

# LE JOURNAL DE PHYSIQUE

Classification  
Physics Abstracts  
4.340

## LARGEURS TOTALES EN PHOTON ET MODÈLE DE CAPTURE DE VALENCE

O. HAROUNA et J. CUGNON

Université de Liège, Institut de Physique, Sart Tilman, B-4000 Liège 1, Belgique

(Reçu le 20 juillet 1976, accepté le 23 août 1976)

**Résumé.** — Les largeurs totales en photon sont évaluées dans le cadre du modèle de valence pour la capture radiative de neutrons. La comparaison avec les valeurs expérimentales pour plusieurs noyaux entre  $^{40}\text{Ca}$  et  $^{60}\text{Ni}$  indique que la capture de valence est importante dans cette région.

**Abstract.** — Total photon widths are evaluated in the frame of the valence capture model for the neutron radiative capture. The comparison with experimental data for nuclei between  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{60}\text{Ni}$  indicates that the valence capture is an important process in this region.

**1. Introduction.** — L'une des déviations les plus spectaculaires vis-à-vis du modèle statistique des réactions nucléaires est assurément l'observation de corrélations entre les largeurs en neutron et les largeurs en photon dans les réactions de capture radiative de neutrons de basse énergie. Ces corrélations peuvent être expliquées par le modèle de valence, introduit par Lane et Lynn [1], et développé récemment par divers auteurs [2-5]. Le modèle est basé sur le fait que les noyaux pour lesquels les corrélations sont les plus importantes sont aussi ceux pour lesquels les largeurs réduites en neutron sont les plus grandes. Aussi, le modèle postule essentiellement que dans l'état initial (avant émission du photon), sont surtout importantes les composantes décrivant la cible dans l'état fondamental, l'amplitude de celles-ci étant proportionnelle à la largeur en neutron. D'une façon plus spécifique, pour  $A \simeq 60$  par exemple, on ne retient dans l'état initial que les composantes décrivant la cible dans l'état fondamental et le neutron dans l'état  $3s$ ; de même, dans l'état final, on ne retient que les composantes décrivant le même état de la cible et le neutron dans l'état  $2p$ . Le modèle de valence non seulement reproduit qualitativement les corrélations, mais en plus, dans bien des cas, rend compte des valeurs des largeurs partielles en photon avec une précision acceptable [2], étant donné la simplicité du modèle. Cela ne constitue cependant pas une preuve suffisante de la validité du modèle, car les transitions radiatives étudiées jusqu'ici conduisent généralement à des états finals où le mouvement à une particule du neutron est peu perturbé (facteur spectroscopique élevé). Un test plus sévère du modèle est de considérer les largeurs totales en photon, puisqu'alors on doit

sommer sur un assez grand nombre d'états finals. C'est ce que nous nous proposons de faire ici, en ce qui concerne la région  $3s$  ( $40 \leq A \leq 70$ ).

Dans la section 2, nous rappelons brièvement les formules du modèle de valence et nous présentons les résultats de nos calculs pour des transitions spécifiques qui ont été mesurées dans toute une série de noyaux. La section 3 contient une discussion qualitative sur les valeurs moyennes des largeurs totales en photon. Enfin, la section 4 expose nos conclusions.

**2. Les largeurs totales en photon dans le modèle de valence.** — Les formules sont données dans la réf. [5]. Rappelons seulement l'essentiel pour une cible de spin nul et pour une résonance  $l = 0$ . La largeur totale peut s'exprimer par

$$\Gamma_{\lambda\gamma} = \sum_f \Gamma_{\lambda f}, \quad (2.1)$$

où  $f$  numérote l'état final. Les largeurs partielles sont données par [5] :

$$\Gamma_{\lambda f} = \Gamma_{\lambda n} \frac{8\pi^2}{9} \frac{e^2}{(\hbar c)^3} \theta_f^2 \varepsilon_f^3 \frac{Z^2}{A^2} \mathcal{A}(j_f) k_n^{-1} |\mathfrak{Y}(j_f)|^2, \quad (2.2)$$

où  $\Gamma_{\lambda n}$  est la largeur en neutron,  $\varepsilon_f$  l'énergie du photon,  $k_n$  est le nombre d'onde du neutron incident. Les quantités  $Z$  et  $A$  sont les nombre atomique et nombre de masse du noyau résiduel. Le facteur  $\mathcal{A}$  vaut  $1/2\pi$  ou  $1/4\pi$  selon que le spin de l'état final est  $3/2$  ou  $1/2$ . Les quantités  $\mathfrak{Y}$  sont définies dans la réf. [5] et y sont tabulées. Nous avons adopté ces valeurs

TABLEAU I

Liste des cibles étudiées

Cible	<sup>40</sup> Ca	<sup>42</sup> Ca	<sup>43</sup> Ca	<sup>44</sup> Ca	<sup>50</sup> Cr	<sup>52</sup> Cr	<sup>53</sup> Cr	<sup>54</sup> Cr	<sup>51</sup> V	<sup>57</sup> Fe	<sup>58</sup> Ni	<sup>59</sup> Co	<sup>60</sup> Ni
Nombre de résonances	7	19	13	4	4	3	9	1	6	3	1	16	4
$\rho$	0,14	0,41	0,41	0,52	0,86	0,72	0,87	—	0,50	—	—	0,63	0,74

dans le présent travail. Dans les calculs des largeurs totales (éq. (2.1)), nous avons sommé sur tous les niveaux dont on connaît le spin et le facteur spectroscopique pour le transfert du neutron dans l'orbite 2p lors d'une réaction (d, p). La valeur  $\Gamma_{\lambda n}$  de la largeur en neutron est tirée de l'expérience et les valeurs  $\Gamma_{\lambda \gamma}$  données ainsi par les éqs. (2.1) et (2.2) sont comparées avec les valeurs mesurées de la largeur en photon.

Nous présentons dans les tableaux II à XIV les résultats pour des résonances s. Le tableau I donne la liste des cibles envisagées, le nombre de résonances étudiées pour chaque cible et le facteur de corrélation  $\rho$ . Celui-ci est défini comme

$$\rho = \frac{\sum_{\lambda} (\Gamma_{\lambda \gamma} \Gamma_{\lambda n} - \overline{\Gamma_{\lambda \gamma} \Gamma_{\lambda n}})^2}{\left[ \sum_{\lambda} (\Gamma_{\lambda \gamma} - \overline{\Gamma_{\lambda \gamma}})^2 \sum_{\lambda} (\Gamma_{\lambda n} - \overline{\Gamma_{\lambda n}})^2 \right]^{1/2}} \quad (2.3)$$

Il donne une idée du degré de corrélation.

TABLEAU II

<sup>40</sup>Ca(n,  $\gamma$ )

$E_{\lambda}$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [10]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda \gamma th}$ (meV)	$\Gamma_{\lambda \gamma exp}$ (meV) [10]
20,43	6	4,504	700
42,12	1,7	0,437	2 000
89	140	47,105	380
132	3 500	841,647	1 560
170	2 500	558,386	3 100
217	7 370	1 386,886	1 000
292	1 800	267,766	1 600

En ce qui concerne les isotopes <sup>50</sup>Cr, <sup>51</sup>V, <sup>52</sup>Cr, <sup>54</sup>Cr, <sup>58</sup>Ni, les prédictions du modèle de valence peuvent être considérées comme remarquables, sauf pour la résonance à 11,52 keV dans le <sup>51</sup>V. Il convient de noter que pour ces isotopes (voir Fig. 1), la largeur moyenne en photon est assez élevée, de l'ordre de 2 eV. Dans le cas du <sup>60</sup>Ni, l'accord est relativement bon (eu égard à la simplicité du modèle) pour les deux résonances à 12,47 et 28,64 keV, mais est mauvais pour les deux autres résonances. Nous faisons remarquer que le modèle de valence ne prédit pas, pour la résonance à 43 keV, une bonne valeur de la largeur totale en photon, alors qu'il prédit une bonne valeur pour la largeur partielle relative à la transition vers l'état fondamental du <sup>61</sup>Ni. C'est une illustration

TABLEAU III

<sup>42</sup>Ca(n,  $\gamma$ )

$E_{\lambda}$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [11]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda \gamma th}$ (meV)	$\Gamma_{\lambda \gamma exp}$ (meV) [11]
9,345	3	1,922	645
22,71	20	8,207	435
26,29	3	1,139	680
37,44	1 000	316,017	1 360
48,24	15	4,145	610
58,34	5	1,176	780
60,26	20	4,932	800
65,17	50	11,759	380
76,46	10	2,166	1 190
82,63	200	41,460	440
97,90	5	0,944	980
117,00	25	4,257	1 500
122,00	3 750	624,933	1 550
127,00	11 000	1 793,066	1 500
144,30	75	11,323	940
156,80	250	35,988	1 630
174,00	2 500	338,540	1 900
177,30	200	26,754	1 700
211,9	1 750	208,673	1 300

TABLEAU IV

<sup>43</sup>Ca(n,  $\gamma$ )

$E_{\lambda}$ (keV)	J	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [11]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda \gamma th}$ (meV)	$\Gamma_{\lambda \gamma exp}$ (meV) [11]
—	—	—	—	—
4,324	(3,4)	80	110,711	580
5,189	—	100	142,735	980
6,976	—	10	11,370	590
8,823	—	250	272,320	710
13,95	—	300	259,628	1 060
14,35	—	30	25,556	680
19,27	—	280	205,193	680
20,29	—	2	85,912	620
21,41	—	40	27,753	640
27,05	—	650	401,342	640
29,67	—	200	117,843	690
31,08	—	160	92,003	690
37,15	—	250	131,633	1 470

TABLEAU V

<sup>44</sup>Ca(n,  $\gamma$ )

$E_{\lambda}$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [11]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda \gamma th}$ (meV)	$\Gamma_{\lambda \gamma exp}$ (meV) [11]
15,11	10	3,822	530
51,60	1 800	361,234	1 800
75,72	30	4,993	1 070
101,5	5 500	778,244	1 000

TABLEAU VI

<sup>50</sup>Cr(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [12]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [12]
5,64	1 665	3,08	3,10
28,53	435	0,359	0,57
37,30	2 400	1,738	2,5
55,30	270	0,161	0,88

TABLEAU VII

<sup>51</sup>V(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$J$	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [12]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [12]
4,16	4	520	2,259	1,32
6,79	3	1 280	5,586	2,45
11,52	3	4 850	16,244	1,87
21,67	3	680	1,662	1,50
29,66	4	130	0,211	0,50
39,63	3	540	0,976	0,98

TABLEAU VIII

<sup>52</sup>Cr(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [12]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [12]
50,2	1 750	0,816	1,16
97,1	7 800	2,278	4,8
141,4	7 500	1,820	2,07

TABLEAU IX

<sup>53</sup>Cr(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$J$	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [12]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [12]
4,185	1	1 520	0,070	3,23
5,67	2	220	0,008	1,33
6,74	1	1 200	0,040	5,28
8,18	2	1 030	0,030	3,25
19,75	2	107	0,002	0,78
25,95	2	235	0,004	0,61
27,24	1	760	0,012	1,57
29,57	2	360	0,006	1,21
66,10	2	5 100	0,053	0,80

TABLEAU X

<sup>54</sup>Cr(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [12]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [12]
23,1	590	0,153	0,190

TABLEAU XI

<sup>57</sup>Fe(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$J$	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV)	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [13]
3,9	0	203,587	0,854	—
6,1	1	420	0,468	—
28	1	2 984,534	1,562	—

TABLEAU XII

<sup>58</sup>Ni(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [16]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [14]
15,3	1 140	1,202	1,305

TABLEAU XIII

<sup>59</sup>Co(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$J$	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [17]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [15]
8,05	3	38	0,034	0,22
10,70	4	65	0,039	0,30
13,28	4	20	0,011	0,39
15,64	3	70	0,055	0,64
16,98	4	168	0,082	0,40
22,01	3	700	0,387	0,57
22,53	4	270	0,115	0,35
24,44	3	330	0,173	0,64
25,17	4	180	0,072	0,40
25,96	4	20	0,008	0,65
27,28	4	170	0,065	0,62
30,02	4	320	0,118	0,59
31,38	3	150	0,069	0,47
32,80	3	130	0,058	0,59
33,10	4	40	0,014	0,56
35,00	4	250	0,085	0,60

TABLEAU XIV

<sup>60</sup>Ni(n, γ)

$E_\lambda$ (keV)	$\Gamma_{\lambda n}$ (eV) [12]	$\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma th}$ (eV)	$\Gamma_{\lambda\gamma exp}$ (eV) [12]
12,47	2 660	1,490	3,3
28,64	800	0,296	1,1
43,08	77	0,023	1,73
65,13	390	0,097	2,43

de ce que nous disions dans l'introduction au sujet de la sévérité des tests du modèle de valence.

Pour les isotopes du calcium d'une part (<sup>40</sup>Ca, <sup>42</sup>Ca, <sup>43</sup>Ca, <sup>44</sup>Ca) et pour le <sup>59</sup>Co d'autre part, l'accord global entre les prédictions du modèle de

valence et les mesures expérimentales est nettement moins bon que pour le groupe d'isotopes précédent. Remarquons que la valeur moyenne de  $\tilde{\Gamma}_{\lambda\gamma}$  ( $\approx 1$  eV) est plus petite qu'auparavant. Nous devons cependant discuter plus en détail les prédictions du modèle de valence. En effet, il convient de noter que, pour les isotopes repris ci-dessus, quand la largeur en neutron est supérieure à une certaine valeur ( $\sim 1$  keV pour <sup>40</sup>Ca, <sup>42</sup>Ca, <sup>44</sup>Ca,  $\sim 300$  eV pour le <sup>43</sup>Ca, 700 eV pour le <sup>59</sup>Co), alors, le modèle de valence fournit

une valeur acceptable de la largeur en photon. Par contre, si la largeur en neutron est plus petite, les valeurs de  $\Gamma_{\lambda\gamma}$  données par le modèle de valence peuvent différer des valeurs expérimentales par un ou plusieurs ordres de grandeur. En général, d'ailleurs, les valeurs théoriques sont plus petites que les valeurs expérimentales.

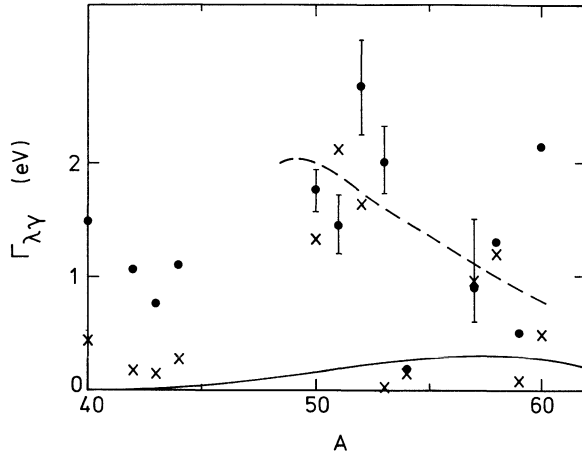


FIG. 1. — Valeurs expérimentales (points) des largeurs totales moyennes en photon, pour les cibles données dans le tableau I, comparées avec les valeurs théoriques (croix) et avec les prédictions de l'éq. (3.3) (courbes). Pour le détail, voir le texte.

Dans le cas du  $^{53}\text{Cr}$ , les valeurs théoriques sont très petites. Cela est dû aux très petites valeurs des facteurs spectroscopiques 2p, associés aux états finals du  $^{54}\text{Cr}$  connus.

La plupart de nos résultats peuvent s'interpréter de la façon suivante. La largeur totale  $\Gamma_{\lambda\gamma\text{exp}}$  peut s'écrire

$$\Gamma_{\lambda\gamma\text{exp}} = \Gamma_{\lambda\gamma\text{val}} + \Gamma'_{\lambda}, \quad (2.4)$$

où  $\Gamma_{\lambda\gamma\text{val}}$  est la contribution que nous avons calculée et où  $\Gamma'_{\lambda}$  tire son origine des processus autres que la capture de valence, telles que les excitations de la cible ou l'étalement de la résonance dipolaire géante, effets qui sont discutés dans les refs. [2, 3, 5]. La contribution  $\Gamma_{\lambda\gamma\text{val}}$  du modèle de valence est proportionnelle à  $\Gamma_{\lambda n}$ . Faisons l'hypothèse que  $\Gamma'_{\lambda}$  est d'origine purement statistique (donc de signe fluctuant) et d'intensité plus ou moins constante, et en tout cas petite ( $\lesssim 0,5$  eV). Si la contribution de valence est assez grande (ce qui se produit si la largeur en neutron est grande), le modèle de valence donne alors de bons résultats. Par contre, si la contribution de valence est petite ( $\lesssim 100$  meV), la valeur théorique peut alors être complètement différente de la valeur expérimentale.

**3. Largeurs moyennes en photon.** — Nous essayons ici de dégager certaines propriétés des largeurs

moyennes en photon, dans le cadre du modèle de valence. Des éqs. (2.1) et (2.2), on peut écrire (pour une cible de spin nul)

$$\langle \Gamma_{\lambda\gamma} \rangle = \frac{\pi}{9} \frac{e^2}{(\hbar c)^3} \frac{\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle}{k_n} \frac{Z^2}{A^2} \times \sum_f \varepsilon_{\gamma f}^3 (2j_f + 1) \theta_f^2 |\overline{\gamma}(j_f)|^2, \quad (3.1)$$

où le signe  $\langle \rangle$  indique une moyenne sur l'indice  $\lambda$ . On peut réécrire (3.1) sous la forme

$$\langle \Gamma_{\lambda\gamma} \rangle \simeq \frac{\pi}{9} \frac{e^2}{(\hbar c)^3} \frac{Z^2}{A^2} \frac{\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle}{k_n} \frac{1}{\varepsilon_{\gamma}^3} \overline{|\overline{\gamma}|^2} \times \sum_f (2j_f + 1) \theta_f^2, \quad (3.2)$$

où la barre traduit une moyenne sur les états finals  $f$ . La sommation restante intervient dans une règle de somme bien connue pour les facteurs spectroscopiques de stripping [6]. Cette somme est égale au nombre de trous dans une couche donnée (couche 2p, pour le cas qui nous occupe). En égalant ce nombre à sa valeur moyenne (4), on peut finalement réécrire (3.2) sous la forme

$$\langle \Gamma_{\lambda\gamma} \rangle \simeq 4555 \frac{2\pi}{9} \frac{e^2}{(\hbar c)^3} \frac{Z^2}{A^2} s_n^0 \frac{1}{\varepsilon_{\gamma}^3} \overline{|\overline{\gamma}|^2} \langle D \rangle, \quad (3.3)$$

où nous avons fait apparaître la *strength function* en neutron

$$s_n^0 = \frac{\langle \Gamma_{\lambda n}^0 \rangle}{\langle D \rangle},$$

telle qu'elle est définie habituellement [7]. Si l'on assimile  $\varepsilon_{\gamma}^3$  au cube de l'énergie de liaison de l'état 2p dans un puits moyen réaliste [8], et si l'on prend pour  $s_n^0$  les valeurs données par le modèle optique avec les paramètres de Moldauer [9], on trouve que la variation de la quantité (3.3) en fonction du nombre de masse  $A$  est représentée par la courbe en trait plein de la figure 1. Cette courbe possède une bosse aux environs de  $A \simeq 58$ , bosse que l'on peut relier au pic de la *strength function*  $s_n^0$  [2]. La courbe est nettement en dessous des valeurs expérimentales. Or, dans la section 2, en tenant compte des valeurs réelles (et non des moyennes) de  $\Gamma_{\lambda n}$ ,  $\varepsilon_{\gamma}$ , on obtenait un bon accord avec l'expérience pour  $A \simeq 50$  par exemple. Comment expliquer que l'application de la formule (3.1) donne des résultats très différents du calcul décrit sous l'éq. (3.3)? La valeur  $\langle \Gamma_{\lambda n} \rangle$  peut s'écarter, pour un noyau spécifique, un peu de la valeur de  $s_n^0$  donnée dans la réf. [9], mais d'un facteur 2 tout au plus ( $\langle D \rangle$  varie aussi assez peu en fonction de  $A$ ). L'analyse de nos résultats montre plutôt que les états finals de grand facteur spectroscopique 2p donnent une valeur de  $\varepsilon_{\gamma}^3$  notablement plus grande que la valeur

moyenne reliée à un puits de potentiel. En d'autres termes, l'état 2p peut se fragmenter, dans un noyau réel, et donner des états à grand facteur spectroscopique, plus liés que ne le serait l'état 2p non perturbé. Même si le déplacement en énergie est faible, cet effet peut se manifester aisément dans les transitions dipolaires à cause de la présence du cube de  $\varepsilon_\gamma$  dans la formule (3.1). Cette remarque est illustrée par la courbe en traits discontinus de la figure 1 où  $\varepsilon_\gamma$  a été pris égal à 8 MeV.

**4. Conclusion.** — Nous avons étudié la validité du modèle de valence dans la région 3s en ce qui concerne la prédiction des largeurs totales en photon. Le modèle donne de bons résultats, spécialement pour les grandes largeurs en photon ( $\geq 1$  eV). Nous avons montré que deux faits conditionnent cette validité. (i) Les largeurs en neutron sont assez grandes dans cette région de la charte des noyaux. (ii) Les états pour lesquels les facteurs spectroscopiques 2p sont importants sont assez fortement liés.

#### Bibliographie

- [1] LANE, A. M. et LYNN, J. E., *Nucl. Phys.* **17** (1960) 563.
- [2] CUGNON, J. et MAHAUX, C., *Ann. Phys.* (N.Y.) **94** (1975) 128.
- [3] LANE, A. M. et MUGHABGHAB, S. F., *Phys. Rev. C* **10** (1974) 412.
- [4] LANE, A. M., in *Proceedings of the second International Symposium on Neutron Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics* (ed. by K. Abrahams, F. Stecher-Rasmussen and P. Van Assche) R.C.N., Petten, 1975, p. 31.
- [5] CUGNON, J., *Nucl. Phys. A* **263** (1976) 61.
- [6] GLENDENNING, N. K., *Phys. Rev.* **149** (1966) 791.
- [7] HODGSON, P. E., *The Optical Model of Elastic Scattering*, (Clarendon Press, Oxford) 1963, ch. 5.
- [8] GREEN, A. E. S., SAWADA, T. et SAXON, D. S., *The Nuclear Independent Particle Model* (Academic Press, N.Y.) 1968, ch. II.
- [9] MOLDAUER, P. A., *Nucl. Phys.* **47** (1963) 65.
- [10] DE L. MUSGROVE, A. R. et al., *Nucl. Phys. A* **259** (1975) 365.
- [11] DE L. MUSGROVE, A. R. et al., preprint.
- [12] STIEGLITZ, R. G., HOCKENBURG, R. W., BLOCK, R. C., *Nucl. Phys. A* **163** (1971) 592.
- [13] JACKSON, H. E., STRAIT, E. N., *Statistical Properties of Nuclei* (ed. by J. B. Garg, Plenum Press, N.Y.) 1972, p. 601.
- [14] BEER, H., SPENCER, R. R. et KAPPELER, F., in *Proceedings of the second International Symposium on Neutron Gamma Ray Spectroscopy and Related Topics* (ed. by K. Abrahams, F. Stecher-Rasmussen et P. Van Assche) R.C.N., Petten, 1975, p. 31.
- [15] SPENCER, R. R. et BEER, H., *ibid.* réf. [14], p. 281.
- [16] GARG, J. B., RAINWATER, J. et HAVENS JR., W. W., *Phys. Rev. C* **3** (1971) 2447.
- [17] MORGENSTERN, J. et al., *International Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons*, Antwerp (1965) paper 86.