



HAL
open science

Etude des réactions ($\alpha, 2\alpha$) sur quelques noyaux légers

J.-R. Pizzi

► **To cite this version:**

J.-R. Pizzi. Etude des réactions ($\alpha, 2\alpha$) sur quelques noyaux légers. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1970. Français. NNT: . tel-00752312

HAL Id: tel-00752312

<https://theses.hal.science/tel-00752312v1>

Submitted on 15 Nov 2012

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.

N° d'ordre 561

T H E S E

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

le grade DE DOCTEUR ES - SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean - René PIZZI

ETUDE DES REACTIONS (α , 2α) SUR QUELQUES
NOYAUX LEGERS

Soutenu le 24 Avril 1970

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM.	A. Sarazin	Président
	M. Gusakow	} Examineurs
	J. Yoccoz	
	M. Langevin	
	G. Burdet	

UNIVERSITE de LYON
FACULTE des SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. MOUSSA, GAUTHIER Henri, BRACONNIER

Professeurs Honoraires

MM. de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MOUSSA

MM. JAFFARD
EYRAUD Henri

MM. DEJARDIN
VIRET
AUMERAS

Doyen

M. J. BOIDIN

Assesseur

M. M. DUFAY

Professeurs

MM. M. PRETTRE	Chimie industrielle
C. COURTY	Chimie - Physique
R. KUHNER	Botanique
G. MALECOT	Mécanique rationnelle et appliquée
R. PARIS	Chimie minérale
J. JANIN	Physique générale
J. FLANDRIN	Géologie appliquée
R. BERNARD	Physique industrielle
V. NIGON	Zoologie expérimentale
H. GAUTHIER	Géologie
J. WAUTIER	Zoologie
J. CHOPIN	Chimie biologique
J. BRACONNIER	Calcul différentiel et intégral
J. CUEILLERON	Chimie
C. EYRAUD	Chimie appliquée
A. SARAZIN	Physique nucléaire
J. BOIDIN	Microbiologie et mycologie
G. PERES	Physiologie
G. MESNARD	Electronique
R. GRANDMONTAGNE	Physique
A. BOUTILLIER	Minéralogie
J. LAFOUCRIERE	Physique nucléaire théorique
J. DREUX	Chimie organique
S. TEICHNER	Chimie industrielle
M. PAVANS de CECCATTY	Zoologie
J.C. MERLIN	Chimie analytique
M. DUFAY	Physique de l'atmosphère
G. PHILBERT	Physique
R. COHEN-ADAD	Chimie
L. DAVID	Géologie
J. CHANEL	Psychophysiologie
G. MAURY	Méthodes mathématiques de la physique
J. DEPRAZ	Physique nucléaire
J. GAUTHIER	Chimie
F. GAUME	Physique
R. UZAN	Physique
J.M. LEGAY	Biologie animale
A. LAFORGUE	Physique
J. GERMAIN	Chimie
M. CHENEVOY	Pétrographie
J. BIGAY	Astronomie
Mme M. ERICSON	Physique
MM. G. DESCOTES	Chimie organique
M. LAMBERT	Physique nucléaire
P. ELOUARD	Géologie
D. PONASSE	Mathématiques
R. CHERY	Physique
Mlle D. GAUTHERON	Chimie Biologique
MM. J. CHEVRIER	Mathématiques
P. MICHEL	Minéralogie

Professeurs sans Chaire

MM. R. FERON	Mathématiques
R. GINET	Zoologie
G. ASCH	Physique
Mlle M. MAITROT	Physique
MM. P. GEVIN	Géologie
J. D'INCAN	Physique CSU
P. LEFEBVRE	Mathématiques
R. PERNET	Mathématiques
R. BERGEON	Physique
A. ERBEIA	Physique
Y. LEMOIGNE	Botanique
L. MARTEL	Mécanique
G. MICHEL	Biochimie
P. PICARD	Mathématiques
P. LEBRETON	Biologie végétale
J. TOUSSET	Chimie
E. COMBET	Mathématiques
J. DAVID	Biologie animale (entomologie)
R. SCHMITT	Physique
P. BETHOUX	Mathématiques

Maîtres de Conférences

MM. G. DEMARCO	Géologie
A. LAURENT	Chimie organique
A. ROT	Mathématiques
M. GUSAKOW	Physique
Mlle G. THOMAS	Chimie minérale
MM. H. BUCHWALTER	Mathématiques C.S.U.
J. BOUZON	Mathématiques C.S.U.
J. COSNIER	Psychophysiologie
Mlle D. LAMOURE	Biologie végétale
MM. M. PORTHAULT	Chimie C.S.U.
G. VALET	Chimie macromoléculaire
Y. HAUGAZEAU	Mathématiques
R. ENAY	Géologie
P. BERTHET	Biologie végétale
J. BRUN	Biologie animale
J. DELMAU	Physique
E. EL BAZ	Physique - Electricité
R. FONTANGES	Physiologie
J. HUET	Chimie
P. REMOND	Mathématiques C.S.U.
P. JANIN	Mathématiques
C. RUHLA	Physique
C. DUPUY	Physique
M. CHASTRETTE	Chimie
J. PARIS	Chimie
J. DAILLIE	Biologie animale
J.P. LARPENT	Biologie végétale
Mlle M.J. WORBE	Physiologie
MM. A. HOLLEY	Psychophysiologie
J.P. BURQ	Physique
A. ROUX	Biologie animale
J. GORE	Chimie organique
P. DAZORD	Mathématiques
Mme P. TERRA	Biologie végétale
MM. M. HACQUE	Mathématiques
G. BÉSSIS	Physique
J.N. MASSOT	Physique C.S.U.
A. BOUVIER	Physique
H. NEYRAND	Mathématiques
G. FONTAINE	Physique
MM. E. PATTEE	Biologie animale
A. TRANQUARD	Chimie
A. SALMONA	Physique
Mlle A. GOUNOT	Biologie végétale
R. OUZILOU	Mathématiques C.S.U.
F. ROBERT	Mathématiques
R. PUPIER	Mathématiques CSU
R. HAYART	Mathématiques CSU

Conseiller Administratif

M. J. BURNET

Secrétaire Principal Honoraire

M. A. ROUX

AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, Directeur du Département de Physique Nucléaire de l'Université de Lyon I, qui a bien voulu m'accueillir dans ce laboratoire et auprès de qui j'ai toujours trouvé aide et compréhension dans mon travail de recherche.

Que Monsieur le Professeur M. GUSAKOW qui a su diriger ce travail de façon toujours bienveillante et amicale trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur J. YOCCOZ qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et faire partie de mon jury.

Je remercie bien sincèrement Monsieur M. LANGEVIN qui m'a parrainé attentivement et m'a fait le plaisir de participer à mon jury.

Je tiens à remercier Monsieur G. BURDET dont la sympathie m'a été précieuse.

Ces résultats sont le fruit d'un travail d'équipe sans lequel ces expériences n'auraient pu être menées à bien. Que Messieurs R. BOUCHE, M. GAILLARD, P. GAILLARD, G. GIMOND, A. GUICHARD, M. JACQUIN, J. L. LEONHARDT, G. REBOULET et C. RUHLA trouvent ici l'expression de mon amicale reconnaissance.

Les techniciens du synchrocyclotron sous la direction de Monsieur G. HADINGER m'ont toujours apporté une aide sympathique et n'ont pas ménagé leur peine pour rendre ce travail possible. Je les en remercie vivement.

J'exprime toute ma reconnaissance à tout le personnel du laboratoire, et particulièrement à Messieurs M. REBOILLAT et J. C. CALDERÓ du service d'électronique pour leur précieuse participation ainsi qu'à Monsieur L. VIDAL qui a eu la gentillesse de faire nos cibles.

Je remercie Madame M. REBOILLAT qui a eu la patience amicale de rendre mon travail lisible et Madame D. MORGUE qui s'est chargée avec diligence de la frappe définitive ainsi que toutes les personnes qui ont participé au tirage de cette thèse.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE DIFFUSION QUASI-ELASTIQUE</u>	3
I - Détermination de l'élément de matrice de transition	3
II - Détermination du facteur d'espace des phases	7
III - Expression de la section efficace	8
<u>CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	10
I - Cinématique	10
II - Le faisceau	11
III - La chambre à réaction	11
IV - Les cibles	13
V - Détection. Electronique associée	13
VI - Acquisition des données	17
VII - Montages connexes à l'expérience	19
VIII - Réglages et étalonnages	20
<u>CHAPITRE III - INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	21
I - Réaction $(\alpha, 2\alpha)$	21
II - Exploitation des résultats	22
III - Calcul de la section efficace et erreurs	23
IV - Détermination de $ g_0(q) ^2$ et de la probabilité a_α^2	24
V - Résultats	30
V.1 - Réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$	30
V.2 - Réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$	35
V.3 - Réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$	40
V.4 - Réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha){}^8\text{Be}$	45
V.5 - Réaction ${}^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha){}^{12}\text{C}$	47
CONCLUSION	50
BIBLIOGRAPHIE	52

INTRODUCTION

Les expériences de diffusion quasi-élastique effectuées durant ces dernières années se sont révélées être un moyen d'investigation précieux de la structure nucléaire. Les premières expériences ont porté sur les réactions $(p, 2p)$. Elles ont permis l'étude de la structure en couches des noyaux ⁽¹⁾. Plus récemment des expériences du type (p, px) ont eu pour but la mise en évidence d'agregats dans les noyaux. Toutes ont été effectuées en utilisant la technique des coïncidences. En 1962, à Orsay, l'étude des réactions (p, pd) et $(p, p\alpha)$ a été entreprise sur les noyaux légers à une énergie incidente de 155 MeV (1, 2). N. JAMES et H. G. PUGH ⁽³⁾ ont analysé à la même époque la réaction $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{Be}$ à une énergie de 150 MeV. Récemment les noyaux ^9Be , ^{12}C et ^{16}O ont été étudiés en réaction $(p, p\alpha)$ à 150 MeV ⁽⁴⁾ et à 57 MeV ⁽⁵⁾.

En 1963, G. IGO et al. ⁽⁶⁾ ont réalisé la première réaction $(\alpha, 2\alpha)$ sur le carbone en utilisant un faisceau de particules de 915 MeV. Depuis 1965 de nombreuses expériences ont été faites sur les noyaux légers à différentes énergies afin d'analyser le mécanisme de réaction et de tester la validité de l'approximation de l'impulsion. Ainsi le groupe de Kyoto ^(7, 9) a utilisé la réaction $(\alpha, 2\alpha)$ pour l'étude des agregats α dans les noyaux de ^9Be , ^{10}B , ^{12}C et ^{16}O avec des particules incidentes de 28, 32,3 et 37,4 MeV. H. G. PUGH et al. ⁽¹⁰⁾ se sont intéressés à la réaction $^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ à différentes énergies entre 50,4 MeV et 79,6 MeV. A Moscou V. K. DOLINOV et al. ⁽¹¹⁾ ont étudié ^6Li , ^7Li , ^9Be et ^{12}C avec des α de 25 MeV.

Parallèlement l'étude des agregats α dans les noyaux de la couche 1 p a été entreprise dans le cadre théorique par le groupe de Moscou ⁽¹²⁾ à l'aide de l'approximation de l'impulsion en ondes planes (P. W. I. A.). Dans ce type de réaction, on suppose que la particule α incidente n'interagit qu'avec l'agregat α , indépendamment du reste du noyau. Le moment de recul du noyau résiduel après réaction est égal et opposé à celui de l'agregat avant le choc (approximation de l'impulsion), la cible étant au repos dans le système du laboratoire. Il est alors possible de déterminer expérimentalement la distribution en impulsion de l'agregat dans le noyau cible. On montre que la section efficace différentielle est proportionnelle à la section efficace de diffusion $\alpha - \alpha$ hors de la couche d'énergie, à la distribution en impulsion de l'agregat α et à sa probabilité d'existence dans le noyau considéré. Un tel traitement est surtout applicable lorsque l'énergie incidente est suffisamment élevée (de l'ordre de la centaine de MeV). V. NEUDACHIN et al. ⁽¹²⁾ l'ont utilisé pour interpréter les résultats obtenus par G. IGO et al. ⁽⁶⁾. A plus basse énergie, on doit tenir compte d'interactions possibles entre les diverses particules et calculer les éléments de matrice de diffusion $(\alpha - \alpha)$ hors de la couche d'énergie. De tels calculs ont été faits pour interpréter les réactions $(\alpha, 2\alpha)$ à 25 et 28 MeV ^(13, 18).

Pour préciser le mécanisme de réaction il semble utile de réaliser des expériences de type $(\alpha, 2\alpha)$ à différentes énergies car ceci permet de vérifier la validité de l'approximation de l'impulsion. Aussi avons nous entrepris l'étude de la diffusion quasi-élastique $(\alpha, 2\alpha)$ sur

les noyaux ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$ à une énergie incidente de 55 MeV. Pour ces deux derniers noyaux les faibles sections efficaces ne nous ont pas permis de faire une étude aussi complète que pour les noyaux ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}$. Il nous a cependant semblé intéressant, de donner ici les résultats obtenus, malgré l'importance des erreurs statistiques qui rendent imprécise la détermination des sections efficaces.

Les deux α émis sont détectés en coïncidence. L'utilisation d'un ordinateur en ligne nous a permis de faire une étude biparamétrique de la réaction $(\alpha, 2\alpha)$ ainsi qu'un traitement des données adapté aux conditions expérimentales.

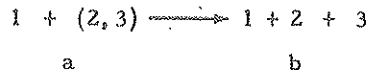
La distribution en impulsion de l'agregat dans le noyau cible a été déterminée de deux manières : une méthode de distribution angulaire et une méthode de distribution en énergie.

Dans le chapitre I, nous rappelons la méthode de calcul de la section efficace différentielle de la réaction $(\alpha, 2\alpha)$, dans le cadre de l'approximation de l'impulsion, en insistant sur les critères d'application de celle-ci. Les techniques expérimentales feront l'objet du chapitre II, le chapitre III est consacré à l'exploitation des résultats, leur présentation et leur interprétation.

CHAPITRE I

CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DE DIFFUSION QUASI-ELASTIQUE

On considère une réaction du type :



soit dW la probabilité de réaction par unité de temps pour une particule cible dans le volume V . V est un volume de normalisation arbitraire. On définit la section efficace de réaction $d\sigma$ comme étant la probabilité de réaction par unité de temps pour une particule cible et par unité de flux incident. On peut donc écrire :

$$dW = \frac{v_{inc}}{V} d\sigma$$

où v_{inc} est la vitesse relative entre la particule incidente et le noyau cible.

On a :

$$d\sigma = \frac{V}{v_{inc}} dW \tag{I.1}$$

or (19) :

$$dW = \frac{2\pi}{h} | \langle M_{ba} \rangle |^2 \frac{d\rho}{dE} \tag{I.2}$$

où $\langle M_{ba} \rangle$ est l'élément de matrice de transition qui fait passer de la voie (a) à la voie (b).

$\frac{d\rho}{dE}$ est le nombre d'états finaux par unité d'énergie dans un volume donné de l'espace des phases des trois particules de la voie de sortie. Le volume est déterminé par les conditions expérimentales.

I - DETERMINATION DE L'ELEMENT DE MATRICE DE TRANSITION

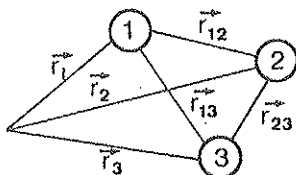
Pour évaluer l'amplitude de transition $\langle M_{ba} \rangle$, il est nécessaire de faire une série d'hypothèses que nous allons étudier.

Ces hypothèses connues sous le nom d'approximation de l'impulsion ont été formulées par G.F. CHEW ⁽²⁰⁾.

I.1 - Nous supposons tout d'abord que le noyau étudié présente une structure en agre-

gats bien déterminée. Il s'agit alors d'un problème à trois corps. Particule incidente (1) agregat (2) et coeur (3). Nous négligeons la structure interne de chacun de ces trois agregats.

FIGURE I.1



Soit H l'hamiltonien total du système.

Posons :

$$H = H_0 + V$$

et

$$H_0 = K + U$$

où K est l'énergie cinétique totale du système

U est le potentiel d'interaction (2) et (3)

V est le potentiel d'interaction entre (1) et (2, 3)

$$V = V_{12} + V_{13} = \sum_k V_k$$

l'amplitude de transition est alors :

$$\langle M_{ba}^+ \rangle = \langle \phi_b | V | \psi_a^{(+)} \rangle = \langle \phi_b | T^{(+)} | \phi_a \rangle$$

où $\psi_a^{(+)}$ est solution de $H \psi_a^{(+)} = E \psi_a^{(+)}$

et ϕ_i est solution de $H_0 \phi_i = E_i \phi_i$

avec $E_a = E_b = E$ total

et

$$T^{(+)} = V + V \frac{1}{E_a + i\eta - H_0 - V} V, \quad \eta \text{ étant une quantité positive tendant vers } 0.$$

Cette expression, qui représente la solution du problème à trois corps, est difficile à évaluer. Pour la calculer il convient de la mettre sous une forme plus appropriée à des approximations futures.

Considérons les opérateurs de diffusion à deux corps t_k définis par :

$$t_k^{(+)} = V_k + V_k \frac{1}{E_k + i\eta - K - V_k} V_k$$

où E_k est la valeur propre de l'opérateur K . Définissons l'opérateur ω_k^+ par la relation :

$$t_k^{(+)} = V_k \omega_k^{(+)}$$

on montre que l'opérateur transition peut alors se mettre sous la forme :

$$T^{(+)} = \sum_{k=1,2} \left\{ t_k^{(+)} + V \frac{1}{E_a + i\eta - H_0 - V} [U, \omega_k^{(+)}] \right. \\ \left. + \left[1 + V \frac{1}{E_a + i\eta - H_0 - V} \right] (V - V_k) (\omega_k^{(+)} - 1) \right\} \quad (I.3)$$

L'avantage de décomposer $T^{(+)}$ de cette manière est que, souvent, la partie $\sum_k t_k^+$ est plus importante que les deux autres, et que les opérateurs $t_k^{(+)}$ ont une forme plus simple.

1.2 - Approximation de l'impulsion

A ce stade du développement de T^+ il est alors possible soit d'approcher par itération les deux derniers termes soit de les négliger, ce que nous faisons. Le fait de négliger ces deux derniers termes revient à faire plusieurs hypothèses sur le mécanisme de réaction.

1^o/ Le deuxième terme du développement 1.3 est identiquement nul si $U = 0$. Donc si au cours de l'interaction on peut supposer que U est négligeable, il en sera de même pour ce terme du développement. Cette approximation est d'autant mieux vérifiée que l'énergie cinétique de la particule incidente est grande devant l'énergie de liaison de l'agregat dans le noyau. C'est l'approximation de l'impulsion proprement dite.

2^o/ Si le noyau cible ne contenait qu'un seul agregat sans coeur $V = V_k$, le troisième terme serait nul. D'une façon générale, on peut montrer que ce terme correspond à la diffusion multiple de la particule incidente sur les agregats du noyau. En effet $(\omega_k^{(+)} - 1)$ est l'opérateur représentant la fonction d'onde sortante de la particule incidente diffusée par le k^{ième} agregat. L'opérateur $(V - V_k)$ est localisé au voisinage de tous les agregats excepté le k^{ième}. Le produit de ces deux termes représente donc bien la diffusion multiple que l'on peut supposer faible et que l'on négligera.

3^o/ Dans le cadre de notre étude sur les réactions $(\alpha, 2\alpha)$ nous considérerons que l'interaction $\alpha - \alpha$ est prépondérante devant l'interaction $\alpha - \text{coeur}$ et nous négligerons $t_{\alpha c}$ devant $t_{\alpha\alpha}$. Ceci revient à dire que pour ce type de réaction, le coeur est spectateur. Cette approximation comme les précédentes se justifie d'autant mieux que la structure en agregats est importante.

1.3 - Détermination de $\langle M_{ba}^I \rangle$

Compte tenu de toutes ces approximations, l'amplitude de transition est alors :

$$\langle M_{ba}^I \rangle = \langle \Phi_b | t_{\alpha\alpha}^+ | \Phi_a \rangle$$

tous calculs effectués, on trouve :

$$\langle M_{ba}^I \rangle = \hbar^3 a_\alpha \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \int d\vec{k}'_2 g_o(\vec{k}'_2) g_n(\vec{k}'_2 + \frac{m_3}{m_2+m_3}(\vec{k}_0 - \vec{k}_1)) \int d\vec{r}_{12} \exp i \frac{\vec{r}_{12}}{2} (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) V_{\alpha\alpha} \Phi(\vec{r}_{12}) \quad (I.4)$$

où :

- a_α est l'amplitude de probabilité pour que le noyau ait la structure $\alpha + \text{coeur}$.

- $g_o(\vec{k}'_2) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int d\vec{r}_{23} \exp -i \vec{r}_{23} \cdot \vec{k}'_2 \Phi_o(\vec{r}_{23})$. Cette fonction est la transformée de Fourier du mouvement relatif particule $\alpha - \text{coeur}$ dans le noyau cible, \vec{k}'_2 étant l'impulsion relative $\alpha - \text{coeur}$.

$$- g_n(\vec{k}'_2 + \frac{m_3}{m_2+m_3}(\vec{k}_0 - \vec{k}_1)) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3/2}} \int d\vec{r}_{23} \exp -i (\vec{k}'_2 + \frac{m_3}{m_2+m_3}(\vec{k}_0 - \vec{k}_1)) \cdot \vec{r}_{23} \Phi_n(\vec{r}_{23})$$

est la transformée de Fourier de la fonction $\Phi_n(\vec{r}_{23})$ décrivant le mouvement relatif des parti-

cules 2 et 3 après la réaction. $\psi_n(\vec{r}_{23})$ est solution de :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_{23}} \Delta_{23} + U \right) \psi_n(\vec{r}_{23}) = E_n \psi_n(\vec{r}_{23})$$

- $\xi(\vec{r}_{12})$ est la fonction solution de l'équation :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_{12}} \Delta_{12} + V_{\alpha\alpha} \right) \xi(\vec{r}_{12}) = E_{\alpha\alpha} \xi(\vec{r}_{12})$$

$$\text{où } E_{\alpha\alpha} = \frac{1}{4m_\alpha} (\vec{k}_0 - \vec{k}'_2)^2$$

- $V^{-1/2} \int d\vec{r}_{12} \exp i \frac{\vec{r}_{12}}{2} (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) V_{\alpha\alpha} \xi(\vec{r}_{12})$ représente l'amplitude de diffusion $\alpha-\alpha$ hors de la couche d'énergie. En effet dans le centre de masse, l'énergie des deux particules avant réaction est $\frac{1}{4m_\alpha} (\vec{k}_0 - \vec{k}'_2)^2$ alors qu'après réaction cette énergie est $\frac{1}{4m_\alpha} (\vec{k}_1 - \vec{k}'_2)^2$ donc :

$$\langle M_{ba}^I \rangle = \hbar^3 a_\alpha V^{1/2} \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \int d\vec{k}'_2 g_0(\vec{k}'_2) g_n^* \left(\vec{k}'_2 + \frac{m_3}{m_2+m_3} (\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \right) \\ \langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}_2) \rangle$$

où $\langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}_2) \rangle$ représente l'amplitude de diffusion ($\alpha - \alpha$).

$g_n(\vec{k}'_2 + \frac{m_3}{m_2+m_3} (\vec{k}_0 - \vec{k}_1))$ est la transformée de Fourier d'un état non lié.

Cette fonction présente une singularité pour une certaine valeur de \vec{k}'_2 . Si l'on suppose que

$\langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}_2) \rangle$ varie peu avec \vec{k}'_2 , on peut sortir cet élément de matrice de l'intégrale en \vec{k}'_2 ; nous avons alors :

$$\langle M_{ba}^I \rangle = \hbar^3 a_\alpha V^{-3} \langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}_2) \rangle \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \\ \int d\vec{k}'_2 g_0(\vec{k}'_2) g_n^* \left(\vec{k}'_2 + \frac{m_3}{m_2+m_3} (\vec{k}_0 - \vec{k}_1) \right)$$

Pour mettre cette expression sous forme aisément calculable, nous introduirons une hypothèse supplémentaire en supposant que le mouvement relatif des particules 2 et 3 est décrit par une onde plane soit :

$$\psi_n(\vec{r}_{23}) = V^{-1/2} \exp i \frac{\vec{r}_{23}}{\mu_{23}} \left(\frac{\vec{k}_2}{m_2} - \frac{\vec{k}_3}{m_3} \right)$$

alors :

$$\langle M_{ba}^I \rangle = a_\alpha (2\pi\hbar)^{3/2} V^{-5/2} g_0(\vec{k}'_2) \langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}_2) \rangle \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \quad (I.5)$$

que nous écrivons :

$$\langle M_{ba}^I \rangle = \langle M_{ba} \rangle_0 \delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3) \quad (I.6)$$

II - DETERMINATION DU FACTEUR D'ESPACE DES PHASES

Dans un volume élémentaire de l'espace des phases $d^3\vec{r}$, $d^3\vec{p}$ le nombre d'états possibles pour une particule est :

$$\rho = \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} d^3\vec{r} d^3\vec{p}$$

$(2\pi\hbar)^3$ étant le volume d'une cellule élémentaire.

Pour trois particules, nous aurons donc :

$$\rho = \frac{1}{(2\pi\hbar)^9} \prod_{i=1}^3 d^3\vec{r}_i d^3\vec{p}_i$$

En pratique toutes les particules sont confinées dans le même volume V , on a donc :

$$\rho = \frac{V^3}{(2\pi\hbar)^9} \prod_{i=1}^3 d^3\vec{p}_i$$

La section efficace de réaction est donc pour un volume élémentaire $d^3\vec{p}_i$ d'après la relation I.1

$$d\sigma = \frac{V}{v_{inc}} \frac{2\pi}{\hbar} | < M_{ba}^I > |^2 \frac{d}{dE} \frac{V^3}{(2\pi\hbar)^9} \prod_{i=1}^3 d^3\vec{p}_i$$

En fait, tenant compte des conditions expérimentales, il faut intégrer sur un certain volume de l'espace des p_i .

$$\Delta\sigma = \int d\sigma = \frac{V}{v_{inc}} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{V^3}{(2\pi\hbar)^9} \int | < M_{ba}^I > |^2 \frac{d}{dE} \prod_{i=1}^3 d^3\vec{p}_i$$

Si nous supposons que sur le domaine d'intégration $< M_{ba}^I >_0$ varie peu, nous pouvons écrire d'après la relation (I.6) :

$$\Delta\sigma = \frac{V}{v_{inc}} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{V^3}{(2\pi\hbar)^9} | < M_{ba}^I >_0 |^2 \int [\delta(\vec{k}_0 - \vec{k}_1 - \vec{k}_2 - \vec{k}_3)]^2 \frac{d}{dE} \prod_{i=1}^3 d^3\vec{p}_i \quad (I.7)$$

Utilisant les propriétés de la fonction δ et posant $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$, l'intégrale de l'équation (I.7) peut s'écrire :

$$I = (2\pi\hbar)^3 V \int \delta(\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2 - \vec{p}_3) \delta(\sum E_i - E) d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 d^3\vec{p}_3 \quad (I.8)$$

Expérimentalement, on ne détecte en coïncidence que deux des particules, par exemple les particules 1 et 2.

Si de plus, on projette sur l'un des axes d'énergie, E_1 par exemple, il faudra intégrer sur tout le domaine de variation de \vec{p}_3 et de \vec{p}_2 .

En intégrant l'équation (I.8) sur p_3 on obtient :

$$I = (2\pi\hbar)^3 V \int \delta(E_1 + E_2 + E_3 - E_0) d^3\vec{p}_1 d^3\vec{p}_2 \quad (I.9)$$

En tenant compte des relations impulsion énergie et de ce que :

$$d^3\vec{p}_2 = (p_2)^2 dp_2 d\Omega_2$$

L'équation (I.9) prendra la forme :

$$I = (2\pi\hbar)^3 V \int \delta \left(E_1 + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{(\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2)^2}{2m_3} - E_0 \right) d^3 \vec{p}_1 p_2^2 d\Omega_2 \quad (I.10)$$

Afin d'intégrer l'équation (I.10) on utilise la relation :

$$\int \delta [f(x)] g(x) dx = \sum_i \frac{g(x_i)}{f'(x_i)}$$

où x_i sont les racines de $f(x) = 0$

Finalement l'équation (I.10) devient :

$$I = (2\pi\hbar)^3 V \frac{m_1 m_2 p_1 p_2}{m_2 p_2 p_3} dE_1 d\Omega_1 d\Omega_2 \quad (I.11)$$

III - EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE

Compte tenu des équations (I.7) et (I.11) la section efficace de réaction peut alors s'écrire :

$$\Delta\sigma = (2\pi\hbar)^{-6} \frac{V^5}{v_{inc}} \frac{2\pi}{\hbar} \frac{m_1 m_2 p_1 p_2}{1 - \frac{m_2 p_2 p_3}{m_3 p_2^2}} \left| \langle M_{ba} \rangle_0 \right|^2 \Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 dE_1$$

En remplaçant $\left| \langle M_{ba} \rangle_0 \right|^2$ par sa valeur (équation (I.6)) on obtient :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1} = a_\alpha^2 \frac{(2\pi\hbar)^{-3}}{v_{inc}} \frac{2\pi}{\hbar} \left| g_0(\vec{k}'_2) \right|^2 \frac{m_1 m_2 p_1 p_2}{1 - \frac{m_2 p_2 p_3}{m_3 p_2^2}} \left| \langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}'_2) \rangle \right|^2$$

Où :

$$\left| \langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_0, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}'_2) \rangle \right|^2 = (2\pi\hbar)^2 M_R^{-2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha\alpha C.M.} \quad \text{avec} \quad M_R = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

on a donc l'expression finale de la section efficace :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1} = a_\alpha^2 \frac{1}{v_{inc}} M_R^{-2} \frac{m_1 m_2 p_1 p_2}{1 - \frac{m_2 p_2 p_3}{m_3 p_2^2}} \left| g_0(\vec{k}'_2) \right|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha\alpha C.M.} \quad (I.12)$$

où nous l'avons vu :

$\left| g_0(\vec{k}'_2) \right|^2$ est la distribution en impulsion de l'agregat α dans le noyau cible.

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\alpha\alpha C.M.}$ représente la section efficace de réaction $\alpha - \alpha$ prise dans le système du centre de masse et hors de la couche d'énergie.

Pour calculer $\frac{\Delta^3 \sigma}{\Delta \Omega_1 \Delta \Omega_2 \Delta E_1}$ nous sommes amenés à faire d'autres hypothèses sur la section efficace de diffusion $\alpha - \alpha'$ et sur la distribution en impulsion $|g_0(\vec{k}_2')|^2$.

Nous examinerons ces deux hypothèses au chapitre III en prélude à nos résultats expérimentaux.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans le chapitre précédent, nous avons examiné les différentes hypothèses qu'implique le modèle de l'approximation de l'impulsion. Nous avons montré comment cette approximation permettait de calculer la section efficace. Nous allons maintenant décrire la méthode expérimentale que nous avons utilisée. Auparavant, afin de justifier certains de nos choix, nous allons examiner rapidement la cinématique d'une réaction à trois corps dans la voie de sortie.

I - CINEMATIQUE

Dans une réaction à trois corps du type $A(\alpha, 2\alpha)C$, une particule α incidente interagit avec un noyau A. Il en résulte, dans la voie de sortie, deux particules α et un noyau résiduel C. Les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$E_0 + E = E_1 + E_2 + E_3 \quad (II.1)$$

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$$

où les indices 0 1 2 3 représentent respectivement la particule α incidente, les deux particules α émises et le noyau de recul. E est égal à la somme de l'énergie de liaison Q de l'alpha dans le noyau A et de l'énergie E_x d'excitation du noyau résiduel C.

Dans le chapitre I, nous avons vu que si \vec{q} est l'impulsion relative entre l'agregat α et le coeur C, l'approximation de l'impulsion entraînait $\vec{q} = -\vec{p}_3$.

On peut représenter une telle réaction par le schéma ci-dessous :

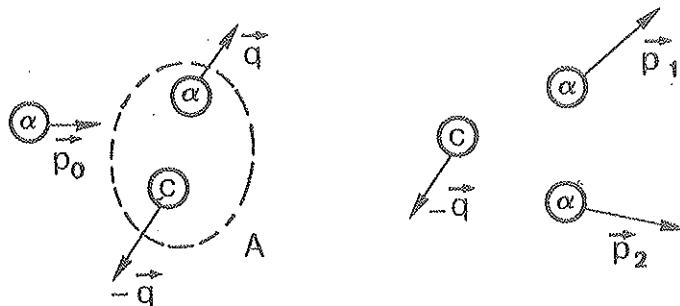


FIGURE II.1

Pour des angles de détection θ_1 et θ_2 repérés par rapport à la direction du faisceau incident, on mesure expérimentalement les énergies E_1 et E_2 en coïncidence. La courbe $E_1 = f(E_2)$ ainsi obtenue peut être déduite de la résolution du système d'équation II.1 pour une valeur donnée de E , E_0 étant connue ; p_3 et θ_3 varient de façon continue le long de cette courbe.

Dans les réactions $(\alpha, 2\alpha)$ les particules 1 et 2 sont identiques. On simplifiera l'analyse des spectres biparamétriques en adoptant une géométrie coplanaire et symétrique. Le spectre biparamétrique $E_1 - E_2$ est alors symétrique par rapport à la bissectrice.

A l'intersection de la courbe cinématique et de la bissectrice, nous avons :

$$p_1 = p_2 = p \quad \text{et comme} \quad \theta_1 = \theta_2 = \theta$$

On peut écrire :

$$p_0 = 2p \cos \theta - q$$

La direction de q est colinéaire avec la direction du faisceau incident et θ_3 est nul.

Lorsque l'on décrit la courbe cinématique, q varie en module et sa direction n'est plus colinéaire à celle du faisceau incident.

Nous voyons qu'il est alors possible d'étudier les distributions en q , soit en effectuant des mesures à différents angles et en ne considérant que les événements pour lesquels $E_1 = E_2$, soit en étudiant à un angle donné tous les événements situés sur la courbe cinématique à trois corps. Nous avons utilisé ces deux procédés et nous en parlerons plus en détail au chapitre III.

II - LE FAISCEAU

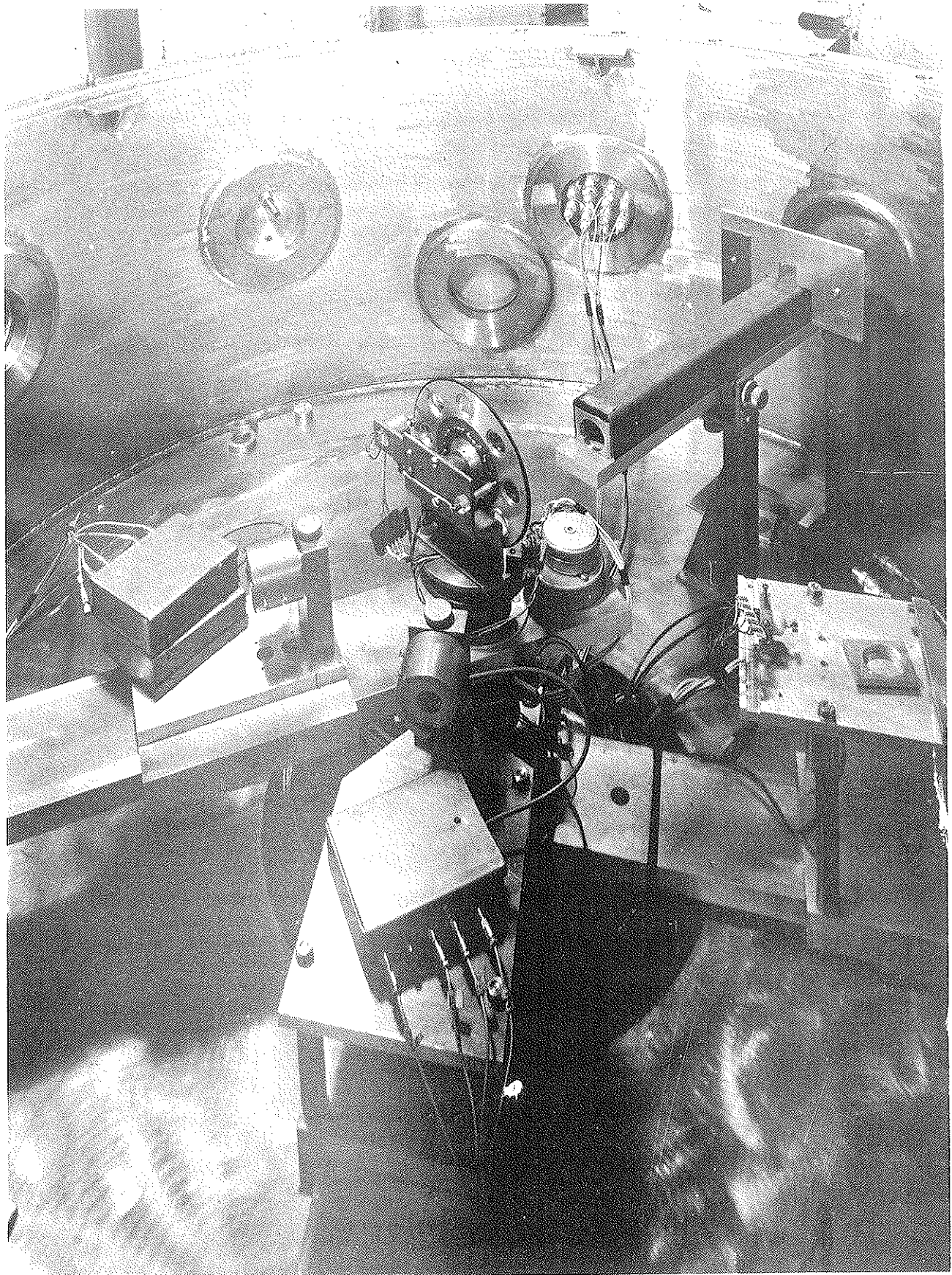
Nous avons utilisé pour nos expériences le faisceau de particules α de 55 MeV du synchrocyclotron de l'Institut de Physique Nucléaire de LYON. Le faisceau est constitué de paquets de particules α dont la durée est de 40 μ s avec un taux de répétition de 2000 par seconde, correspondant aux cycles d'accélération de la machine. Les paquets présentent une structure fine constituée d'impulsions de quelques nanosecondes de large, séparées d'environ 100 ns. Le temps d'occupation du faisceau est ainsi de l'ordre de 8 %. A la sortie de l'accélérateur, la résolution en énergie du faisceau est d'environ 1,5 MeV.

Après extraction, un premier ensemble de quadrupoles focalise le faisceau au niveau d'un système de fentes horizontales et verticales. Après passage dans un aimant de déviation (30°), un doublet de quadrupôles en forme une image au niveau de la cible. Un collimateur placé à l'entrée de la chambre définit une tache de 5 x 5 mm sur la cible.

La résolution en énergie du faisceau mesurée à l'aide d'une cible d'or mince est de l'ordre de 700 keV. L'intensité utilisable est de 0,5 nA en moyenne.

III - LA CHAMBRE A REACTION

La chambre à réaction que nous avons utilisée durant nos expériences a un diamètre de 120 cm et une hauteur de 50 cm. Elle est construite en acier inoxydable. Elle a été décrite en détail précédemment ⁽²¹⁾. (figure II. 2)



Le collimateur placé à l'entrée de la chambre est composé de différents diaphragmes placés à l'intérieur d'un tunnel en plomb. On réduit ainsi au maximum le bruit de fond.

Cette chambre dispose de trois bras mobiles. Au centre de la chambre, un plateau permet d'installer différents types de cibles.

- Un disque porte-cibles sur lequel huit cibles peuvent être placées.
- Un système porte-cibles coiffé d'une cloche amovible est utilisé lorsque les cibles doivent être conservées sous vide ou sous atmosphère neutre.

IV - LES CIBLES

Nous avons choisi des épaisseurs de cible d'environ 8 mg/cm^2 en tenant compte de deux conditions contradictoires, la résolution en énergie et le taux de comptage.

- Lithium

Nous avons utilisé du lithium 6 et du lithium 7 isotopiquement enrichis. Par une méthode de laminage il est facile d'obtenir des cibles d'environ 8 mg/cm^2 .

Il est nécessaire d'utiliser du lithium 7 isotopiquement enrichi, car la section efficace de la réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)\text{T}$ est environ vingt fois plus importante que celle de la réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)\text{T}$. Aussi, si l'on utilisait du lithium naturel, la contribution de ${}^6\text{Li}$ serait très importante et masquerait la réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)\text{T}$.

- Beryllium

Les cibles de Beryllium 9 que nous avons utilisées proviennent de la Société Tréfi-métaux. Elles se présentent sous forme de disques frittés et recuits de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

- Carbone

Les cibles de carbone ont été préparées à partir d'une solution de graphite colloïdal déposée sur une lame de verre. Après évaporation, la cible est recueillie par flottage. Elle contient des impuretés d'oxygène en quantité négligeable.

- Oxygène

Nous n'avons pas pu utiliser une cible d'oxygène gazeuse, car la section efficace de la réaction ${}^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha){}^{12}\text{C}$ est faible et de plus nous travaillons en coïncidences. Aussi, nous avons préféré un composé de l'oxygène. Notre choix s'est porté sur l'alumine, car ce composé contient beaucoup d'oxygène et il est relativement léger. De plus, il est facile de disposer de cible d'aluminium de quelques milligrammes par cm^2 afin de soustraire le fond provenant du support. Nous avons réalisé une cible de 10 mg/cm^2 d' Al_2O_3 par pastillage de poudre d'alumine.

V - DETECTION, ELECTRONIQUE ASSOCIEE

V.1 - Choix des détecteurs

Lorsqu'un faisceau de particules α de 55 MeV frappe une cible, diverses voies de réactions à trois corps sont ouvertes. En effet, outre les réactions $(\alpha, 2\alpha)$ auxquelles nous nous intéressons, il se produit des réactions de type $(\alpha, \alpha p)$, $(\alpha, \alpha d)$, $(\alpha, \alpha t)$, $(\alpha, \alpha {}^3\text{He})$ etc...

Ceci sera systématique, dans le cas du lithium 6 et du lithium 7 où les noyaux résiduels sont respectivement un deuton et un triton. Prenons l'exemple du lithium 7. Dans le plan $E_1 E_2$ les cinématiques $(\alpha, 2\alpha)$ et $(\alpha, \alpha t)$ sont proches et se coupent (figure II.3). A certains angles, les conditions cinématiques sont telles que la réaction $(\alpha, \alpha t)$ est possible. Nous détecterons alors un alpha et un triton. La réaction $(\alpha, \alpha t)$ interfère alors avec la réaction $(\alpha, 2\alpha)$ que nous désirons étudier. La résolution ne nous permet pas de séparer ces deux réactions, aussi avons nous cherché à éviter de telles ambiguïtés.

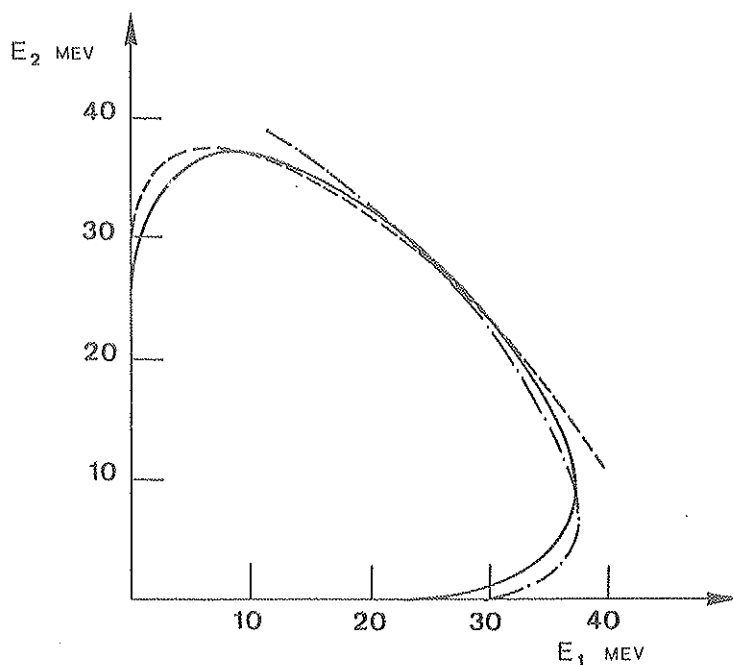


FIGURE II.3 - Courbes cinématiques $E_2 = f(E_1)$ sans ralentissement pour les réactions :

${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$ ———

${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha t)\alpha$ - - - - -

Les angles de détection étant symétriques par rapport à la direction du faisceau incident, nous avons vu que, dans le plan $E_1 E_2$, la cinématique $(\alpha, 2\alpha)$ était symétrique par rapport à la bissectrice. Nous avons choisi notre mode de détection de façon à ce que cette symétrie soit conservée pour les réactions $(\alpha, 2\alpha)$ mais n'existe plus pour les autres types de réactions. Nous avons procédé de la manière suivante :

a/ La voie 1 comporte un télescope constitué d'un détecteur ΔE_1 de $60 \mu\text{m}$ et d'un détecteur E_1 de $1.500 \mu\text{m}$. Ces deux détecteurs sont des jonctions au silicium à barrière de surface ; ce télescope permet d'arrêter des particules α de 60 MeV . L'identification des particules sur cette voie est effectuée selon la méthode proposée par F.S.GOULDING et al. (22).

Le détecteur ΔE_1 doit être aussi mince que possible, car toutes les particules α dont le parcours est inférieur à l'épaisseur du ΔE_1 ne figurent pas dans le spectre biparamétrique. Cette limite est de 9 MeV pour les particules α dans une jonction de $60 \mu\text{m}$; cependant, un tel détecteur ΔE n'est pas assez épais pour assurer une séparation correcte entre les particules α et ${}^3\text{He}$. En fait cela n'a guère d'importance dans notre cas car les Q de réac -

tions (α , α ^3He) sont importants, de l'ordre de - 20 MeV pour les noyaux que nous avons étudiés. Les cinématiques (α , 2α) et (α , α ^3He) sont ainsi bien séparées, ce qui suffit à éviter l'ambiguïté pour ce type de particules.

b/ Sur la voie 2, nous avons utilisé un détecteur de 1.000 μm seulement. Cette épaisseur correspond au parcours de particules α de 45 MeV et au parcours de tritons de 18 MeV. Aussi, les tritons de la réaction $^7\text{Li}(\alpha, \alpha t)\alpha$ que nous avons envisagée ci-dessus, ne seront pas arrêtés. Nous verrons au chapitre III que ceci contribue à simplifier l'analyse des spectres biparamétriques.

V.2 - Géométrie de détection

Les détecteurs disposés sur deux des bras mobiles de la chambre à réaction définissent avec le faisceau une géométrie coplanaire. Devant chacun d'eux est placé un seul diaphragme. Les zones de pénombre peuvent être négligées, ce qui simplifie le calcul des sections efficaces. Ces deux détecteurs étant à égale distance de la cible et les diamètres des deux diaphragmes étant les mêmes, on définit ainsi des angles solides égaux.

Pour l'étude des noyaux ^6Li , ^7Li et ^9Be l'ouverture angulaire de détection était de $1^\circ 3'$. Elle a été portée à $2^\circ 1'$ pour l'étude des noyaux ^{12}C et ^{16}O afin d'augmenter le taux d'acquisition.

V.3 - Electronique associée

Le schéma de l'électronique est représenté figure II.4. A chaque détecteur est associé un préamplificateur de charge utilisant des transistors à effet de champ. Nous avons choisi le modèle de préamplificateur décrit par V. RADEKA ⁽²³⁾. La capacité de contre-réaction des préamplificateurs a été réglée de manière à ce que leur pente de conversion soit : 10 mV par MeV.

Un générateur d'impulsion permet de simuler les particules et d'effectuer la plupart des réglages de dynamique et de gain. Un soin particulier a été apporté au réglage de la capacité de liaison entre le générateur et le préamplificateur afin que les réglages d'égalité de gain soient possibles. Etant données les grandes dimensions de la chambre à réaction, les préamplificateurs ont été placés à l'intérieur de celle-ci, sous vide; des câbles de liaison de 30 mètres environ les relient au reste de l'électronique situé dans la salle d'expérience.

Les impulsions issues des préamplificateurs sont mises en forme et amplifiées. Les amplificateurs comportent deux sorties : la première fournit les impulsions unipolaires utilisées pour la voie spectrométrie ; la seconde délivre des impulsions bipolaires que nous utilisons pour la voie temps.

Nous avons vu que la structure fine du faisceau était constituée de paquets de particules α de quelques nanosecondes de large et séparés de 100 ns environ. Pour que deux événements provenant de deux paquets successifs ne puissent être en coïncidence, il suffit que le circuit de coïncidence rapide ait un temps de résolution inférieur à 100 ns ; nous l'avons choisi égal à 60 ns. Les signaux mis en coïncidences rapides sont obtenus par la méthode du " Cross-over " à partir des impulsions bipolaires fournies par les amplificateurs. Cette méthode permet d'atteindre des résolutions sur les voies temps de 5 ns environ. Cette précision en temps est donc bien suffisante dans notre cas.

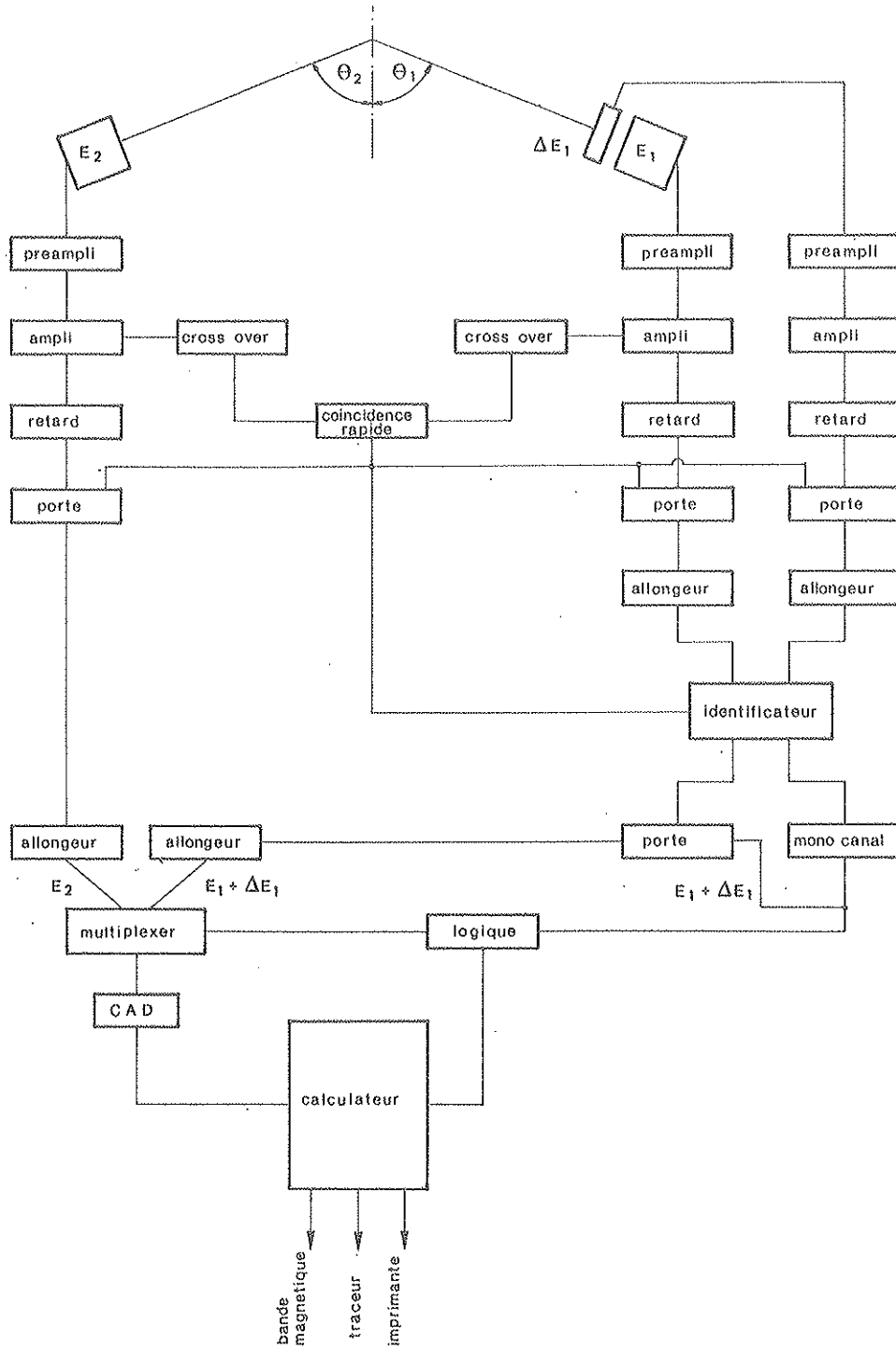


FIGURE II.4 - Diagramme électronique

Les impulsions unipolaires, correspondant à la voie spectrométrie, sont retardées de $1,5 \mu s$ afin de compenser le retard introduit par la méthode du cross-over sur l'apparition du signal logique du circuit de coincidence.

Ces impulsions sont ensuite envoyées dans des circuits portes linéaires commandés par le circuit de coïncidence rapide.

A partir de là, le traitement des informations est différent pour les deux voies E_1 E_2 . Le signal provenant de la voie 2 est envoyé directement sur un allongeur faisant partie du système d'acquisition de données.

Sur la voie 1 les impulsions provenant des détecteurs ΔE_1 et E_1 attaquent l'identificateur de particules. Il est du type proposé par F.S. GOULDING et al. (22)¹. Rappelons en rapidement le fonctionnement. Le principe de l'identificateur est basé sur la relation empirique parcours-énergie $R = a \cdot E_0^{1,73}$, relation dans laquelle R est le parcours de la particule, E_0 son énergie, a une constante qui, pour un même matériau, dépend du type de la particule. Considérons une particule d'énergie E_0 qui traverse un premier détecteur d'épaisseur T . Elle perd dans ce détecteur une énergie ΔE et ressort avec une énergie $E = E_0 - \Delta E$.

D'après la relation parcours-énergie on a :

$$R_1 = a (E + \Delta E)^{1,73} \qquad R_2 = a \cdot E^{1,73}$$

on en déduit :

$$T = R_1 - R_2 = a \left((E + \Delta E)^{1,73} - E^{1,73} \right)$$

d'où :

$$\frac{T}{a} = (E + \Delta E)^{1,73} - E^{1,73}$$

T/a est caractéristique de la particule, nous l'appellerons " paramètre d'identification ". En première approximation il est indépendant de l'énergie de la particule. En réalité cette relation parcours-énergie n'est bien vérifiée que pour des particules dont l'énergie varie entre 10 et 100 MeV.

L'identificateur réalise de manière analogique le calcul de T/a . Il reçoit les signaux ΔE_1 et E_1 après que ceux-ci aient été mis en forme par des allongeurs (temps d'allongement 3 μs). Il reçoit aussi le signal provenant du circuit de coïncidences rapides. Ce signal déclenche toute la séquence temps de l'identificateur.

L'identificateur fournit deux signaux, l'énergie totale $E_1 + \Delta E_1$ et le paramètre d'identification T/a . Un sélecteur monocanal permet de choisir parmi les paramètres T/a ceux qui correspondent aux particules α . Le signal issu de ce monocanal, déjà légitimé en temps par le circuit de coïncidences rapides, déclenche le processus d'acquisition.

VI - ACQUISITION DES DONNEES

Un ordinateur C I I 90-10 assure l'acquisition et le traitement des données. Il est précédé d'un " multiplexeur " et d'un convertisseur analogique numérique. Une logique de commande assure la séquence d'acquisition.

VI.1 - Multiplexeur et convertisseur

Les signaux d'énergie E_1 et E_2 de chaque voie sont mis sous forme numérique à l'aide d'un seul convertisseur. Ce procédé est plus pratique que celui consistant à utiliser un

convertisseur analogique numérique par voie. On évite ainsi les problèmes liés à l'identité des pentes de conversion des convertisseurs. Pour cela il est nécessaire de disposer d'un convertisseur rapide et de le faire précéder d'un système " multiplexeur " capable de garder en mémoire les impulsions analogiques que l'on veut convertir.

Nous disposons d'un convertisseur rapide du type à approximations successives. Son temps de conversion est de $10 \mu s$ pour 10 bits, le système " multiplexeur " permet l'analyse éventuelle de sept informations simultanées. Chaque information est gardée en mémoire par une capacité. Pour que celle-ci soit convenablement chargée, il faut que les informations à traiter se présentent sous forme de signaux carrés d'une durée de $20 \mu s$ au moins, ce qui nécessite la présence d'allongeurs avant le multiplexeur. Les caractéristiques de ces allongeurs doivent être très poussées. En particulier, l'impulsion ne doit décroître que de quelques millivolts sur $20 \mu s$ ⁽²⁴⁾. Un amplificateur opérationnel transmet successivement les tensions présentes aux bornes des capacités mémoires au convertisseur. Celui-ci est relié au calculateur à travers un coupleur.

VI.2 - Logique de commande

Cette logique déclenchée par le signal provenant du monocanal d'identification va piloter le " multiplexeur ", le convertisseur et le calculateur ⁽²⁴⁾.

VI.3 - Le calculateur

Le calculateur est chargé du stockage des événements, de la constitution d'un certain nombre de spectres et de la liaison avec les périphériques ⁽²⁵⁾.

Le stockage des informations est réalisé par l'intermédiaire de deux zones de mémoire. Chacune de ces zones peut contenir douze événements. Pendant que l'une des zones est consacrée à l'acquisition, les événements contenus dans l'autre sont traités.

Lorsque la zone consacrée à l'acquisition est pleine, il y a basculement de zone, c'est-à-dire échange de leur rôle respectif.

Le calculateur constitue quatre spectres qu'il conserve en mémoire centrale. Ce sont :

- Le spectre en énergie de chaque voie
- Le spectre d'énergie somme $E_1 + E_2$
- Un spectre biparamétrique 32×32 canaux

Quatre périphériques sont reliés au calculateur :

- Un traceur permet de suivre le déroulement de l'expérience. A chaque basculement de zone, il représente chacun des douze événements contenus dans celle-ci par un point de coordonnées $E_1 E_2$ sur le spectre biparamétrique.

- Une unité de ruban magnétique enregistre l'historique de l'expérience. Elle permet d'effectuer ainsi un traitement hors ligne des événements. Cette unité contient aussi l'ensemble des programmes que l'on peut avoir à utiliser ; acquisition à une voie, à deux voies, traitement, sortie de résultats, etc

- Un télétype permet le dialogue avec le calculateur et l'appel des différents programmes. Il peut imprimer durant l'expérience la liste des canaux correspondant aux énergies E_1 et E_2 .

- Une unité de visualisation permet de représenter sur écran cathodique les spectres contenus dans la mémoire du calculateur. Elle possède sa propre mémoire, ce qui laisse le calculateur entièrement libre pour l'acquisition et le traitement des données. La mémoire de l'unité de visualisation est périodiquement mise à jour à partir de la mémoire de l'unité centrale. On peut ainsi suivre l'évolution des spectres en fonction de l'acquisition.

VII - MONTAGES CONNEXES A L'EXPERIENCE

VII.1 - Le monitoring

Le monitoring est assuré par une cage de Faraday; le courant recueilli par celle-ci est envoyé sur un picoampèremètre. Celui-ci dispose d'une sortie analogique délivrant 1 volt à pleine échelle. La tension recueillie sur cette sortie est envoyée sur un convertisseur tension fréquence. Sa fréquence est au maximum de 1 MHz pour un volt à l'entrée. Une échelle enregistre les impulsions provenant du convertisseur et intègre ainsi le courant dans le temps. Cette mesure de l'intensité du faisceau nous permet de déterminer le nombre de particules α incidentes et, par là, de remonter à la section efficace absolue. Pour vérifier l'exactitude de cette mesure, nous avons comparé les résultats obtenus en diffusion élastique de particules α sur l'or à la section efficace de Rutherford calculée sur l'or. En effet, pour des angles inférieurs à 12° on peut penser que les effets coulombiens sont prépondérants. Nous avons pu ainsi vérifier que la cage de Faraday donnait une mesure correcte du nombre de particules incidentes à 10 % près.

VII.2 - Mesure des coïncidences fortuites

Pour mesurer le nombre de coïncidences fortuites, nous avons retardé l'une des voies temps de 100 ns. On met ainsi en coïncidences des événements provenant de deux impulsions successives de particules de la structure fine du faisceau. Nous avons pu contrôler de cette manière, tout au long de l'expérience, le taux de coïncidences fortuites.

VII.3 - Ensemble de comptage

Nous avons enregistré sur un ensemble de comptage les impulsions provenant de différentes parties du dispositif expérimental.

Nous avons ainsi compté le nombre d'événements reçus par chaque voie, le nombre de coïncidences vraies ou fortuites, le nombre d'impulsions issues du monocanal d'identification et le monitoring. Nous avons en outre enregistré le temps en utilisant la fréquence de 50 périodes du réseau électrique. L'ensemble du contenu des échelles était imprimé toutes les heures, ce qui permettait de contrôler le bon fonctionnement de l'expérience lors de mesures de longue durée.

VII.4 - Assymétrie du faisceau

Dans une chambre à réaction il existe toujours une certaine différence angulaire entre l'angle mesuré et l'angle réel que font la direction du faisceau incident et la direction de détection. Le décalage peut être évalué par une mesure de distribution angulaire de diffusion α sur ^{12}C , par exemple, effectuée de part et d'autre du faisceau incident et par superposition des distributions obtenues. Pour vérifier la constance de cette assymétrie entre deux séries d'expériences, nous avons utilisé un repérage photographique. En effet, le fond de notre cage de Faraday est amovible et seul subsiste une mince feuille de cuivre. On peut ainsi placer une

plaque photographique et, en observant le centrage du faisceau, apprécier une variation d'asymétrie de 0,1 degré.

VIII - REGLAGE ET ETALONNAGE DE L'ELECTRONIQUE

VIII.1 - Réglage des gains des chaînes de détection

Le réglage des gains des chaînes de détection a été fait en vue d'utiliser toute la dynamique disponible des circuits électroniques.

Sur la voie 1, il est très important de régler l'identité des gains entre les détecteurs ΔE_1 et E_1 de manière aussi précise que possible. L'identificateur fonctionne alors dans des conditions optimales. Nous réalisons ce réglage avec le générateur d'impulsion.

Le réglage de la voie 2 est fait sommairement à l'aide du générateur.

Pour régler de façon plus précise l'égalité des gains entre les voies 1 et 2, on observe les spectres de diffusion élastique et inélastique α sur le noyau étudié, ceci à différents angles. Deux potentiomètres placés à l'entrée des allongeurs, avant le calculateur, permettent ce réglage.

Le réglage est vérifié régulièrement en cours d'expérience et nous n'avons jamais constaté de dérive notable de l'électronique.

VIII.2 - Réglage des circuits de coïncidences

Nous les avons réglés en traçant, en fonction du retard de l'une des voies, la courbe de résolution. Le détecteur E_2 de 1000 μm étant du type dE/dx est placé devant le détecteur E_1 . Le réglage est alors très rapide. Nous avons aussi utilisé la réaction (α , 2α) elle-même. Ceci est possible pour ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}$ dont les sections efficaces sont suffisantes. Dans le cas de ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$, les réglages ont été réalisés avec la cible de ${}^9\text{Be}$ placée à demeure sur le porte-cible.

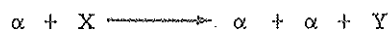
CHAPITRE III

INTERPRETATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

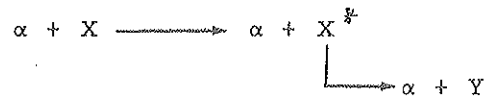
I - REACTION ($\alpha - 2 \alpha$)

Différentes réactions peuvent donner lieu à des coïncidences ($\alpha - \alpha$). Notons que des coïncidences entre une particule α et un autre type de particules sont possibles, mais nous avons vu au chapitre II que le mode de détection choisi nous permettait d'éviter, en partie, de les confondre avec les évènements ($\alpha - \alpha$). Pour ces derniers, nous pouvons distinguer essentiellement trois types de réactions.

1 - Les réactions quasi-élastiques auxquelles nous nous intéressons :



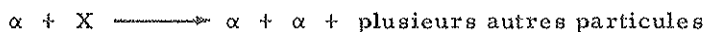
2 - Les processus séquentiels : la particule α incidente peut diffuser inélastiquement sur le noyau cible. Si l'énergie d'excitation est suffisante, ce dernier se désintégrera en émettant une particule α et un noyau Y .



Dans ces deux réactions, les mêmes états initiaux conduisent aux mêmes états finaux. Les évènements qui leur sont associés se placent sur la courbe cinématique ($\alpha, 2 \alpha$) dans le plan ($E_1 - E_2$).

Dans le cas séquentiel, pour un niveau donné du noyau X , les énergies des deux particules α sont bien déterminées. Le phénomène se traduit par l'apparition sur la courbe cinématique de deux points d'accumulation symétriques par rapport à la bissectrice. Lorsque l'énergie d'excitation augmente, les points d'accumulation des évènements correspondants décrivent la courbe cinématique. Les réactions quasi-élastiques et séquentielles interfèrent sans qu'il soit possible de les distinguer cinématiquement.

3 - Des réactions pour lesquelles plus de trois corps sont émis dans la voie de sortie :



Ces réactions donnent lieu à des évènements qui se répartissent dans le plan $E_1 - E_2$ mais qui sont situés en dehors de la courbe cinématique ($\alpha, 2 \alpha$). A ce groupe de réactions, nous pouvons ajouter, bien que le processus soit différent, les évènements provenant de la détection d'une

particule α et d'une particule issue de la cassure du noyau résiduel Y lorsque celui-ci est instable.

II - EXPLOITATION DES RESULTATS

Pour étudier à partir des spectres biparamétriques la section efficace différentielle de la diffusion quasi-élastique en fonction de l'impulsion q de l'agregat α dans le noyau cible, nous avons utilisé deux méthodes. Ecrivons à nouveau les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion qui définissent la cinématique :

$$E_0 + Q = E_1 + E_2 + E_3$$

$$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$$

II.1 - Distribution angulaire

La première méthode consiste à étudier la distribution angulaire en ne considérant que les particules α d'énergie égale et émises symétriquement par rapport à la direction du faisceau incident. Cette méthode permet de sélectionner les impulsions d'agregats colinéaires à la direction du faisceau incident. On a alors : $q = 2 p_1 \cos \theta - p_0$. En réalité, tous les évènements compris à l'intérieur d'une zone rectangulaire centrée sur la bissectrice sont comptés. Les dimensions de cette zone sont déterminées par les conditions expérimentales :

a/ La largeur de la zone, perpendiculairement à la bissectrice, est déterminée par la résolution en q . Celle-ci est difficile à évaluer car elle dépend des divers paramètres de l'expérience comme la résolution angulaire de détection, l'ouverture angulaire du faisceau incident et sa dimension sur la cible. Nous n'avons tenu compte que de l'influence de la résolution angulaire qui est facile à chiffrer et qui est la plus importante, les deux autres pouvant être considérées comme négligeables. A un angle donné θ correspond une valeur de q . L'ouverture angulaire $\Delta \theta$, autour de cette valeur θ , entraîne une incertitude Δq sur l'impulsion q . La valeur de Δq a été évaluée à l'angle θ_0 pour lequel $q = 0$. Nous avons été conduit à adopter des largeurs Δq d'environ 15 à 20 MeV/c suivant les noyaux étudiés.

b/ La dimension de la zone le long de la bissectrice est fonction de la résolution en énergie. En effet, les évènements dus aux réactions à trois corps sont contenus entre deux courbes cinématiques. L'une correspond au ralentissement minimum, lorsque la réaction se produit à la sortie de la cible, l'autre au ralentissement maximum lorsque la réaction a lieu à l'entrée de la cible. A cela s'ajoute la résolution en énergie du faisceau. La résolution totale était d'environ 2,5 MeV.

II.2 - Distribution en énergie

Dans la seconde méthode les détecteurs sont placés à l'angle θ_0 défini par :

$$\cos^2 \theta_0 = \frac{E_0}{2(E_0 + Q)} \quad \text{pour lequel} \quad q = 0 \quad \text{lorsque} \quad E_1 = E_2.$$

On prend alors en considération tous les évènements de la zone de diffusion quasi-élastique, ce qui permet une exploration des différentes valeurs de q , les impulsions d'agregats n'étant plus alors colinéaires avec la direction du faisceau incident. C'est la méthode dite "energy sharing" (26) ou "distribution en énergie". On divise ainsi la courbe cinématique en un certain nombre de zones de largeur Δq compatibles avec les conditions expérimentales. Les dimensions des zones le long de la bissectrice tiennent compte, comme ci-dessus, de la résolution en énergie. D'autre part, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la bissectrice, les droites délimitant les zones ne sont plus parallèles à celle-ci. Ceci est dû au ralentissement différent des α sur les voies 1 et 2. La méthode de distribution en énergie n'a été utilisée que pour les noyaux ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ et ${}^9\text{Be}$, et n'a pas pu être appliquée pour C^{12} et O^{16} ; à cause des faibles taux de comptage.

III - CALCUL DE LA SECTION EFFICACE ET ERREURS

Pour calculer la section efficace différentielle expérimentale, nous avons utilisé la formule usuelle :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{N}{N_\alpha N_c} \frac{1}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E}$$

où N est le nombre d'évènements contenus dans la zone, N_α le nombre de particules α incidentes et N_c le nombre de noyaux cibles par cm^2 .

Les erreurs que l'on commet sur la détermination de la section efficace proviennent d'origines différentes.

- Le nombre de noyaux cibles a été déterminé par pesée de la cible. L'inhomogénéité des cibles est responsable des erreurs commises. Elle est difficile à évaluer, cependant les dimensions assez importantes du faisceau sur la cible en minimisent l'influence. L'erreur sur N_c ne devrait pas dépasser 2 à 3 %.

- La précision sur la mesure de l'angle de détection est de 2/10 de degré. Elle n'affectera que faiblement les distributions angulaires obtenues.

- L'étalonnage en énergie est suffisamment précis pour qu'il n'y ait pas d'erreur dans le choix de la position des zones.

Trois autres sources d'erreurs semblent beaucoup plus importantes :

- L'erreur faite sur la mesure du nombre de particules α incidentes est d'environ 10 %, comme nous l'avons vu au chapitre II.

- L'erreur statistique peut être assez élevée. Elle varie de 10 à 30 % selon les noyaux étudiés.

Enfin une erreur importante et difficile à chiffrer est celle que l'on commet en utilisant l'angle solide géométrique pour déterminer la section efficace.

Ceci est valable lorsque la corrélation entre les deux angles est faible. Cependant cet effet est minimisé dans notre cas, car nous détectons deux particules identiques avec des dé-

tecteurs présentant des angles solides géométriques égaux. De plus, l'ouverture angulaire entraînant une incertitude sur les valeurs q examinées, contribue à donner des valeurs expérimentales de section efficace certainement inférieures aux valeurs réelles.

Au total, bien qu'il soit difficile de chiffrer exactement l'ensemble des erreurs commises, nous pensons que les sections efficaces sont déterminées à 50 % près.

IV - DETERMINATION DE $\left|g_o(\vec{k}'_2)\right|^2$ ET DE LA PROBABILITE a_α^2

Reprenons l'équation (I.12). En considérant que les particules détectées sont des alphas, cette équation peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\Delta^3 \sigma}{\Delta \Omega_1 \Delta \Omega_2 \Delta E} = C \rho P_\alpha \left|g_o\left(\frac{\vec{q}}{h}\right)\right|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(\alpha\alpha)C.M.}$$

où :

$$C = \frac{4 m_\alpha}{p_o} \quad (\text{Note : Par la suite } g_o\left(\frac{\vec{q}}{h}\right) \text{ sera noté } g_o(\vec{q})).$$

$$\rho = \frac{p_1 p_2}{1 - \frac{m_\alpha p_2 p_3}{m_{A-\alpha} p_2^2}}$$

$P_\alpha = a_\alpha^2$ est la probabilité d'avoir un agrégat α dans le noyau cible.

\vec{q} est l'impulsion relative entre l'agrégat α et le coeur: $\vec{q} = h \vec{k}'_2$

La comparaison des sections efficaces expérimentales et théoriques doit nous permettre de déterminer la distribution en impulsions $\left|g_o(\vec{q})\right|^2$ et la probabilité d'avoir un agrégat dans le noyau cible. Toutefois, ceci ne sera possible qu'en faisant certaines hypothèses sur la section efficace $(\alpha - \alpha)$ et sur la distribution en impulsions.

IV.1 - Section efficace de diffusion $\alpha - \alpha$

Il faut d'abord remarquer que nous avons supposé qu'il était possible de mettre l'amplitude de diffusion $(\alpha - \alpha)$ en facteur dans l'expression de l'amplitude de transition de réaction $(\alpha, 2\alpha)$ lorsque $\langle M_{\alpha\alpha}(\vec{k}_o, \vec{k}'_2, \vec{k}_1, \vec{k}_2) \rangle$ variait peu avec \vec{k}'_2 . A l'énergie à laquelle nous travaillons, cette approximation peut paraître grossière car les sections efficaces de diffusion $\alpha - \alpha$ présentent certaines résonances assez marquées.

D'autre part, nous avons admis que les sections efficaces $(\alpha - \alpha)$ hors de la couche d'énergie pouvaient être approchées par les sections efficaces sur la couche d'énergie. Dans le calcul de la section efficace théorique $(\alpha, 2\alpha)$, nous avons pris comme valeur de la section efficace (α, α) soit les valeurs expérimentales lorsque celles-ci étaient disponibles dans la littérature, soit les valeurs calculées à partir des déphasages ⁽²⁷⁾. Afin de tenir compte de l'ouverture angulaire des détecteurs dont l'effet est de combler les minima de section efficace, nous avons pris les valeurs moyennes des sections efficaces $(\alpha - \alpha)$ sur des intervalles d'énergies $\Delta E_{C.M.}$ afin d'obtenir une courbe compatible avec nos conditions expérimentales. La figure (III.1) représente la courbe d'excitation $(\alpha - \alpha)$ à différents angles centre de masse.

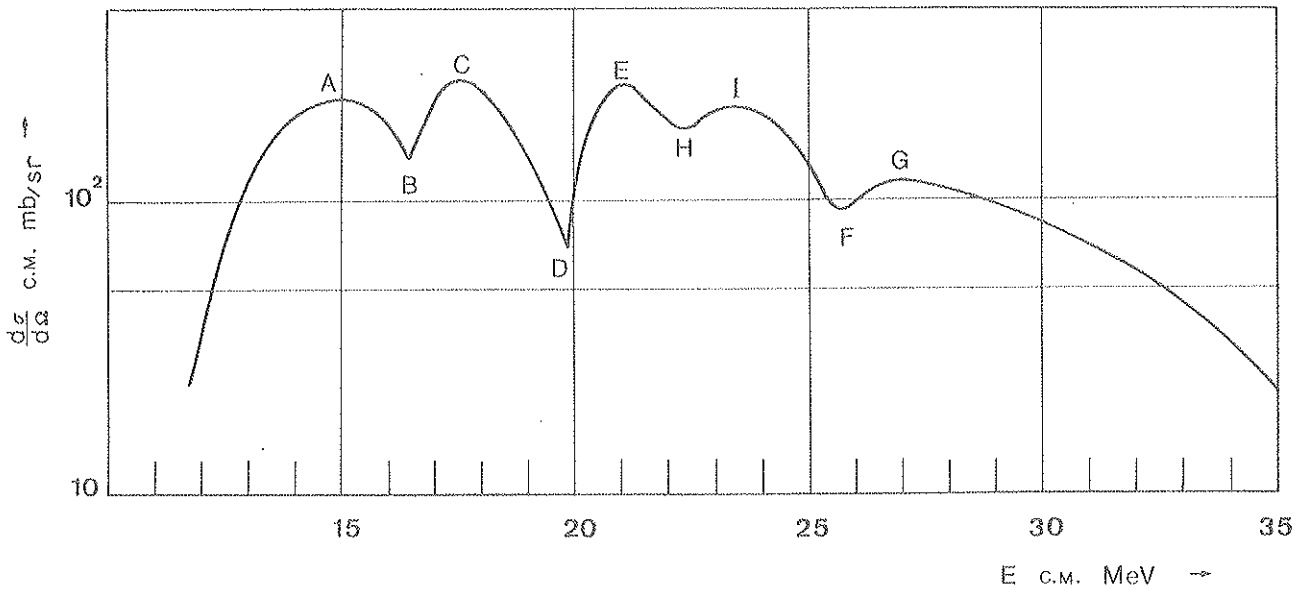


FIGURE III.1 - Courbe d'excitation de la diffusion ($\alpha - \alpha$) à 90° C.M. d'après P.DARRIULAT⁽²⁷⁾ et adaptée aux conditions expérimentales.

Il subsiste une ambiguïté pour déterminer l'énergie centre de masse à laquelle doivent être prises les sections efficaces. Il est possible de calculer cette énergie soit avant réaction, forme que nous noterons E initiale, soit après réaction, forme que nous noterons E finale. Des calculs de sections efficaces hors de la couche d'énergie ont été effectués par Y. KUDO⁽¹⁵⁾ et V.K.DOLINOV⁽¹¹⁾ à une énergie plus faible. Mais ces auteurs ne tiennent compte que des premières ondes partielles de sorte que les résonances se situant entre 15 et 25 MeV ne sont pas reproduites. Nous avons reproduit (figure III.2) la section efficace de diffusion ($\alpha - \alpha$) en fonction de l'angle d'observation $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ de la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$ pour les formes E_i et E_f .

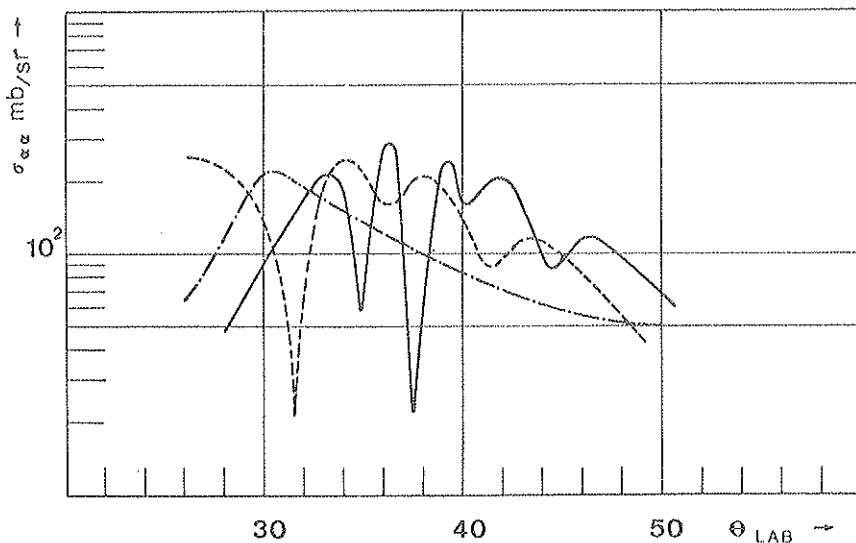


FIGURE III.2

Section efficace de diffusion en fonction de l'angle d'observation $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ pour la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$.

- E finale
- - - E initiale
- · - · - Calcul de DOLINOV et al. (18) hors de la couche d'énergie.

IV.2 - Distribution en impulsion de l'agregat

Pour déterminer la distribution en impulsion de l'agregat, il faut faire une hypothèse supplémentaire sur la fonction d'onde $\psi_0(\vec{r}_{23})$ qui décrit le mouvement relatif agregat-coeur. En fait, nous avons supposé que cette fonction pouvait avoir trois formes.

a/ Dans le premier cas, nous supposons que le potentiel d'interaction agregat-coeur est un potentiel d'oscillateur harmonique à paroi infinie (OH1); la fonction $\psi_0(\vec{r}_{23})$ prend alors une forme analytique simple. Cette fonction dépend du nombre quantique radial n , du nombre quantique orbital l et du paramètre d'intensité du puits de potentiel.

Pour les états fondamentaux des noyaux qui nous intéressent, le nombre quantique radial est $n = 0$, on a alors :

$$\psi_0(\vec{r}) = \left[2^{\ell+2} \pi^{-1/2} [(2\ell+1)!!]^{-1} r_0^{-3} \right]^{-1} \left(\frac{r}{r_0} \right)^\ell \exp - \frac{r^2}{2 r_0^2} Y_\ell^m(\hat{r})$$

on obtient alors la distribution en impulsion suivante :

$$|g_0(q)|^2 = D_\ell \left(\frac{q}{q_0} \right)^{2\ell} \exp - \left(\frac{q}{q_0} \right)^2 \quad \text{où } r_0 q_0 = h$$

avec

$$D_{\ell=0} = \pi^{-3/2} q_0^{-3}$$

$$D_{\ell=1} = \frac{3}{2} \pi^{-3/2} q_0^{-3}$$

b/ La fonction d'onde du mouvement relatif du cluster α et du coeur peut être obtenue à partir du modèle des couches. Les relations de conservation de l'énergie permettent dans le cas de l'oscillateur harmonique, d'écrire :

$$\sum_{i=1}^A (2n_i + \ell_i) = 2N + L + \sum_{i=1}^{A-4} (2n'_i + \ell'_i)$$

où

- n_i et ℓ_i sont les nombres quantiques de chaque nucléon dans le noyau cible.
- n'_i et ℓ'_i sont les nombres quantiques de chaque nucléon dans le noyau résiduel.
- la sommation pour la particule α donnant évidemment 0.
- N et L sont les nombres quantiques du mouvement relatif particule α - coeur.

Si nous appliquons cette relation aux noyaux qui font l'objet de ce travail, nous obtiendrons :

$${}^6_{Li} \quad \sum 2n_i + \ell_i = 2$$

$$\text{or} \quad \sum 2n'_i + \ell'_i = 0$$

d'où

$$2N + L = 2 \quad \text{soit } N = 0 \quad L = 2$$

$$N = 1 \quad L = 0$$

La fonction d'onde du mouvement relatif est donc une superposition de ces deux états.

Nous supposons néanmoins que l'état $N = 1, L = 0$ est prépondérant comme semblent le confirmer les résultats expérimentaux.

$${}^7\text{Li} \quad \begin{aligned} \sum 2 n_i + l_i &= 3 \\ \sum 2 n'_i + l'_i &= 0 \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned} 2N + L &= 3 & \text{soit } N &= 0 & L &= 3 \\ & & & N &= 1 & L &= 1 \end{aligned}$$

Les lois d'addition des moments angulaires interdisent la première solution.

$${}^9\text{Be} \quad \begin{aligned} \sum 2 n_i + l_i &= 5 \\ \sum 2 n'_i + l'_i &= 1 \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned} 2N + L &= 4 & \text{soit } N &= 0 & L &= 4 \\ & & & N &= 1 & L &= 2 \\ & & & N &= 2 & L &= 0 \end{aligned}$$

Les lois d'addition des moments angulaires interdisent la première solution. De plus, comme dans le cas du ${}^6\text{Li}$, nous ne considérerons que l'état $N = 2, L = 0$.

$${}^{12}\text{C} \quad \begin{aligned} \sum 2 n_i + l_i &= 8 \\ \sum 2 n'_i + l'_i &= 4 \end{aligned}$$

donc :

$$2N + L = 4$$

Nous obtenons pour N et L les mêmes valeurs que dans le cas précédent. Toutefois seule la solution $N = 2, L = 0$ est compatible avec les lois d'addition des moments angulaires.

$${}^{16}\text{O}$$

Les résultats sont tout à fait identiques à ceux de ${}^{12}\text{C}$ et seul l'état $N = 2, L = 0$ est possible.

Dans tous ces cas la distribution en impulsion est donnée par la relation* :

$$\left| g_o(q) \right|^2 = N_{N,L} \left(\exp - \frac{q^2}{2} \right) \left(\frac{q}{q_o} \right)^{2L} \left| Y_L^m(\hat{q}) \right|^2 \left| \sum_{k=0}^N (-)^k 2^k \binom{N}{K} \frac{(2L+1)!!}{(2L+2k+1)!!} \left(\frac{q}{q_o} \right)^{2k} \right|^2$$

où

$$N_{N,L} = \frac{2^{2L-N+2} (2L+2N+1)!!}{\sqrt{\pi} N! [(2L+1)!!]^2 q_o^3}$$

La comparaison des points expérimentaux et des courbes théoriques permet de déterminer q_o .

Il peut être alors intéressant de définir le paramètre d'isolement x .

$$x = \frac{a_R}{a}$$

où $a_R = (q_o \hbar^{-1})^2$ est le paramètre du potentiel d'oscillateur harmonique qui définit le mouvement relatif des deux agrégats et a est le paramètre du potentiel d'oscillateur harmonique du modèle des couches. ($a = 4,7 \cdot 10^{25} \text{ cm}^2$ (28)).

Ce paramètre varie de 0 à 1. Le cas x tendant vers 0 correspond au cas limite du modèle des agrégats. Particule α et coeur n'interagissent pas. Lorsque x augmente de zéro à l'unité, la distance inter-agrégats devient comparable avec les dimensions internes de ces agrégats et le modèle perd de sa validité.

Nous avons constaté que les courbes de distribution angulaires expérimentales présentaient un certain déplacement par rapport à $q = 0$. Nous avons été amenés à introduire un paramètre supplémentaire b dans $|g_o(\vec{q})|^2$ en remplaçant q par $(q-b)$.

Les paramètres a_α^2 , b et q_o ont été déterminés en minimisant la quantité.

$$X^2 = \sum_i \frac{[\sigma_{\text{exp}}(i) - \sigma_{\text{th}}(i)]^2}{\Delta \sigma_{\text{exp}}(i)}$$

où

- $\sigma_{\text{th}}(i)$ est la section efficace différentielle calculée
- $\sigma_{\text{exp}}(i)$ est la section efficace expérimentale
- $\Delta \sigma_{\text{exp}}(i)$ est l'erreur sur $\sigma_{\text{exp}}(i)$

c/ On sait que la fonction d'onde d'oscillateur harmonique infini, si elle peut représenter de façon satisfaisante le mouvement relatif agrégat-coeur, lorsque la distance séparant les deux centres de masse est petite, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire, a une décroissance asymptotique trop rapide en $\exp - \frac{(r)^2}{r_o}$ alors qu'elle devrait être en $\exp - \frac{r}{r_o}$.

* Dans la suite du texte nous désignerons cette fonction par les initiales OH2.

C'est pourquoi dans le troisième cas, nous faisons l'hypothèse que le mouvement relatif des deux agrégats, particule α -cœur, est décrit par une fonction de Hankel sphérique pour :

$$r > R_A = 1,5 A^{1/3} \quad (18)$$

Les fonctions d'ondes sont donc :

$$\psi_{o, \ell}(r) = A_{\ell} h_{\ell}^{(1)}(i K r) Y_{\ell}^m(\hat{r})$$

où

$$K^2 = \frac{2 m B}{\hbar^2}$$

$$A_0 = (2 K^3)^{1/2} \exp K R_A$$

$$A_1 = (2 K^3)^{1/2} \left(1 + \frac{2}{K R_A}\right)^{-1/2} \exp K R_A$$

Les distributions en impulsions sont alors, en posant $p = \hbar K$

pour $\ell = 0$

$$\left|g_o(q)\right|^2 = \pi^{-2} \frac{p^3}{(p^2 + q^2)^2} \left[\frac{\cos \frac{q R_A}{\hbar}}{p} + \frac{\sin \frac{q R_A}{\hbar}}{q} \right]$$

et pour $\ell = 1$

$$\left|g_o(q)\right|^2 = \pi^{-2} \left[1 + \frac{2\hbar}{p R_A}\right]^{-1} p q^{-2} \left[\frac{\hbar \sin \frac{q R_A}{\hbar}}{p q R_A} + \frac{p \cos \frac{q R_A}{\hbar} - q \sin \frac{q R_A}{\hbar}}{p^2 + q^2} \right]$$

Dans la mesure où nous fixons $R = 1,5 A^{1/3}$, tous les paramètres sont donnés dans ce modèle, à l'exception de la normalisation qui permet de déterminer la probabilité P_{α} de sous-structure alpha dans le noyau. La fonction d'onde de Hankel reproduit généralement bien le mouvement relatif des deux agrégats dans sa partie asymptotique, c'est-à-dire au delà du rayon de coupure R_A . Le fait de prendre un rayon de coupure revient à supposer que la structure en agrégat n'a d'existence qu'au delà de ce rayon de coupure, ce que l'on peut supposer. Ce rayon de coupure introduit cependant une discontinuité de la fonction d'onde en $r = R_A$. A cette discontinuité correspond pour la distribution en impulsions des composantes en q élevées qui n'ont probablement pas de signification physique. Pour remédier à cet inconvénient, il faudrait soit introduire une coupure moins nette de la fonction d'onde en la raccordant par exemple en $r = R_A$ à une fonction à décroissance rapide (une partie gaussienne), soit enlever dans la distribution en impulsion les composantes en q élevées (au delà de 150 MeV/c par exemple). Dans les deux cas, il faudrait rajouter un paramètre supplémentaire.

V - RESULTATS

V.1 - Réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$

On considère habituellement que le lithium 6 a une structure $\alpha + d$. L'état fondamental de ${}^6\text{Li}$ est un état 1^+ . Le spin du deuton étant 1, le moment angulaire relatif entre l'agregat α et le deuton peut être $L = 0$ ou $L = 2$, le Q de la réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ est de 1,47 MeV.

A - Résultats expérimentaux

L'étude de la réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ a été faite pour des angles $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ compris entre 30° et 50° . Lors de ces mesures, le taux de coïncidences fortuites n'a jamais dépassé 5%. La figure III.3 représente le spectre biparamétrique $E_2 = f(E_1)$, ainsi que les spectres E_1 et E_2 et le spectre somme $E_1 + E_2$. Ces spectres ont été obtenus à $\theta = 44,3^\circ$, angle pour lequel $q = 0$. On distingue en A une zone d'accumulation qui semble correspondre à la diffusion quasi-élastique. Ces événements se retrouvent entre 20 et 30 MeV dans les spectres à une voie. Les zones d'accumulation B proviennent des réactions séquentielles par l'intermédiaire du niveau excité de 2,18 MeV de ${}^6\text{Li}$. Ces zones apparaissent très nettement dans

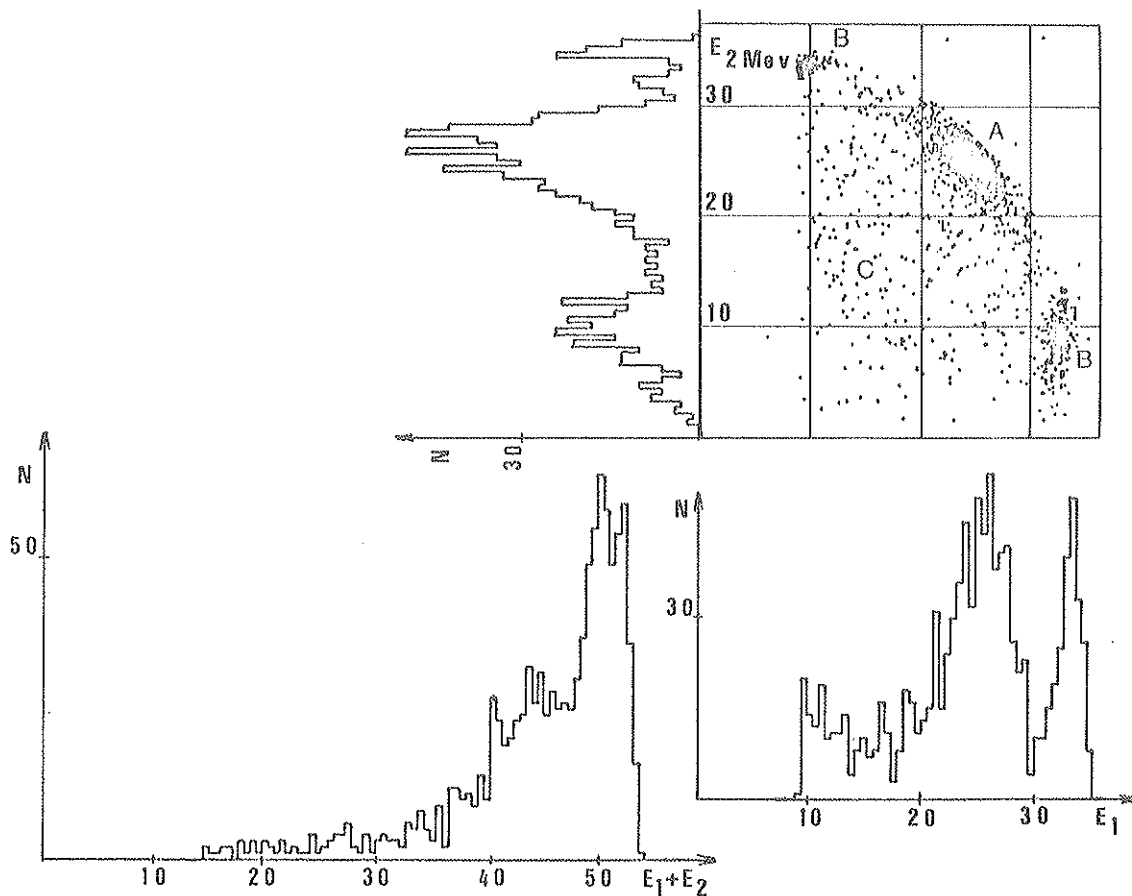


FIGURE III.3 - Spectres expérimentaux pour la réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$ à $\theta_1 = \theta_2 = 44,3^\circ$.

les spectres à une voie. Il ne semble pas qu'il y ait de contribution importante de niveaux plus élevés (4,57 MeV, 6 MeV, etc...). Nous n'avons pas détecté d'autres réactions à trois corps comme le montre le spectre biparamétrique. En particulier la réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, \alpha d)\alpha$ n'apparaît pas sur le spectre. L'identification sur une seule voie nous permettrait de la mettre en évidence, mais, à $44,3^\circ$, les conditions cinématiques imposent des valeurs trop importantes de l'impulsion relative entre les agrégats α et d pour que celle-ci soit physiquement possible.

Dans la zone C, nous trouvons tous les événements provenant de réactions à plusieurs corps dans la voie de sortie. L'énergie de liaison du deuton étant de 2,2 MeV, la réaction ${}^6\text{Li} + \alpha \rightarrow \alpha + \alpha + n + p$ viendra interférer avec la diffusion quasi-élastique car la résolution en énergie n'est pas suffisante. L'examen du spectre biparamétrique montre que cette réaction peut être négligée devant la diffusion quasi-élastique. On retrouve sur le spectre somme E_1 et E_2 les différentes réactions dont nous venons de parler. Les événements provenant de la diffusion quasi-élastique sont contenus dans le pic à 50 MeV, ceux de la réaction séquentielle se situent entre 40 et 47 MeV environ.

Les figures III.4 a et b, représentent les résultats expérimentaux obtenus en distribution angulaire et en distribution en énergie. On constate sur la figure III.4 a que la forme de la distribution angulaire semble caractéristique d'un moment angulaire $L = 0$ entre l'agrégat α et le deuton. Les résultats expérimentaux de la distribution en énergie sont pratiquement identiques pour les deux régions $E_1 > E_2$ et $E_2 > E_1$. Cela semble confirmer que la réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, \alpha d)\alpha$ n'est pas observée dans le domaine angulaire exploré. La remontée vers 150 MeV/c que l'on observe sur la figure correspond au processus séquentiel.

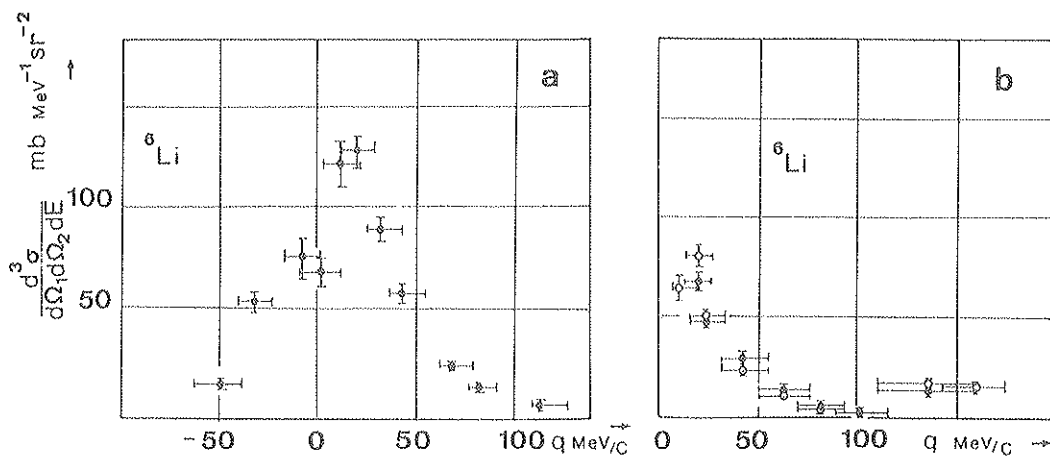


FIGURE III.4 - Résultats expérimentaux - Réaction ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$
 a - Distribution angulaire
 b - Distribution en énergie $\circ E_1 > E_2$ $\bullet E_2 > E_1$

Les barres verticales rendent compte des erreurs statistiques, les barres horizontales du domaine d'intégration sur l'impulsion de recul du noyau.

B - Interprétation théorique

Les résultats expérimentaux et les courbes pour les formes E_f et E_i sont représentés sur les figures III.5 a et b. Les calculs théoriques ont été faits en utilisant les trois ty-

pes de fonction d'onde pour le mouvement relatif des agregats définis précédemment (chapitre III, paragraphe IV.2). Sur ces figures nous n'avons porté que les courbes théoriques obtenues avec les fonctions d'oscillateur harmonique OH1 et de Hankel, les fonctions OH1 et OH2 donnant des résultats pratiquement identiques. On observe un décalage de ces courbes de + 10 MeV/c par rapport à l'impulsion $q = 0$. Un résultat analogue a été obtenu par K. BAHR et al. (29). Il semble difficile de dire si ce déplacement est une réalité physique (effet coulombien par exemple) ou si plus simplement la précision expérimentale est en cause.

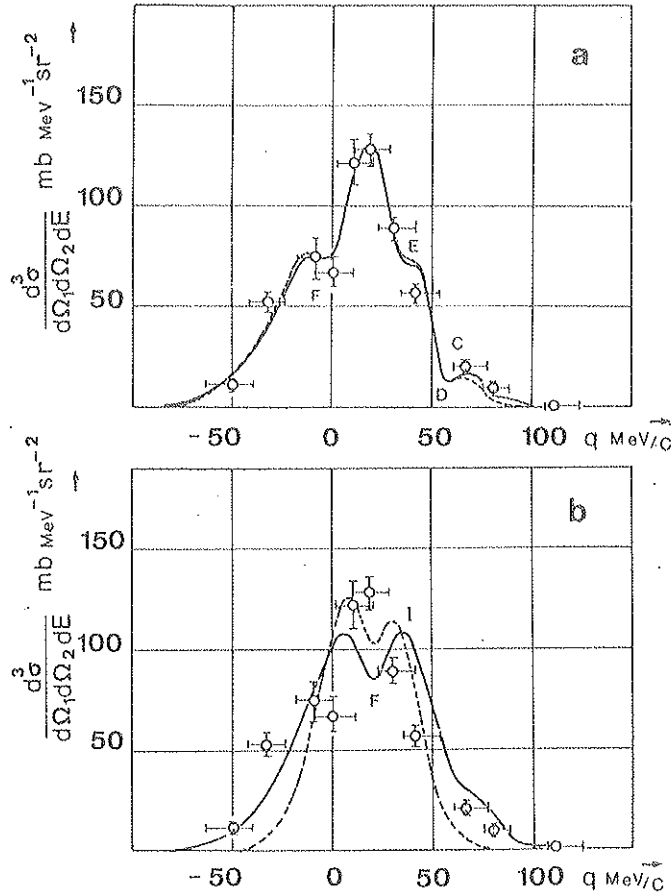


FIGURE III.5 - Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$
 a - Distribution angulaire forme E_f
 b - Distribution angulaire forme E_i
 ——— Hankel - - - - - OH 1

La forme de ces courbes dépend fortement des sections efficaces $(\alpha - \alpha)$ libres dont les minima et maxima ont été repérés sur la figure III.1 par les lettres A, B, C ... I. On retrouve bien sur les formes E_f les points D, E, F. Par contre sur les formes E_i , seuls F et I apparaissent. Cette divergence s'explique par la différence d'énergie disponible dans le centre de masse $(\alpha - \alpha)$ pour les formes E_f et E_i , différence due à l'énergie de liaison de la particule α dans le noyau cible. L'accord entre les courbes expérimentales et théoriques semble meilleur pour la forme E_f . On rejoint en cela les résultats obtenus par J.W. WATSON (35).

Nous présentons dans le tableau III.1, les valeurs des paramètres q_0 , b , P_α et x que l'on déduit des analyses faites.

	E. Finale			E. Initiale		
	OH 1	OH 2	Hankel	OH 1	OH 2	Hankel
q_0	42	70		28	44	
b	5	4	5	14	14	12
P_α	7 %	21 %	11 %	3 %	8 %	10,5 %
x		0,25			0,14	

TABLEAU III.1

Si l'on excepte l'analyse OH2 en forme E_f , on constate que les valeurs de q_0 s'échelonnent de 28 à 44 MeV/c ce qui correspond à des largeurs à mi-hauteur de la distribution en moments $|g_0(q)|^2$ allant de 23 à 37 MeV/c. Ces résultats sont concordants avec ceux trouvés par C.RUHLLA et al. ⁽²⁾ (30 MeV/c) et par K.BAHR et al. ⁽²⁹⁾ (24 MeV/c).

Les probabilités P_α d'existence d'agregats α dans ${}^6\text{Li}$ que l'on déduit varient de 3 à 11 %. Les valeurs sont plus faibles que celles trouvées par C.RUHLLA et al. ⁽²⁾ mais par contre, elles sont en accord avec celles obtenues par K.BAHR et al. ⁽²⁹⁾ et D.W. DEVINS et al. ⁽³⁰⁾. Seule l'interprétation utilisant la fonction OH₂ en forme E_f conduit à une probabilité d'agregat de 21 % plus proche des résultats obtenus en réaction (p,p α) et (p,pd) ⁽²⁾⁽³¹⁾. Les paramètres d'isolement calculés pour l'interprétation par la fonction OH₂ montrent que la structure en agregat de ${}^6\text{Li}$ est assez marquée.

Distribution en énergie

Les figures III.6 a et b montrent la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour les formes E_f et E_i et pour les deux régions $E_2 > E_1$ et $E_1 > E_2$. Sur ces figures nous n'avons représenté que l'interprétation faite avec la fonction OH₁. La fonction OH₂ donne, ici aussi, des courbes identiques. Nous n'avons pas interprété la distribution en énergie avec la fonction de Hankel.

Le tableau III.2 résume les résultats obtenus pour les paramètres q_0 , P_α , et x . Les valeurs des paramètres b utilisés sont ceux de la distribution angulaire.

	E. Finale				E. Initiale			
	$E_2 > E_1$		$E_1 > E_2$		$E_2 > E_1$		$E_1 > E_2 >$	
	OH ₁	OH ₂	OH ₁	OH ₂	OH ₁	OH ₂	OH ₁	OH ₂
q_0	50	92	40	78	40	106	28	92
b	5	4	5	4	14	14	14	14
P_α	7 %	31 %	4 %	21 %	3,5 %	51 %	1,5 %	38 %
x		0,46		0,34		0,60		0,46

TABLEAU III.2

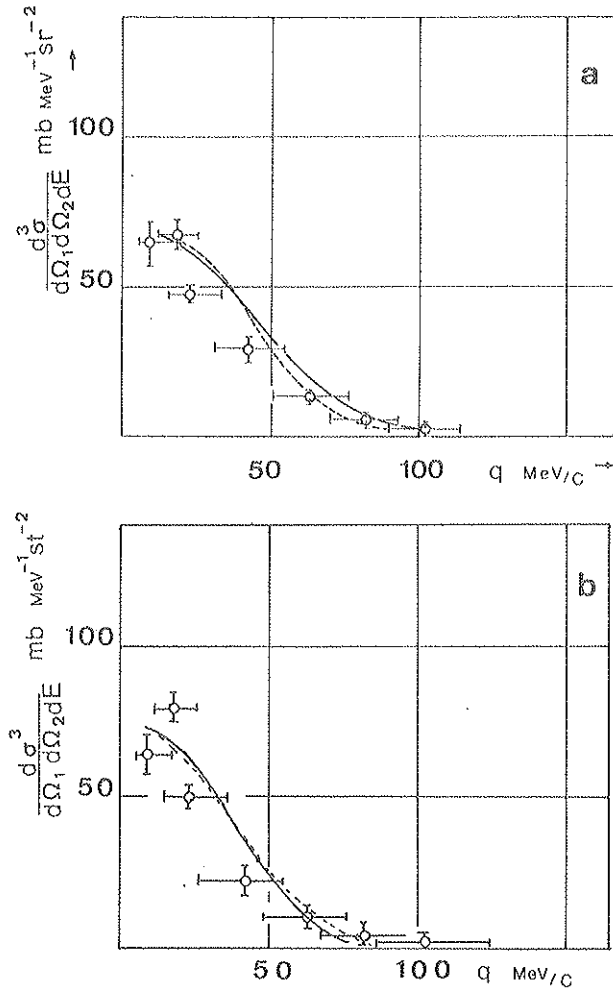


FIGURE III.6 - Distribution en énergie pour ${}^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)d$.

a - Pour $E_2 > E_1$

b - Pour $E_1 > E_2$

Fonction OH1 : ——— E_f - - - - - E_i

On constate, sur ce tableau, que pour la fonction OH1, les paramètres q_0 sont analogues à ceux trouvés en distribution angulaire. Cependant, pour une même valeur de q_0 , on obtient une probabilité d'agregats P_α deux fois plus faible. Ceci peut s'expliquer si l'on considère que la distribution en énergie a été faite pour les angles $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$ pour lesquels $q = -10 \text{ MeV/c}$. Le maximum de section efficace à cet angle est de 75 mb environ. En effet, la normalisation de la courbe théorique, plus faible, conduit à une valeur de P_α inférieure à celle obtenue en distribution angulaire pour la même valeur de q_0 . Les valeurs du paramètre q_0 , que l'on obtient avec la fonction OH2, sont bien supérieures à celles que donne la fonction OH1. Ceci est normal, car dans l'expression de la fonction $|g_0(q)|^2$, on trouve un polynôme en q/q_0 en facteur avec l'exponentielle, dont les racines entraînent une augmentation du paramètre q_0 afin que la courbe théorique passe par les points expérimentaux. Les probabilités P_α obtenues varient entre 21 et 51 %. Celles-ci sont plus proches de la valeur théorique de 45 % que nous avons dé-

duite des calculs que V. K. DOLINOV et al. ⁽¹⁸⁾ ont effectués pour notre énergie incidente de 55 MeV.

De nombreux auteurs ont étudié la structure en agregats $\alpha + d$ de ${}^6\text{Li}$. Il nous a semblé intéressant de rassembler dans le tableau III.3 l'ensemble des résultats expérimentaux connus concernant les probabilités d'existence d'agregats dans le Lithium 6 .

Réaction	Energie incidente MeV	Nature de l'agregat et probabilité %	Réf.
(p, p α)	155	α 20 \pm 10	2
(p, p α)	61,5	α 30 \pm 10	31
(α , 2 α)	25	α 30	11
(p, pd)	155	d 30 \pm 15	2
(p, pd)	31,5	d 7	30
(α , α d)	23,6	d 10 \pm 7	29
(α , 2 α)	50 à 80	α 8 \pm 4 (forme E_1) 15 \pm 10 (forme E_1)	10, 35

TABLEAU III.3

Il semble que les probabilités obtenues à partir de réactions induites par des protons d'énergies supérieures à 60 MeV soient plus grandes que celles que l'on déduit d'expériences réalisées avec des α , les valeurs données par ces différents auteurs à l'exception des résultats obtenus par Dolinov, sont en accord avec notre analyse faite en utilisant les fonctions OH_1 et Hankel.

V.2 - Réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$

Dans son état fondamental, le noyau ${}^7\text{Li}$ est un état $3/2^-$. Si on le considère comme un ensemble $\alpha + t$, le moment angulaire de ces deux particules est $L = 1$; leur énergie de liaison est de 2,47 MeV.

A - Résultats expérimentaux

La figure III.7 représente les différents spectres en énergie obtenus pour la réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$ à $\theta_1 = \theta_2 = 43,6^\circ$ angle pour lequel $q = 0$. Si l'on examine le spectre biparamétrique $E_2 = f(E_1)$ on constate que la cinématique 3 corps est bien marquée.

L'énergie de liaison du triton étant de 8,48 MeV, les réactions à 4 corps dans la voie de sortie ne viennent pas interférer avec la réaction à trois corps. On remarque les deux zones d'accumulation A qui semblent correspondre à la diffusion quasi-élastique. La diminution très nette du nombre d'évènements au voisinage de la bissectrice tend à prouver que le moment angulaire relatif entre les agregats α et t est $L \neq 0$. On retrouve le processus séquentiel en B, par l'intermédiaire du niveau excité à 4,63 MeV du ${}^7\text{Li}$.

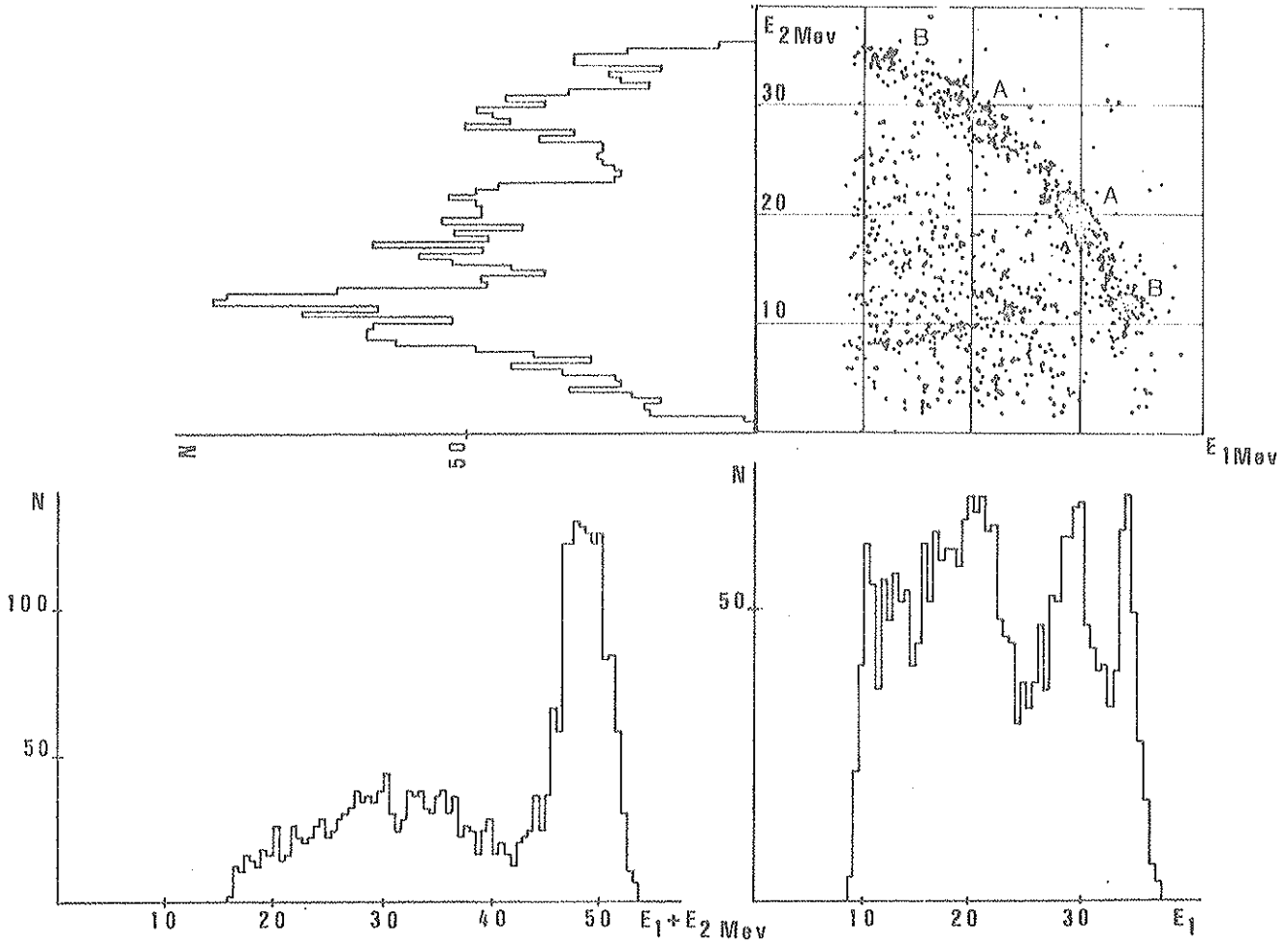


FIGURE III.7 - Spectres expérimentaux pour la réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$ à $\theta_1 = \theta_2 = 43,6^\circ$

On observe sur le spectre biparamétrique une série d'événements dont l'énergie se situe autour de 10 MeV suivant E_2 et varie entre 10 MeV et 25 MeV suivant E_1 . Ces événements devraient provenir de la réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)t$ dont la cinématique, nous l'avons vu, est très proche de la cinématique $(\alpha, 2\alpha)$ (figure II.1). Or, sur la voie E_2 le détecteur utilisé n'a qu'une épaisseur de 1 000 μm , insuffisante pour arrêter les tritons. Les cinématiques $(\alpha, 2\alpha)$ et $(\alpha, \alpha)t$ sont ainsi artificiellement séparées, mais elles se rejoindront pour une énergie E_2 de 19 MeV correspondant à des tritons dont le parcours est de 1 000 μm dans le silicium.

On peut remarquer sur ce spectre quelques événements dont l'énergie $E_1 + E_2$ est supérieure à 52,5 MeV. Ils semblent provenir de coïncidences fortuites. Lors de nos mesures leur nombre n'a pas excédé 10 % du nombre total de coïncidences.

L'étude de la réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$ a été faite pour des angles $\theta_1 = \theta_2$ compris entre 28 et 52 degrés.

Les figures III.8 a et b représentent les résultats expérimentaux obtenus en distribution angulaire et en distribution en énergie.

On constate sur la figure III.8 a que la distribution n'est pas symétrique par rap-

port à $q = 0$. D'autre part, pour une distribution $L = 1$, la section efficace devrait présenter un minimum et s'annuler pour $q = 0$. Ceci n'est pas observé, le domaine important d'intégration sur q (20 MeV/c) permettrait d'expliquer en partie l'absence de ce minimum. Les résultats expérimentaux obtenus en distribution en énergie sont différents pour les zones $E_1 > E_2$ et $E_2 > E_1$ (figure III.8 b). Les sections efficaces pour la zone $E_1 > E_2$ semblent être plus importantes à partir de 60 MeV/c que celles obtenues pour la zone $E_2 > E_1$. Ceci confirme la superposition des réactions ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)t$ et ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$ comme nous l'avions supposé ci-dessus. La remontée de section efficace vers 150 MeV/c correspond au processus séquentiel.

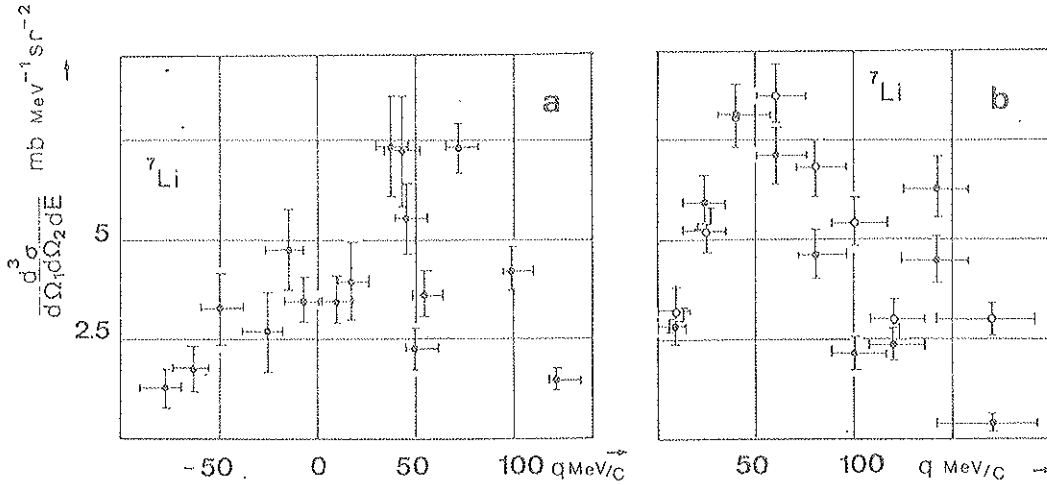


FIGURE III.8 - Résultats expérimentaux. Réaction ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$

a - Distribution angulaire

b - Distribution en énergie $\circ E_1 > E_2$ $\bullet E_2 > E_1$

Les barres verticales rendent compte des erreurs statistiques, les barres horizontales du domaine d'intégration sur l'impulsion de recul du noyau.

B - Interprétation théorique

a/ Distribution angulaire

Les figures III.9 a et b montrent la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour les formes E_f et E_1 . Sur ces figures nous n'avons représenté, comme dans le cas de ${}^6\text{Li}$, que les courbes calculées avec les fonctions d'ondes OH_1 et Hankel, la fonction OH_2 donnant des résultats similaires à OH_1 .

Les courbes théoriques en forme E_f représentent de manière satisfaisante les résultats obtenus, en particulier pour les impulsions q positives. Le minimum expérimental que l'on observe pour $q = 50$ MeV/c est bien reproduit par la courbe théorique. Il peut s'expliquer par le minimum de la section efficace libre ($\alpha - \alpha$) que l'on observe à une énergie de 20 MeV dans le système du centre de masse (point D sur la figure III.1). La dissymétrie des résultats expérimentaux par rapport à $q = 0$ peut s'expliquer par la variation importante de la section efficace de diffusion libre ($\alpha - \alpha$) en fonction de l'énergie et par la variation du facteur cinématique.

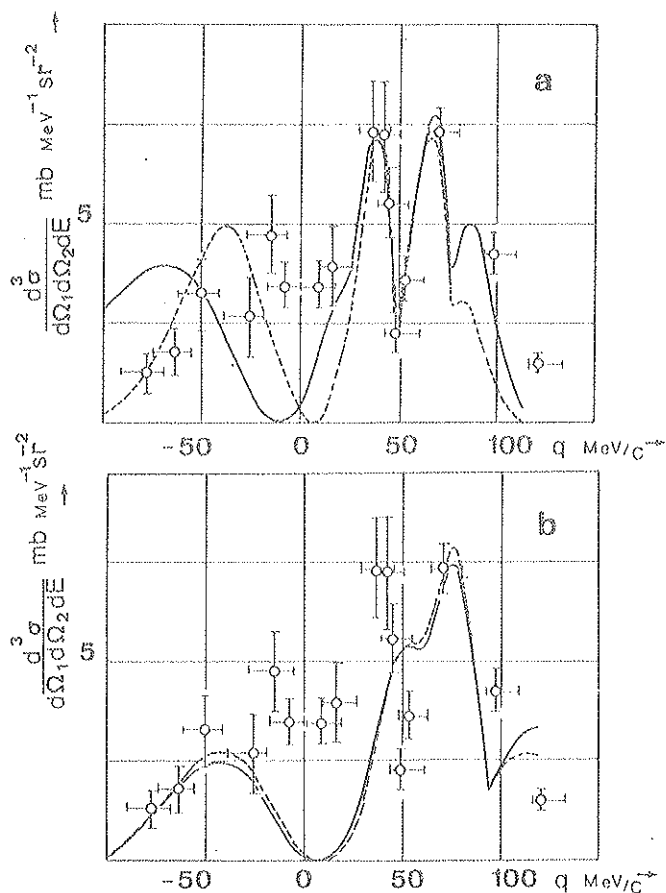


FIGURE III.9 - Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour ${}^6\text{Li} (\alpha, 2\alpha) t$

- a - Distribution angulaire forme E_f
 - b - Distribution angulaire forme E_1
- Hankel - - - - - OH 1

Cependant les hypothèses adoptées ne permettent pas de rendre compte du comblement d'un minimum pour $q = 0$. Les courbes théoriques correspondant à la forme E_1 donnent des résultats moins satisfaisants. En particulier, le minimum expérimental à 50 MeV/c n'est plus reproduit. Dans ce cas la résonance de la section efficace libre, $(\alpha - \alpha)$, notée D sur la figure III.1 correspond à une impulsion d'agregat de 90 MeV/c environ.

Nous donnons dans le tableau III.4 les valeurs des différents paramètres que l'on déduit de l'analyse de la distribution angulaire.

Pour la forme E_f , qui donne le meilleur accord, le paramètre q_0 prend les valeurs 46 MeV/c et 66 MeV/c qui encadrent celle trouvée par M. CHABRE ⁽³²⁾ ($55,6 \text{ MeV/c}$) en réaction (p, pt) pour une énergie incidente de 55 MeV .

Les probabilités d'existence P_α de l'agregat dans ${}^7\text{Li}$ varient entre 2 et 8 % en forme E_f . Sa valeur 8 % vient de l'analyse OH_2 , qui nous l'avons vu, donne des valeurs de q_0 plus grandes que celles correspondant à OH_1 .

	E. Finale			E. Initiale		
	OH ₁	OH ₂	Hankel	OH ₁	OH ₂	Hankel
q _o	46	66		64	95	
b	7	8	9	8	8	6
p _α	2 %	8 %	4 %	5 %	23 %	4 %
x		0,31			0,65	

TABLEAU III.4

Néanmoins, compte tenu de l'incertitude des résultats expérimentaux, l'ordre de grandeur des probabilités trouvées semble réaliste. La valeur du paramètre d'isolement (0,31 en forme E_f) indique une structure marquée en agrégat.

b/ Distribution en énergie

L'analyse des résultats a été faite pour les zones E₁ > E₂ et E₂ > E₁ avec les fonctions OH₁ et OH₂. Sur la figure III.10 seule l'analyse OH₁ a été représentée. L'accord entre les courbes théoriques et les points expérimentaux n'est pas très bon. Néanmoins, on constate, en examinant le tableau III.5 que les résultats obtenus pour la zone E₂ > E₁ et pour la fonction OH₁ sont compatibles avec ceux de la distribution angulaire.

	E. Finale				E. Initiale			
	E ₂ > E ₁		E ₁ > E ₂		E ₂ > E ₁		E ₁ > E ₂	
	OH ₁	OH ₂	OH ₁	OH ₂	OH ₁	OH ₂	OH ₁	OH ₂
q _o	46	88	58	104	50	94	60	112
b	7	8	7	8	8	8	8	8
p _α	2,5 %	20 %	5,5 %	37 %	5 %	40 %	10,5 %	80 %
x		0,42		0,60		0,48		0,69

TABLEAU III.5

L'analyse faite avec la fonction OH₂ conduit à des valeurs du paramètre q_o plus grandes qu'en distribution angulaire. Les probabilités P_α que l'on déduit sont environ 8 fois plus importantes. Les résultats obtenus dans la région E₁ > E₂, ne doivent pas être pris en considération à cause de la superposition des réactions ⁷Li (α, 2α) t et ⁷Li (α, αt) α qui fausse les mesures.

Il n'existe que très peu de résultats sur l'étude des réactions à trois corps sur ⁷Li. Mis à part les mesures faites par M. CHABRE (32) qui n'ont pas été publiées, on trouve une expérience faite en (α, 2α) à 25 MeV d'énergie incidente par V.K. DOLINOV et al. (11). Dans cette dernière les résultats montrent une distribution qui n'est pas caractéristique d'un moment L = 1 entre l'agrégat α et le coeur ; d'autre part, les calculs théoriques n'interprètent pas les résul-

tats obtenus. Il se pourrait que la cible utilisée, constituée de lithium naturel, en soit la cause.

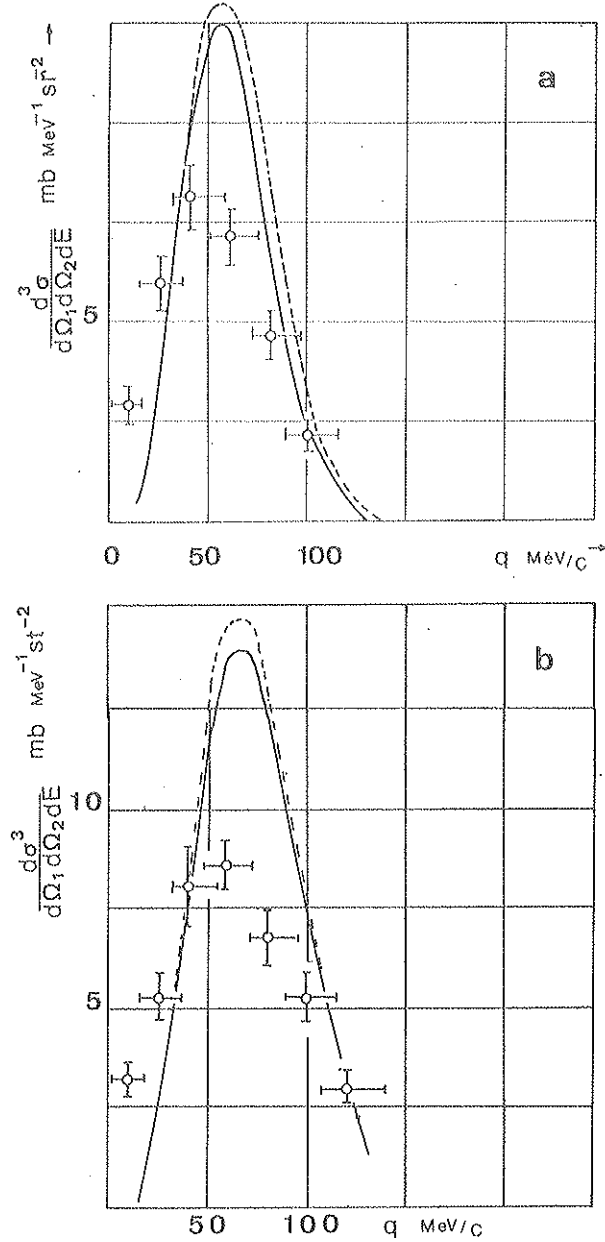


FIGURE III.10 - Distribution en énergie pour ${}^7\text{Li}(\alpha, 2\alpha)t$

a - Pour $E_2 > E_1$

b - Pour $E_1 > E_2$

Fonction OHI : ——— E_i - - - - E_f

V.3 - Réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}_{gs}$

On considère que le noyau ${}^9\text{Be}$ a une structure $\alpha + {}^5\text{He}$. Les états fondamentaux de ${}^9\text{Be}$ et de ${}^5\text{He}$ sont des états $3/2^-$, leur moment angulaire relatif peut donc être $L = 0$ ou $L = 2$. Cependant les résultats expérimentaux présentant un maximum au voisinage de $q = 0$, nous ne considérerons que l'état S du mouvement relatif. Nous n'excluons pas une contribution de l'état D, mais celle-ci est difficile à estimer à partir de nos résultats. L'énergie de liaison

de l'agregat α dans ${}^9\text{Be}$ est de 2,53 MeV.

A - Résultats expérimentaux

L'étude de la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$ a été faite pour des angles $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ variant entre 31 et 50 degrés. Au cours de ces mesures le taux de coïncidences fortuites n'a jamais excédé 10 %. Nous avons représenté sur la figure III.11 le spectre biparamétrique $E_2 = f(E_1)$ et les spectres en énergie correspondants, obtenus pour $\theta_1 = \theta_2 = 43,6^\circ$. A cet angle, l'impulsion relative q entre l'agregat α et le coeur ${}^5\text{He}$ est nulle lorsque $E_1 = E_2$. On distingue parfaitement, sur le spectre biparamétrique, la zone A correspondant à la diffusion quasi-élastique. La zone B est due au processus séquentiel par l'intermédiaire des niveaux (2,43 MeV etc.) du ${}^9\text{Be}$. Sur ce spectre apparait l'importance du fond provenant de réactions

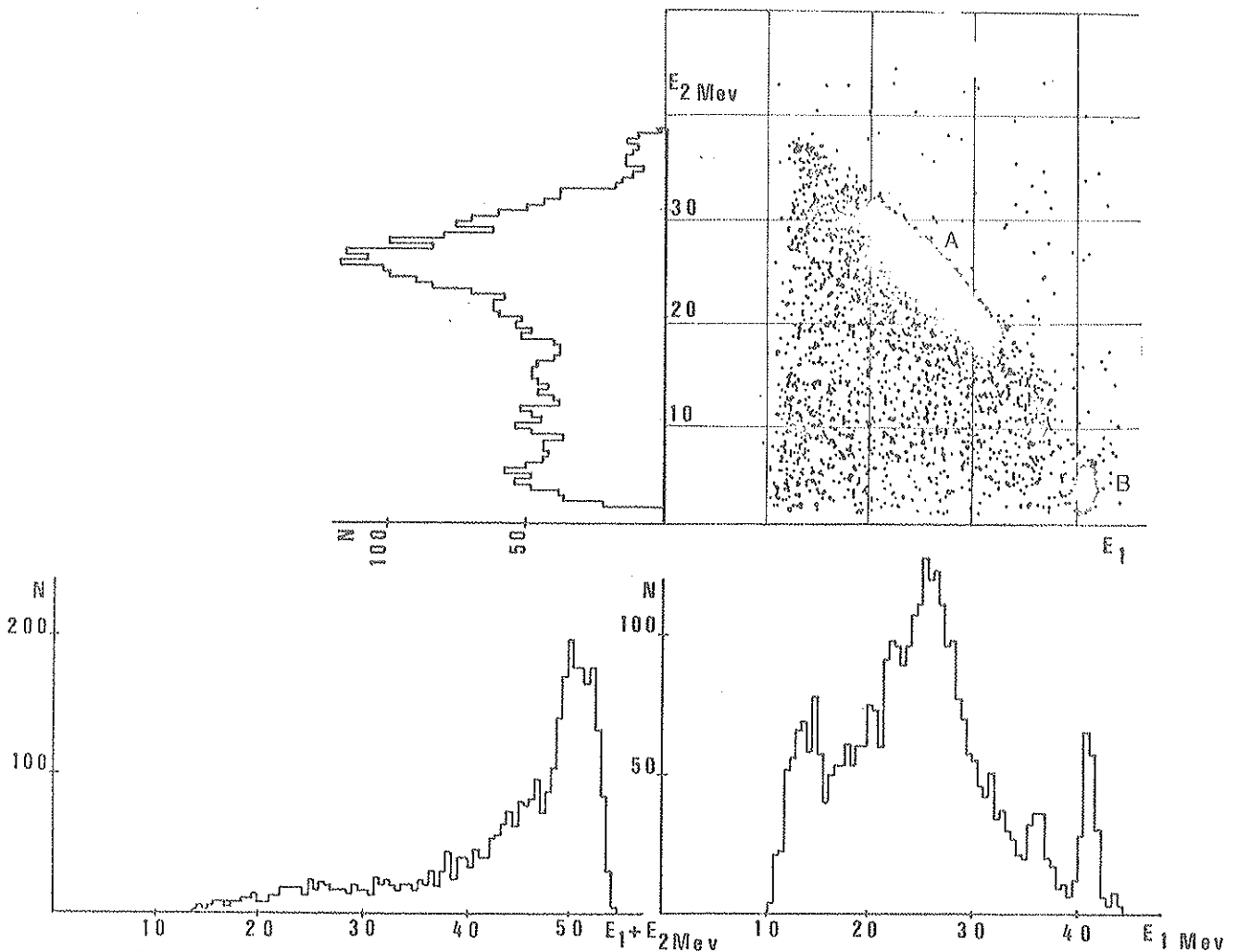


FIGURE III.11 - Spectres expérimentaux pour la réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$ à $\theta_1 = \theta_2 = 43,6^\circ$

à 4 corps. En particulier, la réaction $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha + n$ vient interférer avec la diffusion quasi-élastique car l'énergie de liaison de l' α dans ${}^5\text{He}$ est de -0,953 MeV. Nous avons, pour une zone donnée, soustrait ces événements afin d'isoler ceux provenant de la diffusion quasi-élastique. Leur nombre a été déterminé, en tenant compte de considérations cinématiques et en

évaluant leur densité dans une zone où la diffusion quasi-élastique n'intervenait pas. Les caractéristiques du spectre biparamétrique se retrouvent sur les spectres de chaque voie, en particulier on remarque l'importance de la diffusion quasi-élastique. Dans le spectre somme, les événements séquentiels se situent entre 42 et 48 MeV environ, et l'on constate l'importance des réactions à 4 corps dans la voie de sortie.

Les figures III.12 a et b représentent les résultats que nous avons obtenus en distribution angulaire et en distribution en énergie. Les distributions semblent caractéristiques d'un moment relatif α - coeur $L = 0$, mais comme nous l'avons dit ci-dessus, ceci n'exclut pas une contribution de l'état D.

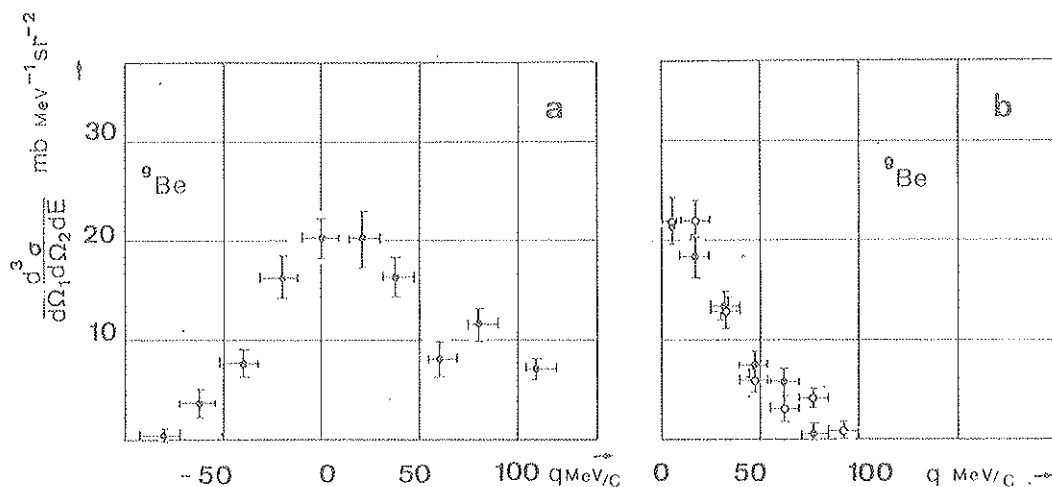


FIGURE III.12 - Résultats expérimentaux. Réaction ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$

a - Distribution angulaire

b - Distribution en énergie $\circ E_1 > E_2$ $\bullet E_2 > E_1$

Les barres verticales rendent compte des erreurs statistiques, les barres horizontales du domaine d'intégration sur l'impulsion de recul du noyau.

Les résultats obtenus en distribution en énergie, sont pratiquement identiques pour les régions $E_1 > E_2$ et $E_2 > E_1$, ce qui montre l'absence de réaction parasite. Nous n'avons pas, en distribution en énergie, analysé le pic séquentiel, ce qui explique qu'il n'y figure pas.

B - Interprétation théorique

a/ Distribution angulaire

Les figures III.13 a et b représentent la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques utilisant les fonctions d'ondes OH_1 et Hankel. Il est difficile de dire laquelle des formes E_i ou E_f rend le mieux compte des résultats expérimentaux. Il semble cependant que l'on puisse donner la préférence à la forme E_f , car celle-ci interprète en partie la remontée de section efficace que l'on observe entre 50 et 100 MeV/c. Ici encore la section efficace de diffusion libre α - α module fortement les résultats obtenus, et nous avons repéré par leurs lettres les maxima et minima correspondant à la courbe de la figure III.1.

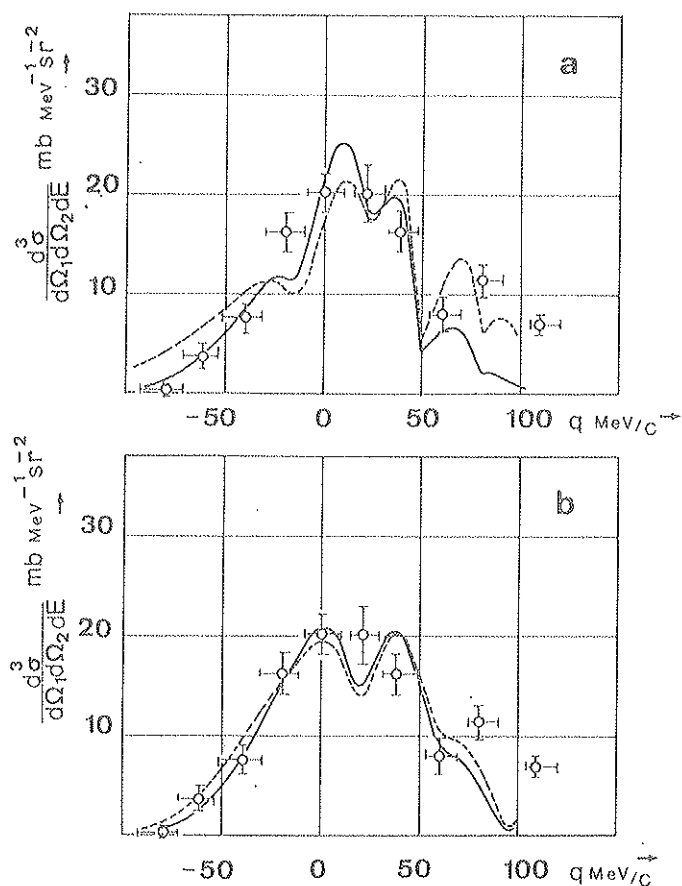


FIGURE III.13 - Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$
 a- Distribution angulaire forme E_f
 b- Distribution angulaire forme E_i
 ——— Hankel - - - - - OH1

Nous avons résumé dans le tableau III.6 les valeurs des différents paramètres que l'on déduit de cette analyse.

	E. Finale			E. Initiale		
	OH ₁	OH ₂	Hankel	OH ₁	OH ₂	Hankel
q ₀	90	190		66	133	
D	2	2	1	4	0	1
p _α	9,5 %	47 %	4,5 %	6 %	25 %	6 %
x		2			0,97	

TABEAU III.6

En analyse OH₁, les valeurs des paramètres q₀ sont de 90 et 66 MeV/c, correspondant à des demi-largeurs à mi-hauteur de 75 MeV/c en forme E_f et de 55 MeV/c en forme E_i. Ces valeurs sont supérieures à celles de 40 MeV/c trouvées par C. RUHLA et al.⁽²⁾

en réaction $(p, p\alpha)$ à 153 MeV. Elles sont plus proches de la valeur de 60 MeV/c donnée par T. YANABU et al. ⁽⁹⁾ en réaction $(\alpha, 2\alpha)$ à 25 MeV d'énergie incidente.

Les probabilités d'existence de l'agregat α dans ${}^9\text{Be}$ varient entre 4,5 et 9,5 %. Elles semblent compatibles avec les probabilités trouvées par d'autres auteurs en réaction $(\alpha, 2\alpha)$ (tableau III.7).

L'analyse OH_2 donne ici aussi des valeurs importantes pour le paramètre q_0 . Les probabilités P_α obtenues sont ainsi très supérieures à l'analyse faite avec les fonctions OH_1 et Hankel. Les paramètres d'isolement que l'on en déduit (0,97 en forme E_1 et 2 en forme E_f) ne semblent plus avoir de signification physique.

b/ Distribution en énergie

Les figures III.14 a et b montrent la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques pour la fonction OH_1 . Les régions $E_1 > E_2$ et $E_2 > E_1$, donnent des résultats similaires ainsi qu'on peut le voir dans le tableau III.7.

	$E_2 > E_1$		$E_1 > E_2$		$E_2 > E_1$		$E_1 > E_2$	
	OH_1	OH_2	OH_1	OH_2	OH_1	OH_2	OH_1	OH_2
q_0	48	100	46	90	46	104	42	94
b	2	2	2	2	4	0	4	0
p_α	1,5 %	7 %	1 %	6 %	2 %	10,5 %	1,5 %	9 %
x		0,50		0,44		0,60		0,48

TABEAU III.7

Les valeurs du paramètre q_0 sont très inférieures à celles trouvées en distribution angulaire, ce qui entraîne des probabilités P_α beaucoup plus faibles. Cette différence est difficile à expliquer. Elle pourrait provenir, en partie, de l'erreur faite en soustrayant le fond 4 corps. La structure α du ${}^9\text{Be}$ a été étudiée par de nombreux auteurs, tant en réaction $(p, p\alpha)$ qu'en réaction $(\alpha, 2\alpha)$, à différentes énergies. Nous avons pensé qu'il était intéressant de grouper les différents résultats obtenus, dans le tableau III.8.

Réaction	Energie incidente MeV	Nature de l'agregat et probabilité %	Réf.
$(p, p\alpha)$	160	α 26 \pm 7	4
$(p, p\alpha)$	155	α 6,5 \pm 4	2
$(p, p\alpha)$	57	α 25 \pm 25 12	33
$(p, p\alpha)$	55	α 87	34
$(\alpha, 2\alpha)$	28	α 12	9
$(\alpha, 2\alpha)$	25	α 18	11

TABEAU III.8

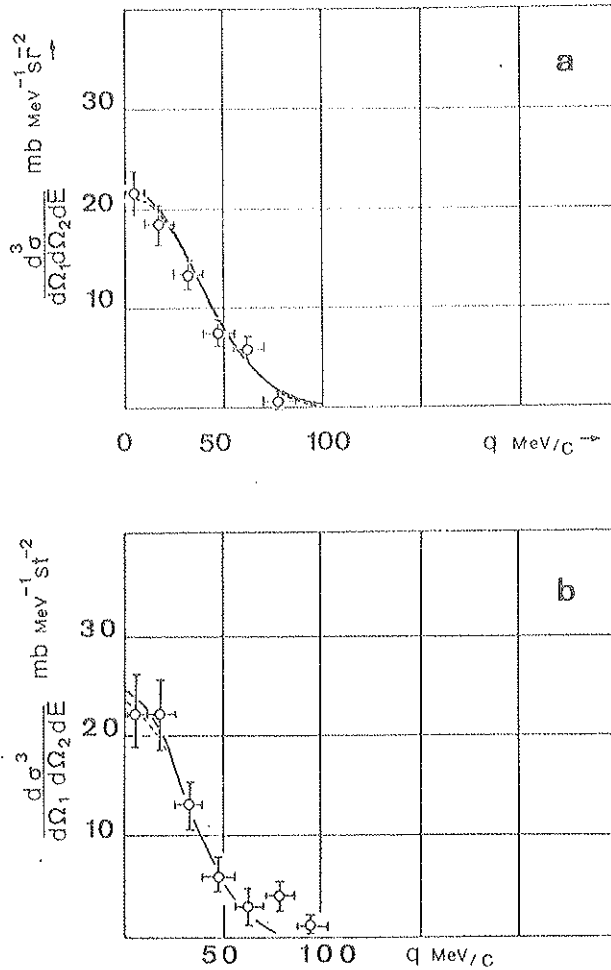


FIGURE III.14 - Distribution en énergie pour ${}^9\text{Be}(\alpha, 2\alpha){}^5\text{He}$ à $\theta_1 = \theta_2 = 43,6^\circ$
 a - Pour $E_2 > E_1$
 b - Pour $E_1 > E_2$
 Fonction OH1 : ————— E_f - - - - - E_i

V.4 - Réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha){}^8\text{Be}$

On peut considérer que ${}^{12}\text{C}$ a une structure $\alpha + {}^8\text{Be}$; or, les états fondamentaux de ${}^{12}\text{C}$ et de ${}^8\text{Be}$ sont 0^+ . Le moment angulaire relatif entre l'agregat α et le coeur sera $L = 0$, l'énergie de liaison de l' α étant de 7,37 MeV.

A - Résultats expérimentaux

L'étude expérimentale de la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha){}^8\text{Be}$ a été faite sur un domaine angulaire de 28° à 48° . Nous n'avons pu étudier cette réaction avec autant de précision que les précédentes, la cause essentielle étant la faiblesse de la section efficace. Ainsi la méthode de distribution en énergie n'a pu être appliquée ici. Nous avons dû travailler avec un taux de coïncidence fortuite souvent très élevé et approchant 30 % aux petits angles.

Une autre difficulté provient de l'instabilité du noyau résiduel, qui entraîne la présence de quatre particules α dans la voie de sortie et rend importante la contribution du fond 4 corps. D'autre part, le premier niveau excité de ^8Be est à 2,9 MeV et sa largeur est grande (environ 1,5 MeV), la résolution dont nous disposons ne nous permet pas de le séparer du fondamental.

Nous ne donnons pas ici de spectre en énergie de la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha)^8\text{Be}$, car le faible nombre d'évènements contenus dans celui-ci le rend sans intérêt.

Les résultats expérimentaux obtenus sont représentés sur la figure III.15 a. Les erreurs statistiques sont importantes, la section efficace étant inférieure à 3 mb. On constate que les points expérimentaux ne se placent pas autour de la valeur $q = 0$, mais sont franchement décalés vers 50 MeV/c.

B - Interprétation théorique

La figure III.15 b représente les courbes théoriques obtenues en forme E_i pour les fonctions OH1 et Hankel. Il ne nous a pas été possible de trouver une interprétation satisfaisante en forme E_f . Nous avons réuni dans le tableau III.9 les résultats déduits de ces analyses.

Distribution angulaire
Forme E_i

	OH1	OH2	Hankel
q_0	152	176	
b	0	16	32
P_α	6,2 %	6 %	1,3 %

TABLERAU III.9

Le paramètre b varie de 0 à 32, suivant l'interprétation faite. Il est difficile d'attribuer une signification physique à des valeurs de cette importance. Le paramètre d'isolement obtenu à partir de la fonction OH2 est supérieur à 1 et n'a plus de sens. Il semble que le modèle simple que nous avons utilisé ne soit pas suffisant pour interpréter ces résultats.

De nombreux auteurs ont analysé la structure α du carbone 12 et il est intéressant d'examiner ce qu'ils ont obtenu. T. YANABU et al. ^(8,9) l'ont étudié en $(\alpha, 2\alpha)$ à 28 et 37 MeV. Ils observent une remontée de section efficace aux petits angles, assez semblable à ce que nous obtenons, ainsi qu'un minimum pour $q = 0$. Y. KUDO ⁽¹⁵⁾ a interprété leurs expériences à 28 MeV en tenant compte de l'effet de la couche d'énergie et de l'interaction entre les particules α dans l'état final. Des résultats analogues ont été trouvés par V. K. DOLINOV ⁽¹¹⁾ à 25 MeV. M. B. EPSTEIN ⁽⁵⁾ a étudié la réaction $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^8\text{Be}$ à 57 MeV. Il montre qu'elle est dominée par des réactions séquentielles par l'intermédiaire de niveaux situés dans la région des résonances géantes au delà de 20 MeV. Ces résultats tendraient à montrer que d'autres mécanismes de réaction sont présents.

Les conclusions que l'on tire des expériences faites à plus haute énergie sont très différentes. A. N. JAMES et H. G. PUGH ⁽³⁾ ont étudié ^{12}C en réaction $(p, p\alpha)$ à 150 MeV et ont

conclu à l'existence de la diffusion quasi-élastique. La même analyse a été faite par S. KANNENBERG ⁽⁴⁾ à 160 MeV. La résolution ne permettait pas de séparer le fondamental et le premier excité de ⁸Be, cependant ces données montrent une distribution de section efficace compatible avec un processus de diffusion quasi-élastique.

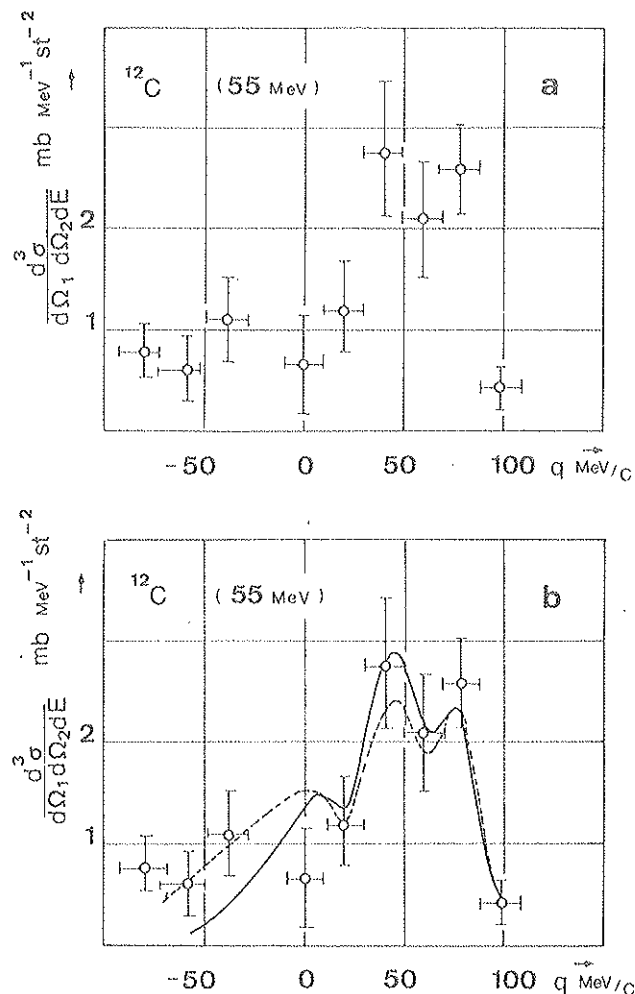


FIGURE III.15 - Réaction $^{12}\text{C}(\alpha, 2\alpha)^8\text{Be}$
 a - Résultats expérimentaux
 b - Comparaison des résultats expérimentaux et théoriques en forme E_1
 ————— Hankel
 - - - - - OH1

V.5 - Réaction $^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha)^{12}\text{C}_{gs}$

On peut représenter l'oxygène 16, dont l'état fondamental est un 0^+ , comme constitué d'un coeur ^{12}C (état fondamental 0^+) et d'une particule α . Le moment relatif entre ces deux agrégats sera donc $L = 0$, l'énergie de liaison de l' α dans ^{16}O étant de 7,15 MeV.

A - Résultats expérimentaux

L'étude de ^{16}O a été faite dans des conditions expérimentales analogues à celles de ^{12}C . L'identification de la réaction $^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha)^{12}\text{C}$ est ici plus facile, car le noyau résiduel est stable et notre résolution permet de séparer le fondamental du premier excité (4,43 MeV).

Les résultats expérimentaux obtenus sont représentés sur la figure III.16 a. Ils ressemblent beaucoup à ceux du carbone, toutefois la section efficace est plus faible (1,5 mb). Le décalage des points expérimentaux vers 50 MeV/c subsiste.

B - Interprétation théorique

Les courbes théoriques, représentées sur la figure III.16 b, ont été obtenues en forme E_i . Comme pour ^{12}C , nous n'avons pu trouver une interprétation en forme E_f .

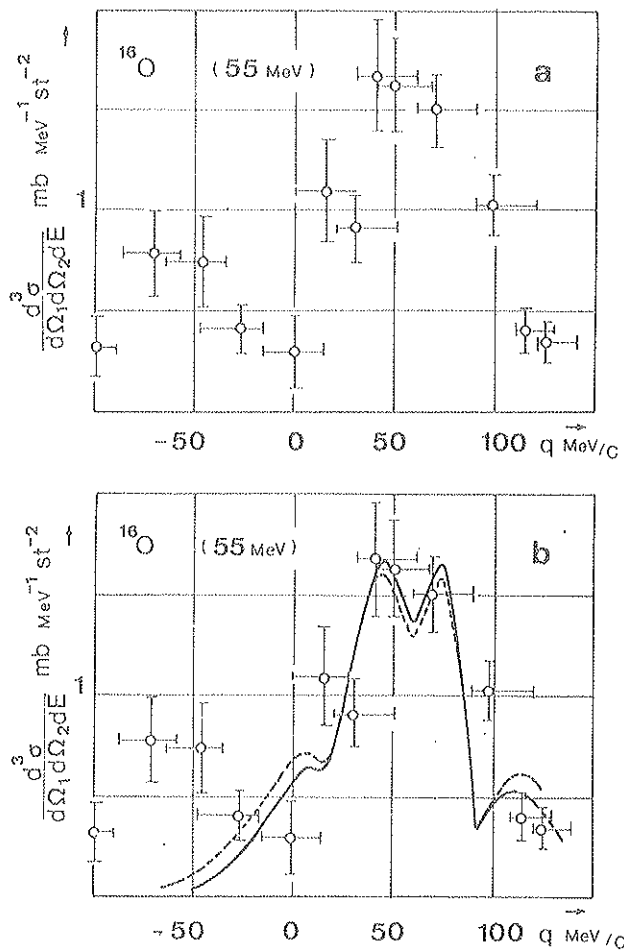


FIGURE III,16 - Réaction $^{16}\text{O}(\alpha, 2\alpha)^{12}\text{C}$.

a - Résultats expérimentaux

b - Comparaison des résultats expérimentaux et théorique en forme E_i

———— Hankel

----- OH 1

Le tableau III.10 résume les paramètres obtenus.

Distribution angulaire

Forme E₁

	OH 1	OH 2	Hankel
q_0	74	160	
b	42	38	46
P_α	0,4 %	2,3 %	0,68 %

TABLEAU III.10

Les valeurs de b sont importantes quelle que soit l'analyse faite. Ici aussi le mécanisme de réaction que nous supposons ne rend pas compte des résultats obtenus. Il n'est pas exclu que d'autres mécanismes, comme les séquentiels, interviennent ainsi que le laisseraient supposer les expériences réalisées en $(\alpha, 2\alpha)$ par P.F.DONAVAN et al.⁽³⁶⁾ à 40 MeV et par A.W.PARKER et al.⁽³⁷⁾ à 25 MeV. Notons toutefois qu'en réaction $(p, p\alpha)$ à 160 MeV, S. KANNENBERG⁽⁴⁾ semble observer la diffusion quasi-élastique et trouve une probabilité d'agregats α dans ^{16}O de 6,6 %.

CONCLUSION

Nous avons étudié la réaction $(\alpha, 2\alpha)$ sur les noyaux ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$, en essayant d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de l'approximation de l'impulsion en ondes planes. Nous avons supposé que la section efficace de diffusion $(\alpha - \alpha)$ hors de la couche d'énergie pouvait être remplacée par la section efficace de diffusion libre $(\alpha - \alpha)$ en prenant celle-ci à l'énergie relative des particules α , soit avant réaction (forme E_i) soit après réaction (forme E_f). Afin de décrire le mouvement de l'agregat α dans le noyau nous avons pris trois types de fonction d'onde :

- une fonction d'oscillateur harmonique, en considérant la particule α comme étant sans structure
- une fonction d'oscillateur harmonique, tirée du modèle des couches et tenant compte de la structure de l'agregat α
- une fonction de Hankel avec rayon de coupure.

On constate tout d'abord que la forme des courbes théoriques dépend peu de la partie radiale de la fonction d'onde.

D'autre part, on obtient des résultats très différents entre les noyaux ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$. Pour les trois premiers, le modèle simple utilisé rend compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux. En particulier, il semble que l'approximation faite sur la section efficace de diffusion $(\alpha - \alpha)$ soit valable. Remarquons que l'énergie de liaison de l' α est assez faible pour ces noyaux, ce qui tend à diminuer l'importance des effets hors de la couche d'énergie. En outre, la comparaison des résultats expérimentaux et théoriques permet de préférer la forme E_f (cas de ${}^6\text{Li}$ et ${}^7\text{Li}$). Pour ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$, bien que nos mesures soient assez peu précises, le mécanisme de réaction que nous avons envisagé ne rend pas compte des résultats obtenus. En particulier, il nous a été impossible de les interpréter en forme E_f . Pour ces noyaux l'énergie de liaison de la particule α est de 7,5 MeV environ et l'on peut supposer que les effets hors de la couche d'énergie ne peuvent être négligés. Les résultats obtenus sur ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{16}\text{O}$ en réaction $(p, p\alpha)$ vers 150 MeV montrent que la diffusion quasi-élastique existe à cette énergie, ce qui laisserait supposer que la validité de l'approximation de l'impulsion, appliquée à ces noyaux, n'est pas très bonne pour des α de 55 MeV.

Les probabilités d'agregats que l'on trouve sont très différentes suivant l'analyse faite. Dans le cas de l'oscillateur harmonique, P_α est proportionnel à q_0^3 et sa valeur est imprécise. Par contre pour la fonction de Hankel, P_α ne dépend que de la normalisation et, à un degré moindre, du rayon de coupure. Les résultats obtenus sont alors plus cohérents. Il est difficile de dire laquelle des trois fonctions utilisées donne les meilleurs résultats. La fonction OH2 est peut être plus proche de la réalité, car elle tient compte de la structure de l'agregat α , mais elle conduit à des valeurs de probabilités environ trois fois supérieures à celles données

par les deux autres. D'autre part, si l'on admet que la diffusion quasi-élastique est une réaction de surface, la fonction de Hankel décrit assez bien le phénomène. Par contre la fonction OH1 est sans doute trop simple et pourrait être ignorée.

Lorsque l'on compare entre elles les expériences faites par différents auteurs, on constate une dispersion assez grande des résultats (tableau III. 3 et 8). Ceci n'est pas étonnant si l'on considère toutes les approximations que l'on doit faire pour extraire les probabilités d'agregats des mesures expérimentales. Or, ces approximations n'ont pas toujours été faites de la même manière par tous les auteurs.

Notons trois causes essentielles de cette dispersion :

- le choix de la distribution en moment de l'agregat
- celui de la section efficace d'interaction ($\alpha - \alpha$)
- le modèle de réaction utilisé.

En effet, si tous les auteurs utilisent l'approximation de l'impulsion en ondes planes, la variété des particules incidentes et des énergies peut se traduire par une validité plus ou moins bonne selon les expériences.

Il serait intéressant de reprendre les mesures concernant ^{12}C et ^{16}O avec plus de précision afin de voir si d'autres mécanismes (réactions séquentielles par exemple) ne sont pas prépondérants. Une étude de la diffusion quasi-élastique ($\alpha, 2\alpha$) à plus haute énergie serait utile.* Les réactions ($\alpha, 2\alpha$) sur ^{10}B et ^{19}F permettraient peut être d'apporter des renseignements sur les effets de la couche d'énergie, car l'énergie de liaison de la particule α est, dans ces noyaux, d'environ 4 MeV. Enfin, il serait très fructueux de vérifier l'invariance de l'amplitude de réaction dans la rotation de TREIMAN-YANG⁽³⁸⁾, car ceci constituerait un test du mécanisme de réaction.

Enfin, la résonance à 20 MeV (centre de masse) que l'on observe dans la diffusion ($\alpha - \alpha$) libre et qui apparaît, nous l'avons vu, dans la distribution de ^7Li , devrait se retrouver dans les distributions de ^6Li et ^9Be à condition de les étudier à plus basse énergie (43 MeV par exemple). Ceci permettrait d'analyser les effets hors de la couche d'énergie et peut être de préciser laquelle des formes E_f ou E_i est la meilleure ainsi que nous l'avons observé pour ^7Li .

* Une telle étude est actuellement en cours à Karlsruhe ⁽³⁹⁾ avec des α de 104 MeV.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 M. RIOU
Rev. Mod. Phys., 37 (1965) 375
T. BERGREN, H. TYREN
Ann. Rev. Nucl. Sci., 16 (1966) 153
B. GOTTSCHALK, K. STRAUCH
Phys. Rev., 120 (1960) 1005
- 2 C. RUHLA et al.
Phys. Lett., 2 (1962) 44, 6 (1963) 282
- 3 A. N. JAMES, H. G. PUGH
Nucl. Phys., 42 (1963) 44
- 4 S. KANNENBERG
Thèse - Northeastern University - Boston - 1968
- 5 M. B. EPSTEIN
Thèse - University of Maryland - 1967
- 6 G. IGO et al.
Phys. Rev., 131 (1963) 337
- 7 K. TAKIMOTO
Memoirs of the University of Kyoto Ser. A Vol. 31 - No 2 Art. 12 (1967)
- 8 T. YANABU et al.
J. Phys. Soc. Jap., 24 (1968) 667
- 9 T. YANABU et al.
J. Phys. Soc. Jap., 20 (1965) 1303
- 10 H. G. PUGH et al.
Phys. Rev. Lett., 22 (1969) 408
- 11 V. K. DOLINOV et al.
Nucl. Phys., A 129 (1969) 577
- 12 V. G. NEUDACHIN, YU F. SMIRNOV
At. Energy Rev. 3 (1965) 157
- 13 Y. SAKAMOTO
Nucl. Phys., 66 (1965) 531
- 14 D. F. JACKSON
Nuovo Cim., B 40 (1965) 109
- 15 Y. KUDO
Prog. Theor. Phys., 34 (1965) 942
- 16 J. HIURA, I. SHIMODOYA
Prog. Theor. Phys., 36 (1966) 977
- 17 V. V. BALASHOV, D. V. MEBONIYA
Nucl. Phys., A 107 (1968) 369
- 18 V. K. DOLINOV, S. P. KREKOTEN
Preprint 1968
- 19 A. MESSIAH
Mécanique Quantique - Tome 2 p. 692

- 20 G.F. CHEW, M.L. GOLBERGER
Phys. Rev., 87 (1952) 778
- 21 R. BOUCHE et al.
LYCEN Lyon 1966
- 22 F.S. GOULDING et al.
Nucl. Inst. Meth., 31 (1964) 1
- 23 V. RADEKA
IEEE Trans. on Nucl. Sc., june 1964, p. 358
- 24 M. REBOUILLAT
Thèse d'Université - Lyon (à soutenir)
- 25 R. BOUCHE
Thèse - Lyon 1969
- 26 B. GOTTSCHALK, K. STRAUCH
Phys. Rev., 120 (1960) 1005
- 27 P. DARRIULAT
Rapport C.E.A., R 2786
- 28 K. WILDERMUTH, W. Mc CLURE
Springer tracts in modern Physics, vol. 41, p. 15
- 29 K. BAHR et al.
Phys. Rev., Vol. 178 (1969) 1706
- 30 D.W. DEVINS et al.
Rev. Mod. Phys., 37 (1965) 396
- 31 P.G. ROOS et al.
Phys. Rev. Lett., 22 (1969) 242
- 32 M. CHABRE
Communication privée
- 33 P.G. ROOS et al.
Phys. Rev., 176 (1968) 1246
- 34 S. YAMASHITA et al.
J. Phys. Soc. Jap., Vol. 26 (1969) 1078
- 35 J.W. WATSON
Thèse - University of Maryland 1970
- 36 P.F. DONAVAN et al.
Phys. Rev., 135 (1964) B 61
- 37 A.W. PARKER et al.
Phys. Rev., 174 (1968) 1093
- 38 S.B. TREIMAN, C.N. YANG
Phys. Rev. Lett., 8 (1962) 140
I.S. SHAPIRO et al.
Nucl. Phys., 61 (1965) 353
- 39 R.D. PLEENINGER et al.
Nucl. Phys., A 137 (1969) 20
E. VELTEN
Rapport 3/69 - 24 - Dec. 1969 - Institut für Experimentelle Kernphysik - Karlsruhe.

Vu :
Les Membres du Jury,

A. SARAZIN
M. GUSAKOW
J. YOCCOZ
M. LANGEVIN
G. BURDET

Vu et Approuvé :
Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. BOLDIN

Vu et Accordé le Permis d'imprimer,

Lyon, le 20 Avril 1970

Le Recteur,

P. LOUIS

