

We regret tha' some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

ISN. - 7307

NOTICE 1775  
2

111E  
111E  
NSA

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

ETUDE DE LA REACTION  ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$   
PAR LE FORMALISME DES GRAPHS

par

TSAN UNG CHAN, A. GIORNI

et

G. DECONNINCK

**I**NSSTITUT

**S**CIENCES

**N**UCLÉAIRES

Adresse postale :

B. P. 257 - Centre de Tri  
38044 GRENOBLE - CEDEX

53, avenue des Martyrs, 38 GRENOBLE

Tél. 87.71.41

ISN - 73/07  
February 1973

ETUDE DE LA REACTION  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0){}^8\text{Be}$   
PAR LE FORMALISME DES GRAPHS

TSAN UNG CHAN, A. GIORNI

Institut des Sciences Nucléaires  
BP n° 257, Centre de Tri, 38044 Grenoble, France

et

G. DECONNINCK

(C.P.N.L., Louvain, Belgique)

Abstract : Angular distributions of the  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0){}^8\text{Be}$  reaction are measured from 28 to 53 MeV. Graph formalism is used to interpret these results. The shape of angular distributions are well reproduced. The main structure seems to be given by the graph with an  $\alpha\alpha$  interaction near  $T_0/2$  where  $T_0$  is the kinetic energy of the incoming particle.

E

NUCLEAR REACTION :  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0){}^8\text{Be}$ .  $E = 28 - 53$  MeV ; measured angular distributions ; analysis by graph formalism.

Submitted for publication in Nucl. Phys.

## 1. Introduction

La réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0)$  a été déjà étudiée à diverses énergies par Cerny, Zeidman, Wegner, Starodubtsev et Makariunas <sup>1)</sup> mais en général les distributions angulaires s'arrêtent vers  $100^\circ$  CM. Demortier et al. <sup>2)</sup> ont mis en évidence l'existence d'une forte remontée vers l'arrière qui ne peut pas s'expliquer par les seuls mécanismes de knock-on ou de double stripping, généralement admis par les auteurs précédents pour rendre compte de l'allure oscillante des distributions angulaires. S. Lefebvre <sup>3)</sup> a effectué des calculs qui ont confirmé ce point. Il a par ailleurs en appliquant le formalisme de Honda et Ui <sup>4)</sup> trouvé une remontée vers l'arrière des distributions angulaires, mais les sections efficaces calculées ne rendent pas compte de toutes les oscillations.

Dans cet article nous allons décrire la réaction comme un problème à trois corps. En effet, il est bien connu que parmi les configurations possibles du  ${}^6\text{Li}$  la composante  $(\alpha d)$  dans un état S existe avec une importante probabilité ( $\approx 25\%$ ) [réf. <sup>5)</sup>]. La faible énergie de liaison ( $E_B = 1.47$  MeV) de cette configuration et la grande dimension du  ${}^6\text{Li}$  ( $R \approx 3.5$  fm) sont assez bien rendues par une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique <sup>5)</sup> pour une valeur du paramètre de séparation entre  $\alpha$  et  $d$  égale à environ 2.5 fm ce qui compte-tenu des rayons de l' $\alpha$  (1.44 fm) et du deuton (2.7 fm) est assez satisfaisant. Lors de l'interaction d'un  $\alpha$  de 40 MeV, ayant une longueur d'onde réduite  $\lambda \approx 0.36$  fm, on peut penser que compte-tenu des ordres de grandeur précédents l'interaction  $\alpha\alpha$  peut être assez proche de la diffusion  $\alpha\alpha$  libre, alors qu'il est difficile de tirer la même conclusion pour la diffusion  $\alpha-d$ .

Dans cette hypothèse l'énergie relative de l'interaction  $\alpha\alpha$  serait environ  $T_0/2$ . Afin de tester cette hypothèse, nous avons précédemment <sup>7)</sup> étudié la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$  et présentement mesuré la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0){}^8\text{Be}$  dans une large gamme d'énergie et plus particulièrement vers  $T_0 = 40$  MeV où la section efficace  $\alpha\alpha$  présente de brusques variations de forme. Les notations et les procédures de calculs adoptées dans cet article sont les mêmes que celles que nous avons utilisées dans la réf. 7.

## 2. Réalisation de l'expérience

Deux séries de mesures utilisant 2 télescopes E- $\Delta E$  ont été faites. La première série recouvre les énergies (37.7, 43.9, 48.2 et 53.2 MeV) et utilise aux angles avant un télescope (3 mm - 5 mm) et aux angles arrière un télescope (0.2 mm - 1 mm). La deuxième série de mesures utilisant les télescopes (2 mm - 5 mm) et (0.5 mm - 1 mm) a été faite à 37.7 et 43.9 MeV pour préciser certains points. Les énergies ont été mesurées par comparaison des  $\alpha$  diffusés élastiquement à l'arrière sur du  $^{12}\text{C}$  aux énergies des raies  $\alpha$  du Th. Les diaphragmes précédant les détecteurs correspondaient à une acceptance angulaire de  $\pm 0.6$  degré, ce qui compte-tenu de la variation très rapide de l'énergie du deuton en fonction de l'angle, correspondait à une résolution d'environ 400 keV. La cible de  $^6\text{Li}$  d'épaisseur  $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  est autoporteuse et réalisée de la manière suivante : on évapore le  $^6\text{Li}$  sur une couche mince de polystyrène que l'on dissout ensuite dans une solution de xylène. Le film de  $^6\text{Li}$  est alors récupéré et placé sur son support, toutes les manipulations se faisant sous atmosphère d'argon.

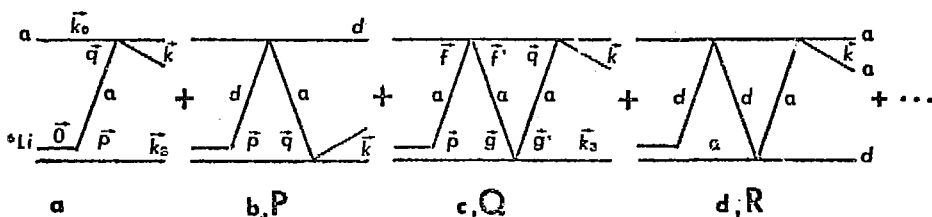
Outre nos résultats, nous reproduisons et utilisons dans cet article, les distributions angulaires obtenues précédemment par Deconinck et al. <sup>8</sup>) à "28", "32" et "36" MeV. A leur propos, il faut signaler que des mesures récentes des caractéristiques du faisceau du cyclotron ont montré que ces énergies sont surestimées d'environ 2 MeV. Les distributions angulaires ont grossièrement la même allure à toutes les énergies mais le minimum vers  $90^\circ$  est moins accusé et le maximum vers  $120^\circ$  s'estompe au fur et à mesure que l'on monte en énergie (fig. 1)

## 3. Analyse des distributions angulaires

Nous allons décrire la réaction comme un problème à 3 corps  $\alpha + \alpha + d$ . Le  $^6\text{Li}$  est représenté comme un état lié  $\alpha + d$  ( $J^\pi = 1^+$ ,  $\ell = 0$ ,  $E_B = -1.47$  MeV) dont la fonction d'onde est de la forme  $\Psi(\vec{p}) = 2\mu_{\alpha d} G(\vec{p}) (p^2 + \lambda^2)^{-1}$ . Où  $\mu_{\alpha d}$  est la masse réduite  $\alpha + d$ ,  $\lambda^2/2\mu_{\alpha d} = -E_B$ ,  $\vec{p}$  correspond à l'impulsion relative  $\alpha - d$  et  $G(p)$  le facteur de forme  $\ell = 0$  qui

dans le cas d'un potentiel de portée nulle s'écrit  $G(p) = G_0 = \sqrt{2 \pi \lambda \hbar^3} / \mu_{\alpha d}$ . La fonction  $\psi(p)$  est donc maximum à  $p = 0$  et décroît rapidement avec  $p$  ( $\psi^2$  est quasiment nul pour  $p > 2\lambda \approx 0.6 \text{ fm}^{-1}$ ) [réf. 9].

L'état final est représenté par une interaction résonnante  $\alpha\alpha$  dans l'état S ( $J^\pi = 0^+$ ,  $\ell = 0$ ,  $\epsilon = 92 \text{ keV}$ ,  $\Gamma = 6.8 \text{ eV}$ ) et un deuton libre. L'amplitude de transition  $T_{fi}$  de la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}^8\text{Be}$  peut alors être symbolisée par la série de graphes :



Tous ces graphes ont en commun la désintégration virtuelle du  ${}^6\text{Li}$  caractérisée par  $\psi(p)$ , et la dernière interaction  $\alpha\alpha$  qui est à  $1/2$  sur la couche de masse et a d'amplitude  $t_{\ell=0}^{\alpha\alpha}(q, k; \epsilon)$  avec  $\epsilon = k^2/2 \mu_{\alpha\alpha}$ . On note par  $t^{ab}(\vec{x}, \vec{x}'; E)$  l'amplitude de diffusion "off-energy-shell" de  $a$  sur  $b$  à l'énergie  $E$  ayant les impulsions relatives  $\vec{x}$  et  $\vec{x}'$  avant et après l'interaction.

Si l'on considère l'énergie relative des  $2\alpha$  dans l'état initial ( $E_i \sim T_0/2$ ) et dans l'état final ( $E_f = \epsilon = 92 \text{ keV}$ ) on constate immédiatement que le graphe (a) aura une contribution très faible à  $T_{fi}$  car d'une part  $\vec{p}$  est trop important ( $\vec{p} = \vec{k}_3 =$  impulsion labo du deuton,  $k_3 \approx 1.2 \text{ fm}^{-1}$  à  $80^\circ$  labo pour  $T_0 = 40 \text{ MeV}$ ), et d'autre part  $t_{\ell=0}^{\alpha\alpha}$  est très fortement "off-energy-shell". Nous ne prendrons donc pas ce graphe en considération. Parmi les graphes restants, seul le graphe (c) présente l'interaction  $\alpha\alpha$  que nous voulons tester. Cette interaction est caractérisée par l'amplitude  $t^{\alpha\alpha}(\vec{f}, \vec{f}'; E)$  avec  $\vec{f} = \frac{\vec{k}_0 - \vec{p}}{2}$ ,  $\vec{f}' = \frac{\vec{k}_3 - \vec{p}}{2} - \vec{q}$ ,  $E_{\alpha\alpha} = T_0 + E_B - \frac{p^2}{2m_d} - \frac{(\vec{k}_0 - \vec{p})^2}{2m_{\alpha\alpha}}$ , où  $\vec{k}_0$  et  $\vec{k}_3$  représentent les impulsions

de l' $\alpha$  incident et du deuteron dans le labo,  $T_0 = k_0^2 / 2m_\alpha$ , et  $m_{ij} = m_i + m_j$ . L'amplitude  $Q$  associée à ce graphe est donnée par l'intégration sur  $\vec{p}$  et  $\vec{q}$  du produit de 3 propagateurs par le facteur nucléaire  $F(\vec{p}, \vec{q})$  :

$$F(\vec{p}, \vec{q}) = G(p) t^{\alpha\alpha}(\vec{p}, \vec{p}'; E_{\alpha\alpha}) t^{\alpha d}(\vec{q}, \vec{q}'; E_{\alpha d}) t_{\ell_0}^{\alpha d}(q, k; E) \quad (1)$$

$$\vec{q} = \frac{\vec{k}_0 + \vec{k}_1}{6} - \vec{p} - \frac{\vec{q}}{3}, \quad \vec{q}' = \frac{\vec{k}_0 - 5\vec{k}_1}{6} - \frac{\vec{q}}{3}$$

$$E_{\alpha d} = T_0 + E_B - \frac{1}{2m_\alpha} \left( \frac{\vec{k}_0 - \vec{k}_1}{2} + \vec{q} \right)^2 - \frac{1}{2m_{\alpha d}} \left( \frac{\vec{k}_0 + \vec{k}_1}{2} - \vec{q} \right)^2$$

Nous allons estimer l'amplitude  $Q$ , en considérant qu'elle est approximativement égale au produit d'un facteur nucléaire moyen  $\langle F \rangle = F(0,0)$  par un facteur de propagation  $U$ . Le choix du point  $p = q = 0$  pour le calcul de  $\langle F \rangle$  est justifié par les considérations suivantes. Lorsque  $p = 0$ , la fonction  $\psi(p)$  est maximum et l'amplitude  $t^{\alpha\alpha}(\vec{p}, \vec{p}'; E_{\alpha\alpha})$  est à  $E_B$  près à  $1/2$  sur la couche de masse ( $E_{\alpha\alpha} = T_0/2 + E_B$  et  $\vec{p}^2/2\mu_{\alpha\alpha} = T_0/2$ ). L'amplitude  $t_{\ell_0}^{\alpha d}$  est sur la couche de masse pour  $q = k$  mais compte tenu de la très petite valeur de  $k$  ( $k^2/2\mu_{\alpha d} = 92$  keV) comparée aux autres impulsions l'approximation  $q = 0$  se justifie. On note alors que  $t^{\alpha d}(\vec{q}, \vec{q}'; E_{\alpha d})$  est à  $1/2$  sur la couche de masse car  $g^2/2\mu_{\alpha d} = E_{\alpha d}$ .

On effectue alors le calcul définitif de  $F(0,0)$  en remplaçant les amplitudes en dehors de la couche de masse  $t^{ab}(\vec{x}, \vec{x}'; E)$  par les amplitudes sur la couche de masse  $t^{ab}(\theta_{xx}; E)$  où  $\theta_{xx}$  est l'angle entre  $\vec{x}$  et  $\vec{x}'$ ; la valeur de ces amplitudes étant déterminée par les déphasages publiés dans la littérature<sup>10</sup>. Il vient alors :

$$F(0,0) = G(0) t^{\alpha\alpha}\left(\frac{\vec{k}_0}{2}, \frac{\vec{k}_1}{2}; \frac{T_0}{2} + E_B\right) t^{\alpha d}\left(\vec{K}_{\alpha d}, \vec{K}_{\alpha d}; \frac{k_{\alpha d}^2}{2\mu_{\alpha d}}\right) t_{\ell_0}^{\alpha d}(E) \quad (2)$$

avec 
$$\vec{K}_{\alpha d} = \frac{\vec{k}_0 + \vec{k}_1}{6} \quad \vec{K}_{\alpha d} = \frac{\vec{k}_0 - 5\vec{k}_1}{6}$$

La section efficace associée à ce graphe est proportionnelle à  $|F(0,0)|^2$  donc en particulier à  $\sigma^{\alpha\alpha}(\theta; \frac{T_0}{2} + E_B)$  où l'angle de diffusion  $\theta$  des 2  $\alpha$  dans leur centre de masse est égal à l'angle  $\theta_3$  de diffusion du deuton dans le labo. La comparaison de  $\sigma^{\alpha\alpha}$  aux distributions angulaires expérimentales montre (fig. 2-1) que les oscillations sont assez bien reproduites mais la section efficace  $\alpha\alpha$  est environ 1000 fois trop grande. Pour évaluer complètement le graphe (c) il faut estimer le facteur de propagation  $U$ , qui après intégration sur  $\vec{p}$  prend la forme :

$$U = \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{2\mu_{nd}}{k^2 - q^2 + i\tau} \frac{i\mu_{nd}}{2\pi\hbar^3} \frac{1}{r} \text{Log} \frac{r + \lambda + i\lambda}{-r + \lambda + i\lambda} \quad (3)$$

avec  $\vec{r} = \vec{K}_{nd} + \frac{1}{3} \vec{q}$        $\vec{\lambda} = \vec{K}_{nd} + \frac{1}{3} \vec{q}$

On peut isoler la singularité du facteur  $(k^2 - q^2 + i\tau)^{-1}$  en décomposant l'intégrale en terme  $U_1$  associé au pôle  $q^2 = k^2$  et un terme  $U_2$  de partie principale. On a alors :

$$U_1 = - \frac{\mu_{nd} k}{4\pi^2 \hbar^3} \frac{\mu_{nd}^2}{K_{nd}} \text{Log} \frac{K_{nd} + K_{nd} + i\lambda}{-K_{nd} + K_{nd} + i\lambda}$$

Où du fait que  $k$  est faible on a estimé  $r$  et  $s$  pour  $q = 0$ , l'intégration sur  $\Omega_q$  donnant alors  $4\pi$ . Le terme  $U_1$  ne représente en fait qu'une petite partie de la valeur exacte de l'intégrale  $U$ , et l'évaluation de  $U_2$  est fondamentale. Ce calcul est impossible analytiquement et nous allons supposer que  $U$  est proportionnel à  $U_1$ , (c'est à dire  $U = A U_1$ ), cette approximation se trouvera vérifiée pour le calcul du graphe (b). Dans ces conditions l'amplitude du graphe (c) est :



$$\begin{aligned}
 Q_{mm'} &\approx A(K_{\alpha d}, k_{\alpha d}) G(0) t_{mm'}^{\alpha d} \left( \frac{\vec{k}_{\alpha d}}{2}, \frac{\vec{k}_{\alpha d}}{2}; \frac{T_0}{2} + E_0 \right) \\
 &\times t_{mm'}^{\alpha d} \left( \vec{K}_{\alpha d}, \vec{k}_{\alpha d}; \frac{k_{\alpha d}^2}{2\mu_{\alpha d}} \right) t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) \frac{\mu_{\alpha d} k}{4\pi^2 \hbar^6} \\
 &\times \frac{k_{\alpha d}^2}{K_{\alpha d}} \text{Log} \frac{K_{\alpha d} + k_{\alpha d} + i\lambda}{-K_{\alpha d} + k_{\alpha d} + i\lambda} \quad (4)
 \end{aligned}$$

Où la dépendance sur les projections ( $m, m'$ ) du spin du deuton de la diffusion  $\alpha d$  est explicitée.

Le calcul complet du terme  $|Q|^2$  donne une distribution angulaire qui n'est pas fondamentalement différente en forme de  $\sigma_{\alpha d}$ , si ce n'est un complément des minimums, et de faibles déplacements ( $\approx 10^\circ$ ) des extrémums. Notons cependant que le rapport des maximums est modifié et évolue avec l'énergie. L'amplitude  $R$  associée au graphe (d) est estimée de façon identique, et l'on trouve :

$$\begin{aligned}
 R_{mm'} &= A(K'_{\alpha d}, k_{\alpha d}) G(0) \sum_{m_1} t_{mm_1}^{\alpha d} \left( \frac{\vec{k}_{\alpha d}}{3}, \frac{-3\vec{k}_{\alpha d} - \vec{k}_{\alpha d}}{6}; \frac{T_0}{3} + E_0 \right) \\
 &\times t_{m_1 m'}^{\alpha d} \left( -\vec{K}'_{\alpha d}, \vec{k}_{\alpha d}; \frac{k_{\alpha d}^2}{2\mu_{\alpha d}} \right) t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) \frac{\mu_{\alpha d} k}{4\pi^2 \hbar^6} \\
 &\times \frac{k_{\alpha d}^2}{K'_{\alpha d}} \text{Log} \frac{K'_{\alpha d} + k_{\alpha d} + i\lambda}{-K'_{\alpha d} + k_{\alpha d} + i\lambda} \quad (5)
 \end{aligned}$$

avec 
$$K'_{\alpha d} = \frac{m_{\alpha}}{m_d} \vec{K}_{\alpha d} = 2 \vec{K}_{\alpha d}$$

Pour le calcul de l'amplitude P associé au graphe (b), l'évaluation du facteur nucléaire moyen  $\langle F \rangle$  est faite avec les mêmes hypothèses que précédemment. Mais le calcul du terme de propagation U peut être soit évalué exactement soit estimé proportionnel à la valeur  $U_1$  de U au pôle  $q^2 = k^2$  (c'est à dire  $U = B U_1$ ). Le calcul de  $U_1$  est simple et donne :

$$U_1 = i \frac{\mu_{ad} k}{2\pi \hbar^3} \frac{2\mu_{ad}}{\lambda^2 + k_a^2} \quad (6)$$

avec  $\vec{k}_a = \frac{\vec{k}_0 - \vec{k}_3}{2}$

La détermination exacte de U conduit à

$$U = i \frac{\mu_{ad} \mu_{ad}}{2\pi \hbar^3} \frac{1}{k_a} \log \frac{k_a + k + i\lambda}{-k_a + k + i\lambda}$$

$$\approx i \frac{\mu_{ad} k}{2\pi \hbar^3} \frac{2\mu_{ad}}{\lambda^2 + k_a^2} \left[ 1 - i \left( \frac{\pi}{2} - \text{Arctg} \frac{\lambda}{k_a} \right) \frac{\lambda^2 + k_a^2}{k k_a} \right] \quad (7)$$

pour  $k \ll k_a$

La condition  $k \ll k_a$  étant toujours réalisée aux énergies où l'on travaille. Le terme dans le crochet représente B.

Afin de conserver le même ordre d'approximation dans tous les calculs on évalue le graphe (b) avec la formule approximative (7), on obtient donc pour l'amplitude P :

$$P_{mm} = B G(k_a) t_{mm}^{ad} \left( \frac{2\vec{k}_0 - \vec{k}_3}{3}, \vec{k}_{ad}; \frac{k_{ad}^2}{2\mu_{ad}} \right) t_{l=0}^{ad}(E)$$

$$\approx i \frac{\mu_{ad} \mu_{ad}}{\pi \hbar^3} \frac{k}{\lambda^2 + k_a^2} \quad (8)$$

Dans l'ensemble des calculs le facteur de forme  $G(\vec{p})$  est pris égal à sa valeur  $G_0 = \sqrt{2\pi\hbar^3 \lambda / \mu_{\alpha d}}$  donnée par un potentiel de portée nulle. L'amplitude de transition associée aux trois graphes b, c et d est donnée par la somme en P + Q + R ; afin de faire apparaître explicitement la paramétrisation adoptée nous poserons :

$$\begin{aligned} P_{mm'} &= B G_0 \mathcal{K} t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) P_{mm'}^* \\ Q_{mm'} &= B C_1 G_0 \mathcal{K} t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) Q_{mm'}^* \\ R_{mm'} &= B C_2 G_0 \mathcal{K} t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) R_{mm'}^* \end{aligned} \quad (9)$$

Où nous avons supposé que les fonctions A avaient la même allure que les fonctions B, c'est à dire  $A(k_{\alpha d}, k_{\alpha d}) = C_1 B$  et  $A(k'_{\alpha d}, k'_{\alpha d}) = C_2 B$  ;  $C_1$  et  $C_2$  étant 2 constants complexes. L'amplitude de transition  $T_{fi}$  s'écrit alors :

$$T_{fi}^{mm'} = 2 B G_0 \mathcal{K} t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) (P_{mm'}^* + C_1 Q_{mm'}^* + C_2 R_{mm'}^*) \quad (10)$$

Où le facteur 2 provient de la symétrisation. La section efficace différentielle (CdM) de la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0){}^8\text{Be}$  est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{m_\alpha}{2\mu_0} \frac{V_{\alpha d}^2}{(2\pi)^{5/2} \hbar^3} \frac{\gamma_{\alpha d}^2}{2\delta+1} \sum_{mm'} \int P_3 d\vec{k} \left| T_{fi}^{mm'} \right|^2 \quad (11)$$

Où le facteur  $\gamma_{\alpha d}^2$  est la probabilité de trouver le  ${}^6\text{Li}$  dans sa configuration  $\alpha d$ , et  $P_3$  représente l'impulsion CM du deuton. L'amplitude  $t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon)$  est de la forme

$$t_{\ell=0}^{\alpha d}(\varepsilon) = (2\pi\hbar^3 \Gamma / \mu_{\alpha d} \mathcal{K}) (\varepsilon - \varepsilon_0 + i\frac{\Gamma}{2})^{-2}$$

qui du fait que  $\epsilon_0 = 92$  keV et  $\Gamma = 6.8$  eV ne donnera de contribution notable qu'autour de  $\epsilon = \epsilon_0$ . On a donc :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_d} = |B|^2 \frac{8\mu_d \epsilon_0}{\pi \hbar} \frac{P_2}{k_0} k \Gamma \frac{\gamma_{\alpha d}^2 G_0^2}{2L+1} \sum_{mm} \left| P_{mm}^* + C_1 Q_{mm}^* + C_2 R_{mm}^* \right|^2 \quad (12)$$

La comparaison aux résultats expérimentaux se fait par ajustement des 5 paramètres  $C_1$ ,  $C_2$  et  $\gamma_{\alpha d}^2$  par un test du  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = \sum_{L=1}^3 \sum_{\theta=1}^{\theta_L} \frac{(\sigma_{L,\theta}^{exp} - \sigma_{L,\theta}^{th}(\gamma_{\alpha d}^2, C_1, C_2))^2}{\Delta \sigma_{L,\theta}^{exp}} \quad (13)$$

où les valeurs 1,2,3 de l'indice  $L$  correspondent aux énergies 32,36 et 37.7 MeV ;  $\theta_L$  représente le nombre de points pris en compte pour la distribution angulaire à l'énergie correspondante.

Nous n'avons pas tenu compte dans la détermination des paramètres des distributions angulaires à 43.9, 48.2 et 53.2 MeV faute de données suffisantes sur les déphasages  $\alpha d$ . Pour la mesure à 43.9 MeV nous avons cependant fait une extrapolation sur les déphasages  $\alpha d$ . Le résultat du calcul présenté (fig. 2-II) correspond aux valeurs suivantes des paramètres.

$$C_1 = 1.700 - 0.237 i \quad C_2 = -1.675 + 0.5500 i \quad \gamma_{\alpha d}^2 = 1.47$$

Nous remarquons que les distributions angulaires sont assez bien reproduites, cependant la valeur de  $\gamma_{\alpha d}^2$  (qui devrait être  $< 1$ ) est un peu forte. Elle pourrait être due à la contribution des graphes d'ordre supérieur. En effet il est connu dans le problème à 3 nucléons que l'essentiel de la forme est assez bien donnée par les premiers graphes et que la contribution essentielle des graphes d'ordre supérieur est principalement de modifier la valeur absolue. Nous notons également que plusieurs solutions donnant des fits semblables à ceux présentés dans la fig. 2-II peuvent être trouvées avec des valeurs de  $C_1$  et  $C_2$  telles que le rapport  $C_1/C_2$  est approximativement constant (ce qui

correspond à différentes valeurs de  $\gamma_{\alpha d}^2$ ). Ceci montre l'importance des graphes Q et R : les principales oscillations étant données par le graphe Q, le graphe R contribuant à atténuer et modifier légèrement l'amplitude de ces oscillations. Le graphe P semble ne jouer qu'un rôle très secondaire.

On remarque (éq. 7) que B varie lentement en fonction de l'angle de diffusion. Dans une première approximation nous avons pris  $B = \text{Cste}$ . Cette hypothèse conduisait à un accord qualitatif entre la théorie et l'expérience, cependant la section efficace théorique était toujours trop petite aux angles arrièrè. Dans tous nos calculs nous avons supposé que les amplitudes de diffusion à 1/2 sur la couche de masse étaient assez peu différentes de celles sur la couche de masse. Nous avons fait un essai qui tendait à corriger cette hypothèse en écrivant que  $t(q, k; E_k)$  à 1/2 sur la couche de masse peut se mettre sous la forme <sup>11)</sup>  $f(q, k) t(k, k; E_k)$  avec  $f(q, k) = (k^2 + \beta^2)/(q^2 + \beta^2)$  qui correspond à un potentiel de Yukawa de portée  $\beta^{-1}$ . Les résultats numériques montrent que l'on remonte l'arrièrè des distributions angulaires avec  $\beta_{\alpha\alpha}^{-1} \sim \beta_{\alpha d}^{-1} \sim 4 \text{ fm}$ . Mais la qualité des fits ainsi obtenue ne justifiait pas l'introduction de deux paramètres supplémentaires.

#### 4. Conclusion

En résumé nos calculs permettent de reproduire correctement l'allure des distributions angulaires aux énergies considérées. Ils mettent en évidence la prépondérance de l'interaction quasi-libre  $\alpha\alpha$  à une énergie relative  $E_{\alpha\alpha} = T_{\alpha}/2 + E_B$  et à un angle de diffusion  $\alpha\alpha$  égal à l'angle d'émission du deuton dans le laboratoire. Cet effet confirme la conclusion que nous avons obtenue <sup>7)</sup> lors de l'étude de la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$  aux environs de 40 MeV. L'ensemble des résultats donnés par l'analyse des réactions  ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$  et  ${}^6\text{Li}(\alpha, d_0)$  interprétés par le même formalisme (méthode des graphes) montrent que la description du  ${}^6\text{Li}$  comme un alpha plus un deuton est justifiée.

Les résultats présentés ici ainsi que ceux précédemment publiés dans la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)$  [réf. 7)] sont le résumé du travail de thèse de Doctorat d'Etat de Tsan Ung Chan, inscrit sous le n° A O 7247 aux archives originales du centre de documentation du C.N.R.S.

Références

- 1) J. Cerny, B.G. Harvey, R.H. Pehl, U.C.R.L. 9714, Nucl. Phys. 29 (1962) 120 ;  
B. Zeidman, J.L. Yntema, Nucl. Phys. 12 (1959) 298 ;  
H. Wegner, Proc. Int. Conf. Nucl. Structure, Kingston (1960) 814 ;  
S.V. Starodubtsev, K.V. Makaryunas, J.E.T.P. 21 (1960) 271, Doklady 4 (1959) 1292
- 2) G. Demortier, Ann. Soc. Scient., Bruxelles, 77 (1963) 81
- 3) S. Lefebvre, Thèse 3ème cycle, Université de Grenoble (1970)
- 4) Honda et al, Prog. of theor. phys. vol. 25 n° 4 (1961), Nucl. Phys. 34 (1962) 593
- 5) P. Gaillard, M. Chevallier, J.Y. Grossiord, A. Guichard, M. Gusakow, J.R. Pizzi  
J.P. Maillard, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 593
- 6) T.I. Kopaleishvili, I.Sh. Vashakidze, V.I. Mamasakhlisov, G.A. Chilashvili,  
Nucl. Phys. 23 (1961) 430
- 7) G. Deconninck, A. Giorni, J.P. Longequeue, J.P. Maillard, Tsan Ung Chan,  
Phys. Rev. C3 (1971) 2085
- 8) G. Deconninck, S. Lefebvre, N. Longequeue, J. de Physique, supp. 5 (1970) 125
- 9) Yu.A. Kudiyarov, I.V. Kurdyumov, V.G. Neudatchin, Yu.F. Smirnov, Nucl. Phys.  
A163 (1971) 316
- 10) P. Darriulat, Thèse - Université de Paris (1965) - Rapport CEA R-2786 ;  
L.S. Senhouse, Jr. T.A. Tombrello, Nucl. Phys. 57 (1964) 624 ;  
J. Arvieux, P. Darriulat, D. Garetta, A. Papineau, A. Tarrats, J. Testoni,  
Nucl. Phys. A94 (1967) 663
- 11) H.P. Noyes, Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 538 ;  
I.A. Osborn, Fadeev's equation for local potentials SLAC 79 (1967)

Légende de figures

Fig. 1 Distribution angulaire des deutons de la réaction  ${}^6\text{Li}(\alpha, d){}_0^8\text{Be}$  pour des  $\alpha$  d'énergie labo de 28 à 53 MeV. Les énergies de 28, 32 et 36 MeV sont surestimées d'environ 2 MeV (voir texte).

Fig. 2 Comparaison de la théorie aux résultats expérimentaux.

I - La courbe pointillée correspond à  $10^{-3}\sigma_{\alpha\alpha}$ . Où  $\sigma_{\alpha\alpha}$  représente la section efficace de diffusion libre  $\alpha$ - $\alpha$  à une énergie relative de  $\frac{T_0}{2} + E_B$  et un angle de diffusion égal à l'angle d'émission du deuton dans le labo.

II - La courbe en trait plein correspond au fit définitif obtenu en tenant compte de tous les graphes.



