

## Les forces spin-orbite et les durées de vie $\beta$ de $^{12}\text{B}$ et $^8\text{Li}$ .

B. G. JANCOVICI

*Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure - Paris*

(ricevuto il 25 Febbraio 1955)

**Summary.** — The unfavored  $\beta$ -transitions  $^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}$  and  $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$  are explained by a mixing of supermultiplets in  $^8\text{Be}$  and  $^{12}\text{C}$  through the spin-orbit force. This spin-orbit force can be estimated from the experimental  $ft$  values. In  $^{12}\text{C}$ , an effective force  $a(\mathbf{L} \cdot \mathbf{s})$ , where  $a \sim 5$  MeV, is obtained, in good agreement with the generally admitted numbers. On the other hand, in  $^8\text{Be}$ , a value  $|a| \sim 1.6$  MeV is obtained. This abnormally low value is discussed.

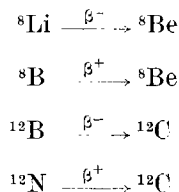
### 1. — Introduction.

Parmi les transitions  $\beta$  permises, il existe, pour les noyaux légers, une nette distinction entre les transitions favorisées ( $\log ft \sim 3,5$ ) et les transitions non favorisées ( $\log ft \sim 5$ ). Cette distinction, non prévue par le modèle des couches à couplage  $j-j$ , est par contre explicable dans le modèle des couches à couplage  $LS$ . Dans ce dernier modèle, une transition est favorisée ou non, selon que les états initial et final appartiennent ou n'appartiennent pas au même supermultiplet. La disparition progressive de la distinction entre transitions favorisées et non favorisées pour les noyaux plus lourds peut s'expliquer par l'importance croissante que prennent alors les forces de Coulomb et les forces non centrales qui mélangent les supermultiplets. Même pour les noyaux légers, les transitions non favorisées ne peuvent avoir une probabilité non nulle que grâce à un mélange partiel des supermultiplets. Les durées de vie  $\beta$  peuvent donc fournir des renseignements sur l'importance des forces non centrales <sup>(1)</sup>; c'est ce qu'on se propose d'étudier ici dans des cas particuliers.

On peut attendre une transition non favorisée quand l'état final est un niveau bas d'un noyau léger pair-pair. En effet, un tel niveau appartient à

<sup>(1)</sup> Le rôle des forces de Coulomb est négligeable pour les noyaux légers.

un supermultiplet <sup>(2)</sup> (0, 0, 0), lequel ne contient qu'un seul état de charge possible, et l'état initial appartient forcément à un supermultiplet différent. En se bornant aux noyaux de la couche 1p, on a comme désintégrations  $\beta$  de ce type les transitions



dont le schémas <sup>(3)</sup> sont donnés dans les figs. 1 et 2. La transition de  $^8\text{Li}$  vers l'état de base  $^8\text{Be}$  est interdite ( $\Delta J = 2$ ) et l'on ne considérera que la transition

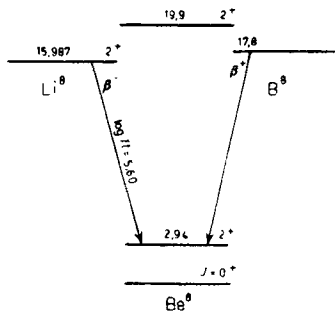


Fig. 1.

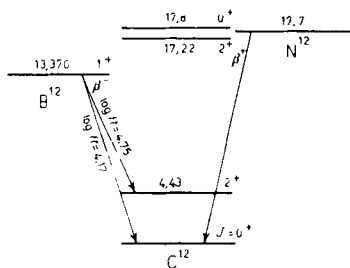


Fig. 2.

vers le premier état excité  $^8\text{Be}^*$  ( $\log ft = 5,60$ ); la transition miroir de  $^8\text{B}$ , moins bien connue expérimentalement, sera considérée comme analogue. On étudiera pour  $^{12}\text{B}$  les deux transitions permises vers l'état de base de  $^{12}\text{C}$  ( $\log ft = 4,17$ ) et le premier état excité  $^{12}\text{C}^*$  ( $\log ft = 4,75$ ); la désintégration miroir de  $^{12}\text{N}$  sera également considérée comme analogue.

On se propose donc d'interpréter les transitions  $^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}^*$ ,  $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$ , et  $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}^*$ . Le chiffre le plus étonnant a priori est  $\log ft = 4,17$  pour  $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$ : cette valeur est nettement plus faible que le  $\log ft \sim 5$  ou 6 qui caractérise d'ordinaire les transitions permises non favorisées. On montrera que, en fait, une force spin-orbite de grandeur raisonnable mélange assez les supermultiplets pour abaisser ainsi la durée de vie et que c'est au contraire la durée de vie de  $^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}^*$  qui semble trop longue quand on essaie de l'expliquer par la même théorie.

(2) E. P. WIGNER: *Phys. Rev.*, **51**, 106 (1937).

(3) F. AJZENBERG et T. LAURITSEN: *Rev. Mod. Phys.*, **24**, 321 (1952).

Le couplage intermédiaire décrit, mieux que les cas extrêmes des couplages  $LS$  ou  $j-j$ , les niveaux des noyaux légers (4). Cependant, pour les polyades  $A=4n$ , le haut degré de symétrie favorise le couplage  $LS$ . Par contre, non seulement le couplage  $j-j$  ne rend pas compte des niveaux d'énergie, mais encore il ne distingue pas les transitions favorisées et non favorisées, et il prévoit les durées de vie  $\beta$  trop courtes pour les transitions considérées (voir Appendice). On travaillera donc en couplage  $LS$ , les forces non centrales étant traitées comme une perturbation. Les configurations mises en jeu sont  $p^4$  pour  $A=8$  et  $p^{-4}$  pour  $A=12$ : elles donnent lieu à la même classification de niveaux.

## 2. - La force spin-orbite et le mélange des états.

Les états de la configuration  $p^4$  ont été classés et leurs coefficients de parentage fractionnel  $\langle n|n-1\rangle$  et  $\langle n|n-2\rangle$  ont été calculés (5,6). Dans  ${}^8\text{Be}$  ou  ${}^{12}\text{C}$ , le niveau fondamental  $J=0^+$  et le niveau excité  $J=2^+$  sont vraisem-

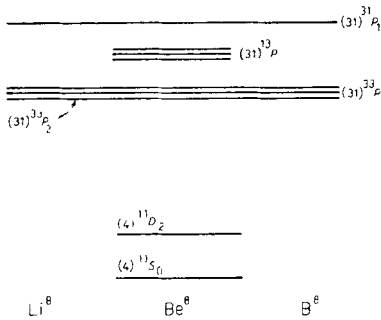


Fig. 3.

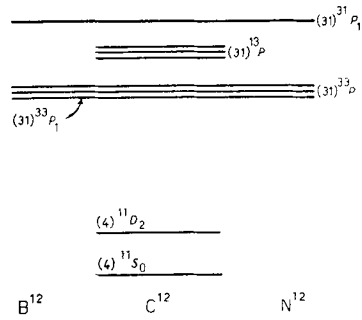


Fig. 4.

blement de partition [4], et on peut leur attribuer les états  $[4]^{11}S_0$  et  $[4]^{11}D_2$  (4) (fig. 3 et 4). Les niveaux fondamentaux de  ${}^8\text{Li}$  ou  ${}^{12}\text{B}$  doivent être de partition [31], et on les supposera respectivement d'états  $[31]^{33}P_2$  et  $[31]^{33}P_1$ .

Puisque les transitions  $\beta$  ne peuvent avoir lieu qu'entre niveaux d'un même supermultiplet, il faut admettre que les états finaux de la transition dans  ${}^8\text{Be}$  ou  ${}^{12}\text{C}$  contiennent un peu de supermultiplet  $[31]P$ .  $T$  et  $J$  étant de bons nombres quantiques,  $[4]^{11}S_0$  ne peut être mélangé que de  $[31]^{13}P_0$  et  $[4]^{11}D_2$  de  $[31]^{13}P_2$ . Au premier ordre, ces mélanges ne peuvent être assurés que par une force spin-orbite (une force tenseur a des éléments de matrice nuls entre les états considérés).

(4) D. R. INGLIS: *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 390 (1953).

(5) H. A. JAHN et H. VAN WIERINGEN: *Proc. Roy. Soc.*, A **209**, 402 (1951).

(6) J. P. ELLIOTT, J. HOPE et H. A. JAHN: *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A **246**, 241 (1953).

On considère que la force spin-orbite est due à des forces à deux corps:

$$(1) \quad \begin{cases} F = \sum_{i>j} F_{ij}, \\ F_{ij} = f(r_{ij}) [(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \wedge (\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j/2)] \cdot (\mathbf{s}_i + \mathbf{s}_j). \end{cases}$$

L'interaction (1) entre un nucléon (ou un trou) et une couche fermée produit une force effective du type  $a(\mathbf{L} \cdot \mathbf{s})$  (7). Dans le cas d'une configuration de  $n$  nucléons (ou trous) équivalents en dehors de couches fermées, l'interaction (1) peut donc s'écrire:

$$(1') \quad F = \sum_{i=1}^n a(\mathbf{L}_i \cdot \mathbf{s}_i) + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i>j}}^n F_{ij}$$

où le premier terme représente l'interaction de ces  $n$  nucléons (ou trous) avec les couches fermées, et le deuxième terme représente l'interaction des  $n$  nucléons (ou trous) entre eux.

Tous les calculs sont grandement facilités si les fonctions d'onde à une particule sont les fonctions propres d'un puits oscillateur harmonique  $V(r)$  (8). Tous les éléments de matrice de l'interaction (1) s'expriment alors en fonction des intégrales de Talmi de la fonction  $f(r)$ :

$$(2) \quad I_l = \int_0^\infty R_l^2(r) f(r) dr$$

où  $R_l(r)$  est  $r$  fois la partie radiale de la première fonction propre de moment angulaire  $l$  d'un puits oscillateur harmonique  $V(r) = \frac{1}{2}V(r)$ . Ce formalisme se prête bien à l'étude des cas limites: forces à courte portée, pour lesquelles  $I_{l+1} \ll I_l$ ; forces à longue portée pour lesquelles tous les  $I_l$  sont égaux. Les valeurs de  $a$  sont:

pour un nucléon  $1p$  interagissant avec les 4 nucléons  $1s$

$$(3) \quad a = 3I_1,$$

pour un trou  $1p$  interagissant avec les 4 nucléons  $1s$  et les 12 nucléons  $1p$

$$(3') \quad a = -\frac{9}{2}I_1 - \frac{5}{2}I_2.$$

(7) J. HUGHES et K. T. LÉCOUTEUR: *Proc. Phys. Soc.*, A **63**, 1219 (1950).

(8) I. TALMI: *Helv. Phys. Acta*, **25**, 185 (1952). L'expression correspondant à  $F_{ij}$  dans TALMI est deux fois trop grande. Je remercie le Dr. J. P. ELLIOTT pour m'avoir fait remarquer ce point.

Afin d'évaluer les mélanges dus à l'interaction (1'), on calcule les éléments de matrice du premier terme de (1') en utilisant les coefficients de parentage fractionnel  $\langle n | n-1 \rangle$ , et les éléments de matrice du deuxième terme en utilisant les coefficients de parentage fractionnel  $\langle n | n-2 \rangle$  <sup>(9)</sup>. On trouve ainsi:

$$(4) \quad \langle s^4 p^{\pm 4} [4]^{11} S_0 | \sum_{i=1}^4 a(\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i) | s^4 p^{\pm 4} [31]^{13} P_0 \rangle = -\frac{2\sqrt{6}}{3} a,$$

$$(4') \quad \langle s^4 p^{\pm 4} [4]^{11} S_0 | \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 F_{ij} | s^4 p^{\pm 4} [31]^{13} P_0 \rangle = -\frac{2\sqrt{6}}{3} I_2,$$

$$(4'') \quad \langle s^4 p^{\pm 4} [4]^{11} D_2 | \sum_{i=1}^4 a(\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i) | s^4 p^{\pm 4} [31]^{13} P_2 \rangle = \frac{\sqrt{105}}{15} a,$$

$$(4''') \quad \langle s^4 p^{\pm 4} [4]^{11} D_2 | \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 F_{ij} | s^4 p^{\pm 4} [31]^{13} P_2 \rangle = \frac{\sqrt{105}}{15} I_2,$$

d'où les éléments de matrice de  $F$ :

$$(5) \quad \langle s^4 p^{\pm 4} [4]^{11} S_0 | F | s^4 p^{\pm 4} [31]^{13} P_0 \rangle = -\frac{2\sqrt{6}}{3} (a + I_2),$$

$$(5') \quad \langle s^4 p^{\pm 4} [4]^{11} D_2 | F | s^4 p^{\pm 4} [31]^{13} P_2 \rangle = \frac{\sqrt{105}}{15} (a + I_2).$$

Le calcul des mélanges nécessite aussi la connaissance des différences d'énergies  $\Delta E$  entre les termes à mélanger <sup>(3,4,10)</sup>. Dans <sup>8</sup>Be, le niveau  $[31]^{13} P_2$  pourrait être à 19,9 MeV; le niveau  $[4]^{11} D_2$  est à 2,94 MeV: leur différence d'énergie est  $\Delta E = 17$  MeV. Dans <sup>12</sup>C, les niveaux  $[31]^{13} P_0$  et  $[31]^{13} P_2$  pourraient être à 17,8 et 17,22 MeV respectivement; le niveau  $[4]^{11} D_2$  est à 4,43 MeV: les différences d'énergies sont donc  $\Delta E_{sp} = 17,8$  MeV,  $\Delta E_{pp} = 12,79$  MeV. Toutes ces attributions ne sont pas certaines, mais les ordres de grandeur des énergies d'excitation doivent être corrects.

Les amplitudes de mélange sont alors données par

$$(6) \quad x = \frac{\langle F \rangle}{\Delta E}.$$

<sup>(9)</sup> G. RACAH: *Phys. Rev.*, **63**, 367 (1943).

<sup>(10)</sup> F. AJZENBERG et T. LAURITSEN: *Boston University, Quarterly Progress Report* no. 4, Appendix B, (September 30, 1954).

### 3. — Les transitions $\beta$ .

Nous considérons que les transitions  $\beta$  ont lieu vers la partie  $[31]^{13}P$  de l'état final. On doit donc considérer les transitions

$$(7a) \quad [31]^{33}P_2 \rightarrow [31]^{13}P_2 \quad \text{pour} \quad ^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}^*$$

$$(7b) \quad [31]^{33}P_2 \rightarrow [31]^{13}P_0 \quad \text{pour} \quad ^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$$

$$(7c) \quad [31]^{33}P_1 \rightarrow [31]^{13}P_2 \quad \text{pour} \quad ^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}^*.$$

L'élément de matrice de l'opérateur de Fermi est nul entre états de spin isotopique total différent. Les trois transitions (7) sont donc uniquement dues à l'opérateur de Gamow-Teller. On calcule les éléments de matrice de cet opérateur grâce aux coefficients de parentage fractionnel  $\langle n \uparrow n \rightarrow 1 \rangle$  <sup>(11)</sup>, et on trouve pour les trois transitions (7) les valeurs respectives:

$$\begin{aligned} (8a) & \\ (8b) & \\ (8c) & \end{aligned} \quad \int \sigma^2 = \begin{cases} 3 \\ 4/3 \\ 5/3 \end{cases}$$

$ft$  est alors donné par <sup>(12)</sup>:

$$(9) \quad ft = \frac{1}{|r|^2} \frac{4780}{|\int \sigma^2|^2}.$$

### 4. — Comparaison avec l'expérience. Conclusions.

Pour comparer les prévisions théoriques avec l'expérience, on utilise (8) et (9) pour déterminer  $|r|^2$  à partir des valeurs expérimentales de  $ft$ . On en déduit ensuite par (5) et (6) les valeurs de  $a + I_2$  qui conviennent dans chaque cas. Ces résultats sont donnés dans le tableau I.

La théorie rend compte correctement du rapport des durées de vie pour les deux transitions  $\beta$   $^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}$  et  $^{12}\text{C}^*$ , puisque ces deux transitions sont explicables par des valeurs voisines de  $a + I_2$ . La force spin-orbite correspondant est d'un ordre de grandeur satisfaisant: si les forces spin-orbite sont à portée courte devant le rayon nucléaire,  $I_2 \ll I_1$ , donc  $I_2 \ll a$ , et la transition vers l'état fondamental de  $^{12}\text{C}$ , de  $ft$  mieux établi que celle vers l'état excité  $^{12}\text{C}^*$

<sup>(11)</sup> I. TALMI: *Phys. Rev.*, **91**, 122 (1953).

<sup>(12)</sup> J. B. GERHART: *Phys. Rev.*, **95**, 288 (1954).

fixe  $a \sim 5,3$  MeV; au contraire, pour des forces à portée longue  $I_2=I_1$ , et d'après (3'),  $a = \frac{7}{8}(a + I_2) \sim 3,7$  MeV. On voit que  $a$  dépend peu de la portée de la force spin-orbite. Les valeurs ainsi trouvées pour  $a$  sont de l'ordre de celles qui résultent de l'étude des niveaux d'énergie de  $^{12}\text{C}$  en couplage intermédiaire (4). Ce sont aussi les valeurs à attendre de la séparation  ${}^2P_{\frac{1}{2}} - {}^2P_{\frac{3}{2}}$  pour le trou  $1p$  de  $^{15}\text{N}$ ; cette séparation, qui est expérimentalement de 6,3 MeV et théoriquement de  $(3/2)a$ , fixerait  $a \sim 4,2$  MeV.

TABLEAU I.

|   | $ x ^2$ | $(a + I_2)$ MeV |
|---|---------|-----------------|
| ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^*$     | 0,040   | - 1,6           |
| ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C}$   | 0,24    | 5,3             |
| ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C}^*$ | 0,051   | 4 4             |

Par contre, l'interprétation de  ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}$  ne semble pas très cohérente avec les résultats de  ${}^{12}\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ . Comme le paramètre du puits oscillateur harmonique de  ${}^8\text{Be}$  et  ${}^{12}\text{C}$  est sensiblement le même (13), les intégrales  $I_l$  ont des valeurs voisines dans les deux noyaux, et, d'après (3) et (3'), on attendrait pour  ${}^8\text{Be}$  un  $a + I_2$  égal aux  $-\frac{2}{3}$  de celui de  ${}^{12}\text{C}$ , soit  $\sim -3,6$  MeV, au lieu du  $-1,6$  MeV déduit du  $ft$  de  ${}^8\text{Li}$ . Le mécanisme de force spin-orbite supposé prévoit donc un rapport

$$\frac{(a + I_2)({}^8\text{Be})}{(a + I_2)({}^{12}\text{C})}$$

nettement plus grand que celui suggéré par notre interprétation des durées de vie  $\beta$ .

Il semble donc que  $\left| \frac{a(1p)}{a(1p^{-1})} \right|$  soit plus faible en réalité que la valeur attendue d'après (3) et (3'). Cela suggérerait peut-être d'adopter un modèle dans lequel la couche  $1s$  serait de dimensions plus faibles par rapport à la couche  $1p$  que dans le modèle de l'oscillateur harmonique. L'interaction  $ps$  deviendrait alors plus faible par rapport à l'interaction  $pp$ , et (3) pourrait diminuer par rapport à (3').

Cette interprétation aurait l'avantage de pouvoir expliquer ou au moins diminuer le désaccord (14) entre les valeurs du rayon nucléaire ( $\sim 1,45 \cdot A^{\frac{1}{3}}$ .

(13) B. C. CARLSON et I. TALMI: *Phys. Rev.*, **96**, 436 (1954).

(14) B. G. JANCOVICI: *Phys. Rev.*, **95**, 389 (1954). Comptes Rendus (sous presse).

$\cdot 10^{-13}$  cm) calculées à partir de la différence d'énergie entre noyaux miroirs, et celles ( $\sim 1,2 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  cm) établies par la diffusion d'électrons rapides ou les rayons X des atomes  $\mu$ -mésiques. La deuxième série de méthodes mesure le rayon quadratique moyen, et un modèle dans lequel les fonctions d'onde  $p$  s'étendent plus au dehors que les fonctions d'ondes  $s$  donnera, pour un rayon quadratique moyen déterminé, une différence d'énergie de Coulomb entre noyaux miroirs plus faible qu'une sphère uniforme; et donc le rayon coulombien apparent sera augmenté. Cet effet est cependant trop faible pour rendre compte des valeurs expérimentales, dans le modèle du puits oscillateur harmonique, alors qu'il sera augmenté si les dimensions de la couche  $1s$  sont réduites.

D'autre part, un calcul relatif à  $^{16}\text{O}$ , où l'on faisait varier deux paramètres représentant les diamètres respectifs des couches  $s$  et  $p$ , a montré que l'énergie était minimum pour une couche  $p$  plus étendue par rapport à la couche  $s$  que dans le modèle du puits oscillateur harmonique.

Cependant, même en supposant que l'effet ci-dessus existe et diminue  $|a(1p)|$ , il demeure le fait que la valeur  $|a(1p)| \sim 1,6$  MeV dans  $^8\text{Be}$ , suggérée par la durée de vie  $\beta$  de  $^8\text{Li}$ , est plus faible que la valeur  $|a(1p)| \sim 2$  MeV que semblent indiquer la séparation  $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$  de  $^5\text{He}$  ou le spectre de  $^6\text{Li}$  <sup>(15)</sup>. Cette valeur anormalement faible d'un effet spin-orbite dans  $^8\text{Be}$  est peut-être à rapprocher de la séparation, également anormalement faible, du doublet  $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$  dans  $^7\text{Li}$  ou  $^7\text{Be}$ . Il semble donc que le modèle des couches et l'interaction (1) prévoient des résultats incorrects pour  $A=7$  ou 8. Il est possible que les fonctions d'onde de ces noyaux soient sensiblement mélangées de celles d'un modèle à particules  $\alpha$  <sup>(4)</sup>. On peut aussi se demander si la force spin-orbite est bien due à une interaction du type (1) ou si elle ne résulte pas, au moins partiellement, d'autres forces, par exemple d'effets du 2<sup>ème</sup> ordre d'une force tenseur <sup>(16)</sup>.

Je remercie vivement M. le Professeur E. P. WIGNER pour m'avoir suggéré ce travail ainsi que pour l'aide et la direction constantes qu'il m'a apportées.

#### APPENDICE

##### Étude de $^{12}\text{B}$ et $^{12}\text{C}$ en couplage $j-j$ .

On a également étudié  $^{12}\text{B}$  et  $^{12}\text{C}$  en couplage  $j-j$ , en suivant les méthodes de Racah et de Talmi.

On calcule au premier ordre la séparation des niveaux des configurations

<sup>(15)</sup> A. M. LANE: communication privée.

<sup>(16)</sup> E. P. WIGNER: *Conférence de Physique Nucléaire de Rio de Janeiro*.



$p_{\frac{3}{2}}^8$  et  $p_{\frac{3}{2}}^7 p_{\frac{1}{2}}$  par une force centrale (1 ou  $P$  ou  $Q$  ou  $-PQ$ ) $f(r)$ , où  $P$  et  $Q$  sont respectivement les opérateurs d'échange d'espace et de spin; on a également calculé la séparation de ces niveaux par une force tenseur

$$\left[ \frac{3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^2} - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \right] f(r).$$

Les énergies sont seulement données à une constante additive près<sup>(17)</sup>, car le calcul a été fait pour des trous, et on n'a pas gardé l'énergie d'interaction, toujours la même, des trous  $p$  avec les couches fermées  $s$  et  $p$ , ou des couches fermées entre elles. Les énergies sont exprimées en fonction des intégrales de Talmi  $I_i$  de la fonction  $f(r)$ . Pour la force centrale, ces intégrales sont reliées à celles de Slater par:

$$I_1 = F_0 - 5F_2, \quad I_0 + I_2 = (2F_0 + F_2).$$

Les résultats sont donnés dans le tableau II; pour les forces centrales, on a donné les expressions à la fois en fonction des intégrales de Talmi et de celles de Slater.

Les déplacements de niveaux sont de l'ordre de quelques MeV au maximum et ne peuvent rendre compte des spectres de  $^{12}\text{B}$  et  $^{12}\text{C}$ , et en particulier de la grande séparation entre le premier niveau excité ( $T=0$ ,  $J=2$ ) de  $^{12}\text{C}$  et le niveau fondamental ( $T=1$ ,  $J=1$ ) de  $^{12}\text{B}$ .

Les éléments de matrice des transitions  $\beta$  sont:

$$\begin{aligned} {}^{12}\text{B}(p_{\frac{3}{2}}^7 p_{\frac{1}{2}}, T=1, J=1) \rightarrow {}^{12}\text{C}(p_{\frac{3}{2}}^8, T=0, J=0) & \quad \left| \int \boldsymbol{\sigma}^2 = 16/9. \right. \\ {}^{12}\text{B}(p_{\frac{3}{2}}^7 p_{\frac{1}{2}}, T=1, J=1) \rightarrow {}^{12}\text{C}(p_{\frac{3}{2}}^7 p_{\frac{1}{2}}, T=0, J=2) & \quad \left| \int \boldsymbol{\sigma}^2 = 5/9. \right. \end{aligned}$$

Les durées de vie  $\beta$  qui en résultent sont beaucoup trop courtes.

Le couplage  $j-j$  fournit donc une description beaucoup moins bonne que le couplage  $LS$  pour  $^{12}\text{B}$  et  $^{12}\text{C}$ .

Afin de mettre en évidence les différences entre le couplage  $LS$  et le couplage  $j-j$ , on a calculé les coefficients de la transformation  $LS \leftrightarrow j-j$  pour les trois états mis en jeu; pour cela on a diagonalisé la matrice d'une interaction  $\sum_i (\mathbf{l}_i \cdot \mathbf{s}_i)$ , préalablement calculée par les coefficients de parentage fractionnel. On a ainsi trouvé:

$$\begin{aligned} \Psi(p_{\frac{3}{2}}^8, T=0, J=0) = \frac{\sqrt{5}}{9} \Psi([4]^{11}S_0) + \frac{2\sqrt{2}}{9} \Psi([22]^{11}S_0) + \\ + \frac{\sqrt{30}}{9} \Psi([31]^{13}P_0) + \frac{\sqrt{2}}{3} \Psi([211]^{13}P_0) - \frac{2\sqrt{5}}{9} \Psi([22]^{15}D_0). \end{aligned}$$

<sup>(17)</sup> A cette constante additive près, on retrouve les résultats partiels de D. KURATH: *Phys. Rev.*, **88**, 804 (1952).

TABLEAU II.

| Configuration | T | J  | Force centrale                               |  |   |                                     | Force tenseur                     |
|---------------|---|--|--|--|---|-------------------------------------|-----------------------------------|
|               |   |  | I  | P  | Q   | PQ                                  |                                   |
| $P^8_3$       | 0 | 6  | $\frac{5}{2}(I_0 + I_2) + I_1$               | $\frac{13}{3}I_1$                          | $\frac{8}{3}I_2$                          | 0                                   | $\frac{8}{3}I_1$                  |
|               |   |  | $6F_0$                                       | $\frac{80}{3}F_2$                          | $\frac{40}{3}F_2$                         | 0                                   |                                   |
|               | 1 | 2  | $\frac{25}{12}(I_0 + I_2) + \frac{11}{6}I_1$ | $\frac{7}{2}I_1$                           | $\frac{1}{3}(I_0 + I_2)$                  | $\frac{8}{3}I_1$                    | $\frac{4}{3}I_1$                  |
|               |   |  | $\frac{11}{12}(I_0 + I_2) + \frac{11}{6}I_1$ | $\frac{7}{2}I_1$                           | $\frac{1}{3}(I_0 + I_2)$                  | $\frac{8}{3}I_1$                    | $\frac{4}{3}I_1$                  |
|               | 1 | 1  | $6F_0 - 5F_2$                                | $\frac{65}{3}F_2$                          | $2F_0 - 14F_2$                            | $2F_0$                              | $6F_2$                            |
|               |   |  | $\frac{25}{12}(I_0 + I_2) - \frac{11}{6}I_1$ | $\frac{79}{18}I_1$                         | $\frac{22}{9}I_1$                         | $2I_1$                              | $\frac{7}{9}I_1 - \frac{5}{6}I_2$ |
| 0             | 2 | $6F_2 - 5F_2$                                | $-\frac{2}{9}F_0 + \frac{235}{9}F_2$         | $\frac{22}{9}F_1 - \frac{110}{9}F_2$       | $2F_0 - 10F_2$                            |                                     |                                   |
|               |   | $\frac{11}{4}(I_0 + I_2) + \frac{1}{2}I_1$   | $\frac{7}{2}I_1$                             | $\frac{1}{2}(I_0 + I_2) + I_1$             | $\frac{1}{2}(I_0 + I_2) + I_1$            | $\frac{23}{10}I_1 - \frac{1}{2}I_2$ |                                   |
| 0             | 1 | $6F_0 + 3F_2$                                | $2F_0 + 23F_2$                               | $2F_0 + 4F_2$                              | $-6F_2$                                   |                                     |                                   |
|               |   | $\frac{25}{12}(I_0 + I_2) + \frac{11}{6}I_1$ | $\frac{71}{18}I_1$                           | $\frac{5}{6}(I_0 + I_2) + \frac{23}{9}I_1$ | $\frac{5}{6}(I_0 + I_2) + \frac{5}{3}I_1$ | $\frac{1}{18}I_1 + \frac{5}{6}I_2$  |                                   |
| 0             | 1 | $6F_0 - 5F_2$                                | $\frac{2}{9}F_0 + \frac{215}{9}F_2$          | $\frac{38}{9}F_0 - \frac{100}{9}F_2$       | $-10F_2$                                  |                                     |                                   |
|               |   | $\frac{11}{4}(I_0 + I_2) + \frac{1}{2}I_1$   | $\frac{7}{2}I_1$                             | $\frac{1}{2}(I_0 + I_2) + I_1$             | $\frac{1}{2}(I_0 + I_2) + I_1$            | $\frac{23}{10}I_1 - \frac{1}{2}I_2$ |                                   |

$$\begin{aligned}
\Psi(p_{\frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} p_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}, T=0, J=2) &= \frac{\sqrt{14}}{9} \Psi([4]^{11} D_2) - \frac{7\sqrt{30}}{90} \Psi([31]^{13} P_2) - \\
&- \frac{2\sqrt{3}}{9} \Psi([31]^{13} D_2) + \frac{2\sqrt{105}}{45} \Psi([31]^{13} F_2) + \frac{2}{9} \Psi([22]^{15} S_2) - \\
&\frac{2\sqrt{2}}{9} \Psi([22]^{11} D_2) + \frac{\sqrt{7}}{9} \Psi([22]^{15} D_2) + \frac{\sqrt{2}}{6} \Psi([211]^{13} P_2), \\
\Psi(p_{\frac{7}{2}}^{\frac{7}{2}} p_{\frac{3}{2}}^{\frac{3}{2}}, T=1, J=1) &= -\frac{\sqrt{10}}{6} \Psi([31]^{33} P_1) + \frac{2\sqrt{3}}{9} \Psi([22]^{33} S_1) - \\
&- \frac{\sqrt{15}}{9} \Psi([22]^{33} D_1) - \frac{2\sqrt{3}}{9} \Psi([211]^{31} P_1) + \frac{\sqrt{2}}{6} \Psi([211]^{33} P_1) + \\
&+ \frac{\sqrt{15}}{9} \Psi([211]^{35} P_1).
\end{aligned}$$

---

#### RIASSUNTO (\*)

Le transizioni  $\beta$  non favorite  ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}$  e  ${}^{12}\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}$  si spiegano con una miscela di supermultipletti in  ${}^8\text{Be}$  e  ${}^{12}\text{C}$  tramite la forza spin-orbita. Tale forza spin-orbita può essere stimata dai valori  $ft$  sperimentali. Nel  ${}^{12}\text{C}$  si ottiene una forza effettiva  $a(\vec{l} \cdot \vec{s})$  dove  $a \sim 5$  MeV, in buon accordo coi valori generalmente accettati. Nel  ${}^8\text{Be}$ , invece, si ottiene un valore  $|a| \sim 1.6$  MeV. Si discute questo valore anormalmente basso.

---

(\*) Traduzione a cura della Redazione.