

**QUELQUES CONSIDÉRATIONS  
SUR LE SPECTRE D'ÉNERGIE  
DES NOYAUX IMPAIR-IMPAIR DÉFORMÉS**

par

**Alceu -G. DE PINHO et Jean PICARD**

**Rapport C E A - R 2730**

ALCEU - G

CEA-R 2730 - PINHO ~~Alecano~~-G., FICARI Jean.

SOME CONSIDERATIONS ON THE ENERGY SPECTRUM OF ODD-ODD  
IMPAIR-IMPAIRS DEFORMED

Sommaire. - Les noyaux impair-impairs déformés sont décrits comme un rotateur plus deux nucléons non appariés dans les orbitales  $\Omega_p$  et  $\Omega_n$  du potentiel déformé.  
Nous étudions le spectre d'énergie et les fonctions d'onde des configurations  $\{\Omega_p, \Omega_n\}$  en tenant compte de l'interaction particule-rotation et de la force résiduelle entre les deux nucléons célibataires.

1964

56 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

---

ALCEU G.

CEA-R 2730 - PINHO ~~Alecano~~-G., FICARI Jean.

SOME CONSIDERATIONS OF THE ENERGY SPECTRUM OF ODD-ODD  
DEFORMED NUCLEI

Summary. - The odd-odd deformed nuclei are described as a rotator plus two odd nucleons moving in orbitals  $\Omega_p$  and  $\Omega_n$  of the deformed potential.

We investigate the energies and wave functions of the various states of the  $\{\Omega_p, \Omega_n\}$  configurations by calculating and numerically diagonalising the Hamiltonian matrix (with R.P.C. and residual interactions). The Gallagher-Moszkowski coupling rules and the abnormal  $K = 0$  rotational bands are discussed.

1964

56 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

*Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.*

*The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIIIème.*

**- Rapport CEA n° 2730 -**

**Service de Physique Nucléaire à Basse Energie**

**QUELQUES CONSIDERATIONS SUR LE SPECTRE**

**D'ENERGIE DES NOYAUX IMPAIR-IMPAIR DEFORMES**

**par**

**ALCEU G. DE PINHO\* et Jean PICARD**

**\* Détaché du Centre Brésilien de Recherches Physiques, Rio de Janeiro, Brésil.**

**- Février 1965 -**

# QUELQUES CONSIDERATIONS SUR LE SPECTRE D'ENERGIE DES NOYAUX IMPAIR-IMPAIR DEFORMES

## I - INTRODUCTION

Les spectres d'énergie des niveaux faiblement excités des noyaux impair-impair déformés sont probablement les plus complexes à analyser. Néanmoins, dans certains cas, il est possible d'obtenir quelques informations intéressantes, par exemple, sur l'interaction résiduelle entre les deux nucléons non appariés.

Le noyau impair-impair déformé est décrit comme un rotateur plus deux nucléons célibataires. Les deux nucléons non appariés sont fortement couplés au rotateur et se meuvent sur deux orbites indépendantes,  $Q_p$  et  $Q_n$ , du potentiel déformé. Pour ce potentiel moyen, non sphérique, nous avons pris celui de Nilsson [1]. Il a tabulé [1] [2] les énergies et les fonctions d'onde des états intrinsèques. L'ensemble de deux orbites de Nilsson  $\{Q_p, Q_n\}$  est défini comme une configuration.

Une orbite de Nilsson est deux fois dégénérée ( $\pm Q$ ). Par suite, dans les noyaux impair-impair déformés, chaque paire d'orbites donne deux états intrinsèques,  $Q_p + Q_n$  et  $|Q_p - Q_n|$ , qui sont dégénérés dans le modèle de Nilsson. Ces deux états correspondent aux deux possibilités de couplage du spin intrinsèque des deux nucléons.

D'autres termes dans l'hamiltonien peuvent lever cette dégénérescence :  
1) le terme rotationnel et 2) l'interaction résiduelle entre les deux nucléons.

Quand on examine une table de niveaux nucléaires\* on est impressionné par le grand nombre d'états isomères dans les noyaux impair-impair déformés. Très souvent la paire état fondamental-état isomère appartient à la

---

\* Les références aux résultats expérimentaux qui ne sont pas données explicitement peuvent être trouvées dans la table de Landolt-Börnstein : Zahlenwerte und Funktionen, Neue Serie 1/1, Springer Verlag, Berlin, 1961 ou dans l'article de C.J. Gallagher et V.G. Soloviev (Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk 2, n° 2 (1962)).

même configuration et résulte de la levée de la dégénérescence du doublet  $|Q_p \pm Q_n|$ . Ainsi, lorsque l'interaction de Coriolis entre les différentes configurations peut être négligée, on peut espérer obtenir des informations sur la force résiduelle proton-neutron par l'analyse de l'écartement des membres  $Q_p + Q_n$  et  $|Q_p - Q_n|$  du doublet.

## II - L'HAMILTONIEN

L'hamiltonien du problème peut s'écrire [3] :

$$H = H_p + H_{rot.} + H_{int.} + H_{résid.} \quad (1)$$

où  $H_p$  donne les états de particules indépendantes dans le modèle de Nilsson,  $H_{rot.}$  décrit le mouvement rotationnel du potentiel déformé,  $H_{int.}$  décrit le couplage entre le mouvement des particules indépendantes sur leurs orbites et le mouvement de rotation du noyau et  $H_{résid.}$  décrit le couplage entre les deux particules célibataires par l'intermédiaire d'une force à deux corps. Les vecteurs de base sont les solutions de  $H$  sans le couplage de Coriolis et sans l'interaction résiduelle.

### 1) L'HAMILTONIEN DE NILSSON

L'hamiltonien de particule indépendante dans le modèle de Nilsson [1] s'écrit :

$$\dot{H}_p = \dot{H}_0 + H_\delta + C \vec{l} \cdot \vec{s} + D \vec{l}^2 \quad (2)$$

où

$$\dot{H}_0 = \frac{\hbar \omega_0}{2} (-\Delta + r^2)$$

et

$$H_\delta = -\frac{4}{3} \hbar \omega_0 \delta \sqrt{\frac{\pi}{5}} r^2 Y_{20}$$

La constante de l'oscillateur et la déformation  $\delta$  sont reliées par la relation suivante :

$$\omega_0(\delta) = \dot{\omega}_0 \left( 1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3 \right)^{-1/6} \quad (3)$$

$\dot{\omega}_0$  étant la valeur de  $\omega_0(\delta)$  pour  $\delta = 0$ .

Les énergies et les fonctions propres sont données par Nilsson en fonction de la déformation  $\eta$  et de deux paramètres  $\kappa$  et  $\mu$  qui peuvent

être exprimés en fonction des anciens paramètres  $\delta$ , C et D par les relations suivantes :

$$\kappa = - \frac{1}{2} \frac{C}{\hbar \dot{\omega}_0} \quad (4a)$$

$$\mu = \frac{2 D}{C} \quad (4b)$$

$$\eta = \frac{\delta}{\kappa} \cdot \frac{\omega_0(\delta)}{\dot{\omega}_0} \quad (4c)$$

Les fonctions d'onde intrinsèques s'écrivent dans la représentation  $j - \Omega$  :

$$\mathcal{f}_\Omega = \sum_j c_j \langle \bar{r} | N 1 j \Omega \rangle \quad (5a)$$

et dans la représentation  $l - \Lambda$  :

$$\mathcal{f}_\Omega = \sum_{l\Lambda} a_{l\Lambda} \langle \bar{r} | N 1 (s) \Lambda \Sigma \rangle \quad (5b)$$

Les coefficients  $c_j$  et  $a_{l\Lambda}$  sont liés par la relation :

$$c_j = \sum_{\Lambda\Sigma} \langle 1 \ 1/2 \ \Lambda \ \Sigma | j \ \Omega \rangle a_{l\Lambda} \quad (6)$$

Dans ces expressions,  $l$ ,  $s$ ,  $j$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  et  $\Omega$  sont respectivement le moment angulaire orbital, le spin intrinsèque, le moment angulaire total de la particule et leur projection sur l'axe de symétrie du potentiel déformé. Il est évident que  $\Lambda + \Sigma = \Omega$ .  $N$  est le nombre quantique principal. Les fonctions d'onde radiales sont celles de l'oscillateur harmonique. Il est commode de définir également le nombre quantique  $n_s$  qui est le nombre de plans nodaux perpendiculaires à l'axe de symétrie.

Chaque orbite de Nilsson est définie par  $Q P [ N n_s \Lambda ]$  où la parité  $P = (-1)^N$ .

#### 11) L'HAMILTONIEN DE ROTATION ET LES VECTEURS DE BASE

Les fonctions propres du rotateur sont les  $\mathcal{D}_{MK}^I(\theta_1)$  où les  $\theta_1$  sont les



trois angles d'Euler. Elles doivent être normalisées de manière à représenter une transformation unitaire d'un système d'axes fixe dans l'espace au système d'axes lié au rotateur. Le moment angulaire total  $I$  a une projection  $M$  sur l'axe  $z$  fixé dans l'espace et une projection  $K$  sur l'axe de symétrie  $z'$ . Le moment angulaire total  $\vec{I}$  est la somme des moments angulaires  $\vec{j}_p$  et  $\vec{j}_n$  des nucléons et du moment angulaire  $\vec{R}$  du mouvement collectif. La condition de symétrie axiale impose que  $R$  soit perpendiculaire à l'axe de symétrie, par suite  $K = \Omega_p + \Omega_n$  ou  $K = |\Omega_p - \Omega_n|$  (voir fig. 1).

Une autre propriété découle de la symétrie de réflexion par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie et passant par l'origine. L'opérateur  $R_1$  de cette réflexion a été défini par Bohr et Mottelson [4]. Son action sur les fonctions d'onde est la suivante :

$$R_1 \mathcal{D}_{MK}^I = (-)^{I+K} \mathcal{D}_{M,-K}^I \quad (7a)$$

$$R_1 \chi_K = P(-)^{I+1/2} \chi_{-K} \quad (7b)$$

Dans le noyau impair-impair déformé la fonction d'onde intrinsèque est le produit de deux fonctions d'onde de Nilsson, l'une pour le proton et l'autre pour le neutron [5]:

$$\chi_K = \chi_{\Omega_p} \chi_{\Omega_n} \quad \text{si} \quad K = \Omega_p + \Omega_n \quad (8a)$$

$$\chi_K = \chi_{\Omega_p} \chi_{-\Omega_n} \quad \text{si} \quad K = |\Omega_p - \Omega_n| \quad (8b)$$

La fonction d'onde normalisée sera donc, dans l'approximation adiabatique,

$$\psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} (1 + R_1) \mathcal{D}_{MK}^I \chi_K \quad (9)$$

Pour être explicites nous pouvons écrire, par exemple, dans la représentation  $1 \wedge$  :

$$|I(P)M K = \Omega_p + \Omega_n\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}$$

$$| \chi_{\Omega_p}(1) \chi_{\Omega_n}(2) \mathcal{D}_{MK}^I(\theta_1) - P(-)^I \chi_{-\Omega_p}(1) \chi_{-\Omega_n}(2) \mathcal{D}_{M,-K}^I(\theta_1) |$$

(10)

$$= \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{l_p l_n} \sum_{\Lambda_p \Lambda_n} a_{l_p \Lambda_p} a_{l_n \Lambda_n}$$

$$\left( \begin{array}{c} N_p l_p \\ \varphi_{\Lambda_p + \Sigma_p}^{(1)} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} N_n l_n \\ \varphi_{\Lambda_n + \Sigma_n}^{(2)} \end{array} \right) \mathcal{D}_{MK}^I(\theta_1) - P(-1) \left( \begin{array}{c} N_p l_p \\ \varphi_{-\Lambda_p - \Sigma_p}^{(1)} \end{array} \right) \left( \begin{array}{c} N_n l_n \\ \varphi_{-\Lambda_n - \Sigma_n}^{(2)} \end{array} \right) \mathcal{D}_{M, -K}^I(\theta_1) \left( \right)$$

où  $\varphi_{\Lambda + \Sigma}^{N l}$  représente  $\langle \bar{r} | N l \wedge \Sigma \rangle$ .

Avec ces fonctions d'onde nous avons pour la partie rotationnelle de l'hamiltonien :

$$H_{rot.} = \langle H_{rot.} \rangle = \frac{\hbar^2}{2J} \left[ I(I+1) \pm 2Q_p Q_n - 2(Q_p \pm Q_n)^2 \right] + \sum_{j_p} |c_{j_p}|^2 j_p(j_p+1) + \sum_{j_n} |c_{j_n}|^2 j_n(j_n+1) \quad (11)$$

où les signes  $\pm$  correspondent respectivement aux cas où:  $K = |Q_p \pm Q_n|$  et  $J$  est le moment d'inertie. Les deux derniers termes peuvent être incorporés à  $\langle H_p \rangle$  puisqu'ils ne dépendent que des fonctions d'onde intrinsèques.

On voit que la contribution de l'énergie de rotation aux deux états intrinsèques n'est pas la même. La différence d'énergie rotationnelle entre les états  $I = |Q_p + Q_n|$  et  $I' = |Q_p - Q_n|$  est donnée par :

$$\Delta H_{rot.} = \frac{\hbar^2}{J} \cdot Q < \quad (12)$$

où  $Q <$  est la plus petite des deux projections  $Q$ . Ce terme tend toujours à placer l'état  $|Q_p - Q_n|$  au-dessous de l'état  $Q_p + Q_n$ .

### 111) L'HAMILTONIEN D'INTERACTION

L'hamiltonien d'interaction est donné par :

$$H_{int.} = \frac{\hbar^2}{2} \left[ (j_+^p j_-^n + j_-^p j_+^n) - (I_+ j_-^p + I_- j_+^p) - (I_+ j_-^n + I_- j_+^n) \right] \quad (13)$$

où  $I_{\pm} = i_1 \pm i_2$  et  $j_{\pm} = j_1 \pm i j_2$ .

Dans la première parenthèse l'interaction rotationnelle particule-

particule couple respectivement l'état  $|IK(\Omega_p, \Omega_n)\rangle$  et les états  $|IK(\Omega_p + 1, \Omega_n - 1)\rangle$  et  $|IK(\Omega_p - 1, \Omega_n + 1)\rangle$ . En raison de la dégénérescence intrinsèque ( $\pm Q$ ) d'une orbite de Nilsson ce terme peut donner un élément de matrice diagonal dans le cas  $|\Omega_p| = |\Omega_n| = 1/2$ ,  $K = 0$  parce qu'il peut coupler les deux parties de la fonction d'onde  $\chi_K$  et  $R_1 \chi_K$ . Comme l'a montré Newby [6] l'énergie associée à ce terme est, dans ce cas, égale à :

$$- (\hbar^2/2J) (-1)^I a_p a_n \quad (14)$$

où les "a" sont les facteurs de découplage associés aux orbites  $Q = 1/2$  :

$$a = \sum_j |C_j|^2 (-1)^{j-1/2} (j + \frac{1}{2}) \quad (15)$$

Les quatre derniers termes ( $H_{RPC}$ ) couplent respectivement l'état  $|IK(\Omega_p, \Omega_n)\rangle$  aux états  $|IK-1(\Omega_p - 1, \Omega_n)\rangle$ ,  $|IK+1(\Omega_p + 1, \Omega_n)\rangle$ ,  $|IK-1(\Omega_p, \Omega_n - 1)\rangle$  et  $|IK+1(\Omega_p, \Omega_n + 1)\rangle$ .

Lorsqu'on néglige le couplage entre configurations différentes ces termes ne contribuent que si  $\Omega_p$  (ou  $\Omega_n$ ) =  $\frac{1}{2}$ . Dans ce cas :

$$\langle H_{RPC} \rangle = - \frac{\hbar^2}{2J} \sqrt{(I + \Omega_1 + \frac{1}{2})(I - \Omega_1 + \frac{1}{2})} a_2 \quad (16)$$

où  $\Omega_1 \neq \frac{1}{2}$  et  $a_2$  est le facteur de découplage de l'orbite 2 pour laquelle  $\Omega_2 = \frac{1}{2}$ .

Dans le cas particulier où  $\Omega_p = \Omega_n = \frac{1}{2}$ , nous avons :

$$\langle H_{RPC} \rangle = - \frac{\hbar^2}{2J} \sqrt{I(I + 1)} (a_p - (-1)^I a_n) \quad (17)$$

Il est évident que le déplacement des niveaux n'étant plus proportionnel à  $I(I + 1)$ , on ne peut plus résorber l'interaction de Coriolis dans une renormalisation du moment d'inertie.

#### 1v) L'INTERACTION RESIDUELLE

Pour calculer  $E_{\text{résid.}} = \langle H_{\text{résid.}} \rangle$  nous avons choisi une interaction à deux corps de la forme :

$$V_{pn} = - V_0 \exp [ - \rho (|\vec{r}_p - \vec{r}_n|) ] (W + BP_\sigma - MP_\sigma P_\tau - HP_\tau) \quad (18)$$

ou  $P_\sigma$  et  $P_\tau$  sont les opérateurs de projection.

$$P_\sigma = \frac{1 + \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n}{2}, \quad P_\tau = \frac{1 + \vec{\tau}_p \cdot \vec{\tau}_n}{2}$$

Cette force n'est qu'une approximation de l'interaction entre deux nucléons libres puisqu'elle néglige le coeur dur ou le terme dépendant des vitesses aussi bien que la force tenseur ou le terme spin-orbite. La forme gaussienne pour la partie radiale avec une même portée pour les quatre composantes a été choisie pour simplifier les calculs, de préférence à une forme de Yukawa.

Dans le calcul, il s'est avéré plus commode d'écrire les quatre composantes de la force sous la forme :

$$v_1 + v_2 \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n + v_3 P_M + v_4 \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n P_M \quad (19)$$

ou  $P_M$  est l'opérateur de Majorana. Les quatre coefficients sont reliés par une relation de normalisation :  $v_1 + v_2 + v_3 + v_4 = 1$ . Avec la profondeur  $V_0$  et la portée  $\rho$  du puits l'interaction  $V_{pn}$  est donc une fonction de cinq paramètres.

Nous avons essayé plusieurs ensembles de paramètres "v"; ils sont donnés dans le tableau I.

	$v_1$	$v_2$	$v_3$	$v_4$
a) Rosenfeld [7]	0,100	0,230	0,800	- 0,130
b) Soper [8]	0,435	0,135	0,430	0
c) Serber	0,500	0	0,500	0
d) Ferrel-Visscher [9]	0,317	0	0,591	0,092
e) Newby [6]	0,469	0,031	0,469	0,031
f) Gillet I [10]	0,300	- 0,100	0,600	0,200
g)	0,800	0,200	0	0
h) Gillet II [10]	0,300	- 0,050	0,550	0,200

TABLEAU I

Les éléments de matrice diagonaux de cette interaction résiduelle avec les fonctions d'onde (9) ont été donnés par l'un de nous [11].

Dans la limite d'une interaction de contact l'élément de matrice de l'opérateur  $P_M$  est nul et l'élément de matrice de  $\vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n P_M$  est égal à celui de  $\vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n$ . Ce cas particulier a été étudié par Pyatov [12].

Les éléments de matrice sont désignés par  $A^\pm$  et B, définis comme suit :

$$\langle I(P)M K - \Omega_p + \Omega_n \mid V_{np} \mid I(P)M K \rangle = A^+ \quad (20a)$$

$$\langle I(P)M K - \mid \Omega_p - \Omega_n \mid \mid V_{np} \mid I(P)M K \rangle = A^- - (-1)^i \delta_{K0} P B \quad (20b)$$

Newby [6], qui a calculé le terme  $B^*$ , a montré l'importance de celui-ci dans le déplacement relatif des membres de  $I$  pair par rapport aux membres de  $I$  impair dans les bandes de rotation  $K = 0$ .

---

\* Il faut noter que la valeur de  $B$ , ainsi définie, vaut  $-P$  la valeur donnée par Newby.

### III - LE CALCUL

Les fonctions d'onde radiales utilisées pour le calcul des éléments de matrice de l'interaction résiduelle sont approchées par celles d'un oscillateur harmonique. Ce choix traditionnel est dicté par des raisons de commodité numérique. En effet, dans ce cas, et avec un puits gaussien, les intégrales radiales peuvent être résolues exactement [13]. Il faut remarquer que seul le rapport sans dimension  $\beta = \rho/v$  intervient dans l'évaluation des éléments de matrice,  $v$  étant la constante de l'oscillateur :  $v = M \omega_0 / \hbar$ .

Pour le calcul numérique, nous avons pris [6] :

$$\hbar \omega_0 = 41 A^{-1/3} \text{ MeV}$$

d'où  $\beta \approx \rho A^{1/3}$  avec  $\rho$  en  $\text{fm}^{-2}$ .

Pour les paramètres de la gaussienne, nous avons :

$$V_0 = 43 \text{ MeV}$$

$$\rho = 0,395 \text{ fm}^{-2}$$

d'où [14] :

$$V_0/\rho = 109 \text{ MeV fm}^2$$

Le moment d'inertie, lorsque c'était possible, a été calculé à partir de ceux des noyaux pair-pair et impair voisins par la formule empirique suivante :

$$J_{ii} = J_{pp} + \delta J_p + \delta J_n \quad (21)$$

$J_{pp}$  est le moment d'inertie du noyau pair-pair voisin ( $Z - 1, N - 1$ ) et  $\delta J$  les contributions des nucléons non appariés calculés par la comparaison des moments d'inertie de ce noyau pair-pair et des moments d'inertie des noyaux impairs ( $Z, N - 1$  et  $Z - 1, N$ ) où le nucléon célibataire occupe la même orbite que celle qui lui a été attribuée dans le noyau impair-impair.

Le calcul des éléments de matrice et la diagonalisation numérique de la matrice  $H$  pour obtenir les fonctions d'onde  $\alpha(I) |K - \Omega_p - \Omega_n\rangle + \beta(I) |K - \Omega_p + \Omega_n\rangle$  ont été effectués à l'IBM 7094 de Saclay.

Nous allons commenter maintenant l'influence des variations des nombreux paramètres en présence, sur la valeur des éléments de matrice et sur l'ordre et l'espacement relatif des niveaux. A titre d'exemple, nous allons étudier la configuration proton  $1/2 - [530]$ , neutron  $1/2 + [631]$  qui est responsable de plusieurs niveaux connus dans  $^{234}\text{Pa}$ .

1) LES PARAMETRES  $V_0$  et  $\rho$  de la gaussienne

En général les éléments de matrice  $A^\pm$  et  $B$  décroissent assez rapidement quand  $\rho$  augmente. Dans la figure 2 nous représentons ces éléments de matrice en fonction de  $\beta$  pour une déformation  $\eta = 6$  et  $\mu_p = 0,70$ ,  $\mu_n = 0,45$ . Si toutefois on fait varier  $V_0$  et  $\rho$  de telle façon que le rapport  $V_0/\rho$  se maintienne constant, la position des niveaux n'est pas très modifiée. Dans le tableau II nous donnons la différence d'énergie entre le premier niveau  $I = 1$  et le niveau  $I = 0$  en fonction de  $\beta$  et de  $V_0$  avec  $V_0/\rho = 109 \text{ MeV fm}^2$  (dans ce calcul  $\hbar^2/2J = 5 \text{ keV}$ ).

TABLEAU II

$\beta$	$V_0$ (MeV)	E(1) - E(0) en keV	
		Rosenfeld	Soper
1,20	22	134	88
1,82	32	115	78
2,35	43	102	71
3,15	54	95	66
3,65	65	89	63
4,90	76	83	61



Finalement le tableau III montre comment se transforme le spectre pour des variations plus fines des paramètres  $\rho$  et  $V_0$  (les  $v$  sont ceux de Rosenfeld,  $\hbar^2/2J = 5$  keV,  $\eta = 6$ ). On voit que seules les positions des niveaux relativement hauts sont sensiblement modifiés pour des petites variations de  $V_0$  et  $\beta$ .

#### 11) LES PARAMETRES $v$

Par contre la position des niveaux dépend fortement des différents mélanges des quatre composantes d'une force centrale (voir fig. 3 où les lettres a), b), ... correspondent aux ensembles du tableau I). Dans un très grand nombre de cas, même la position relative des niveaux  $I = K = Q_p + Q_n$  et  $I = |Q_p - Q_n|$  est modifiée quand on passe d'un ensemble à l'autre. Dans le tableau IV on montre comment peuvent varier les coefficients  $\alpha(i)$  et  $\beta(i)$  en fonction des mêmes paramètres. Un autre exemple est donné dans la figure 4 qui se réfère à la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} \text{proton } 1/2 + [411], \\ \text{neutron } 1/2 - [521] \end{array} \right\}$ . Cette configuration doit décrire un certain nombre de niveaux du  $^{172}\text{Tm}$ .

Une force de Wigner pure ne donne aucune contribution ni à  $\Delta A = A^+ - A^-$  ni à  $B$ , dans ces conditions le coefficient  $v_1$  n'intervient qu'indirectement, c'est-à-dire, par l'intermédiaire de la normalisation. Dans pratiquement tous les cas la contribution la plus importante est celle de l'élément de matrice  $\langle \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n \rangle$ . Dans une force du type Serber les coefficients  $v_2$  et  $v_4$  étant petits ou même nuls,  $\Delta A$  et  $B$  dépendent beaucoup, dans ce cas, du petit élément de matrice de l'opérateur de Majorana.

#### 111) LES PARAMETRES DE L'HAMILTONIEN DE NILSSON

Nous avons finalement étudié les modifications de la séquence des niveaux avec les variations de la déformation et du paramètre  $\mu$  qui décrit l'importance relative des termes  $l^2$  et  $\vec{l} \cdot \vec{s}$ . Les énergies et les coefficients  $\alpha(i)$  et  $\beta(i)$  dépendent de  $\mu$  autant que de  $\eta$  (fig. 5 et 6). Comme le premier paramètre n'est pas fixé sans ambiguïté, cette situation complique énormément l'analyse des résultats (dans ces figures l'énergie intrinsèque  $\langle H_p \rangle$  n'est pas considérée).

TABLEAU III

Energie (en keV) des premiers niveaux de la configuration  $\frac{1}{2}[530], \frac{1}{2}[631]$  pour une déformation  $\eta_p = \eta_n = 6$  avec  $\mu_p = 0,70, \mu_n = 0,45$ .

$R$	2,43	2,43	2,66	2,66
$V_0$ (MeV)	43	47	43	47
$V_0/\rho$ (MeV $f m^2$ )	109	119	100	109
I - 0	0	0	0	0
I - 2	28,7	28,8	28,6	28,7
I - 4	95,7	96,2	95,4	95,8
I - 1	102,2	110,5	91,4	98,8
I - 3	125,6	134,8	114,0	122,0
I - 1	161,4	173,5	148,0	158
I - 2	173,6	186,3	159,0	171
I - 5	186,6	196,1	175,0	183
I - 6	201,5	202,2	201,0	201

TABLEAU IV

Coefficients  $\alpha^2(2)$  et  $\beta^2(1)$  pour les premiers niveaux de spin  $I = 2$  et  $I = 1$  de la configuration  $\left\{ \frac{1}{2} - [530], \frac{1}{2} + [631] \right\}$  en fonction de différents mélanges des quatre composantes d'une force centrale.  $\mu_p = 0,70$ ,  $\mu_n = 0,45$ ;  $\rho_n = 0,355 \text{ fm}^{-2}$ ;  $V_0 = 44 \text{ MeV}$ ;  $\hbar^2/2J = 5 \text{ keV}$

$\eta = 4$	a	b	c	d	e	f
$\alpha^2(2)$	0,94	0,91	0,41	0,56	0,65	0,23
$\beta^2(1)$	0,80	0,76	0,58	0,59	0,64	0,45

$\eta = 6$	a	b	c	d	e	f
$\alpha^2(2)$	0,99	0,98	0,45	0,51	0,81	0,04
$\beta^2(1)$	0,15	0,36	0,63	0,70	0,60	0,87



#### IV - RESULTATS

##### 1) PEUT-ON EXPLIQUER LES REGLES DE COUPLAGE DE GALLAGHER-MOSZKOWSKI AVEC SIMPLEMENT UNE FORCE CENTRALE ENTRE LES DEUX NUCLEONS NON APPARIES ?

Gallagher et Moszkowski [15] ont adapté les règles de couplage de Nordheim [16] aux noyaux déformés. D'après ces règles empiriques les spins intrinsèques ont tendance à s'aligner parallèlement ( $\Sigma = 1$ ) dans l'état de moindre énergie, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} I &= |\Omega_p - \Omega_n| \quad \text{si } \Omega_p = \Lambda_p \pm 1/2 \quad \text{et } \Omega_n = \Lambda_n \mp 1/2 \\ I &= |\Omega_p + \Omega_n| \quad \text{si } \Omega_p = \Lambda_p \pm 1/2 \quad \text{et } \Omega_n = \Lambda_n \pm 1/2 \end{aligned} \quad (22)$$

La première relation correspond à la "règle forte" de Nordheim et la seconde à la forme limite de la "règle faible". Brennan et Bernstein [17] ont montré que la règle faible peut, en réalité, être décomposée en deux autres dans le cas du couplage particule-particule. De Shalit et Walecka [18] ont justifié théoriquement ces nouvelles règles dans le cas des noyaux sphériques avec une interaction proton-neutron de la forme  $V_0(r_1, r_2, \cos\omega_{12}) + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 V_1(r_1, r_2, \cos\omega_{12})$ . Si on les transpose aux noyaux déformés, il faut remplacer la deuxième règle de couplage par :

$$\begin{aligned} I &= |\Omega_p - \Omega_n| \quad \text{si } \Omega_p = \Lambda_p - 1/2 \quad \text{et } \Omega_n = \Lambda_n - 1/2 \\ I &= \Omega_p + \Omega_n \quad \text{si } \Omega_p = \Lambda_p + 1/2 \quad \text{et } \Omega_n = \Lambda_n + 1/2 \end{aligned} \quad (23)$$

Les règles de Gallagher-Moszkowski sont en accord excellent avec les résultats expérimentaux mais il convient de noter que de nombreuses attributions "expérimentales" ont été faites précisément à partir de ces règles. En principe, il n'y a aucune justification expérimentale pour la modification qui correspond aux règles de Brennan-Bernstein.

L'hypothèse de base des règles de couplage Gallagher-Moszkowski est que les deux nucléons non appariés ont tendance à se coupler comme dans le deuteron. Or, dans un noyau déformé, les deux nucléons célibataires sont, en

général, dans un état relatif très différent de l'état  $s$  du deuteron et il n'est pas évident que la même force produise la même tendance. De plus, la fonction d'onde relative proton-neutron peut changer beaucoup d'une configuration à l'autre. Néanmoins, comme on peut le voir dans le tableau V, une même force centrale peut reproduire, dans presque tous les cas, les prédictions des règles de couplage (22) (quelques résultats préliminaires ont été publiés par ailleurs, ref. [19]).

Si l'on pose  $\Delta A = A^+ - A^-$ , les règles de Gallagher-Moszkowski équivalent à dire que :

$$\Delta A > 0 \quad \text{si} \quad \Sigma = 1 \text{ dans l'état } I = |\Omega_p - \Omega_n|$$

$$\Delta A < 0 \quad \text{si} \quad \Sigma = 1 \text{ dans l'état } I = \Omega_p + \Omega_n$$

Lorsque  $\Delta A > 0$ , le terme rotationnel (12) ne peut qu'accentuer l'abaissement de l'état  $I = |\Omega_p - \Omega_n|$  mais pour  $\Delta A < 0$  il peut être tout naturellement responsable d'une violation des règles de couplage. De plus, lorsque  $K = 0$ , quelques irrégularités peuvent apparaître parce que le terme additionnel B peut modifier le signe de  $\Delta E$  [11] [12]. En fait, dans ce cas  $\Delta A = A^+ - A^- + (-)^I P B$  et très souvent B sont du même ordre de grandeur que  $A^+ - A^-$ .

Dans le tableau V les orbites de Nilsson pour proton et neutron sont indiquées respectivement dans les colonnes 1 et 2. Les prévisions des règles de couplage de Gallagher-Moszkowski, c'est-à-dire les signes de  $\Delta A$ , sont données en colonne 3 (+ indique que le niveau  $I = \Omega_p + \Omega_n$  est le plus élevé et - qu'il est le plus bas). Le symbole ( $\dagger$ ) signifie qu'une inversion de signe peut être introduite par les règles de couplage (23). En colonne 4 nous donnons la déformation  $\eta$  pour laquelle les résultats numériques sont présentés, et dans les colonnes 5 à 11 la valeur de  $A^+ - A^-$  pour plusieurs ensembles de paramètres  $v$  (voir tableau I). Le symbole (\*) précise les cas où le terme  $\Delta E_{rot.}$  peut dominer et imposer le signe de  $\Delta E = \Delta E_{rot.} + \Delta A$ . Le symbole (§) indique les situations où le terme B peut modifier le signe de  $\Delta E$  pour les états  $I = 2\Omega$  et  $I = 0$ . Dans la colonne 12 nous donnons quelques noyaux où la configuration en question est susceptible d'être responsable du niveau fondamental ou de quelques niveaux faiblement excités et dans la colonne 13 quelques indications expérimentales avec les conventions de la colonne 3. Les résultats théoriques ont été calculés avec  $0 = 0,395 \text{ fm}^2$  et  $V_0 = 43 \text{ MeV}$ .

TABLEAU V

Proton	Neutron	GM	n	Valeur de $\Delta A$ calculée en keV							Noyau	Exp
				a	b	c	d	e	f	g		
3/2 (651)	3/2 (631)	-	4	-106	-41	-41	-31	-34	-3,7*	-14	$^{228}_{Ac}$	(-)
3/2 (651)	5/2 (633)	+	4	-18*	-6,3*	-43	-50	-33	-72	45	$^{228}_{Ac}$	
1/2 (530)	5/2 (752)	-	4	-110	-68	-8,1	-15	-23	24	-90	$^{228}_{Pa}$	(-)
1/2 (530)	5/2 (633)	+	4	27	30	-11	3,3	4,3	-7	52	$^{230}_{Pa}, ^{232}_{Pa}$	(+)
1/2 (530)	1/2 (631)	+	4	31	25	-4,1*	3,1	5,4	-9,1	42	$^{234}_{Pa}$	+
1/2 (530)	7/2 (743)	-	4	-104	-62	-8,0	-12	-21	25	-82	$^{234}_{Pa}$	-
3/2 (651)	1/2 (631)	+	4	24	20	-8,6	-3,9*	0,3	-17	40	$^{234}_{Pa}$	(+)
5/2 (642)	5/2 (633)	+	6	-70	-12*	-89	-78	-59	-94	96	Np	
5/2 (642)	5/2 (752)	-	6	-286	-160	-95	-112	-107	-55§	-117	Np	
5/2 (523)	5/2 (633)	-†	6	-270	-155	-95	-117	-108	-70§	-108	Np	
5/2 (642)	7/2 (743)	-	6	-326	-177	-108	-120	-118	-50	-124	$^{236}_{Np}$	-
5/2 (523)	5/2 (622)	+	6	33	17	-48	-61	-34	-117	86	$^{238}_{Np}, ^{242}_{Am}$	+
5/2 (523)	7/2 (743)	+	6	-8,0*	4,3	-73	-82	-52	-129	100	$^{238}_{Np}$	
5/2 (523)	1/2 (631)	-†	6	-95	-60	-11	-19	-24	+11	-75	$^{238}_{Np}$	(-)
5/2 (642)	1/2 (631)	+	6	43	38	-13	-1,0*	4,1	-21	74	$^{238}_{Np}$	+
5/2 (642)	7/2 (624)	+	6	2,9	6	-52	-61	-37	-100	74	$^{240}_{Np}$	
5/2 (523)	1/2 (631)	-†	6	-94	-59	-11	-19	-24	11	-74	$^{240}_{Am}$	
5/2 (523)	7/2 (624)	-†	6	-390	-208	-132	-146	-142	-68	-138	$^{244}_{Am}, ^{238}_{Np}$	-

TABLEAU V (suite)

Proton	Neutron	GM	$\eta$	Valeur de $\Delta A$ calculée en keV							Noyau	Exp
				a	b	c	d	e	f	g		
5/2 (523)	9/2 (734)	+	6	-21*	-4,8*	-98	-116	-74	-177	118	<sup>246</sup> Am	(+)
3/2 (521)	7/2 (613)	-	6	-125	-72	-21	-25	-32	15	-81	Bk	
3/2 (521)	1/2 (721)	+	6	53	24	-46	-67	-33	-130	94		
3/2 (521)	1/2 (761)	+	6	-74	-38	-2,2*	+5,3	-7,4	41	-5		
3/2 (521)	1/2 (620)	-	6	-79	-3,6*	-0,9*	-0,9*	-20	60	-110	<sup>250</sup> Bk	(-)
7/2 (633)	11/2 (725)	-	6	-224	-123	-68	-76	-77	-25	-95	<sup>254</sup> Es	(-)
3/2 (411)	3/2 (521)	-	6	296	-154	-62	-55	-75	+40	-148	<sup>154</sup> Eu, <sup>156</sup> Tb, <sup>158</sup> Tb	-
5/2 (413)	3/2 (521)	+	6	76	49	-32	-35	-12*	-90	114	<sup>156</sup> Eu	(+)
3/2 (411)	3/2 (651)	-	6	-79	-43	-9,0*	-7,8*	-16*	22	-52	<sup>154</sup> Tb	(-)
7/2 (523)	3/2 (651)	-	6	-143	-77	-36	-39	-43	-0,2*	-68	<sup>156</sup> Ho	-
7/2 (523)	3/2 (521)	-	6	-232	-122	-41	-36	-54	43	-128	<sup>160</sup> Ho	
7/2 (523)	5/2 (523)	+	6	-54	-45*	-190	-260	-163	-392	176	<sup>162</sup> Ho	
7/2 (523)	5/2 (642)	-	6	-255	-138	-73	-79	-84	-16*	-111	<sup>162</sup> Ho	(-)
7/2 (404)	5/2 (523)	-	6	-286	-149	-79	-79	-88	-2,5*	-120	<sup>164</sup> Tm	
1/2 (411)	3/2 (521)	+	6	87	47	-55	-74	-33	-157	140	<sup>164</sup> Tm	
7/2 (523)	7/2 (633)	-	6	-414	-221	-130	-140	-142	-45* $\ddagger$	-160	<sup>166</sup> Ho	+
7/2 (523)	1/2 (521)	+	6	122	62	-26	-44	-9,6*	-126	125	<sup>166</sup> Ho	+
9/2 (514)	5/2 (523)	+	6	+25	+7,0	-102	-139	-80	-233	140	<sup>166</sup> Tm	



TABLEAU V (suite)

Proton	Neutron	GM	$\eta$	Valeur de $\Delta A$ calculée en keV							Noyau	Exp
				a	b	c	d	e	f	g		
				1/2 (411)	5/2 (642)	+	6	75	43	-10		
1/2 (411)	7/2 (633)	+	6	96	+55	-17	-23	-0,9*	-78	103	$^{168}_{Tm}$	
1/2 (411)	5/2 (512)	+	6	139	-61	-66	-109	-46	-235	175	$^{172}_{Tm}$	+
1/2 (411)	1/2 (521)	-†	6	-238	-127	-46	-44	-60	32	-129	$^{170}_{Tm}, ^{172}_{Tm}$	-
7/2 (404)	11/2 (505)	+	6	-53*	-74	-345	-490	-301	-771	-330	$^{170}_{Lu}$	
7/2 (404)	7/2 (633)	+	6	33	16	-61*	-81	-44*	-144	102	$^{170}_{Lu}, ^{172}_{Lu}, ^{176}_{Ta}$	+
7/2 (404)	1/2 (521)	-†	6	-122	-64	-11	-5,3*	-20	44	-80	$^{172}_{Lu}$	-
7/2 (404)	5/2 (512)	+	6	95	52	-42*	-58	-22*	-134	130	$^{172}_{Lu}, ^{174}_{Lu}, ^{176}_{Ta}$	(+)
1/2 (411)	5/2 (523)	-†	6	-177	-103	-25	-30	-42	28	-120	$Tm$	
5/2 (402)	7/2 (633)	-	6	-123	-65	-18*	-14*	-26*	31	-73		
1/2 (541)	1/2 (521)	-	6	-62	-35	-10	-12	-16	8	-40	$^{172}_{Lu}, \mu p - 0,70$	
1/2 (404)	7/2 (514)	-†	6	-490	-256	-153	-154	-163	-34*	-184	$^{176}_{Lu}, ^{178}_{Ta}$	(-)
9/2 (514)	7/2 (514)	+	6	-75*	-63*	-229	-316	-199	-469	198	$^{178}_{Ta}$	
7/2 (404)	1/2 (510)	+	4	116	65	-2,4*	-7,1*	+118	-62	100	$^{182}_{Ta}$	
7/2 (404)	9/2 (624)	+	4	+14	62	-93	-121	-71*	-200	127	$^{178}_{Lu}$	(+)
9/2 (514)	9/2 (624)	-	4	-430	-226	-138	-145	-148	-48*	-157		
7/2 (404)	7/2 (503)	+	4	+121	+54	-105	-158	-76*	-300	210	$^{182}_{Ta}$	
7/2 (404)	3/2 (512)	-†	4	-189	-102	-30*	-29*	-43	+35	-114		

TABLEAU V (suite)

Proton	Neutron	GM	$\eta$	Valeur de $\Delta A$ calculée en keV							Noyau	Exp
				a	b	c	d	e	f	g		
				5/2 (402)	9/2 (624)	-	4	-170	-88	-31*		
5/2 (402)	1/2 (510)	-	4	-165	-83	-7,6	+7,0	-19	+82	-113	Ta	
5/2 (402)	3/2 (512)	+	4	-57	175	-75	-115	-60	-208	121	$^{186}_{Re}, ^{188}_{Re}$	(+)
5/2 (402)	9/2 (505)	+	4	165	69	-89	-147	-65*	-306	216	$^{182}_{Re}, ^{190}_{Re}$	(+)
9/2 (514)	1/2 (510)	-	4	-162	-83	-3,0*	10	-17	86	-120	Ir	
1/2 (411)	3/2 (512)	-†	2	-211	-126	-49	-66	-68	-13	-125	Ir	
1/2 (411)	1/2 (510)	+	2	100	61	-6,4*	-5,1*	-10*	-52	99	Ir	
5/2 (402)	7/2 (503)	-	4	-610	-297	-151	-117	-159	26	-248	$^{188}_{Re}$	(-)
1/2 (411)	9/2 (505)	-†	2	-120	-66	-14	-13	-24	32	-90	Ir	
5/2 (413)	55/2 (642)	+	6	29	19	-57	-71	-39*	-125	102	$^{156}_{Eu}$	
5/2 (402)	7/2 (514)	+	6	99	49	-44*	-67	-27*	-150	130	Ta	
7/2 (523)	5/2 (512)	-	6	-205	-116	-44*	-50	-59	83	-116	Tm	
7/2 (523)	5/2 (523)	+	6	25	7,0	-101	-139	-80	-233	140	Tm	
9/2 (514)	7/2 (503)	-	4	-230	-124	-53*	-56*	-66*	9,2	-116	$^{184}_{Re}$	-
11/2 (505)	11/2 (615)	-	2	-481	-247	-158	-157	-164	-43*	-166	Ir	
3/2 (402)	11/2 (615)	+	2	78	4,	-50	-71	-31*	-147	125	Ir	
3/2 (402)	9/2 (505)	-†	2	-402	-204	-79	-63	-95	73	-204	Ir	
3/2 (402)	7/2 (503)	+	2	50	49	-140	-219	-107	-356	187	Ir	

Les règles de couplage de Gallagher-Moszkowski sont presque, sans exception, vérifiées par l'ensemble de paramètres  $g$  (force du type  $v_1 + v_2 \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n$ ) et pratiquement, dans tous les cas, par les ensembles  $a$  et  $b$  dont le coefficient  $v_2$  est relativement grand. La force de Serber ( $v_2 = v_4 = 0$ ) a tendance à baisser l'état  $Q_p + Q_n$  par rapport à l'état  $|Q_p - Q_n|$ ; c'est-à-dire, donne systématiquement  $\Delta A < 0$ . Les forces avec  $v_2 < 0$ , comme par exemple les familles de paramètres introduites par Gillet pour décrire les niveaux de  $^{12}\text{C}$  et de  $^{16}\text{O}$ , sont presque toujours en désaccord avec les prévisions des règles de couplage (22). Une correction analogue à celle de Brennan-Bernstein pour les noyaux sphériques est en contradiction avec les résultats expérimentaux et n'est pas justifiée par le calcul.

C'est le fait que l'élément de matrice de l'opérateur  $\vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n$  est presque toujours le plus grand en valeur absolue qui explique la différence de comportement des familles de paramètres que nous avons analysés.

#### 11) LES BANDES DE ROTATION $K = 0$

L'interaction résiduelle proton-neutron est également responsable du déplacement relatif des membres de spin pair par rapport aux membres de spin impair dans les bandes  $K = 0$  des noyaux impair-impair déformés. Ce problème est étudié en détail par Newby [6].

Dans les bandes de rotation  $K = 0$ ,  $Q_p(-Q_n) \neq 1/2$ , on peut déterminer expérimentalement la valeur de  $P B$  si on connaît, par exemple, la position des niveaux de  $I = 0, 1$  et  $2$ . Dans ce cas

$$(P B)_{\text{exp.}} = (3 E_{10} - E_{20})/6 \quad (24)$$

où  $E_{10} = E(1) - E(0)$  et  $E_{20} = E(2) - E(0)$ . Si  $P B > 0$  les niveaux de spin impair sont déplacés vers le haut et ceux de spin pair vers le bas. Dans les bandes de rotation  $K = 0$ ,  $Q_p = Q_n = 1/2$ , une analyse plus détaillée est nécessaire parce que le terme diagonal  $(-)^I (\hbar^2/2J) a_p a_n$  a le même effet que le terme  $P B$  et qu'en outre le mélange des bandes  $K = 0, 1$  joue différemment sur les membres pairs et impairs de la bande.

Nous avons calculé avec la même force centrale la valeur de  $P B$  pour plusieurs bandes de rotation  $K = 0$  qu'on peut s'attendre à trouver dans les noyaux tels que  $154 \leq A \leq 194$  ou  $A \geq 228$ . L'accord entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales déjà connues est du même ordre que l'accord entre la valeur calculée de  $\Delta A$  et les prévisions des règles de Gallagher-

Moszkowski, c'est-à-dire le signe des éléments de matrice sont presque toujours corrects mais leurs valeurs absolues ne sont pas très souvent reproduites avec précision.

D'autre part ce genre de calcul ne peut pas expliquer les variations que l'on constate par exemple dans les bandes de rotation  $K = 0$  de  $^{170}\text{Lu}$  et  $^{176}\text{Tm}$  où la valeur de  $P_B$  est respectivement 75 keV, 56 keV et 42 keV pour la même configuration et pratiquement la même déformation. L'interaction avec d'autres configurations est probablement responsable de cette variation.

Newby [6] a montré que si  $|\Sigma| = |\Sigma_p + \Sigma_n| = 1$  dans les bandes  $K = 0$ , une force centrale ne peut pas produire le déplacement pair-impair dans la limite des grandes déformations ( $B \rightarrow 0$ ). Dans ce cas, seule une force tensorielle pourrait produire le déplacement puisqu'une telle force peut transférer le moment angulaire de l'espace orbital à l'espace de spin et vice-versa. En général la déformation d'un noyau réel n'est pas suffisante pour polariser complètement les spins intrinsèques et les éléments de matrice  $B$  sont différents de zéro. Dans le cas de  $^{234}\text{Pa}$ , par exemple, la valeur de  $B$  calculée avec les paramètres de Rosenfeld est assez grande ( $P_B = 50$  keV à  $\eta = 5$ ) pour reproduire la situation expérimentale.

Si l'on définit :

$$P_1 = (\Sigma_1^+ - \Sigma_1^-) / (\Sigma_1^+ + \Sigma_1^-) \quad , \quad +1 \gg P_{\pm} \gg -1 \quad (25)$$

où  $\Sigma_1^{\pm}$  est la probabilité d'avoir la particule  $i$  dans une orbite bien définie avec  $\Sigma_1^{\pm} = \pm 1/2$ .

On peut définir alors le "degré de polarisation" d'une configuration par le produit :

$$|\mathcal{P}| = |P_p \cdot P_n| = |(P_1 - P_0) / (P_1 + P_0)|$$

où  $P_1$  est la probabilité d'avoir les spins intrinsèques parallèles et  $P_0$  la probabilité d'avoir les spins antiparallèles. Dans les états  $K = \Omega_p + \Omega_n$  nous avons  $\mathcal{P} = P_p \cdot P_n$  et dans les états  $K = |\Omega_p - \Omega_n|$  nous avons  $\mathcal{P} = - P_p \cdot P_n$ .

L'efficacité de cette règle asymptotique est montrée dans le tableau VI où l'on voit, dans un exemple choisi, la variation de  $B$  en fonction de  $\mathcal{P}$ . La configuration est  $\left\{ \begin{matrix} 5/2 - [523] \\ 5/2 + [622] \end{matrix} \right\}$  ;  $\eta_p = \eta_n = 6$  ;  $\mu_p = 0,70$ ,  $\mu_n = 0,45$ . Cette configuration est responsable de la bande  $K = 0$  ( $\Sigma = 1$ ) de  $^{242}\text{Am}$ .

TABEAU VI

$\eta$	$P_p$	$P_n$	$\mathcal{P}$	Valeurs de PB calculées (en keV)					
				a	b	c	d	e	f
2	- 0,53	- 0,01	- 0,006	+ 17,0	+ 28,2	+ 14,0	+ 40,0	+ 24,7	+ 55,5
4	- 0,60	+ 0,44	+ 0,26	- 1,4	+ 6,6	- 1,5	+ 7,1	+ 3,4	+ 11,7
6	- 0,68	+ 0,65	+ 0,44	- 3,5	+ 2,5	- 3,4	+ 1,1	- 0,2	+ 3,1

L'ensemble des résultats est présenté dans le tableau VII. L'orbite de Nilsson pour proton est indiquée dans la colonne 1. Le paramètre de déformation  $\eta$  pour lequel les résultats théoriques sont présentés est donné en colonne 2. En colonne 3 nous donnons la polarisation  $P_p$  du spin intrinsèque du proton. Dans les colonnes 4, 5 et 6 les mêmes éléments sont donnés pour le neutron. Dans la colonne 7 nous avons la valeur asymptotique de  $|\Sigma|$  dans la bande  $K = 0$  et dans la colonne 8 la valeur calculée de  $\mathcal{P}$  (si  $\mathcal{P} > 0$  l'état est tel que les spins des deux nucléons sont la plupart du temps alignés parallèlement; asymptotiquement le signe de  $\mathcal{P}$  est  $(-1)^{\Sigma+1}$ ). Dans les colonnes 9 à 14 nous donnons la valeur de  $P B$  calculée avec plusieurs ensembles de paramètres  $v$  (voir tableau I). Dans la colonne 15 nous présentons quelques noyaux où la bande  $K = 0$  en question est susceptible d'être trouvée et dans la colonne 16 quelques indications expérimentales sur la valeur de  $P B$  avec les références aux travaux expérimentaux. Les résultats théoriques ont été calculés avec  $\rho = 0,395 \text{ fm}^{-2}$  et  $v_0 = 43 \text{ Mev}$ .

L'écartement des membres du doublet et le déplacement pair-impair des bandes de rotation  $K = 0$  sont le résultat de la même force résiduelle proton-neutron. Les configurations avec  $Q_p = Q_n$  permettent la mesure indépendante de deux éléments de matrice de  $V_{np}$  et sont particulièrement intéressantes pour l'étude de cette interaction résiduelle.

TABLEAU VII

Proton	$\eta_p$	$P_p$	Neutron	$\eta_n$	$P_n$	$ \Sigma $	$\mathcal{P}$	Valeur de PB calculée en keV						Noyau	Exp.
								a	b	c	d	e	f		
7/2 (523)	5	+0,81	7/2 (633)	6	+0,75	0	-0,61	7,8	48,1	17,9	75,4	42,6	115	$^{166}_{\text{Ho}}$	+32 keV <sup>20)</sup>
1/2 (411)	5	-0,73	1/2 (521)	6	-0,57	0	-0,42	84	90	15	69	49	71	$^{170}_{\text{Tm}}$ $^{172}_{\text{Tm}}$	Petit dans $^{172}_{\text{Tm}}$ <sup>21)</sup>
7/2 (404)	5	-0,91	7/2 (633)	6	+0,74	1	+0,67	16,4	4,7	9,1	5,5	6,1	2,0	$^{170}_{\text{Lu}}$	+75 keV <sup>22)</sup>
														$^{172}_{\text{Lu}}$	+56 keV <sup>23)</sup>
														$^{176}_{\text{Ta}}$	+42 keV <sup>24)</sup>
7/2 (404)	5	-0,91	7/2 (514)	6	-0,79	0	-0,72	-30	34	8,9	74	36	130	$^{176}_{\text{Lu}}$	<0 <sup>25)</sup>
1/2 (541)	6	-0,16	1/2 (521)	6	-0,57	0	-0,09	-80,5	-58,5	-8,7	-24,8	-24,8	-43,0	$^{172}_{\text{Lu}}$	
3/2 (411)	5	+0,81	3/2 (521)	6	-0,62	0	-0,50	73	86	14	69	48	77	$^{154}_{\text{Eu}}$ $^{156}_{\text{Tb}}, ^{158}_{\text{Tb}}$	
5/2 (413)	6	-0,79	5/2 (642)	6	+0,49	1	+0,49	26	7,9	17,7	13,6	12,4	10,6	$^{156}_{\text{Eu}}$	
3/2 (411)	6	+0,85	3/2 (651)	6	+0,47	0	-0,40	-53	-40	2,6	-7,6	-11	11,4	$^{154}_{\text{Tb}}$	
9/2 (514)	4	+0,90	9/2 (624)	4	+0,78	0	-0,70	-22,0	30,4	9,8	64,0	31,8	110		
7/2 (404)	4	-0,89	7/2 (503)	5	+0,95	1	+0,84	0	2,4	0,9	4,2	2,3	6,6	$^{182}_{\text{Ta}}$	
1/2 (411)	2	-0,43	1/2 (510)	2	+0,43	1	+0,18	56	40	8,8	19,3	18,6	6,2	$^{194}_{\text{Ir}}$	
3/2 (651)	4	+0,37	3/2 (631)	4	+0,17	0	-0,06	-3,7	-160	19,7	8,5	5,9	15,9	$^{228}_{\text{Ac}}$	
1/2 (520)	5	+0,61	1/2 (631)	5	-0,20	1	+0,12	48,0	35,0	-9,5	4,1	3,3	-26,1	$^{234}_{\text{Pa}}$	>0 <sup>26)</sup>
5/2 (642)	6	+0,63	5/2 (633)	6	-0,45	1	+0,28	32,8	9,9	23,2	18,3	16,4	15,6	Np	

TABLEAU VII (suite)

Proton	$\eta_p$	$P_p$	Neutron	$\eta_n$	$P_n$	$ \Sigma $	$\mathcal{P}$	Valeur de Pb calculée en keV						Noyau	Exp.
								a	b	c	d	e	f		
5/2 (642)	6	0,63	5/2 (752)	6	+0,55	0	-0,35	47,6	64,5	28,7	80,7	51,8	107	Np	
5/2 (523)	6	-0,68	5/2 (633)	6	-0,45	0	-0,31	27,6	50,7	21,5	69,1	42,3	96,9	Np	
5/2 (523)	6	-0,68	5/2 (622)	6	+0,65	1	+0,44	-3,5	2,5	-3,4	1,1	-0,2	3,1	<sup>242</sup> Am	< 0 <sup>27)</sup>

## V - ANALYSE DE QUELQUES CAS PARTICULIERS

### 1) $^{234}\text{Pa}$

Dans la figure 7 nous donnons la séquence des niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 [530], \\ 1/2 [631] \end{array} \right\}$  calculés avec  $\eta_p = 5$ ,  $\eta_n = 5$ ,  $\mu_p = 0,55$ ,  $\mu_n = 0,45$ ,  $V_0/\rho = 102 \text{ fm}^2$ ,  $\theta = 2,41$ ,  $\hbar^2/2J = 5 \text{ keV}$  et les paramètres  $v$  de Rosenfeld. Les positions des niveaux connus sont indiquées par les flèches; l'accord entre les énergies expérimentales et celles calculées est excellent [28]. Le premier niveau  $I = 2$  est un niveau  $K = 0$  presque pur qui se désexcite vers le niveau  $I = 0$  par une transition  $E2$  de caractère collectif. Le premier niveau  $I = 1$  est, par contre, un mélange à parts presque égales de  $K = 0$  et  $K = 1$ .

Dans cette configuration les paramètres de découplage sont assez importants ( $a_p = -2,65$ ,  $a_n = -0,94$ ) ce qui entraîne des mélanges assez considérables surtout dans les états de spin impair.

La même force résiduelle donne un niveau  $I = 4$  (90 % de  $K = 4$ ), comme l'état de moindre énergie de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 [530], \\ 7/2 [743] \end{array} \right\}$ . Avec des hypothèses très raisonnables sur la séparation des orbites de neutron  $1/2 [631]$  et  $7/2 [743]$ , on peut retrouver la valeur expérimentale de l'écart entre les niveaux  $I = 4+$  (fondamental) et  $I = 0-$  (état isomère).

### 11) $^{166}\text{Ho}$

Les niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 7/2 [523], \\ 7/2 [633] \end{array} \right\}$  sont connus [20] par la réaction  $(d,p)$  sur  $^{165}\text{Ho}$ .

Expérimentalement nous avons  $E(7) - E(0) \approx + 10 \text{ keV}$  et  $P B = + 32 \text{ keV}$ . La règle de Gallagher-Moszkowski prévoit pour l'état fondamental:  $I = 7$ ; ce cas est la seule exception connue des règles de couplage [22]. Avec une force du type Serber ( $v_1 = 0,543$ ;  $v_2 = -0,050$ ;  $v_3 = 0,460$  et  $v_4 = 0,047$ ) qui est à comparer avec les ensembles e) et f) du tableau I nous retrouvons les valeurs expérimentales ( $\eta_p = 5$ ;  $\eta_n = 5$ ;  $V_0 = 43 \text{ MeV}$ ;  $\rho = 0,395$ ;  $\hbar^2/2J = 10 \text{ keV}$ ).



iii)  $^{242}\text{Am}$

Expérimentalement, on connaît le spin de l'état fondamental  $I = 1^-$  et un état isomère à 49 keV d'excitation très probablement  $I = 5^-$ . L'état fondamental est membre d'une bande de rotation  $K = 0$  [27] et les deux niveaux appartiennent à la configuration  $\left\{ \frac{5}{2} [523], \frac{5}{2} [622] \right\}$ . Avec une force du type  $(1 - \alpha) + \alpha \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n$  avec  $\alpha = 0,11$ ,  $\eta = 5$ ,  $V_0 = 43$  MeV,  $\rho = 0,395$  et  $\hbar^2/2J = 5$  keV nous trouvons  $E(5) - B(1) \approx 50$  keV et  $P B = - 5,5$  keV. Ici, comme on l'a montré dans le tableau V, la règle asymptotique est valable; la valeur de  $B$  calculée avec une force centrale n'est pas très grande mais elle peut quand même provoquer l'inversion des niveaux 0 et 1. Avec une force de Rosenfeld, les autres paramètres restant inchangés, l'espacement  $E(5) - E(1)$  est également bien reproduit mais la valeur de  $B$  est insuffisante pour provoquer l'inversion.

iv)  $^{156}\text{Tb}$  et  $^{158}\text{Tb}$

La configuration  $\left\{ \frac{3}{2} [411], \frac{3}{2} [521] \right\}$  est responsable de plusieurs niveaux connus dans les isotopes de Eu et de Tb. La caractéristique la plus intéressante est un élément de matrice  $P B$  extrêmement important ce qui permet de prévoir une bande de rotation  $K = 0$  très perturbée. Avec une force de Rosenfeld on trouve  $P B = + 73$  keV et avec les paramètres de Soper,  $P B = 86$  keV pour  $\eta_p = 5$  et  $\eta_n = 6$ . Dans  $^{156}\text{Tb}$  et  $^{158}\text{Tb}$  l'état fondamental est  $I, K, P = 3, 3^-$  et un état isomère  $0^-$  est connu vers 100 keV d'excitation. Avec une légère modification dans les paramètres de Rosenfeld on peut obtenir un très bon accord.

v)  $^{170}\text{Lu}$ ,  $^{172}\text{Lu}$ ,  $^{176}\text{Ta}$

La configuration  $\left\{ \frac{7}{2} [404], \frac{7}{2} [633] \right\}$  est responsable des trois bandes de rotation  $K = 0$  dans les noyaux ci-dessus. La règle asymptotique pour le cas  $\Sigma = 1$  étant ici très efficace les valeurs de  $P B$  calculées avec une force centrale sont trop petites. Un état isomère  $7^+$  est prévu, une cinquantaine de keV au-dessus du niveau  $0^+$ .

vi)  $^{176}\text{Lu}$ , configuration  $\left\{ \frac{7}{2} [404], \frac{7}{2} [514] \right\}$

La force de Rosenfeld est la seule à donner le signe correct de  $P B$  (dans la bande  $K = 0$  le niveau le plus bas est  $I = 1$ ). Avec une légère

modification des paramètres la position relative des niveaux I - 1 et I - 7 peut être reproduite.

vii)

Les niveaux faiblement excités de  $^{172}\text{Tm}$  ont été étudiés par Hansen et al [21] à partir de la désintégration  $\beta$  de  $^{172}\text{Er}(0^+)$ . Une série de niveaux entre 409 et 537 keV d'excitation ont été interprétés comme appartenant à la configuration  $\left\{ \frac{1}{2} [411], \frac{1}{2} [521] \right\}$ . Dans cette configuration, pour une déformation  $\delta \sim 0,28$  (ce qui correspond approximativement à  $\eta_p \sim 5$  et  $\eta_n \sim 6$ ), les paramètres de découplage sont du même ordre et de signe opposé et, par suite, les niveaux de spin impair ne sont pratiquement pas mélangés. Le niveau le plus bas de la configuration est I K = 1,1 qu'on retrouve d'ailleurs comme l'état fondamental de  $^{170}\text{Tm}$ . Avec une force de Rosenfeld, la bande de rotation à prédominance K = 0 se place trop haut; par contre, avec une force de Serber, elle apparaît trop bas, parce que dans ce cas le terme |B| est trop grand par rapport à | $\Delta$ A|. Evidemment une force intermédiaire, par exemple un mélange  $v_1 = 0,50$ ,  $v_2 = 0,07$ ,  $v_3 = 0,50$ ,  $v_4 = -0,07$ , peut donner un bon accord avec les résultats expérimentaux (voir fig. 8).

## VI - CONCLUSION

Nous avons examiné le rôle de l'interaction résiduelle dans la séquence des niveaux d'une configuration isolée  $\{Q_p, Q_n\}$  dans les noyaux impair-impairs déformés.

Il s'est avéré possible de reproduire les prévisions de la règle de couplage de Gallagher-Moszkowski - qui est peut-être de toutes les règles empirique celle qui connaît le plus petit nombre d'exceptions - avec une interaction résiduelle très simple, de la forme  $v_1(r_p, r_n, \cos\omega_{pn}) + v_2(r_p, r_n, \cos\omega_{pn}) \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n$ . Etant donné que l'élément de matrice de  $\vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n$  est en général un ordre de grandeur plus grand que les éléments de matrice des opérateurs qui contiennent  $P_M$  toutes les forces où le coefficient  $v_2$  n'est pas négligeable ( $v_2 \gtrsim 0,10$ ) donnent un résultat qui n'est pas, en général, en désaccord avec l'expérience. Par contre les forces où  $v_2$  est négligeable et surtout celles où  $v_2 < 0$  ne sont pas capables d'expliquer les résultats connus.

Il semble donc qu'à l'intérieur de noyaux aussi complexes que les noyaux impair-impair déformés on puisse prendre pour l'interaction résiduelle proton-neutron une force effective extrêmement simplifiée :  $V(|\vec{r}_p - \vec{r}_n|)(1 - \alpha + \alpha \vec{\sigma}_p \cdot \vec{\sigma}_n)$ . Dans ce cas l'écartement  $\Delta A$  entre les deux membres du doublet sera, pour une configuration donnée, proportionnel à  $\alpha$ . Dans le tableau VIII nous donnons la valeur du paramètre  $\alpha$  calculée dans les cas où les deux membres du doublet ont été identifiés expérimentalement et où l'extraction de la valeur expérimentale de  $\Delta A$  est relativement aisée et sûre. Il n'est pas possible avec une valeur unique du paramètre  $\alpha$  de reproduire l'écartement expérimental dans tous les cas. Les grandes variations de ce paramètre de noyau à noyau indiquent les limites de la force effective.

Comme il fallait s'y attendre avec cette force simple, l'écartement  $\Delta A$  est, en première approximation, d'autant plus grand (en valeur absolue) que les spins intrinsèques sont plus polarisés. En fait, la règle de couplage de Gallagher-Moszkowski est une règle asymptotique, si les spins intrinsèques ne sont pas polarisés, la dégénérescence reste entière. Dans la figure 9 nous présentons dans une échelle semi-logarithmique la valeur de  $|\Delta A|$  obtenue avec l'ensemble  $g$  en fonction du degré de polarisation de la configuration  $|P|$ .

TABLEAU VIII

Configuration (p, n)	Noyau	Energie des niveaux E(K, I), keV	$\hbar^2/2$ (keV)	$\eta_p$	$\eta_n$	$\alpha$
5/2 (642), 7/2 (624)	$^{240}_{\text{Np}}$	E(1,1) - 0 E(6,1) - 130	5	5	5	0,30
5/2 (642), 1/2 (631)	$^{238}_{\text{Np}}$	E(2,2) - 0 E(3,3) - 87	5	5	5	0,24
5/2 (523), 5/2 (622)	$^{242}_{\text{Am}}$	E(0,1) - 0 E(5,5) - 49	5	5	5	0,11
5/2 (523), 7/2 (624)	$^{244}_{\text{Am}}$	E(6,6) - 0 E(1,1) - 70	5	5	5	0,15
3/2 (411), 3/2 (521)	$^{156}_{\text{Tb}}$	E(3,3) - 0 R(0,0) - 88	10	5	6	0,62
3/2 (411), 3 (521)	$^{158}_{\text{Tb}}$	E(3,3) - 0 E(0,0) - 111	10	5	6	0,75
7/2 (404), 5/2 (512)	$^{174}_{\text{Lu}}$	E(1,1) - 0 E(6,6) - 171	10	5	6	0,19
7/2 (404), 7/2 (514)	$^{176}_{\text{Lu}}$	E(7,7) - 0 E(0,1) - 290	10	5	6	0,30
7/2 (404), 1/2 (510)	$^{182}_{\text{Ta}}$	E(3,3) - 0 E(4,4) - 174	13	4	5	0,30
7/2 (404), 7/2 (503)	$^{182}_{\text{Ta}}$	E(0,0) - 625 E(7,7) - 771	13	4	5	0,05
7/2 (523), 1/2 (521)	$^{166}_{\text{Ho}}$	E(3,3) - 190 E(4,4) - 499	10	5	6	0,48
5/2 (402), 9/2 (624)	$^{182}_{\text{Re}}$	E(7,7) - 0 E(2,2) - 200	15	4	4	0,60

Il est intéressant de remarquer que dans le seul cas où les résultats donnés par la force  $g$  et les règles de couplage (22), sont en désaccord, c'est-à-dire dans la configuration  $\{3/2 [521], 1/2 [761]\}$  pour une déformation  $\eta = 6$ , le spin intrinsèque du neutron est la plupart du temps dirigé vers le haut ( $P_n = + 0,35$ ) tandis que asymptotiquement on doit avoir  $P_n = - 1$ . Il est donc évident que, pour cette déformation, l'interaction résiduelle doit lever la dégénérescence de façon opposée à celle prédite par la règle asymptotique.

Il est impossible d'obtenir un accord quantitatif dans tous les cas connus avec une même force, d'autre part, les résultats expérimentaux ne sont pas encore suffisamment nombreux pour permettre une recherche automatique valable de la meilleure famille de paramètres  $v$ .

En particulier, l'étude expérimentale des configurations où l'on peut avoir une bande de rotation  $K = 0$  (et dans ces conditions la mesure de deux éléments de matrice de  $V_{np}$ ) est très souhaitable.

## REMERCIEMENTS

Nous remercions très vivement M. MENGIN du Service de Calcul du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay pour les facilités qui nous ont été accordées auprès de l'IBM 7094.

Nous voudrions également remercier Mme CONJEAUD du Service de Physique Nucléaire à Basse Energie pour l'intérêt qu'elle n'a cessé de porter à ce travail.

Un des auteurs (A.G.P.) veut exprimer ici sa reconnaissance à M. E. COTTON pour son hospitalité au Service de Physique Nucléaire à Basse Energie du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et à Mme M.G.R. de PINHO pour son aide dans la préparation du manuscrit.

## REFERENCES

- [1] S.G. NILSSON, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. Fys. Medd. 29, n° 16 (1955).
- [2] B.R. MOTTELSON et S.G. NILSSON, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. Fys. Skrifter 1, n° 8 (1959).
- [3] S.A. MOSZKOWSKI, Handbuch der Physik, vol. XXXIX (Springer-Verlag, Berlin 1957).
- [4] A. BOHR et B.R. MOTTELSON, Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat. Fys. Medd. 27, n° 16 (1953).
- [5] C.J. GALLAGHER, Nucl. Phys. 16 (1960) 215.
- [6] N.D. NEWBY, Phys. Rev. 125 (1962) 2063.
- [7] L. ROSENFELD, Nuclear Forces (North Holland, Amsterdam 1948).
- [8] J.M. SOPER, Cité par G.E. BROWN et al., Nucl. Phys., 24 (1961) 1.
- [9] R.A. FERREIL et W.M. VISSCHER, Phys. Rev. 102 (1956) 450.
- [10] V. GILLET, Thèse, Paris (1962).
- [11] A.G. de PINHO, Compt. Rend. 255 (1962) 2911. Thèse, Paris (1962)
- [12] N.I. PYATOV, Rapport Dubna (1962).
- [13] K.W. FORD et E.J. KONOPINSKI, Nucl. Phys. 9 (1959) 218.
- [14] R. ARVIEU, Thèse, Paris (1963).
- [15] C.J. GALLAGHER et S.A. MOSZKOWSKI, Phys. Rev. 111 (1958) 1282.
- [16] L.W. NORDHEIM, Phys. Rev. 78 (1950) 294.

- [17] M.H. BRENNAN et A.M. BERNSTEIN, Phys. Rev. 120 (1960) 927.
- [18] A. de SHALIT et J.D. WALECKA, Phys. Rev. 120 (1960) 1799.
- [19] A.G. DE PINHO et J. PICARD, C.R. Acad. Sci., 259 (1964) 2372.
- [20] G.L. STRUBLE, N. SHELTON et R.K. SHELIN, Phys. Rev. Letters 10, (1963) 58.
- [21] P.G. HANSEN, H.L. NIELSEN, E.T. WILLIAMS, K. WILSKY et S. SIDENIUS, Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucleaire, Paris 1964 - Communication 3b(II)/C79 (à paraître).
- [22] J. VALENTIN et al, C.R. Acad. Sci., 258 (1964) 5203.
- [23] J. VALENTIN, D.J. HOREN et J.M. HOLLANDER, Nucl. Phys. 31 (1962), 373.
- [24] J. VALENTIN et A. SANTONI, Nucl. Phys. 47 (1963) 303.
- [25] J.P. DEUTSCH et L. GRENACS, Comptes Rendus du Congrès International de Physique Nucléaire, Paris 1964 - Communication 3b(II)/C 401.
- [26] R. FOUCHER, J. MERINIS, A.G. de PINHO et M. VALADARES, Compt. Rend. 255 (1962) 1916.
- [27] F. ASARO, I. PERLMAN, J.O. RASMUSSEN et S.G. THOMPSON, Phys. Rev. 120 (1960) 934.
- [28] A.G. DE PINHO et J. PICARD, Nucl. Phys. (à paraître).



### LEGENDES DES FIGURES

- Figure 1 - Schéma de couplage dans le modèle unifié : noyaux impair-impair.  $Oz'$  est l'axe de symétrie et  $Oz$  un axe fixe.
- Figure 2 - Variation des éléments de matrice de l'interaction résiduelle avec le paramètre  $\beta = \rho/v$ .
- Figure 3 - La séquence des niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 - [530], \\ 1/2 + [631] \end{array} \right\}$  pour plusieurs mélanges des quatre composantes d'une force centrale.
- Figure 4 - Séquence des niveaux et coefficients  $B_I^2$  pour les premiers niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 + [411], \\ 1/2 - [521] \end{array} \right\}$  avec les mélanges  $a$  et  $f$ .
- Figure 5 - Position des niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 - [530], \\ 1/2 + [631] \end{array} \right\}$  en fonction des paramètres  $\mu$  et  $\eta$ . I)  $\mu_p = 0,70$  ;  $\mu_n = 0,70$ . II)  $\mu_p = 0,70$  ;  $\mu_n = 0,45$ . III)  $\mu_p = 0,55$  ;  $\mu_n = 0,70$ . IV)  $\mu_p = 0,55$  ;  $\mu_n = 0,45$ .  $V_0/\rho = 115 \text{ MeV fm}^2$ ,  $\beta = 2,41$ .
- Figure 6 - Coefficients  $\alpha^2(2)$  et  $B^2(1)$  des deux premiers niveaux de spin  $I = 2$  et  $I = 1$  de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 - [530], \\ 1/2 + [631] \end{array} \right\}$  en fonction de  $\eta$  pour les familles de paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ .  $V_0/\rho = 102 \text{ MeV fm}^2$ ,  $\beta = 2,41$ .
- Figure 7 - Comparaison entre les niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 [530], \\ 1/2 [631] \end{array} \right\}$  et les niveaux de spin  $I = 0^-$ ,  $2^-$ ,  $1^-$  connus dans  $^{234}\text{Pa}$  (indiqués par les flèches). A droite on donne le carré de l'amplitude de la composante  $K = 0$  de l'état.
- Figure 8 - Comparaison entre les niveaux de la configuration  $\left\{ \begin{array}{l} 1/2 [411], \\ 1/2 [521] \end{array} \right\}$  et les niveaux de  $^{172}\text{Tm}$  attribués à cette configuration.
- Figure 9 - Distribution de la valeur des éléments de matrice  $\Delta A$  calculés avec l'ensemble de paramètres  $g$  en fonction du degré de polarisation de la configuration.

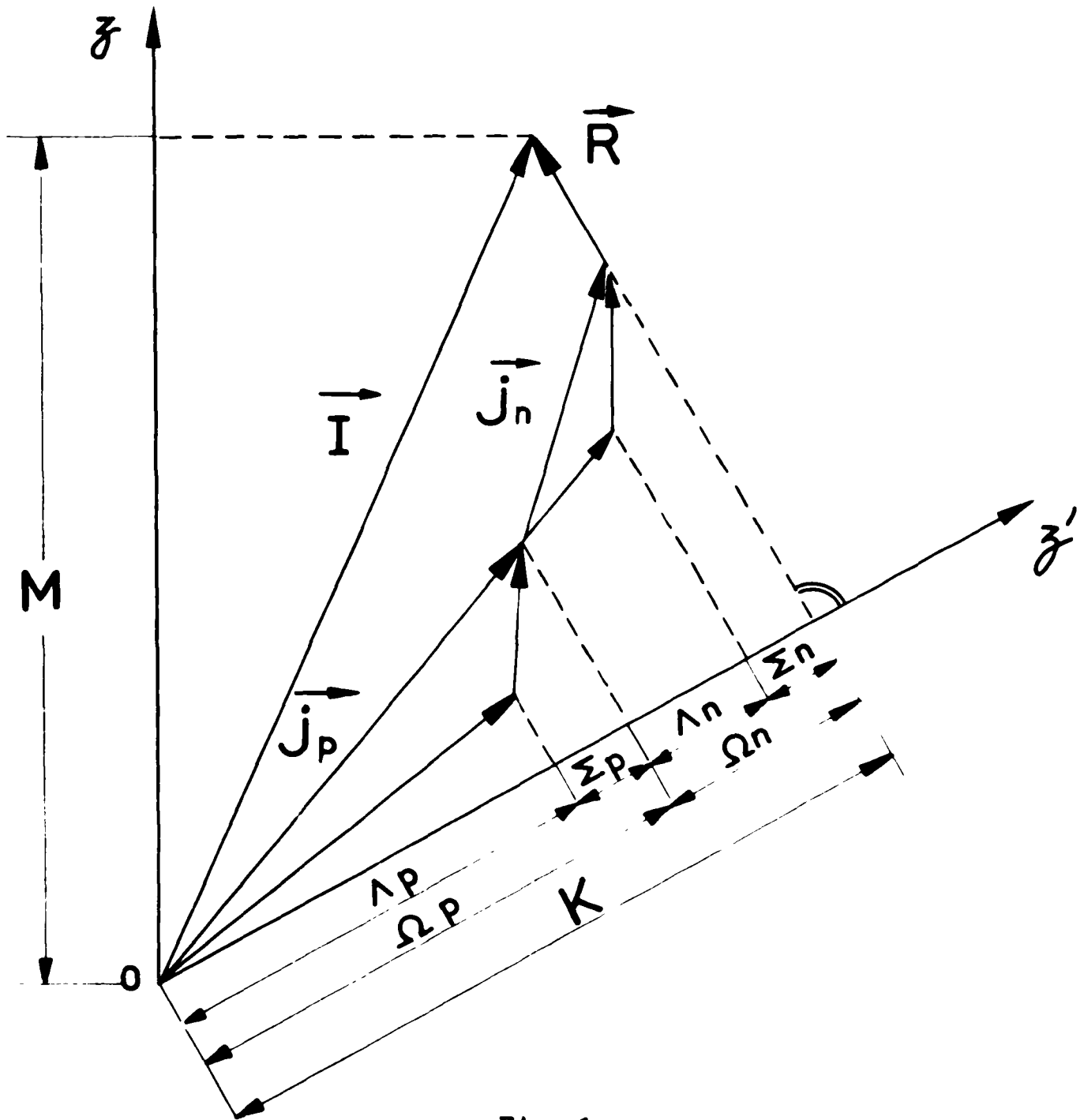


Fig. 1

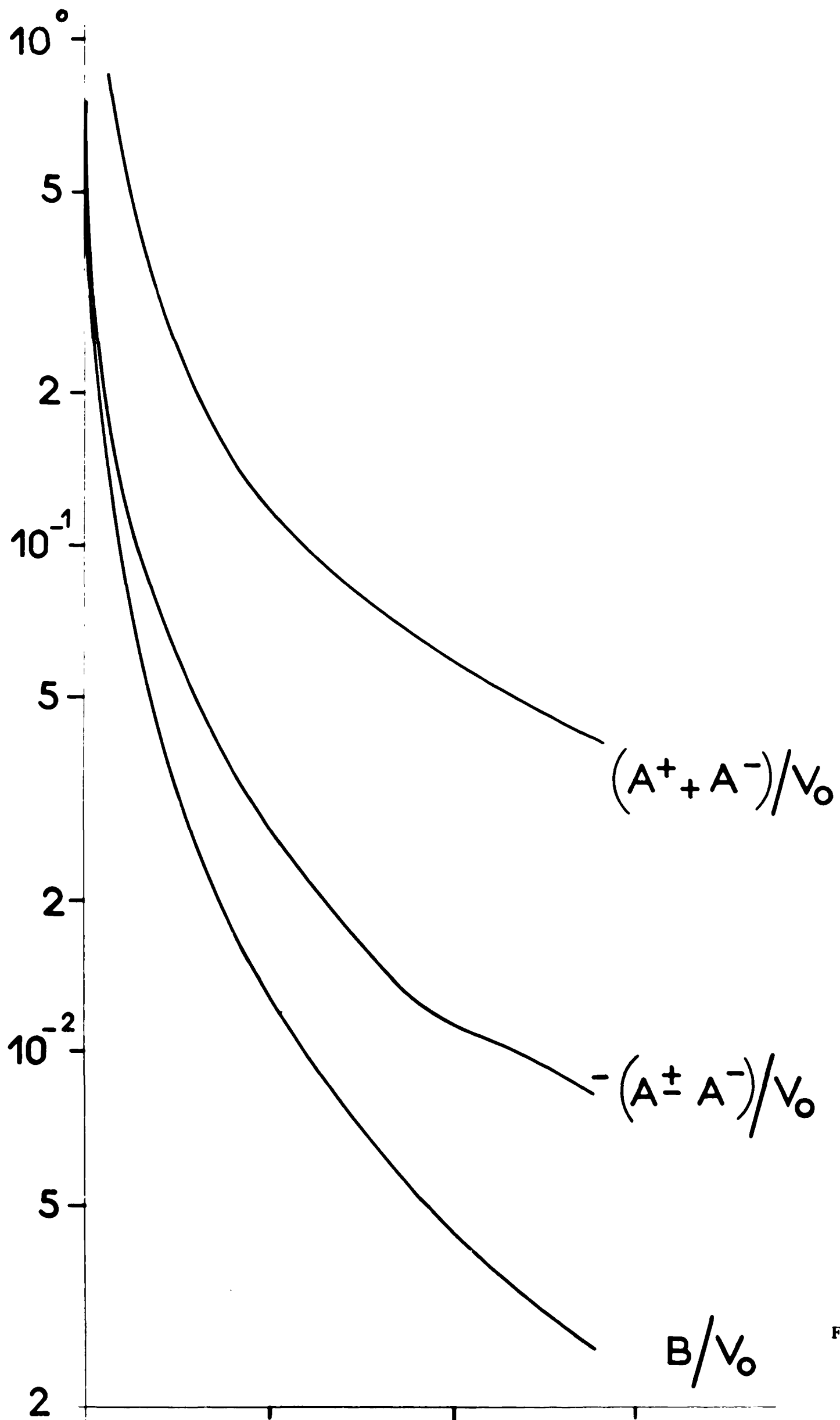


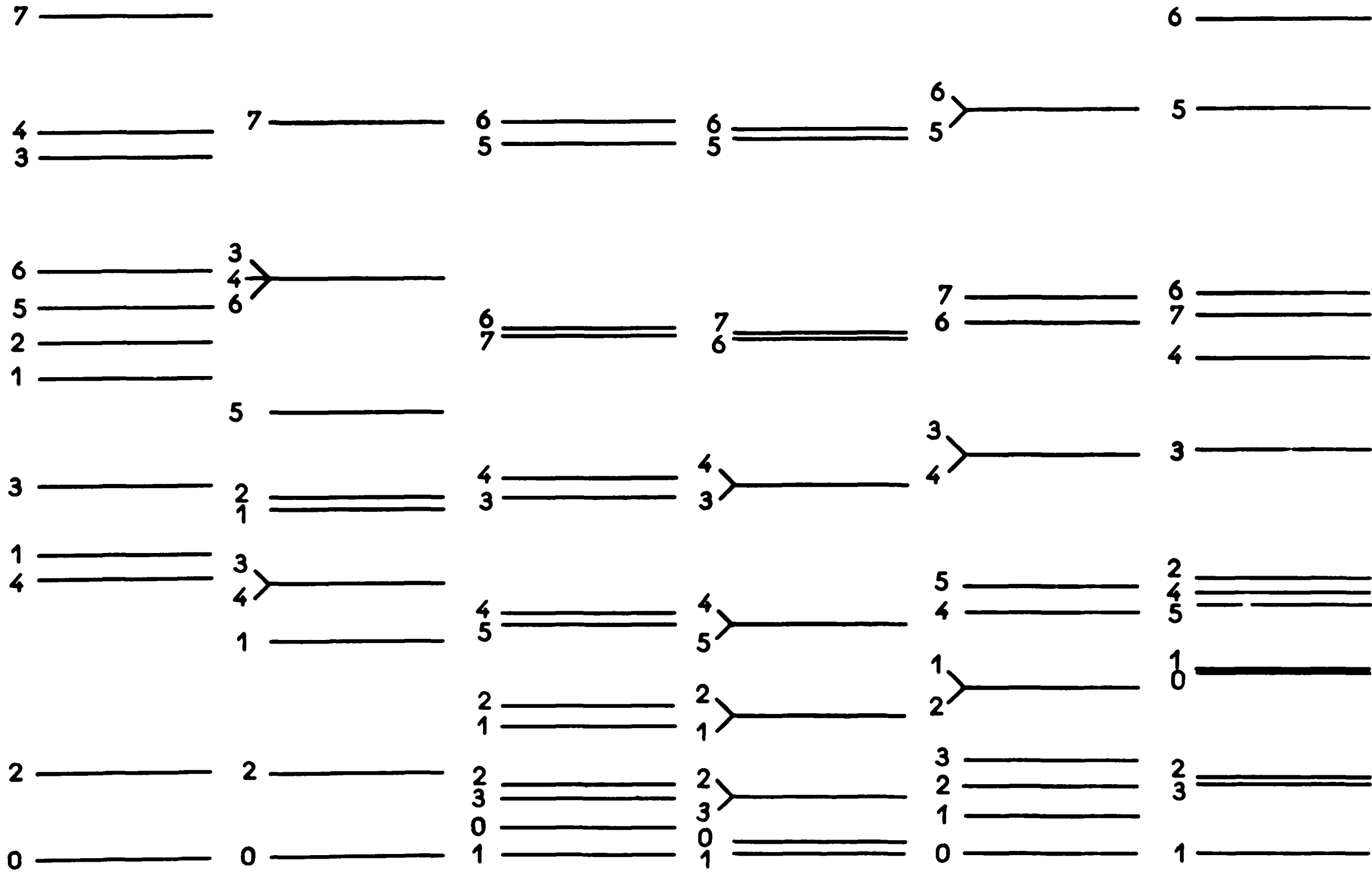
Fig. 2

E (KeV)

300

200

100



a)

b)

c)

d)

e)

f)

Fig. 3

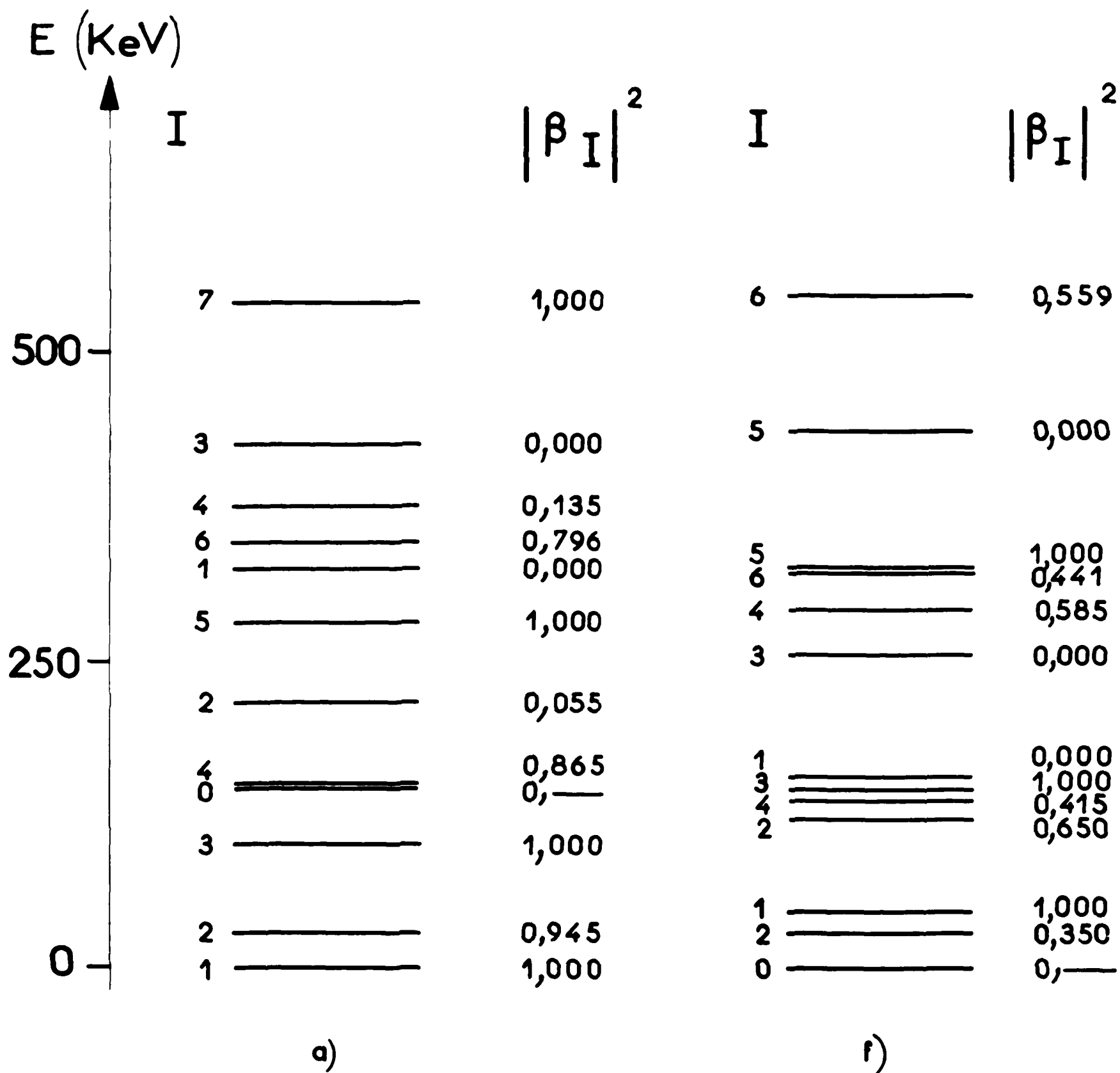


Fig. 4

/

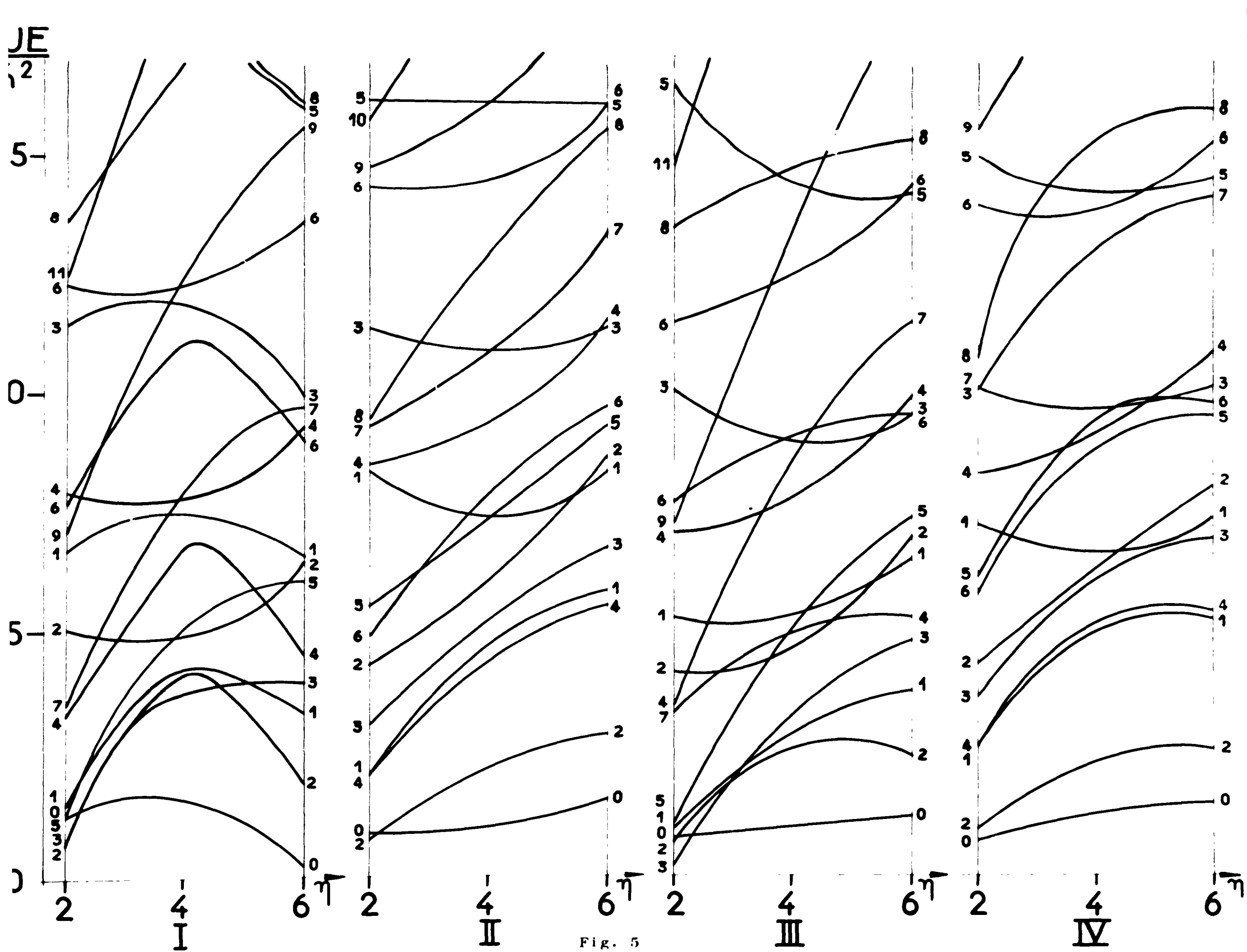


Fig. 5

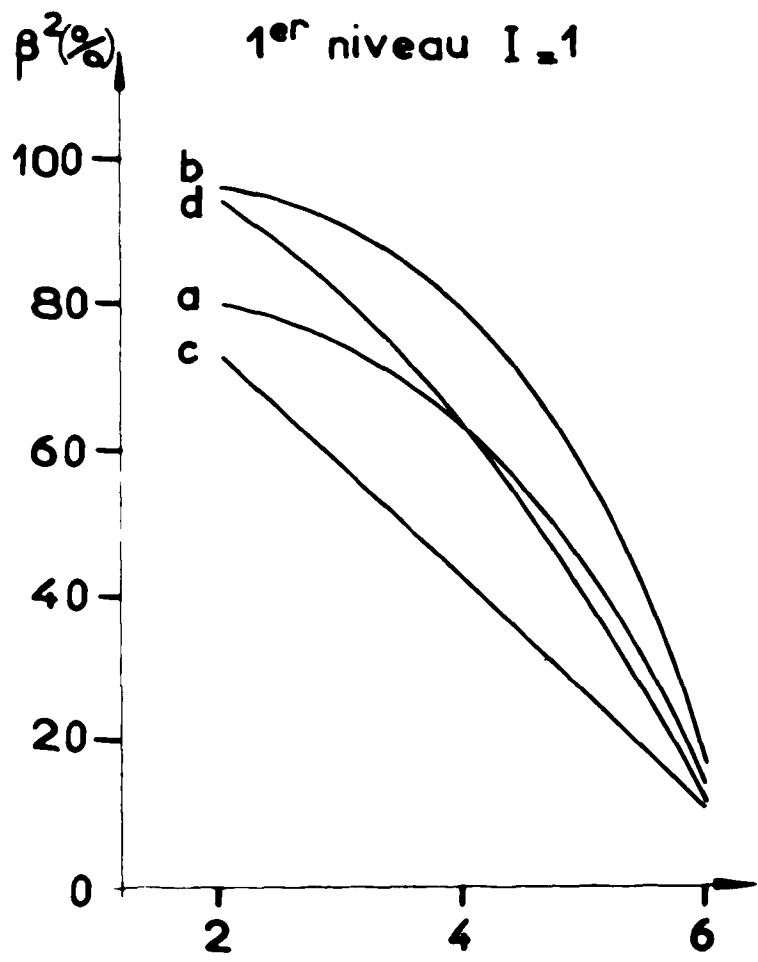


Fig. 6

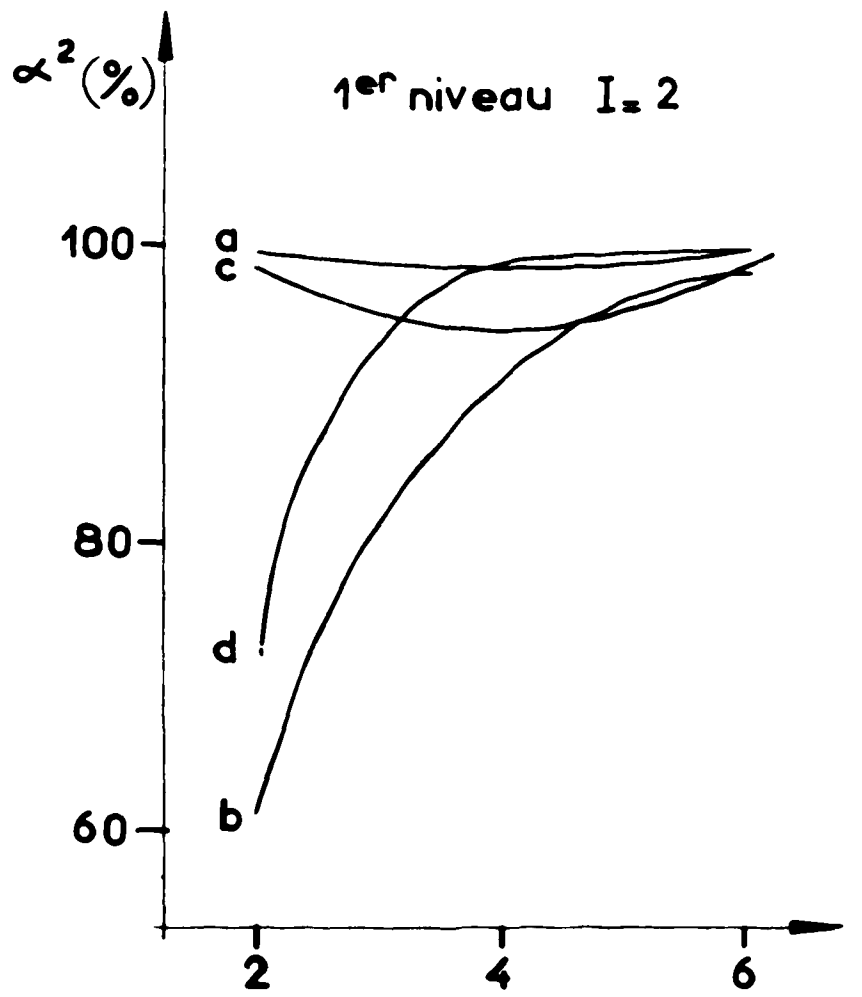


Fig. 6

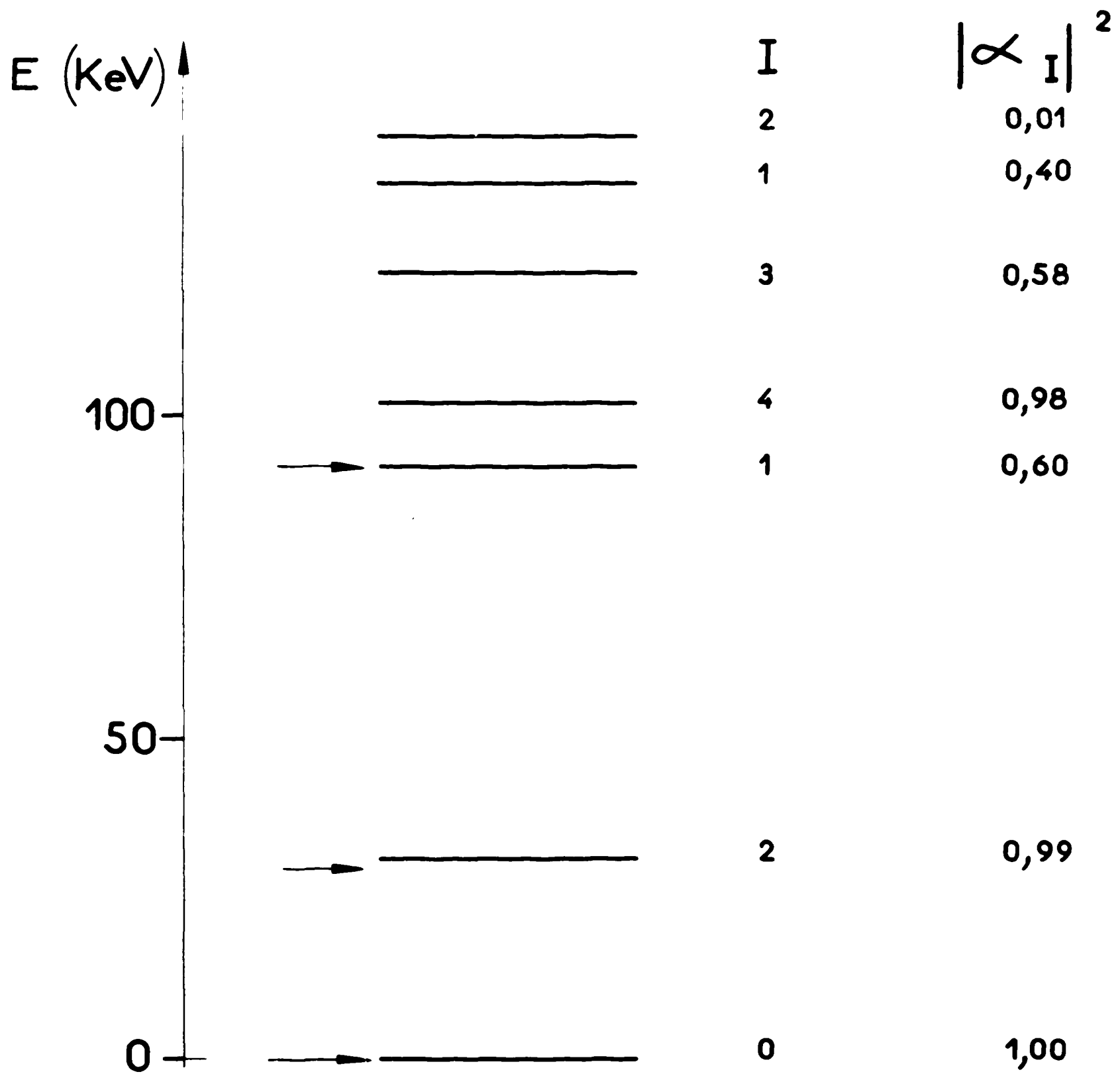


Fig. 7



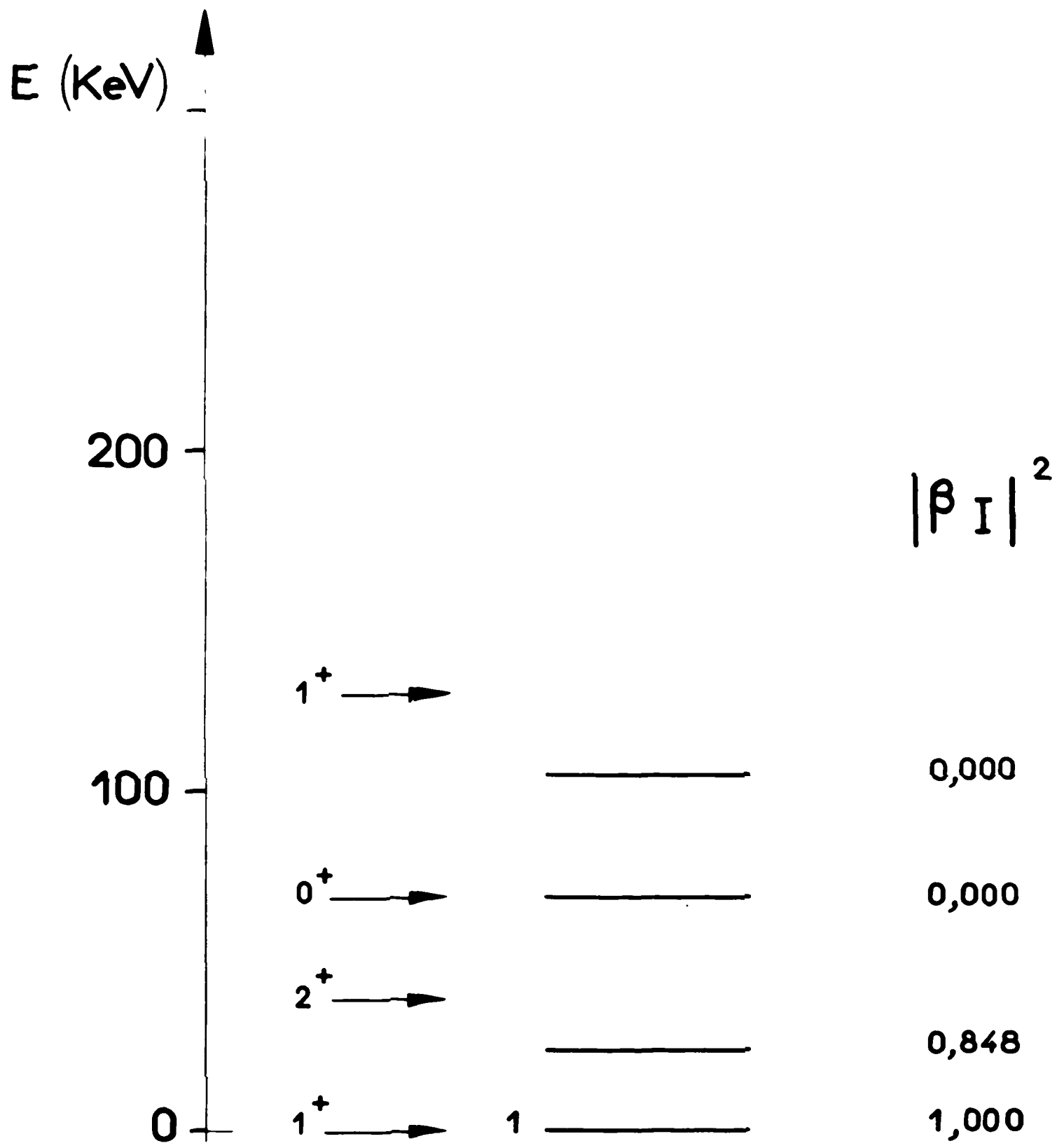


Fig. 6

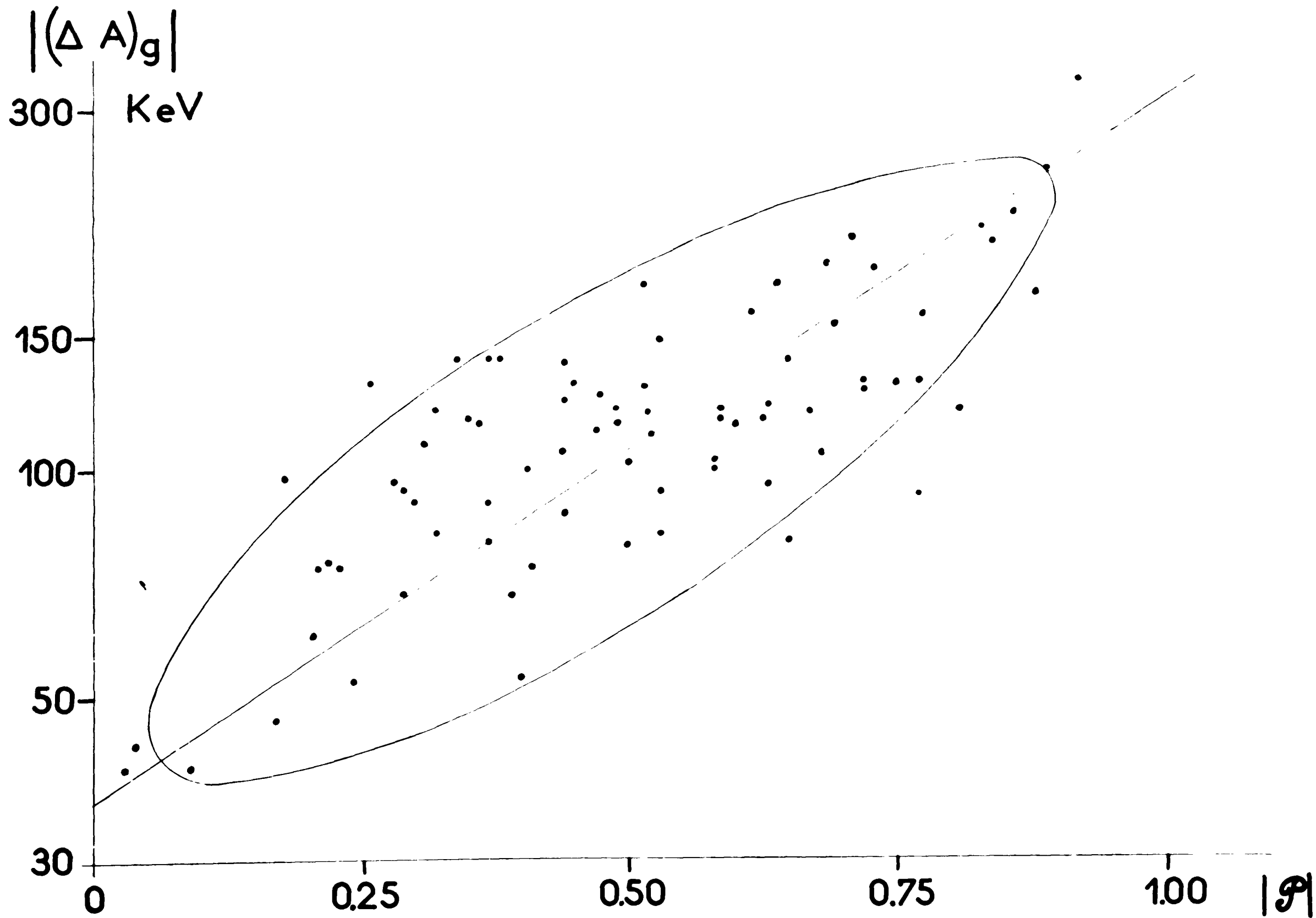


Fig. 9

**FIN**