C. Tamain<sup>†</sup>)

Notes et références de la section III

+ De l'Université de Clermont-Ferrand.

++ Du DPh-N/BE, Saclay.

- 1) V.G.Lind et al., Phys. Rev. Letters, 1974, 32, p.479.
- 2) H.E.Jackson et al., Phys. Rev. Letters, 1973, 31, p.1353.
- 3) D.Ashery et al., Phys. Rev. Letters, 1974, 32, p.943.
- 4) H.D.Engelhardt, Thèse, Grenoble 1974.
- 5) P.D.Barnes et al., Phys. Rev. Letters, 1972, 29, p.230.
- 6) J.P.Alard et al., Lettere al Nuovo Cimento, 1974, 10, p.841.