

Étude des niveaux de ${}^7\text{Be}$ (de 6 à 10 mev) à partir des résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ de 100 kev à 3 mev

H. Beaumevieille, J.P. Longequeue, N. Longequeue, R. Bouchez

► To cite this version:

H. Beaumevieille, J.P. Longequeue, N. Longequeue, R. Bouchez. Étude des niveaux de ${}^7\text{Be}$ (de 6 à 10 mev) à partir des résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ de 100 kev à 3 mev. Journal de Physique, 1964, 25 (11), pp.933-942. <10.1051/jphys:019640025011093300>. <jpa-00205896>

HAL Id: jpa-00205896

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00205896>

Submitted on 1 Jan 1964

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ÉTUDE DES NIVEAUX DE ${}^7\text{Be}$ (de 6 à 10 MeV)
A PARTIR DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX
DE LA RÉACTION ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ DE 100 keV À 3 MeV**

Par H. BEAUMEVIEILLE, J. P. LONGEQUEUE, M^{me} N. LONGEQUEUE, R. BOUCHEZ,
Université et Centre d'Études Nucléaires de Grenoble, Laboratoire de Physique Nucléaire.

Résumé. — Les résultats expérimentaux de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ dans la gamme d'énergie 100 keV à 3 MeV peuvent être interprétés par la théorie des résonances par les niveaux suivants du ${}^7\text{Be}$: $3/2^-$ (5,9 MeV), $3/2^+$ (6,2 MeV), $5/2^-$ (7,18 MeV) et un niveau dont les caractéristiques doivent être $1/2^+$ ou 4P (9,5 MeV).

Abstract. — Experimental results of the reaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ from $E_p = 100$ keV to 3 MeV can be interpreted by the compound nucleus theory with the following levels of ${}^7\text{Be}$: $3/2^-$ (5,9 MeV), $3/2^+$ (6,2 MeV), $5/2^-$ (7,18 MeV) and another level which should be $1/2^+$ or 4P (9,5 MeV).

L'étude des états excités de ${}^7\text{Be}$ peut être entreprise à partir des réactions ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ pour les états au-dessus de 5,609 MeV, ainsi que par ${}^3\text{He}(\alpha, \alpha){}^3\text{He}$ et ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}$ au-dessus de 1,587 MeV.

La réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$ étudiée en 1956 de 640 keV à 2,9 MeV par Marion [1] indique un niveau ($5/2^-$, 7,18 MeV) à une énergie de résonance $E_p = 1,85$ MeV, et un niveau de parité positive ($3/2^+$, 6,20 MeV) qui est nécessaire pour interpréter par interférence de deux niveaux de parité opposée le terme impair $A_1 P_1 (\cos \theta)$ qui apparaît dans la distribution angulaire en supposant la formation d'états résonnants.

Toutefois ce niveau $3/2^+$ n'a pu être observé dans d'autres expériences ; en particulier, il n'a pu être observé par MacCray [2] (1963) dans l'étude de la diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ de 0,45 à 2,9 MeV ; les résultats de MacCray à partir de l'analyse des facteurs de phase, en supposant des ondes s et p , peuvent s'interpréter avec l'état 4P ($5/2^-$, 7,18 MeV) et un état très large S ($1/2^+$), près ou au-dessus de 8 MeV ; toutefois, on doit noter que le comportement résonnant du facteur de phase de l'onde s (pour la valeur $1/2$ du spin de la voie) a été établi par MacCray avec l'hypothèse d'un seul état 4P . Les expériences de diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ poursuivies jusqu'à $E_p \simeq 12$ MeV par Harrison [3] (1963) montrent une résonance très large apparaissant aux angles arrière vers 10 MeV ($E_p \simeq 5$ MeV). De plus, la similitude du comportement des données de diffusion pour les niveaux de 7,18 et de 10 MeV suggère qu'ils doivent appartenir au même multiplet 4P , sans qu'il soit d'ailleurs possible de distinguer entre les valeurs ($1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$) de ce multiplet.

La diffusion élastique des particules α sur ${}^3\text{He}$ a

permis (Trombrello, [4], 1963) l'étude des états excités de ${}^7\text{Be}$ de 3,9 à 8,4 MeV ; cette étude a montré l'existence d'un niveau large à 6,51 MeV ayant les caractéristiques $5/2^-$ et se trouvant à une énergie voisine du niveau $3/2^+$ suggéré par Marion ; dans ces conditions, l'on peut se demander si le niveau ($3/2^+$, 6,20 MeV) suggéré par Marion est nécessaire pour interpréter les expériences ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$. Il nous a paru utile de réexaminer cette question.

L'analyse des résultats expérimentaux présentée ici pour la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ de 130 keV à 3 MeV a été faite par la théorie du noyau composé en tenant compte des résultats récents sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ et $\alpha({}^3\text{He}, {}^3\text{He})\alpha$; les données expérimentales utilisées sont celles obtenues par Marion [1] (1956) de 640 keV à 2,9 MeV par Mani [5] (1963) de 2 à 3 MeV par Fasoli [6] de 3 à 4 MeV et par nous-même (Beaumevieille, [7] 1963) de 130 à 600 keV.

Les conclusions de cette analyse sont les suivantes :

1) *Confirmation du niveau ($3/2^+$, 6,20 MeV) de Marion* (1956) avec l'hypothèse des états résonnants (théorie du noyau composé) pour analyser les expériences ; les effets d'interférence dans les courbes de distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ conduisant à l'existence de ce niveau.

2) *Indication d'un nouveau niveau de ${}^7\text{Be}$ ($3/2^-$, 5,90 MeV) suggéré par le signe négatif et la variation du terme $A_2 P_2 (\cos \theta)$ de 130 à 600 keV.*

3) *Influence négligeable du niveau ($5/2^-$, 6,51 MeV) dans la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: la largeur partielle 0_2^2 en protons de cet état doit être très faible et l'on peut penser qu'il n'est pas appréciablement excité.*

Notons enfin que ces conclusions sont indépen-

dantes des caractéristiques du niveau observé autour de 9,5 MeV dans les expériences de diffusion : $1/2 +$ ou $4P(1/2 -, 3/2 -, 5/2 -)$.

En résumé, nous proposons pour les niveaux de ${}^7\text{Be}$ le schéma suivant (fig. 1).

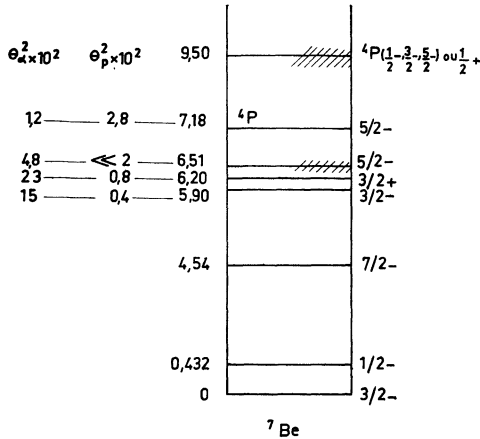


FIG. 1. — Schéma proposé des états excités de ${}^7\text{Be}$.

I. Section efficace différentielle pour des niveaux isolés formés dans la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$.

1. RAPPEL THÉORIQUE (MATRICE DE DIFFUSION). — a) Dans la théorie des réactions nucléaires avec formation d'états résonnants, la section efficace peut être exprimée en fonction des éléments de la matrice de collisions $S_{c's'l',cls} (\equiv S_{c'e})$, c caractérisant la particule incidente : p, d, α, \dots, s étant le spin de la voie, l le moment angulaire orbital décrivant le mouvement relatif des particules dans la voie d'entrée c , les quantités c', l', s' ayant la même signification pour la voie c' de sortie. La section efficace différentielle pour une transition

$$|c\rangle \rightarrow |c'\rangle$$

donnant lieu à la formation d'un état composé de moment angulaire total J est donnée par la formule de Blatt et Biedenharn [8] (1954)

$$\frac{d\sigma_{c'e}}{d\omega}(\theta) \equiv \frac{\lambda_c^2}{4(2i+1)(2I+1)} \sum_{L=0}^{\infty} B_L^{c'e} P_L(\cos \theta) \quad (1)$$

$$B_L^{c'e} \equiv \sum_{\substack{j_1 j_2 \\ l_1 l_2 \\ s s'}} (-1)^{s-s'} i^{l-l'} i^{l_1-l_1'} i^{l_2-l_2'} Z(l_1 j_1 l_2 j_2; sL) Z(l_1' j_1' l_2' j_2'; sL)$$

$$Re[(\delta_{cc'} \delta_{ll'} \delta_{ss'} - \langle c'l'_2 s' | S_{J_2} | c l_2 s \rangle^*), (\delta_{cc'} \delta_{l_1 l_1'} \delta_{s s'} - \langle c'l'_1 s' | S_{J_1} | c l_1 s \rangle)]$$

λ_c étant la longueur d'onde réduite pour la voie c , les coefficients Z étant les coefficients de Blatt et Biedenharn.

b) Cas d'un niveau isolé. — L'élément de matrice $S_{c'e}$ est donné (Vogt [9], 1962) par :

$$S_{c'e} \equiv e^{i(\Omega_c + \Omega_{c'})} \left[\delta_{cc'} \delta_{ll'} \delta_{ss'} + i \frac{\Gamma_{cls}^J \Gamma_{c'l's'}^J}{E_\lambda^J + \Delta_\lambda^J - E - i\Gamma_\lambda^J/2} \right] \quad (2)$$

$$\delta_\lambda^J \equiv \arctg \frac{\Gamma_\lambda^J/2}{E_R^J - E}, \quad E_R^J \equiv E_\lambda^J + \Delta_\lambda^J$$

$$S_{cc'} = 2i \left(\frac{\Gamma_{cls}^J \Gamma_{c'l's'}^J}{\Gamma_\lambda^J} \right)^{1/2} \sin \delta_\lambda^J \exp[i(\delta_\lambda^J + \Omega_c + \Omega_{c'})] \quad (2')$$

la phase Ω_c étant la somme du facteur de phase de diffusion de Coulomb ω_c et du facteur de phase de diffusion φ_c sur une sphère impénétrable de rayon R_c :

$$\Omega_c \equiv \omega_c + \varphi_c. \quad (3)$$

Pour la voie c de nombre d'onde k_c , formée par les particules $a + X$ de charges z et Z , de vitesse relative v_c , le facteur de phase de Coulomb est défini suivant :

$$\omega_c = \sum_{n=1}^{l_c} \arctg \eta_c/n \text{ avec } \omega_0 = 0 \text{ et } \eta_c \equiv \frac{zZe^2}{\hbar v_c} \quad (4)$$

et le facteur de phase de sphère dure par

$$\varphi_c \equiv -\arctg \frac{F_{lc}(k_c R_c)}{G_{lc}(k_c R_c)} \quad (5)$$

l_c étant le moment angulaire des particules de la voie c . Les quantités Γ_{cls} sont les largeurs partielles et sont reliées aux largeurs réduites par le facteur de pénétration P_{cl}

$$\Gamma_{cls}^J \equiv 2P_{cl} \gamma_{cls}^2 = 2 \frac{k_c R_c}{F_c^2 + G_c^2} \gamma_{cls}^2 \quad (6)$$

Γ_λ^J étant la somme des largeurs partielles.

Pour une réaction du type $a + X \rightarrow b + Y$, la section efficace totale est donnée par la relation bien connue de Breit et Wigner

$$\sigma_{cc'} = \pi \lambda_c^2 \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} \sum_{u's's'} \frac{\Gamma_{cls} \Gamma_{c'l's'}}{(E_J^J - E)^2 + \Gamma_\lambda^2/4} \quad (7)$$

i et I étant les spins des particules a et X .

c) Cas de deux niveaux de même spin et de même parité. — L'élément de matrice $S_{c'e}$ dans le cas de deux niveaux (notés 1 et 2) de caractéristiques identiques s'exprime par :

$$\begin{cases} S_{cc'} = \exp[i(\Omega_c + \Omega_{c'})] - iy \\ y \equiv \frac{M - iN}{K - iL} \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} K \equiv (E_1 + \Delta_1 - E)(E_2 + \Delta_2 - E) - \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{4} - \Delta_{12}^2 + \Gamma_{12}^2/4 \\ L \equiv \frac{1}{2} [\Gamma_1(E_2 + \Delta_2 - E) + \Gamma_2(E_1 + \Delta_1 - E) - 2\Delta_{12} \Gamma_{12}] \\ M \equiv [\Gamma_{1c}^{1/2} \Gamma_{1c'}^{1/2} (E_2 + \Delta_2 - E) + \Gamma_{2c}^{1/2} \Gamma_{2c'}^{1/2} (E_1 + \Delta_1 - E) - \Delta_{12} (\Gamma_{1c}^{1/2} \Gamma_{2c'}^{1/2} + \Gamma_{1c'}^{1/2} \Gamma_{2c}^{1/2})] \\ N \equiv 0 \end{cases} \quad (8')$$

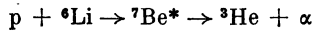
avec

$$\Gamma_1 = \sum_{c'} \Gamma_1^{1c'}; \quad \Gamma_2 = \sum_{c'} \Gamma_2^{2c'}; \quad \Gamma_{12} = \sum_{c'} \pm \Gamma_{1c'}^{1/2} \Gamma_{2c'}^{1/2}.$$

La section efficace totale déduite de (8) est :

$$\sigma_{cc'} = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} \pi \lambda_c^2 |y|^2. \quad (9)$$

2) LA RÉACTION ${}^6\text{Li}(p, \alpha)$. — A partir des caractéristiques de la réaction



avec $i = 1/2$, et $I = 1$, l'on voit que le spin s de la voie d'entrée peut prendre les valeurs $s = 1/2$, ou $3/2$; en outre le spin s' de la voie de sortie ($i' = 1/2$, $I' = 0$) ne peut être que $s' = 1/2$. En tenant compte de la conservation du moment angulaire et de la parité (l'état fondamental de ${}^6\text{Li}$ ayant une parité positive, la particule ${}^3\text{He}$ aussi), on obtient (tableau I) les caractéristiques des voies : la voie d'entrée est caractérisée par les indices ($p; l, s$), la voie de sortie par ($\alpha; l', s'$).

Les amplitudes

$$S_{\alpha p} \equiv \langle \alpha' l' s' | S^J | p l s \rangle$$

sont limitées à des ondes $l = 0, 1$ et 2 , la pénétrabilité des protons de faible énergie étant négligeable pour des ondes $l > 2$.

La section efficace différentielle $d\sigma/d\omega(\theta)$ est calculée pour chaque transition $\langle \alpha' l' s' | p l s \rangle$ à partir de la formule (1) de Blatt et Biendenharn et de l'expression (2) pour l'élément de matrice, soit :

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\alpha' l' s' | p l s) = \frac{\pi \lambda^2}{2^4} \frac{\Gamma_p^{Jl} \Gamma_\alpha^{Jl'}}{(E_R^J - E)^2 + (\Gamma_\lambda^J/2)^2} \omega_{ll'}^J(\theta)$$

$$\omega_{ll'}^J(\theta) \equiv \sum_{L=0}^{L_{\max}} (-)^{s'-s} Z(lJlJ; sL) Z(l'Jl'J; s'L) P_L(\cos \theta)$$

L_{\max} étant la valeur maxima de $2l, 2l'$, ou $2J$ et les valeurs de L étant toutes paires (l'on suppose qu'il n'y a pas d'interférence). Les coefficients Z ont été calculés en utilisant les tables de Sharp [10] (1953). Les valeurs $\omega_{ll'}^J(\theta)$ de la distribution angulaire sont représentées dans le tableau I.

TABLEAU I

VOIE INITIALE p		NOYAU COMPOSÉ	VOIE FINALE α		DISTRIBUTION ANGULAIRE
l	s	J, π	l'	s'	$W_{ll'}^J(\theta)$
0	1/2	1/2 +	0	1/2	$2P_0$
	3/2	3/2 +	2		$4P_0$
	1/2	1/2 —	1	1/2	$2P_0$
		3/2 —	1		$4P_0 + 4P_2$
1	3/2	1/2 —	1	1/2	$2P_0$
		3/2 —	1		$4P_0 - \frac{16}{5} P_2$
		5/2 —	3		$6P_0 + \frac{24}{5} P_2$
	1/2	3/2 +	2	1/2	$4P_0 + 4P_2$
		5/2 +	2		$6P_0 + \frac{48}{7} P_2 + \frac{36}{7} P_4$
		7/2 +	4		$8P_0 + \frac{400}{49} P_2 + \frac{216}{49} P_4$
2	3/2	1/2 +	0	1/2	$2P_0$
		3/2 +	2		$4P_0 + 2P_2$
	1/2	5/2 +	2	1/2	$6P_0 + \frac{120}{49} P_2 - \frac{288}{49} P_4$
		7/2 +	4		$8P_0 + \frac{400}{49} P_2 + \frac{216}{49} P_4$

Remarques :

a) Si l'on néglige la contribution des ondes $l = 3$, le niveau $5/2 -$ ne peut être formé qu'à partir de la seule valeur $s = 3/2$ du spin de la voie d'entrée, la distribution angulaire $\omega(\theta)$ d'un état $5/2 -$ pur étant de la forme $(6P_0 + 24/5 P_2)$, déterminant le signe et l'ordre de grandeur du coefficient $A_2 P_2(\cos \theta)$. Ce résultat reste valable si l'on fait interférer avec le niveau $5/2 -$ un niveau de parité positive formé par des ondes s .

b) Aucun terme en A_2 n'apparaissant dans la

distribution angulaire expérimentale entre 100 keV et 2,5 MeV, les seules ondes possibles pour la voie d'entrée sont $l = 0$ et 1 donnant $L = 0$ ou 2 , et $L = 1$ s'il y a interférence. Il résulte que les distributions angulaires pour des niveaux $1/2 +$ et $3/2 +$ formés par des ondes s (tableau I) sont isotropes.

c) En se limitant aux ondes $l = 0$ et 1 , on voit que seuls les niveaux $3/2 -$ faisant intervenir deux valeurs différentes du spin de la voie d'entrée ($s = 1/2$ et $3/2$) donnent un terme en A_2 , le

niveau $1/2 -$ n'en donnant pas. Le signe de A_2 n'est alors pas déterminé puisque le niveau $3/2 -$ formé à partir de $s = 3/2$ correspond à la distribution angulaire $(4P_0 - 16/5 P_2)$ alors que le niveau $3/2 -$ formé à partir de $s = 1/2$ correspond à $(4P_0 + 4P_2)$ avec un signe opposé pour A_2 .

Dans le cas d'un mélange de deux valeurs $1/2$ et $3/2$ du spin s de la voie d'entrée, l'on doit faire intervenir le paramètre de mélange de ces spins, le signe de A_2 étant déterminé à partir des données expérimentales. Les facteurs de phase sont alors calculés par des expressions analogues à (3).

II. Analyse dans l'hypothèse A : niveau $(5/2 -$, 6,51 MeV), niveau $(5/2 -$, 7,18 MeV) : niveau $(1/2 +$, 8,52 MeV). — Examinons d'abord si l'on peut interpréter les résultats expérimentaux dans

l'hypothèse de deux niveaux $5/2 -$ interférant entre eux et avec un niveau $1/2 +$, sans utiliser le niveau $3/2 +$ de Marion.

Les caractéristiques du niveau $(5/2 -$, 7,18 MeV) ont été déterminées par MacCray (1963) à partir des données sur la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha) {}^3\text{He}$ et ${}^6\text{Li}(p, p) {}^6\text{Li}$; celles du niveau $(5/2 -$, 6,51 MeV) ont été déterminées par Tombrello (1963) à partir des données sur la diffusion ${}^3\text{He} - \alpha$. Les paramètres de ces niveaux sont rappelés dans le tableau II.

R étant le rayon d'interaction de la voie $(\alpha + {}^3\text{He})$ pour les niveaux 6,51 et 7,18 MeV; Γ_p , Γ_α , les largeurs partielles respectives des voies $(p + {}^6\text{Li})$ et $(\alpha + {}^3\text{He})$; θ_p^2 , θ_α^2 les rapports des largeurs réduites aux limites de Wigner :

$$\theta_\alpha^2 \equiv \frac{\gamma_\alpha^2}{(3\hbar^2/2\mu_\alpha R_\alpha^2)}; \quad \theta_p^2 \equiv \frac{\gamma_p^2}{(3\hbar^2/2\mu_p R_p^2)}$$

TABLEAU II

N°	J, π	E (MeV)	R (FERMIS)	Γ_α LABO (keV)	Γ_p LABO (keV)	θ_p^2	θ_α^2
1	$5/2 -$	$6,51 \pm 0,04$	4,4	< 20	1 016	$< 0,02$	0,48
2	$5/2 -$	7,13	4,1	798	38	0,28	0,012

les largeurs réduites étant reliées (6) aux largeurs partielles par

$$\Gamma_p \equiv 2P_{pl} \gamma_{pl}^2 \equiv 2 \frac{k_p R_p}{F_p^2 + G_p^2} \gamma_{pl}^2 \quad (10)$$

$$\Gamma_\alpha \equiv 2P_{\alpha l'} \gamma_{\alpha l'}^2 \equiv 2 \frac{k_\alpha R_\alpha}{F_\alpha^2 + G_\alpha^2} \gamma_{\alpha l'}^2 \quad (11)$$

Le calcul de la section efficace différentielle suivant (1), donne en se bornant à des ondes $l = 0$, 1 et 2 :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{24} \bigg\{ & 2P_0 (|S_{00}^{1/2+}|^2 + |S_{20}^{1/2+}|^2) \\ & + \left(6P_0 + \frac{24}{5}P_2\right) |S_{13}^{5/2-}|^2 \\ & + P_3 (S_{13}^{5/2-} S_{20}^{*1/2+} + S_{13}^{*5/2-} S_{20}^{1/2+}) \bigg\} \quad (12) \end{aligned}$$

les amplitudes $S_{ll'}$ étant pour le niveau $1/2 +$

$$\begin{aligned} S_{00}^{1/2+} &= 2i \frac{[\Gamma_{p0}^{1/2+} \Gamma_{\alpha 0}^{1/2+}]^{1/2}}{\Gamma^{1/2+}} \\ &\times \sin \delta_{1/2+} \cdot \exp [i(\delta_{1/2+} + \Omega_{p0} + \Omega_{\alpha 0})] \\ \text{et} \quad S_{20}^{1/2+} &= 2i \frac{[\Gamma_{p2}^{1/2+} \Gamma_{\alpha 0}^{1/2+}]^{1/2}}{\Gamma^{1/2+}} \\ &\times \sin \delta_{1/2+} \cdot \exp [i(\delta_{1/2+} + \Omega_{p2} + \Omega_{\alpha 0})] \quad (13) \\ \text{avec} \quad \delta_{1/2+} &\equiv \arctg \frac{\Gamma_{1/2+}^{1/2}}{E_R^{1/2+} - E} \end{aligned}$$

et l'amplitude $S_{13}^{5/2-}$ pour le niveau $5/2 -$:

$$S_{13}^{5/2-} = iy \exp [i(\Omega_{p1} + \Omega_{\alpha 3})]. \quad (14)$$

Remarquons que le niveau intermédiaire formé à partir de la voie $(p + {}^6\text{Li})$ peut se désintégrer par émission α ou γ , mais en fait la largeur partielle γ peut être négligée par rapport aux largeurs partielles p et α , la réaction ${}^6\text{Li}(p, \gamma)$ n'étant pas résonnante en γ et ayant une section efficace extrêmement faible (Bashkin [11], 1954) :

$$\sigma(p, \gamma) = (0,7 \pm 0,2) \mu\text{b}$$

pour $E_p = 415$ keV. Nous pouvons donc écrire

$$\Gamma_\gamma \simeq 0 \text{ et } \Gamma_1 \simeq \Gamma_{1p} + \Gamma_{1\alpha}; \quad \Gamma_2 \simeq \Gamma_{2p} + \Gamma_{2\alpha}$$

les indices 1 et 2 se rapportant aux niveaux $(5/2 -$, 6,51 MeV) et $(5/2 -$, 7,18 MeV). D'après (8) et (8') l'expression de y est donnée par :

$$y \equiv \frac{M - iN}{K - iL}$$

avec

$$\begin{cases} E \equiv (K_{1R} - E)(E_{2R} - E) - \Gamma_1 \Gamma_2 / 4 - \Delta_{12}^2 \\ \quad + \frac{1}{4} [(\Gamma_{1p} \Gamma_{2p})^{1/2} \pm (\Gamma_{1\alpha} \Gamma_{2\alpha})^{1/2}]^2 \\ L \equiv \frac{1}{2} \{ \Gamma_1 (E_{2R} - E) + \Gamma_2 (E_{1R} - E) \\ \quad - 2\Delta_{12} [(\Gamma_{1p} \Gamma_{2p})^{1/2} \pm (\Gamma_{1\alpha} \Gamma_{2\alpha})^{1/2}] \} \\ M \equiv [\Gamma_{1p}^{1/2} \Gamma_{1\alpha}^{1/2} (E_{2R} - E) + \Gamma_{2p}^{1/2} \Gamma_{2\alpha}^{1/2} (E_{1R} - E) \\ \quad - \Delta_{12} (\Gamma_{1p}^{1/2} \Gamma_{2\alpha}^{1/2} + \Gamma_{2p}^{1/2} \Gamma_{1\alpha}^{1/2})] \\ N \equiv 0. \end{cases} \quad (15)$$

Le signe $(+)$ ou $(-)$ intervenant quand $\gamma_{1p} \gamma_{1\alpha}$ et $\gamma_{2p} \gamma_{2\alpha}$ sont ou non de même signe. Nous avons

posé $E_{1R} \equiv E_1 + \Delta_1$; $E_{2R} \equiv E_2 + \Delta_2$ qui sont les énergies de résonance des deux niveaux 1 et 2; les facteurs Δ de déplacement en énergie dépendent de la condition aux limites adoptée sur la surface nucléaire. Nous avons adopté la condition aux limites de Wigner (1947) pour un puits carré, et considéré Δ_{12} comme un paramètre arbitraire déterminé à partir des résultats expérimentaux. Pour connaître la contribution des deux niveaux 5/2 — dans la section efficace totale, il nous faut d'abord soustraire la contribution du niveau (1/2 +, 8,5 MeV; $E_p \simeq 3,4$ MeV; $\Gamma \simeq 2,8$ MeV) suggéré par MacCray (1962) à partir de l'analyse des expériences de diffusion ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$.

On a d'après (7)

$$\sigma_{1/2+} = \frac{4}{3} \pi \lambda^2 \left[\frac{\Gamma_{p0}^{1/2+} + \Gamma_{\alpha 0}^{1/2+}}{\Gamma_{1/2+}^0} \right] \sin^2 \delta_{1/2+} \quad (16)$$

$$\Gamma_{1/2+}^0 \equiv \Gamma_{p0}^{1/2+} + \Gamma_{\alpha 0}^{1/2+} \quad (17)$$

les largeurs partielles étant calculées à partir de relations (16) et (17) en tenant compte de la valeur expérimentale de MacCray: $(\sigma_{1/2+})_{\text{rés}} \simeq 80$ mb, en outre, la solution retenue étant celle qui donne un rapport Γ_p/Γ voisin de celui obtenu par MacCray: $\Gamma_{p0}^{1/2+} \simeq 1\,800$ keV; $\Gamma_{\alpha 0}^{1/2+} \simeq 1\,000$ keV; les pénétrabilités P_{p0} et $P_{\alpha 0}$ étant calculées à partir des fonctions de Coulomb (Bloch 1951) pour les rayons d'interaction $R_p = 3,94$ F, et $R_\alpha = 4,10$ F. Finalement la contribution des deux niveaux 5/2 — (fig. 2) est obtenue en retranchant $\sigma_{1/2+}(E)$ de

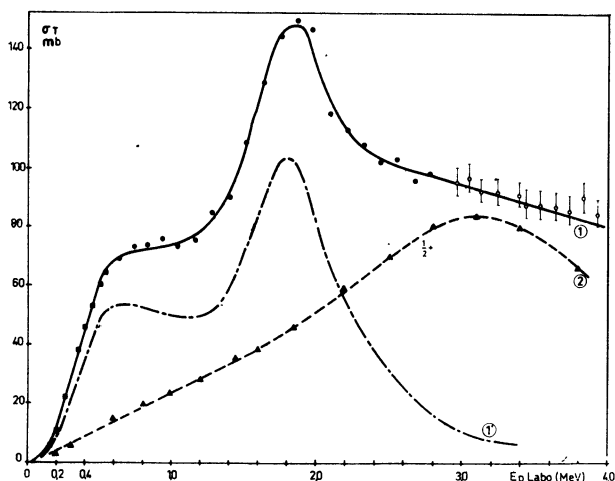


FIG. 2. — Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: (1) représente la section efficace expérimentale, (2) la section efficace calculée pour le niveau (1/2 +, 8,52 MeV), (1') la différence entre (1) et (2).

●, Marion 1956; ○, Mani 1963; ▲ nos points 1964.

la section efficace expérimentale, et s'accorde avec la théorie en prenant $\Delta_{12} = 51$ keV, $\Gamma_{p1} = 17$ keV, les autres paramètres pour les deux états 5/2 — étant ceux du tableau II. A partir de (12), (14) et

(15) nous avons ensuite calculé les coefficients A_1 et A_2 de la distribution angulaire pour les énergies de résonance (tableau III).

TABLEAU III

E_p MeV	(E) MeV	A_1 EXP.	A_1 THÉOR.	A_2 EXP.	A_2 THÉOR.
1,05	(6,5)	0,59	0	0	0,52
1,85	(7,18)	0,26	0	0,25	0,55

Ce résultat montre que l'hypothèse de deux niveaux 5/2 — et un niveau 1/2 + ne peut expliquer l'existence du terme A_1 ; en outre, la valeur expérimentale du terme A_2 à peu près nulle au voisinage de la résonance 1,05 MeV est en désaccord avec la valeur calculée $A_2 \simeq 0,52$ de la résonance. De même, dans la gamme d'énergie de 130 à 600 keV, cette hypothèse A ne peut expliquer l'existence d'un terme d'interférence A_1 important, ni le signe négatif du terme A_2 .

En résumé, le fait qu'autour de la résonance de 1,05 MeV le terme $A_2 \simeq 0$ suggère que ce niveau (5/2 —, 6,51 MeV) doit être peu excité dans la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^6\text{Li}$; on est alors conduit à supposer que la largeur partielle en protons Γ_p correspondant à ce niveau est beaucoup plus faible que la limite supérieure $\Gamma_p \simeq 20$ keV indiquée par Tombrello.

III. Analyse dans l'hypothèse B : niveau (3/2 +, 6,20 MeV); niveau (5/2 —, 7,18 MeV); niveau (1/2 +, 8,52 MeV). — On néglige donc le niveau (5/2 —, 6,5 MeV) peu excité et pour interpréter le terme d'interférence A_1 , l'on introduit le niveau 3/2 + de parité opposée, donc positive, donnée par le tableau I ($l < 2$).

a) SECTION EFFICACE TOTALE. — Les paramètres des trois niveaux de l'hypothèse B sont déterminés à partir des données sur la section efficace totale. Les résultats de MacCray sur le niveau (5/2 —, 7,18 MeV) permettant de retirer (fig. 3) la contribution de ce niveau de la courbe expérimentale: la courbe obtenue (fig. 3) montre que deux autres niveaux au moins interviennent, dont l'un est situé vers 8 MeV ($E_p \simeq 3$ MeV), l'autre vers 6,5 MeV ($E_p \simeq 1$ MeV).

En outre, le terme d'interférence $A_1 P_1 (\cos \theta)$ observé dans les distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ suggère (tableau I) que le niveau à $E_p \simeq 1$ MeV possède les caractéristiques 3/2 + (hypothèse proposée par Marion en 1956), et que le niveau à $E_p \simeq 3$ MeV les caractéristiques 1/2 +

TABLEAU IV

E MeV	(J, π)	Γ_p (keV, LAB)	Γ_α (keV, LAB)	Γ keV
6,20	3/2 +	19	1 180	1 200
8,52	1/2 +	1 800	1 000	2 800

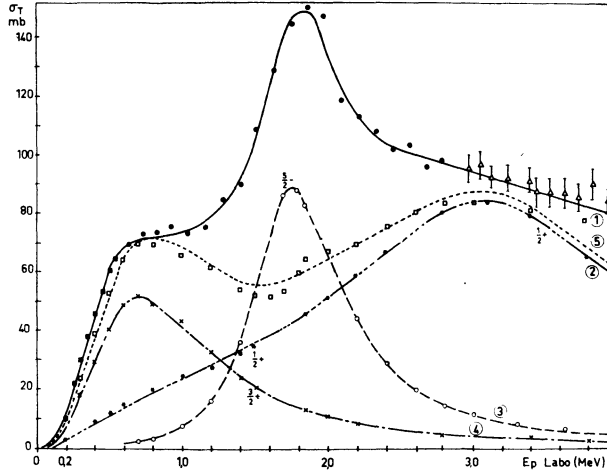


FIG. 3. — Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: (1) représente la section efficace expérimentale, (2) la section efficace calculée pour le niveau $(1/2 +, 8,52 \text{ MeV})$, (3) la section efficace calculée pour le niveau $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$, (4) la section efficace calculée pour le niveau $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$, (5) la somme (4) + (2).

● Marion 1956 ; Δ , Mani 1963 ; ■ nos points 1964.

(hypothèse proposée par Mani en 1963 et par MacCray). La position précise de ces niveaux et leurs paramètres ont été obtenus (tableau IV) par

essais successifs, de façon à ajuster la section efficace calculée avec celle déduite de l'expérience (fig. 3).

Remarquons que nous avons choisi :

— pour le niveau $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$ la valeur $\Gamma_p \simeq 19 \text{ keV}$ la plus petite, ce niveau n'étant pas observé dans les expériences de diffusion ;

— pour le niveau $(1/2 +, 8,52 \text{ MeV})$ la valeur $\Gamma_p \simeq 1800 \text{ keV}$ la plus grande en accord avec les données de MacCray.

b) DISTRIBUTION ANGULAIRE. — Puisqu'il n'y a aucune indication expérimentale pour un terme supérieur à A_2 , on se borne à des ondes $l = 0$ et $l = 1$ pour la voie d'entrée. La distribution angulaire est alors (1) :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\lambda^2}{24} & \left[4P_0 |S_{3/2+}|^2 \right. \\ & + 6\sqrt{\frac{6}{5}} (S_{3/2+} S_{5/2-}^* + S_{3/2+}^* S_{5/2-}) + 2P_0 |S_{1/2+}|^2 \\ & \left. + \left(6P_0 + \frac{24}{5} P_2 \right) |S_{5/2-}|^2 \right] \end{aligned}$$

$S_{3/2+}$, $S_{5/2-}$, $S_{1/2+}$ étant les amplitudes pour les niveaux $3/2 +$, $5/2 -$ et $1/2 +$; les coefficients A_l de la distribution angulaire sont alors :

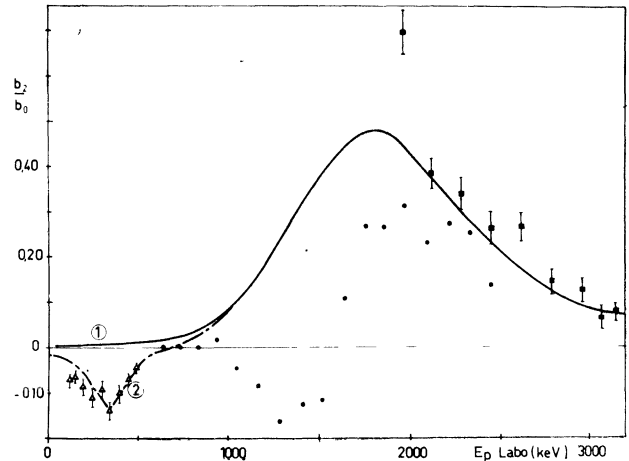
$$\begin{aligned} A_1 \equiv \frac{b_1}{b_0} = & \frac{12 \sqrt{\frac{6}{5}} \left(\frac{\Gamma_{3/2+}^{3/2+} \Gamma_{\alpha_s}^{3/2+}}{\Gamma_{3/2+}^2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Gamma_{5/2-}^{5/2-} \Gamma_{\alpha_s}^{5/2-}}{\Gamma_{5/2-}^2} \right)^{1/2} \sin \delta_{3/2+} \sin \delta_{5/2-} \cos (\Phi_{3/2+} - \Phi_{5/2-})}{4 \frac{\Gamma_{3/2+}^{3/2+} \Gamma_{\alpha_s}^{3/2+}}{\Gamma_{3/2+}^2} \sin^2 \delta_{3/2+} + 2 \frac{\Gamma_{1/2+}^{1/2+} \Gamma_{\alpha_s}^{1/2+}}{\Gamma_{1/2+}^2} \sin^2 \delta_{1/2+} + 6 \frac{\Gamma_{5/2-}^{5/2-} \Gamma_{\alpha_s}^{5/2-}}{\Gamma_{5/2-}^2} \sin^2 \delta_{5/2-}} \\ A_2 \equiv \frac{b_2}{b_0} = & \frac{\frac{24}{5} \frac{\Gamma_{5/2-}^{5/2-} \Gamma_{\alpha_s}^{5/2-}}{\Gamma_{5/2-}^2} \sin^2 \delta_{5/2-}}{4 \frac{\Gamma_{3/2+}^{3/2+} \Gamma_{\alpha_s}^{3/2+}}{\Gamma_{3/2+}^2} \sin^2 \delta_{3/2+} + 2 \frac{\Gamma_{1/2+}^{1/2+} \Gamma_{\alpha_s}^{1/2+}}{\Gamma_{1/2+}^2} \sin^2 \delta_{1/2+} + 6 \frac{\Gamma_{5/2-}^{5/2-} \Gamma_{\alpha_s}^{5/2-}}{\Gamma_{5/2-}^2} \sin^2 \delta_{5/2-}} \end{aligned} \quad (18)$$

la différence de phase $\Phi_{3/2+} - \Phi_{5/2-}$ étant (3) :

$$\begin{aligned} \Phi_{3/2+} - \Phi_{5/2-} \equiv & -\arctg \eta_p - \arctg \frac{\eta_\alpha}{3} \\ & + \left(\arctg \frac{F_1}{G_1} - \arctg \frac{F_0}{G_0} \right)_p \\ & + \left(\arctg \frac{F_3}{G_3} - \arctg \frac{F_2}{G_2} \right)_\alpha + \delta_{3/2+} - \delta_{5/2-}. \end{aligned}$$

La variation de A_1 et A_2 est finalement donnée (fig. 4 et 5).

FIG. 4. — Variation du coefficient $A_1 \equiv b_1/b_0$ de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$; (1) représente la variation de A_1 calculée à partir des niveaux $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$ $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$ $(1/2 +, 8,52 \text{ MeV})$; (2) la variation de A_1 calculée à partir des niveaux précédents et du niveau $(3/2 -, 5,90 \text{ MeV})$.



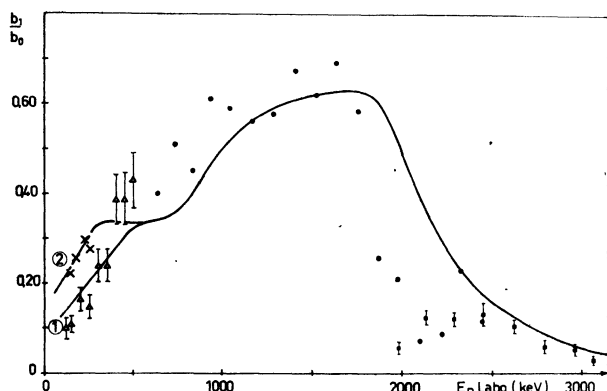


FIG. 5. — Variation du coefficient $A_2 \equiv b_2/b_0$ de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: (1) représente la variation de A_2 calculée à partir des niveaux ($3/2 +$, 6,20 MeV) ($5/2 -$, 7,18 MeV) ($1/2 +$, 8,52 MeV) ; (2) la variation de A_2 calculée à partir des niveaux précédents et du niveau ($3/2 -$, 5,90 MeV).

Remarques : Variation du terme $A_2 P_2(\cos \theta)$: L'accord avec l'expérience est satisfaisant entre 2 et 3 MeV, mais entre 1,2 et 1,8 MeV, un désaccord subsiste avec les données expérimentales ; en particulier le signe de A_2 est en désaccord avec l'expérience. Entre 600 keV et 1,2 MeV, l'accord est satisfaisant mais au-dessous de 600 keV, la variation expérimentale de A_2 est incompatible avec la variation théorique.

Variation de $A_1 P_1(\cos \theta)$: l'accord avec l'expérience est à peu près satisfaisant dans toute la gamme d'énergie.

En résumé, l'hypothèse B permet d'expliquer assez bien les distributions angulaires de 600 keV à 3 MeV. Au-dessous de 600 keV la variation expérimentale du terme A_2 (fig. 4) suggère un niveau autour de $E_p \simeq 350$ keV.

IV. Analyse de 130 à 600 keV avec l'hypothèse B, plus un niveau ($3/2 -$, 5,90 MeV). —

a) LA SECTION EFFICACE TOTALE. — La différence entre la courbe théorique (Hypothèse B (fig. 6)) et la courbe expérimentale suggère un nouveau niveau autour de $E_p = 350$ keV dont la largeur $\Gamma = 250$ keV est en accord avec celle (fig. 4) déduite de la variation du terme A_2 .

b) LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE. — Nous avons supposé que le nouveau niveau est du type $3/2 -$ pour pouvoir expliquer (tableau I) un terme $A_2 < 0$, les largeurs partielles obtenues à partir de la section efficace à la résonance de 350 keV étant :

$$\Gamma_p^{3/2} \simeq 0,260 \text{ keV}, \quad \Gamma_\alpha^{3/2} \simeq 250 \text{ keV}.$$

La variation des coefficients A_2 et A_1 est alors représentée par les figures 4 et 5. Notons que l'on dispose du paramètre supplémentaire

$$\Gamma_{p,1/2}^{3/2} / \Gamma_{p,3/2}^{3/2} \simeq 5,6 \%$$

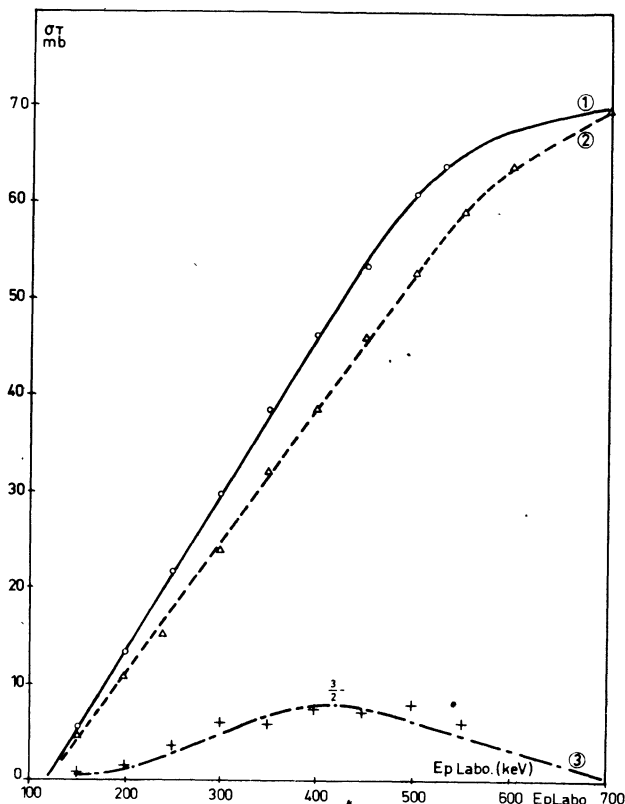


FIG. 6. — Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ de 130 à 700 keV : (1) représente la section efficace expérimentale, (2) la section efficace calculée à partir des niveaux ($3/2 +$, 6,20 MeV) ($5/2 -$, 7,18 MeV) ($1/2 +$, 8,52 MeV), (3) la section efficace calculée pour le niveau ($3/2 -$, 5,90 MeV).

représentant la contribution de spins ($1/2$ et $3/2$) de la voie d'entrée pour la formation de l'état $3/2 -$; la valeur de ce rapport est déterminée en ajustant la valeur théorique A_2 avec la valeur expérimentale pour la résonance de 350 keV.

V. Analyse dans l'hypothèse D : niveau ($3/2 -$, 9,5 MeV) remplaçant le niveau ($1/2 +$, 8,5 MeV). Les résultats récents (Forsyth, 1963, Communication privée à R. Bouchez ; Harrison, 1963) sur la diffusion élastique ${}^6\text{Li}(p, p){}^6\text{Li}$ font apparaître un état large de ${}^7\text{Be}$ vers 10 MeV correspondant vraisemblablement au niveau suggéré par MacCray vers 8,5 MeV. Toutefois, le comportement similaire des sections efficaces différentielles à différents angles pour les états de 10 MeV et de 7,18 MeV, indique que ces deux états appartiennent probablement au même multiplet 4P ; notons que ces résultats ne permettent pas de déterminer l'élément ($5/2 -$, $3/2 -$, $1/2 -$) de ce multiplet.

Nous allons examiner comment sont modifiées les conclusions précédentes en supposant un niveau impair 4P à 10 MeV, au lieu du niveau $S_{1/2}^+$ vers 8,5 MeV.

a) ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE TOTALE. — La courbe d'excitation de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$ (fig. 7) montre que ce niveau de 10 MeV n'apparaît pas nettement en (p, α) ; il est donc vraisemblable que ce niveau possède une faible largeur réduite en α , contrairement aux résultats sur la diffusion

(p, p) indiquant une grande largeur réduite en protons.

Afin de considérer l'influence dans la région de 6-8 MeV, d'un niveau impair 4P large vers 10 MeV, nous avons, à titre d'exemple, supposer les caractéristiques $3/2 -$ pour ce niveau. A partir de la

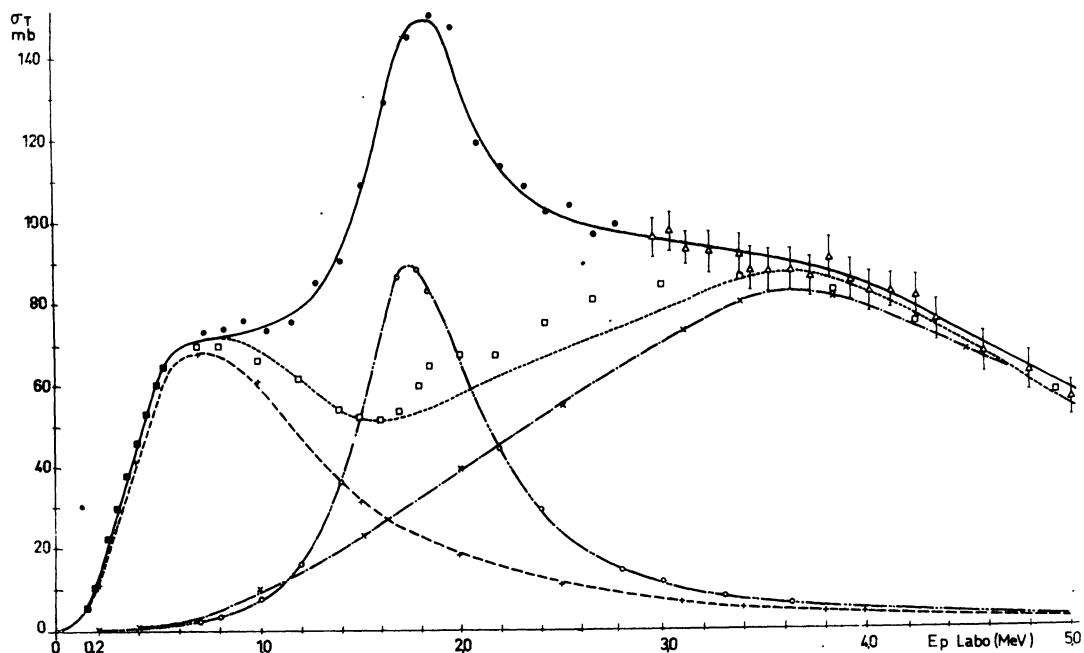


FIG. 7. — Section efficace totale de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: (1) — représente la section expérimentale, (2) — la section efficace calculée pour le niveau $(3/2 -, 9,50 \text{ MeV})$, (3) — la section efficace calculée pour le niveau $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$, (4) — la section efficace calculée pour le niveau $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$, (5) — (2) + (4). ●, Marion 1956 ; Δ, Mani 1963 ; □, nos points 1964 ; ○, Fasoli 1964.

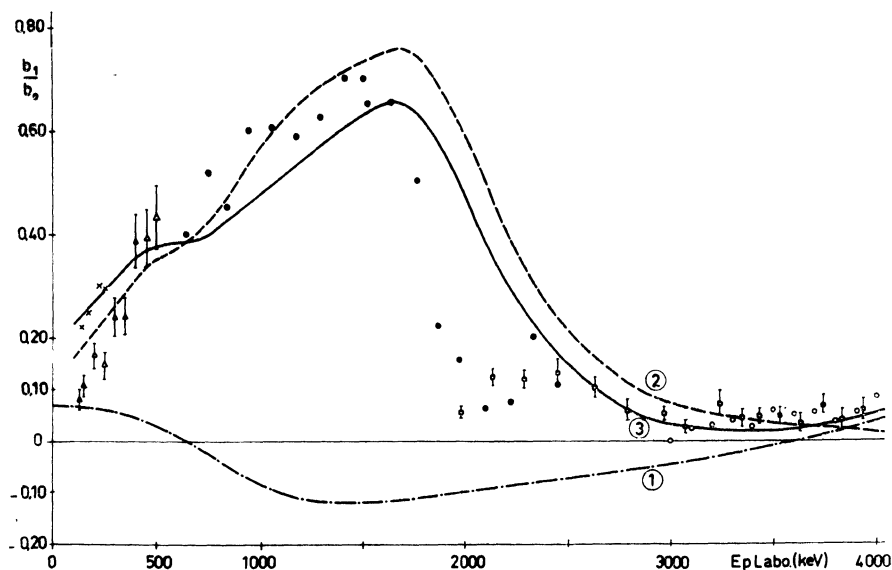


FIG. 8. — Variation du coefficient A_1 de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$: (1) représente le coefficient A_1 pour l'interférence des niveaux $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$ et $(3/2 -, 9,5 \text{ MeV})$; (2) le coefficient A_1 pour l'interférence des niveaux $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$ et $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$; (3) : (1) + (2). ●, Marion 1956 ; ×, Bouchez, 1961 ; □, Mani 1963 ; ○, Fasoli 1964 ; Δ, nos points 1964.

section efficace totale, nous avons calculé (tableau V) les nouveaux paramètres pour les niveaux $(3/2 +, 6,2 \text{ MeV})$ et $(3/2 -, 9,5 \text{ MeV})$; pour ce niveau on a choisi la valeur Γ_p la plus élevée, en accord avec les données de diffusion.

TABLEAU V

$E \text{ (MeV)}$	(J, π)	$\Gamma_p \text{ (keV, LAB)}$	$\Gamma_\alpha \text{ (keV, LAB)}$	$\Gamma \text{ keV}$
6,20	$3/2 +$	29	1 370	1 400
9,50	$3/2 -$	4 238	762	5 000

Les sections efficaces $\sigma_{3/2+}$ et $\sigma_{3/2-}$ calculées à

partir des paramètres du tableau V, sont en bon accord (fig. 7) avec l'expérience.

b) ANALYSE DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE. — Utilisant les niveaux $(3/2 +, 6,2 \text{ MeV})$, $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$ et $(3/2 -, 9,5 \text{ MeV})$, la variation en énergie des coefficients A_L est représentée sur les figures 8 et 9; le paramètre supplémentaire

$$\Gamma_{p11/2}^{3/2} / \Gamma_{p13/2}^{3/2} \simeq 0,45$$

représentant la contribution des spins $1/2$ et $3/2$ de la voie d'entrée pour la formation de l'état $3/2 -$ a été déterminé par comparaison avec la valeur expérimentale de A_2 à la résonance de 4,50 MeV.

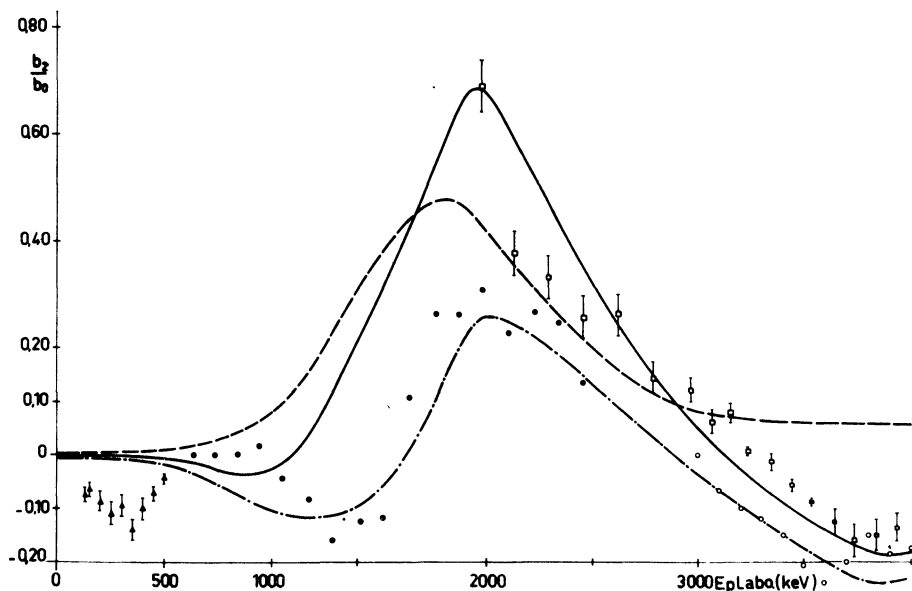


FIG. 9. — Variation du coefficient A_2 de la distribution angulaire de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^7\text{He}$: (1) ——— représente le coefficient A_2 pour l'interférence des niveaux $(3/2 -, 6,20 \text{ MeV})$ et $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$, (2) - - - - le coefficient A_2 pour le niveau $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$, (3) — · — : (1) + (2).
●, Marion 1956; □, Mani 1963; ○, Fasoli 1964; Δ, nos points 1964.

En résumé :

— Les hypothèses avec les niveaux $(3/2 -, 9,50 \text{ MeV})$, $(3/2 +, 6,2 \text{ MeV})$ et $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$ permettent d'expliquer de manière satisfaisante la variation des coefficients A_1 et A_2 de la distribution angulaire de 600 keV à 4 MeV. En ce qui concerne toutefois le coefficient A_2 un désaccord subsiste dans la bande d'énergie de 1,2 à 1,8 MeV.

— Au-dessous de 600 keV, la courbe de variation du coefficient A_2 avec les hypothèses D montre que le niveau $(3/2 -, 9,5 \text{ MeV})$ formé par des ondes $l = 1$ ne peut pas expliquer la variation expérimentale de ce coefficient; on est donc amené à suggérer l'existence d'un nouvel état $(3/2 -, 5,90 \text{ MeV})$ dont la largeur est de l'ordre de 250 keV donnée presque entièrement par la largeur partielle en α .

Conclusion. — L'analyse de la section efficace totale et des distributions angulaires de la réaction ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^7\text{He}$ montre que l'hypothèse de deux niveaux $5/2 -$ à 6,51 et 7,18 MeV interférant avec un troisième niveau $1/2 +$ ne peut expliquer les résultats expérimentaux.

Il est donc nécessaire, comme l'avait déjà proposé Marion en 1956, de considérer le niveau pair $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$ pour expliquer l'existence du terme impair $A_1 P_1 (\cos \theta)$ important de 130 keV à 3 MeV. Les résultats expérimentaux peuvent alors être interprétés de 600 keV à 3 MeV à partir du niveau $(3/2 +, 6,20 \text{ MeV})$, du niveau $(5/2 -, 7,18 \text{ MeV})$ et du niveau $1/2 +$ ou ${}^4P(1/2 -, 3/2 -, 5/2 -)$ autour de 9,50 MeV.

Il semble aussi nécessaire, au-dessous de 600 keV, pour interpréter la variation et le signe du terme

TABLEAU VI

J	3/2 —	3/2 +	5/2 —	5/2 —	1/2 + ou 4P(1/2 —, 5/2 —, 3/2 —)		
E_p (keV)	350	770	700	850	> 2 760	3 400	4 500 ⁽¹⁾
Γ (keV)	250	1 030	1 200	1 036	1 230	2 800	5 000
E_λ (MeV)	5,909		6,20	6,51 \pm 0,04	7,18	8,52	9,50
E_p (keV)	0,260	25	19	20	798	900	1 800
θ_p^2	0,0037	0,01	0,0078	0,02	0,28	0,10	0,17
Γ_α (keV)	250	1 000	1 180	1 016	38	330	1 000
θ_α^2	0,154	0,20	0,23	0,48	0,012	0,03	0,080
Références	H. B. 1964	J. A. M. 1962	H. B. 1964	T. A. Tombrello 1963	J. A. MacCray 1962	H. Beaumeville 1964	

⁽¹⁾ Les paramètres indiqués ici sont ceux pour un état 3/2 — à 9,50 MeV.

$A_2 P_2$ (cos θ), de suggérer un nouveau niveau de résonance 3/2 —, non encore observé dans ^7Be . Ce niveau, dont l'énergie d'excitation est 5,90 MeV, pourrait être l'homologue du niveau 5/2 — (ou 3/2 —) de ^7Li à 5,7 MeV, signalé par Bishop (1963). L'on doit aussi considérer que le niveau (5/2 —, 6,51 MeV) n'intervient pratiquement pas dans la réaction $^6\text{Li}(p, \alpha) ^3\text{He}$, la largeur partielle en protons de cet état étant très faible, et certainement très inférieure à la valeur limite indiquée par Tombrello (1963), soit $\theta_p^2 \simeq 0,02$.

L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans le tableau VI, E_p étant l'énergie (laboratoire) des protons incidents qui correspond à l'énergie d'excitation E_λ de l'état résonnant de ^7Be (les largeurs Γ sont données dans le laboratoire).

Il faut remarquer que ces deux états résonnants (3/2 —, 5,90 MeV) et (3/2 +, 6,5 MeV) introduits pour ajuster les résultats expérimentaux avec la théorie des résonances posent quelques problèmes. D'abord leur homologue dans le noyau ^7Li n'est pas certain; enfin, comme l'a fait remarquer Mani (1964), ces niveaux possédant (tableau VI) une valeur élevée ($\simeq 20\%$) pour θ_α^2 auraient dû être observés dans la diffusion $\alpha - ^3\text{He}$.

Nous tenons à remercier, pour les fructueuses conversations sur ce sujet, le Professeur T. Lauritsen, les Docteurs Cotton, Forsyth, Mani et Freeman.

Manuscrit reçu le 27 juillet 1964.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MARION (J. B.), WEBER (G.) et MOZER (F. S.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1402.
- [2] MCCRAY (J. A.), *Thèse*, Kellog Radiation Laboratory, Pasadena, California; *Phys. Rev.*, 1963, **130**, 2034.
- [3] HARRISON (W. D.) et WHITEHEAD (A. B.), *Phys. Rev.*, 1963, **132**, 2607.
- [4] TOMBRELLO (T. A.) et PARKER (P. D.), *Phys. Rev.*, 1963, **130**, 1112.
- [5] JERONYMO (J. M. F.), MANI (G. S.) et SADEGHI (A.), *Nuclear Physics*, 1963, **43**, 424.
- [6] FASOLI (U.), TONIOLO (D.) et ZAGO (G.), *Physics Letters*, 1964, **8**, 127.
- [7] BEAUMEVIEILLE (H.), LONGEQUEUE (N.) et LONGEQUEUE (J. P.), *C. R. Acad. Sc.*, 1963, **256**, 1494.
- [8] BLATT (J. M.) et BIEDENHARN (L. C.), *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 258.
- [9] VOGT (E.), *Rev. Mod. Physics*, 1962, **34**, 723.
- [10] SHARP (W. T.), KENNEDY (J. M.), SEARS (B. J.) et HOYLE (M. G.), *A. E. C. L.*, n° 97.
- [11] BASHKIN (S.) et CARLSON (R. R.), *Phys. Rev.*, 1954, **97**, 1245.
- [12] MANI (G. S.), Communication privée à H. Beaumeville et R. Bouchez.