

UNIVERSITE DE NANTES

---

INSTITUT DE PHYSIQUE

---



LABORATOIRE  
DE  
SPECTROSCOPIE  
NUCLEAIRE

RAPPORT INTERNE

LSNN - 78-05

SPECTROSCOPIE DU NOYAU  $^{28}\text{P}$  AU MOYEN DE LA REACTION ( $^3\text{He}, t$ )

B. RAMSTEIN, L.H. ROSIER et C. JEANPERRIN

Institut de Physique de Nantes

2, rue de la Houssinière

44072 NANTES CEDEX FRANCE

4

Institut de Physique Nucléaire

ORSAY - FRANCE

ABSTRACT : The energy levels of  $^{28}\text{P}$  were studied with the  $^{28}\text{Si}(\tau, t)^{28}\text{P}$  reaction at a bombarding energy of 35 MeV and 15 keV resolution (FWHM). Excitation energies were measured for 30 separated levels or multiplets with a precision of  $\approx 5$  keV up to 3.911 MeV and  $\approx 10$  keV up to 5.19 MeV (21 of these levels were precisely determined for the first time). Spectroscopic information was derived for 22 levels on the basis of the transferred-L shape analogy of their experimental angular distributions. Comparison was made with DWBA calculations. Some previous  $J^\pi$  ambiguities are now removed and we propose spectroscopic assignments up to 3.91 MeV. Odd parity levels appear above 3.2 MeV. Comparison was made with the other components of the  $A = 28$ ,  $T = 1$  isobaric triplet, in particular with the mirror nucleus  $^{28}\text{Al}$ .

## 1 - Introduction

Il y a peu d'informations expérimentales précises concernant le noyau  $^{28}\text{P}$ , tableaux 1 et 2, qu'il s'agisse du spectre en énergie ou, a fortiori, des caractéristiques spectroscopiques des niveaux d'excitation de ce noyau. Pour accroître le nombre de données sur la triade isobarique analogue  $A = 28$ ,  $T = 1$ , nous avons utilisé la réaction  $^{28}\text{Si}(\tau, t)^{28}\text{P}$ . Les réactions d'échange de charge sont, en effet, l'une des rares voies d'accès à ce noyau et, parmi elles la réaction  $(\tau, t)$  est, expérimentalement, la plus accessible.

Le spin  $J$  d'un état peuplé par réaction  $(\tau, t)$  à partir du fondamental  $O^+$  d'un noyau pair-pair est lié de façon simple au moment orbital  $L$  transféré :  $L = J$  pour des états finals de parité naturelle et  $L = J \pm 1$  pour ceux de parité non naturelle. Pour les transitions sans changement de parité conduisant à des états de spin connu, on a constaté très tôt <sup>1,2)</sup> une grande similitude de forme des distributions angulaires expérimentales en fonction du  $L$  transféré, mis à part certaines exceptions <sup>3)</sup> concernant des transitions vers des états antianalogues. Inversement, ce comportement systématique des distributions angulaires, particulièrement net dans le cas de nos mesures, peut être mis à profit pour obtenir des informations spectroscopiques sur le noyau résiduel.

Le mécanisme de la réaction  $(\tau, t)$  est encore mal compris. L'analyse de ce mécanisme s'est faite jusqu'ici, soit en invoquant une interaction directe traitée en simple DWBA, soit en prenant en compte par des calculs en voies couplées <sup>4,7)</sup>, des processus en deux étapes en plus de la transition directe. Cette deuxième méthode d'analyse rend mieux compte que la première des sections efficaces mesurées, et permet en particulier de diminuer la dépendance en  $L$  observée dans les calculs en DWBA <sup>8)</sup> pour le potentiel d'interaction directe. De plus, elle est nécessaire pour expliquer la forme anormale de certaines dis-

tributions angulaires. Cela mis à part, les résultats des calculs faits de l'une ou de l'autre manière présentent des allures globales voisines caractéristiques du L transféré. Aussi nous limiterons-nous, dans l'étude présentée ici, à des calculs en simple DWBA.

## 2 - Dispositif expérimental

Nous avons utilisé pour nos mesures l'ensemble accélérateur Van de Graaff-analyseur magnétique Split Pole de l'IPN d'Orsay. Les ions  $^3\text{He}$  de 35 MeV rencontrant une cible de silicium naturel autosupportée de  $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur. Les particules émises par la cible sont détectées le long de la focale de l'analyseur magnétique par des diodes à localisation. La discrimination entre les différents types de particules, rendue absolument nécessaire par la présence d'un grand nombre de deutons de la réaction  $^28\text{Si}(\tau, d)^{29}\text{P}$ , est obtenue par l'analyse des pertes d'énergie dans les détecteurs.

La figure 1 présente un exemple de spectre expérimental. L'analyse cinématique de la position des pics, faite pour vingt-deux angles allant de  $8^\circ$  à  $80^\circ$  lab., permet de reconnaître sans équivoque ceux dus à la réaction étudiée. La résolution en énergie pour l'ensemble des mesures est de l'ordre de 15 keV (largeur à mi-hauteur).

La valeur absolue des sections efficaces différentielles de la réaction  $(\tau, t)$  est obtenue par comparaison directe à la diffusion élastique à  $20^\circ$ . L'incertitude sur cette normalisation est de l'ordre de 15%.

## 3 - Energies d'excitation du noyau $^{29}\text{P}$

Nous mettons en évidence, entre 0 et 5,19 MeV, vingt-sept niveaux excités isolés du noyau  $^{29}\text{P}$ . De plus nous observons deux multiplets, d'ordre au moins égal à trois, l'un vers 4,15 MeV d'excitation avec une composante prépondérante à 4,18 MeV, l'autre vers 4,5 MeV ; un doublet apparaît à 4,94 - 4,97 MeV (la deuxième composante très faible, est fortement recouverte par le pied de la première sur le spectre présenté figure 1). Les énergies des niveaux d'excitation sont données sur le tableau 1 en même temps que celles déterminées

précédemment <sup>9-12</sup>). L'incertitude sur la valeur des énergies d'excitation est de  $\pm 5$  keV jusqu'au niveau 3911 keV, et  $\pm 10$  keV au delà.

Les niveaux à 106, 877, 1133, 1313, et 2104 keV correspondent bien à ceux observés antérieurement. Le niveau à 1516 keV, indiqué également réf. <sup>12</sup>) à 1516 keV et, réf. <sup>10</sup>) à  $1520 \pm 13$  keV, pourrait correspondre à la transition  $\gamma$  de 1516 keV observée en (p,n $\gamma$ ) <sup>10,11</sup>). Nous observons un niveau à  $1569 \pm 5$  keV en bon accord avec la réf. <sup>11</sup>) donnant  $1567 \pm 3$  keV, et en désaccord avec les déterminations des réf. <sup>10</sup>) et <sup>12</sup>): 1602 keV.

Au dessus de 2 MeV d'excitation, les transitions vues par N. MANGELSON et al <sup>7</sup>) correspondent aux raies les plus intenses de notre spectre ou à des multiplets que nous résolvons.

#### 4 - Analyse des résultats.

Les distributions angulaires expérimentales des tritons entre  $8^\circ$  et  $90^\circ$  c.d.m. pour vingt-deux niveaux d'excitation du noyau <sup>28</sup>P sont présentées par les figures 2 et 3. Sur ces figures, les barres d'erreurs correspondent aux incertitudes statistiques de comptage.

Bien que l'existence, dans nos données, d'un niveau à 877 keV ne fasse pas de doute, sa section efficace différentielle est trop petite pour donner lieu à une distribution angulaire significative : nous estimons cette section efficace à  $4 \pm 0,5$   $\mu\text{b}/\text{sr}$  au premier maximum vers  $13^\circ$  c.d.m., valeur à rapprocher des  $10 \mu\text{b}/\text{sr}$  estimés à  $38,5$  MeV incidents pour ce même niveau par R.J. PETERSON et R.A. RISTINEN<sup>12</sup>).

#### 4.1 - Analogie de forme

Les études faites par G. BRUGE et al <sup>1)</sup> et par J.J. SCHWARTZ et B.A. WATSON<sup>1)</sup> ont montré que pour les états finals de parité naturelle peuplés par réactions (T,t) à partir du fondamental  $O^+$  d'un noyau pair-pair, la forme des distributions angulaires est typique du moment orbital transféré L, unique dans ce cas ; les transitions vers des états de parité non naturelle se font, elles, principalement avec transfert

du moment angulaire le plus élevé permis  $L_y = J + 1$ . En tenant compte de ces conclusions, nous avons classé nos distributions angulaires en groupes a,b,c,d,e,f (fig. 2 et 3). La présence dans la figure 2 de la distribution angulaire du niveau à 2406 keV est justifiée au § 4.1.5. Le groupe (f) rassemble les distributions angulaires qui ne sont directement assimilables à aucun des autres groupes. En particulier, la distribution du niveau 3806 keV est pointée plus en avant et a une pente moyenne au-delà de 35° beaucoup plus rapide que celles du groupe (e).

Le tableau 2 rassemble les informations spectroscopiques actuelles sur les niveaux de la triade isobarique analogue  $A = 28$ ,  $T = 1$ ; pour  $^{28}\text{P}$  nous avons fait figurer les énergies d'excitation que nous avons déterminées. Ce tableau montre que, pour les cinq plus bas niveaux de la triade, la séquence de spins est bien établie, les niveaux à 10,594 et 10,725 MeV,  $T = 1 + 0$ , de  $^{28}\text{Si}$  étant considérés  $^{28}\text{Si}$  comme la fragmentation par mélange d'isospin d'un même état  $1^+$ . On est alors conduit à la correspondance suivante :

- groupe (a) transition  $0^+$  vers  $1^+$ ,  $L = 2 + 0$
- groupe (b) transition  $0^+$  vers  $2^+$ ,  $L = 2$
- groupe (c) transition  $0^+$  vers  $3^+$ ,  $L = 4 + 2$

Avec cette simple hypothèse, on aboutit aux attributions du tableau 2 qui se révèlent en bon accord avec le noyau miroir  $^{28}\text{Al}$ .

#### 4.1.1. - Niveaux $1^+$ , groupe (a)

Les niveaux à 1313, 1569, 2143, 2973 et 3512 keV seraient  $J^\pi = 1^+$ . Tous les niveaux  $1^+$  de  $^{28}\text{Al}$  jusqu'à  $\approx 4$  MeV d'excitation trouvent alors un analogue à une énergie d'excitation voisine dans  $^{28}\text{P}$ . L'analogie avec les niveaux  $J^\pi = 1^+$ ,  $T = 1$  de  $^{28}\text{Si}$  est également satisfaisante.

#### 4.1.2. - Niveaux $2^+$ , groupe (b)

Les niveaux à 106, 1516, 2104 et 3911 keV seraient  $J^\pi = 2^+$ , analogues des niveaux à 31, 1623, 2139 et 3936 keV de  $^{28}\text{Al}$ .

L'attribution  $J^\pi = 2^+$  aux niveaux à 1516 et 2104 keV est en accord avec les résultats de R.J. PETERSON et R.A. RISTINEN<sup>12)</sup> : (1,2)<sup>+</sup>. Par contre, l'attribution  $J^\pi = 1^+$  au niveau à 1569 keV contredit leur conclusion, (2<sup>+</sup>), mais confirme l'attribution faite par C. MIZHE<sup>11)</sup> en (p,NY).

#### 4.1.3. Niveaux 3<sup>+</sup> et 4<sup>+</sup>, groupes (c) et (d)

Les distributions angulaires des niveaux à 2216 et 2628 keV du groupe (d) ont des caractéristiques de phase légèrement différentes de celles du groupe (c) bien que leur allure générale soit du même type ; en particulier leur premier minimum est plus en arrière d'environ 5°. Compte tenu de cela, ces niveaux pourraient être les analogues des états à 2273 et 2656 keV dans <sup>28</sup>Al, très probablement  $J^\pi = 4^+$ .

Les niveaux 0, 1133 et 3164 keV dans le spectre de <sup>28</sup>P seraient 3<sup>+</sup>. La distribution angulaire du niveau à 2896 keV est incomplète aux points intermédiaires, ce qui laisse l'ambiguïté 3<sup>+</sup> ou 4<sup>+</sup>.

#### 4.1.4. Groupe (g)

Les distributions angulaires de ce groupe correspondent à un L transféré > 4. L'analogie entre les noyaux miroirs <sup>28</sup>Al et <sup>28</sup>P conduirait à un  $J^\pi$  possible 5<sup>+</sup> pour le niveau 2483 keV de <sup>28</sup>P. Le niveau 2957 keV serait donc lui aussi 5<sup>+</sup>, mais alors il ne posséderait pas d'analogue dans le spectre <sup>28</sup>Al à moins que l'attribution 0<sup>+</sup> au niveau de 3012 keV de <sup>28</sup>Al ne soit erronée, ce qui est peu probable<sup>14)</sup>. On peut également faire l'hypothèse que d'une part l'analogue 0<sup>+</sup> dans <sup>28</sup>P du 3012 keV est trop peu excité pour être visible, ce qui est pratiquement le cas du 977 keV, et que d'autre part il manque un niveau 5<sup>+</sup> dans le spectre de <sup>28</sup>Al.

#### 4.1.5. Niveau à 2406 keV

Compte tenu de l'analyse précédente, le niveau dans <sup>28</sup>P à 2406 keV d'excitation est le seul qui pourrait correspondre au niveau 2<sup>+</sup> 2486 keV de <sup>28</sup>Al. C'est pourquoi nous l'avons inclus dans le groupe (b). Cependant la forme de sa distribution angulaire ne permet que de limiter la valeur de son spin à  $J \leq 2$ ,  $\pi = +$ .

#### 4.1.6. Groupe (f)

Les distributions angulaires des niveaux à 3200, 3250, 3558 et 3806 keV ne correspondent pas à des transitions vers des états de parité positive. Elles sont semblables à celles établies par J.M. IOISEAUX et al<sup>15)</sup> pour des transitions vers les états  $\pi = -$  du  $^{40}\text{Sc}$  dans la réaction  $^{40}\text{Ca}(t, t)^{40}\text{Sc}$ .

#### 4.1.7. Conclusion.

Sur dix-huit niveaux de parité positive possible, nous proposons seize attributions de spin qui se révèlent en très bonne correspondance avec le noyau miroir  $^{28}\text{Al}$ . Ceci est d'autant plus significatif que la structure en énergie des deux spectres est très voisine.

Des niveaux présentant des distributions angulaires typiques de transitions vers des états à parité négative apparaissent, et uniquement, dans une zone d'énergie d'excitation où leur présence est tout à fait probable.

#### 4.2 - Calculs DWBA

Les calculs des sections efficaces dans l'approximation de Born en ondes distordues (DWBA) font appel au formalisme développé initialement par V.A. MADSEN<sup>16)</sup>. Ils utilisent une interaction microscopique effective entre le projectile considéré comme une particule de spin et d'isospin 1/2 et un nucléon de la cible, de la forme :

$$V_{3N} = V_T \tau_N \cdot \tau_3 + V_{\sigma T} \tau_N \cdot \tau_3 \sigma_N \cdot \sigma_3 + V_{TT} \tau_N \cdot \tau_3 \sigma_N$$

où  $S_{N3}$  est l'opérateur tensoriel et où les indices 3 et N désignent respectivement le projectile et un nucléon de la cible. Nous avons utilisé pour cette interaction les paramètres du tableau 3, déduits par M. PIGNANELI et al<sup>17)</sup> du potentiel nucléon-nucléon de Hamada Johnston. Ces auteurs expriment la dépendance radiale de l'interaction effective sous forme d'une somme de fonctions de Yukawa pour la partie centrale et d'une fonction "r<sup>2</sup> x Yukawa" pour la partie tensorielle. Les calculs de sections efficaces sont faits avec le programme DWBA 70 de J. RAYNAL et R. SCHAEFFER<sup>18)</sup>.

Les potentiels optiques  $^3\text{He}$ , et t nécessaires au calcul sont reportés dans le tableau 4. Comme on ne dispose pas, dans la zone de masse et pour l'énergie qui nous intéressent ici de paramètres optiques  $^3\text{He}$  moyens, nous avons retenu dans la compilation de C.M. PEREY et F.G. PEREY<sup>15</sup>, le jeu donnant le meilleur accord général avec nos mesures en réaction ( $\tau, t$ ) : il s'agit des potentiels optiques déterminés par R.W. BARNARD et C.D. JONES<sup>20</sup> pour la diffusion élastique sur  $^{27}\text{Al}$  à 37,7 MeV. Pour la voie de sortie, nous avons utilisé les paramètres moyens triton de F.D. BECCHETTI et al<sup>21</sup>.

Dans les calculs DWBA de section efficace, toute l'information sur la structure nucléaire est contenue dans l'amplitude spectroscopique<sup>16</sup>. Nous avons calculé cette quantité pour chaque transition avec les programmes de J.B. FRENCH et al<sup>22</sup>. Les fonctions d'onde initiales et finales sont calculées avec le modèle des couches, en utilisant une interaction résiduelle "delta de surface modifiée" (MSDI). L'espace de configuration et les paramètres MSDI sont ceux de B.H. WILDENTHAL et J.B. Mc GRORY<sup>23</sup> pour l'état initial ( $A = 28$ ,  $J = 0^+$ ,  $T = 0$ ) et ceux de M.J.A. de VOIGT et B.H. WILDENTHAL<sup>24</sup> pour les états finals de parité positive ( $A = 28$ ,  $T = 1$ ,  $J = 0^+$  et  $1^+$ ). A partir de  $J^\pi = 2^+$ ,  $T = 1$  nous avons dû, pour réduire la taille des matrices ( $\approx 300$ ), introduire une troncature supplémentaire en interdisant la configuration  $(1d^{5/2})^2(2s^{1/2})^2(1d^{3/2})^2$ . Nous n'avons pas fait de calcul détaillé de modèle des couches pour les états de parité négative ; dans nos calculs en DWBA, les transitions vers ces états sont simplement décrites par le passage de la couche  $1d^{5/2}$  pleine vers la configuration trou-particule  $(1d^{5/2})^{-1}(1f^{7/2})^1$ .

Les figures 4,5 et le tableau 5 permettent de comparer les prédictions du calcul aux valeurs expérimentales. Pour la plupart des niveaux de parité positive, le meilleur accord est obtenu pour les valeurs de L compatibles avec les attributions de spin faites par analogie de forme : en particulier pour les niveaux  $J^\pi = 3^+$ ,  $4^+$ ,  $5^+$ , pour trois des niveaux  $J^\pi = 2^+$  et pour le niveau  $J^\pi = 1^+$  à 1569 keV, le calcul situe assez bien les extrema principaux des distributions angulaires. Sur cette base, les calculs limiteraient les valeurs du spin des niveaux de parité négative probable à  $J^\pi = 4^-$  ou  $5^-$  pour le niveau à 3200 keV,  $2^-$  ou  $3^-$  pour les

niveaux à 3250 keV et 3558 keV, et  $4^-$  ou  $5^-$  pour celui situé à 3806 keV, valeurs tout à fait compatibles avec la séquence du noyau miroir  $4^-$ ,  $3^-$ ,  $2^-$  et  $5^-$ . Toutefois, la description, par ces calculs, des données expérimentales n'est pas pleinement satisfaisante qu'il s'agisse du détail des formes de distribution ou des coefficients de normalisation, tableau 5. C'est pourquoi les propositions de spin pour les niveaux de parité négative ne sont données ici qu'à titre indicatif.

#### 5 - Conclusion.

Par la réaction d'échange de charge ( $\tau, t$ ) nous peuplons un grand nombre de niveaux du noyau  $^{28}\text{P}$ , la plupart étant déterminés avec précision pour la première fois.

Les spins et parités des cinq plus bas niveaux de  $^{28}\text{P}$  étant connus, nous pouvons proposer, sur la base de l'analogie de forme des distributions angulaires, un ensemble de valeurs de spin pour les niveaux de parité positive. En particulier la nette différence de forme, dans nos données, entre les distributions angulaires des transitions conduisant à des niveaux  $1^+$  et  $2^+$  permet de lever l'ambiguïté existant habituellement entre ces deux valeurs de spin.

Nous mettons en évidence à partir de 3,2 MeV des niveaux dont la parité ne peut être que négative si on se réfère aux formes de leurs distributions angulaires.

Dans l'ensemble, l'accord obtenu avec le noyau miroir est très satisfaisant, les cas douteux étant toujours le fait de transitions très peu intenses.

L'étude présentée ici montre clairement les possibilités offertes par l'utilisation de la réaction d'échange de charge ( $\tau, t$ ) dans le domaine de la spectroscopie nucléaire.

#### Remerciements

Nous remercions B. Duchemin qui nous a communiqué son programme de calcul des éléments de matrice à deux corps et qui nous a fourni une version des programmes de French.

## Références

- 1) G. Bruge, A. Bussiàre, H. Faraggi, P. Kossanyi-Demay, J.M. Loiseaux, P. Roussel et L. Valentin, Nucl. Phys. A 129(1969)417.  
J.J. Schwartz et B.A. Watson, Phys. Rev. Lett. 24,7(1970)322.
- 2) H.H. Duhm, K. Peterseim, R. Seehars, R. Finlay et C. Détraz, Nucl. Phys. A151(1970)579.
- 3) R. Sherr, T.S. Bhatia, D. Cline et J.J. Schwartz, Annals of Phys. 66(1971)548.
- 4) H. Rudolph et R.L. Mc Grath, Phys. Rev. C 8,1(1973)247.
- 5) R.A. Hinrichs, R. Sherr, G.M. Crawley et I. Proctor, Phys. Rev. Lett. 25,12(1970)829.
- 6) F. Osterfeld, T. Udagawa et H.H. Wolter, Nucl. Phys. A 27B(1977) 1 et références incluses.
- 7) L.A. Charlton et P.D. Kunz, Phys. Lett. 72 B,1(1977)7.
- 8) R. Schaeffer, Nucl. Phys. A 164(1971)145.
- 9) N. Mangelson, M. Reed, C.C. Lu et F. Ajzenberg-Selove, Phys. Lett. 21,6(1966)661.
- 10) C.E. Moss, N.S.P. King, A.B. Comiter et R.A. Ristinen, Nucl. Phys. A 179(1972)89.
- 11) C. Mische, Thèse Strasbourg 1975.
- 12) R.J. Peterson et R.A. Ristinen, Nucl. Phys. A 276(1977)61.
- 13) P.M. Endt et C. Van der Leun, Nucl. Phys. A 214(1973)1.
- 14) D.O. Boerma, W.G. Grüebler, V. König, P.A. Schmelzbach et R. Pislner, Nucl. Phys. A 270(1976)15.
- 15) J.H. Loiseaux, G. Bruge, P. Kossanyi-Demay, Ba Duc Long, A. Chaumeaux et Y. Terrien, Phys. Rev. C 4,4(1971)1219.
- 16) V.A. Madsen, Nucl. Phys. 80(1966)177.
- 17) M. Pignatelli, F. Resmini, E. Fabrici, J.L. Escudis et f. Terrien, Nucl. Phys. A 237(1975)64.
- 18) J. Raynal et R. Schaeffer, Programme DWBA70, non publié.
- 19) C.M. Perey et F.G. Perey, Atomic Data and Nuclear Data Tables 17,1(1976).
- 20) R.W. Bernard et G.D. Jones, Nucl. Phys. A 108(1968)641.
- 21) F.D. Becchetti, W. Makofske et G.W. Greenless, Nucl. Phys. A 190(1972)437.
- 22) J.B. French, E. Halbert, J.B. Mc Grory et S.S.M. Wong, Adv. in Nucl. Phys. Vol 3 (Plenum Press, New York 1969).
- 23) B.H. Wildenthal et J.B. Mc Grory, Phys. Rev. C 7,2(1973)714.
- 24) M.J.A. de Voigt et B.H. Wildenthal, Nucl. Phys. 206(1973)305.
- 25) F.A. El-Akad, S. Backe, T. Holtebekk, F. Ingebretsen et J. Rektstad, Nucl. Phys. A 283(1977)12.
- 26) L.W. Fagg, W.L. Bendel, E.C. Jones Jr et S. Numrich, Phys. Rev. 187,4(1969)1378.

LEGENDES DES FIGURES ET DU TABLEAU 2

Figure 1

Spectre expérimental de la réaction  $^{26}\text{Si}(\tau, t)^{26}\text{P}$  enregistré à 18° lab. Il a été reconstitué à partir des spectres séparés des diodes à localisation. Les raies sans indication correspondent à des deutons ayant échappé à la discrimination. Les multiplets sont repérés par : X.

Figure 2

Sections efficaces différentielles expérimentales dans le système c.d.m.. Pour chaque distribution angulaire l'énergie d'excitation du niveau correspondant est donnée en keV. Les courbes tracées sont des guides d'oeil.

La présence, à côté du groupe b de la distribution angulaire du niveau  $E_x = 2406$  keV est justifiée § 4.1.5.

Figure 3

Voir légende de la figure 2.

Figure 4

Comparaison entre les courbes calculées en DWBA (arbitrairement normalisées) et les données expérimentales. Dans chaque cas, l'énergie d'excitation du niveau correspondant est donnée en keV.

Pour le niveau  $E_x = 2406$  keV, la courbe a été calculée pour  $J = 2$ ,  $L = 2$ .

Les coefficients de normalisation sont donnés tableau 5.

Figure 5

Voir légende de la figure 4.

Pour les niveaux  $J^\pi = 3^+$ , la courbe  $L = 4$  en traits interrompus est celle calculée pour le niveau à  $E_x = 2628$  keV.

.../...

Tableau 2

Informations spectroscopiques sur la triade isobarique  $A = 28$ ,

$T = 1$ .

- a) Réf. 13)
- b) Réf. 14). Suivent cette référence, U correspond à "parité naturelle".
- c) Réf. 25). Dans l'ensemble, cette référence confirme la référence 14) nous n'avons reporté que les renseignements divergents ou complémentaires.
- d) Réf. 11)
- e) Réf. 26)
- f) Réf. 12)
- g) Présente étude.

TABLEAU 1

ENERGIES D'EXCITATION DU NOYAU  $^{28}\text{P}$ 

Référence	<sup>9)</sup>	<sup>10)</sup>	<sup>11)</sup>	<sup>12)</sup>	Présente étude <sup>8)</sup>
Réaction	( $\tau, t$ )	(p, n $\gamma$ )	(p, n $\gamma$ )	( $\tau, t$ )	( $\tau, t$ )
	0 keV	0 keV	0 keV	0 keV	0 keV
	125±30	107±2	106±1	106	106
		910±30	877±2	879	877
	1140±40	1145±17	1134±0,5	1134	1133
	1310±30	1325±18	1313±2	1313	1313
	1540±40	1520±13		1516	1516
		1602±19	1567±3	1602	1569
	2120±30	2110±40	2104±1	2104	2104
		2180±50			2143
					2216
					2406
					2483
	2650±100				2628
					2857
					2896
					2973
					3164
	3240±30				3200
					3250
					3512
	3590±30				3558
					3728
	3840±30				3806
					3911 keV
	4170±70				4,15 MeV multiplet dont 4,18 MeV
					4,29
	4530±50				4,5 multiplet
					4,63
	4940±30				4,94 doublet
					4,97
					5,19 MeV

<sup>8)</sup> Jusqu'au niveau 3911 keV l'incertitude est de  $\pm 5$  keV, au delà de  $\pm 10$  keV.

Tableau 2

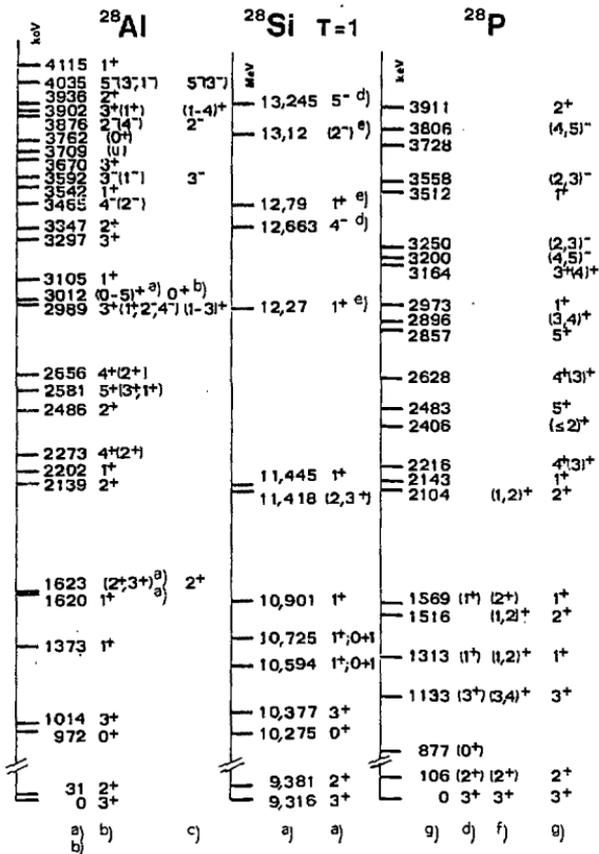


TABLEAU 3

PARAMETRES DE L'INTERACTION MICROSCOPIQUE EFFECTIVE

Portées (fm)	Profondeurs (MeV)		
	$V_{\tau}$	$V_{\sigma\tau}$	$V_{T\tau}$
0,25	81,0	103,0	
0,50	-74,0	-86,0	
1,00	20,0	16,5	
0,68			38,0

La dépendance radiale de la partie centrale est donnée par une somme de Yukawa dont les portées et les profondeurs sont celles de la table. Pour la partie tensorielle on a utilisé une fonction de Yukawa multipliée par  $r^2$ .

TABLEAU 4

PARAMETRES DES POTENTIELS OPTIQUES

Voie	$V_R$ (MeV)	$r_R$ (fm)	$a_R$ (fm)	$W_V$ (MeV)	$r_I$ (fm)	$a_I$ (fm)	Réf.
$^3\text{He}$	171,1	1,137	0,689	22,9	1,408	0,995	20)
$\tau$	165,0-0,17E -6,4e	1,20	0,72	46,0-0,33E -110e	1,40	0,84	21)

$$\epsilon = (N - Z)/A$$

Le potentiel optique est de la forme :

$$U(r) = -V_R f(x_R) - i W_V f(x_I) + V_C$$

où  $f(x_i)$  est un facteur de forme de Woods Saxon,  $x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i$

et  $V_C$  est le potentiel de Coulomb d'une sphère uniformément chargée de rayon  $R = 1,3 A^{1/3} \text{ fm}$ .

TABLEAU 5

$$\text{COEFFICIENT DE NORMALISATION } N = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{th}}}$$

$J^{\pi}$	Ex (keV)	$n^b$	$N^a$	$J^{\pi}$	Ex (keV)	$n^b$	$N^a$
$1^+$	1313	1	(13,5) <sup>c</sup>	$2^+$	106	1	(63) <sup>c</sup>
	1569	2	4		1516	2	125
	2143	3	59		2104	3	147
	2973	4	0,25		2406	4	(4) <sup>c</sup>
	3512	5	56		3911	5	190
$3^+$	0	1	1,2	$4^+$	2216	1	87
	1133	2	0,85		2628	2	71
	2896	3	0,4	$5^+$	2483	1	2,25
	3164	3	1,25		2857	2	3,5
		4	40				

- a) Les valeurs de N correspondent aux courbes continues des figures 4 et 5.
- b) n indique à quel état propre de la séquence  $J^{\pi}$  du modèle des couches, on fait correspondre le niveau expérimental.
- c) Valeurs de N peu significatives du fait du désaccord entre les formes expérimentales et calculées des distributions angulaires.

$^{28}\text{Si}(^3\text{He},t)^{26}\text{P}$   $E_h = 35 \text{ MeV}$   $\Theta = 18^\circ \text{ lab.}$

Fig 1

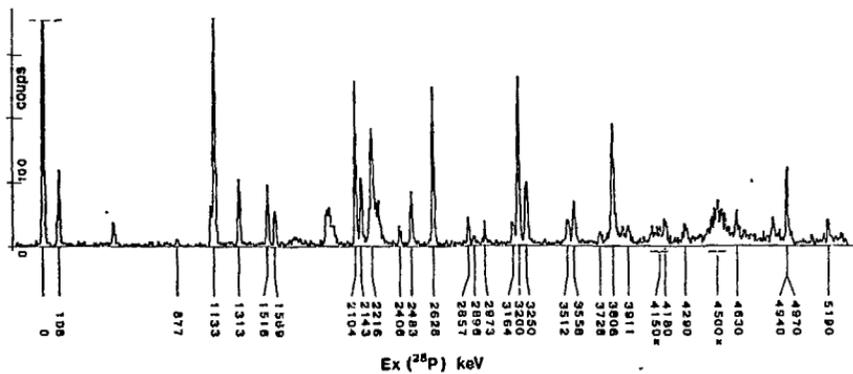
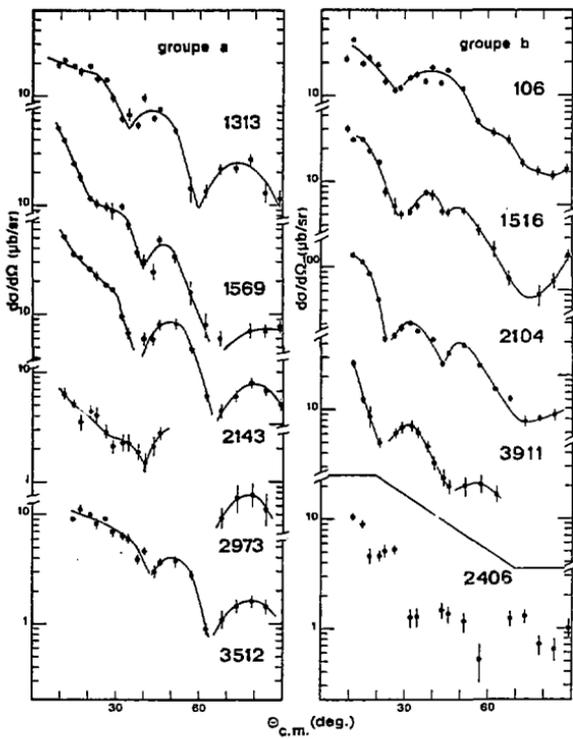


Fig 2



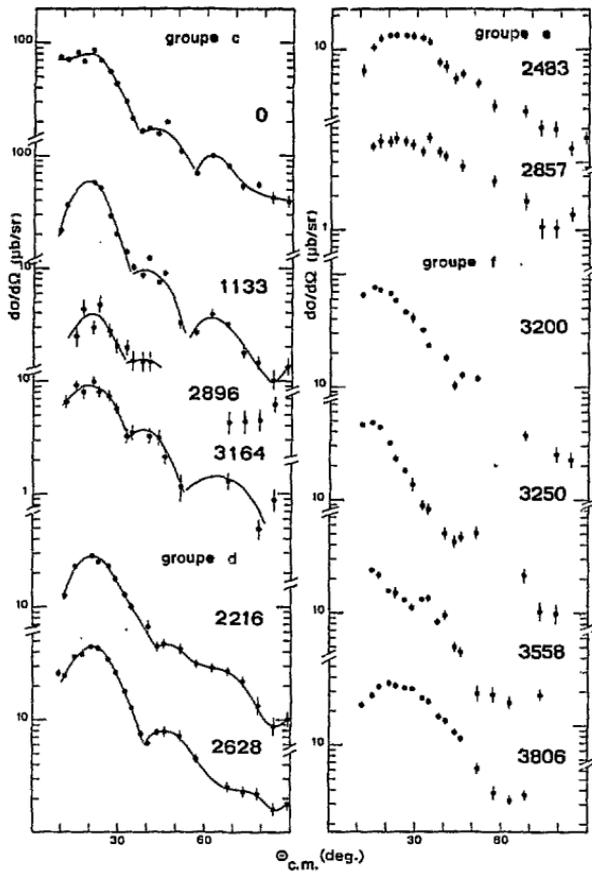


Fig 4

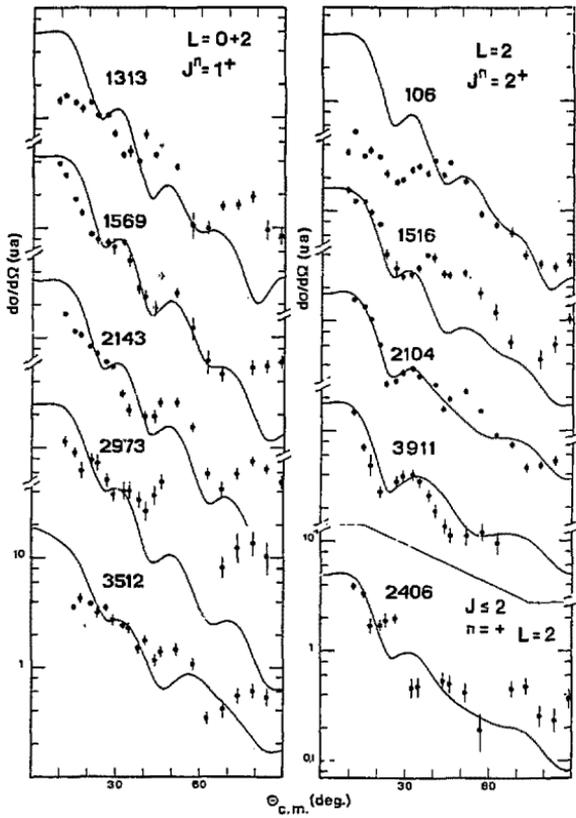


Fig 5

