

Etude des processus séquentiels
dans la réaction ${}^7\text{Li} (d, \alpha \alpha) n$ à 3 MeV

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

RANDOALD CORFU

Physicien diplômé
de l'École Polytechnique Fédérale, Zürich

Décembre 1972

Etude des processus séquentiels

dans la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$ à 3 MeV

Thèse présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

Randoald Corfu

Physicien diplômé
de l'Ecole Polytechnique Fédérale, Zürich

Décembre 1972

IMPRIMATUR POUR LA THÈSE

Etude des processus séquentiels dans
la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$ à 3 MeV

de Monsieur Randoald Corfu

UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

FACULTÉ DES SCIENCES

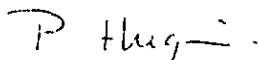
La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel,
sur le rapport des membres du jury,

Messieurs les professeurs J. Rossel,
P. Huguenin et Ch. Nussbaum

autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer
d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 15 janvier 1976

Le doyen :



P. Huguenin

à ma femme,
à mes enfants.

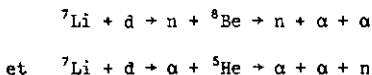
TABLE DES MATIERES

1. <u>INTRODUCTION</u>	1
2. <u>CINEMATIQUE</u>	4
2.1 Cinématique à 3 corps dans l'état final	4
2.1.1 Processus général (tripartition directe)	4
2.1.2 Processus séquentiel	5
2.2 Choix des configurations angulaires	9
2.2.1 Mise en évidence de la 1ère étape	11
2.2.2 Mise en évidence de la 2e étape	13
2.2.3 Remarque	14
3. <u>DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX</u>	15
3.1 Dispositifs mécaniques	15
3.1.1 Chambre à réaction	15
3.1.2 Collimateur du faisceau incident	16
3.1.3 Cibles	17
3.2 Dispositifs électroniques	19
3.2.1 Détecteurs	19
3.2.2 Electronique du système biparamétrique d'acquisition de données	19
3.2.3 Electronique associée au moniteur	22
3.3 Exploitation des données expérimentales	23
3.3.1 Traitement par ordinateur	23
3.3.2 Etalonnage en énergie des voies spectroscopiques	23
3.3.3 Résolution des voies spectroscopiques	24
4. <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	25
4.1 Procédure de dépouillement	25
4.2 Moniteur	30
4.3 Spectres projetés des configurations relatives à la 1ère étape	32
4.4 Spectres projetés des configurations relatives à la 2e étape	34

5. <u>INTERPRETATION DES RESULTATS ET CONCLUSIONS</u>	36
5.1 Choix de la méthode	36
5.2 Modèle utilisé	37
5.2.1 Section efficace différentielle	37
5.2.2 Calcul des éléments de matrice	42
5.3 Calculs numériques	48
5.3.1 Paramètres expérimentaux	48
5.3.2 Largeurs partielles	49
5.3.3 Simulation des configurations relatives à la 1ère étape	49
5.3.4 Simulation des configurations relatives à la 2e étape	55
5.4 Discussion et conclusions	57
<u>REMERCIEMENTS</u>	59
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	60
<u>APPENDICES</u>	
A. Compléments de cinématique	A 1
A1. Notations et symboles utilisés	A 1
A2. Energies et impulsions relatives	A 2
B. Programmes de calcul	B 1
B1. Cinématique à 3 corps	B 1
B2. Traitement des données biparamétriques	B 3
B3. Calcul des simulations	B 6
B4. Dessins au traceur de courbe	B 6
C. Problèmes expérimentaux	C 1
C1. Etalonnage en énergie des voies spectroscopiques et du moniteur	C 1
C2. Efficacité relative des deux détecteurs	C 3
C3. Résolution des voies spectroscopiques	C 3

Chap. 1 - INTRODUCTION

Parmi les canaux de sortie induits par la réaction ${}^7\text{Li} + d$, nous avons étudié celui qui, dans l'état final, comprend deux particules α et un neutron. Cet état est essentiellement atteint à travers des processus séquentiels, mettant en évidence des états excités de noyaux instables. Pour une énergie incidente de 3 MeV des deutons, on observe les processus suivants :



Dans le 1er processus on peut, suivant les conditions cinématiques de l'expérience, atteindre plusieurs états du noyau de ${}^8\text{Be}$, en particulier ceux situés à 16,63 et 16,93 MeV d'excitation.

Les spins et parités de ces niveaux sont assignés avec grande certitude : $J^\pi = 2^+$ dans les deux cas. Une ambiguïté subsiste quant à l'assignement de leur isospin et quant à la connaissance de leur structure en "clusters".

En ce qui concerne l'isospin, la valeur $T = 1$ est très probable, pour au moins un des deux niveaux. En effet, on doit trouver, dans la région d'excitation comprise entre 16 et 17 MeV, un niveau de spin 2^+ , qui complète le triplet d'isospin formé par les états fondamentaux des noyaux de ${}^8\text{Li}$ et ${}^8\text{B}$.

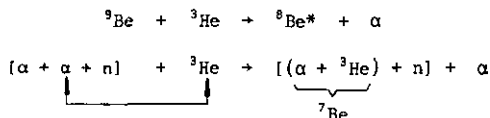
Toutefois, Erskine et Browne¹⁾, dans une étude de la réaction ${}^{10}\text{B}(d,\alpha){}^8\text{Be}$, assignaient la valeur $T = 0$ aux niveaux de 16,63 et 16,93 MeV. Ils suggéraient alors, en accord avec les mesures de Slattery²⁾ sur la réaction ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$, l'existence d'un niveau à 16,05 MeV ayant $J^\pi = 2^+$ et $T = 1$, afin de compléter le triplet d'isospin. L'hypothèse de l'existence de ce niveau n'a pas été confirmée par les nouvelles mesures de Dietrich et Cranberg³⁾ sur la même réaction.

Par l'étude de la réaction ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$, Marion et Wilson⁴⁾ montrent que l'application des règles de Morpurgo⁵⁾ sur la conservation de l'isospin conduit à des résultats erronés. Ils proposent alors de considérer les états du ${}^8\text{Be}$ excités à 16,63 et 16,93 MeV non plus comme états propres de l'isospin, mais comme des états à une particule :

$${}^8\text{Be} (16,63) : {}^7\text{Li} + p, J^\pi = 2^+$$

$${}^8\text{Be} (16,93) : {}^7\text{Be} + n, J^\pi = 2^+$$

La "clusterisation" du niveau à 16,93 est confirmée par les mesures de Moazed et coll.⁶⁾ qui ont étudié la réaction ${}^9\text{Be} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + {}^8\text{Be}$. Leurs mesures montrent qu'ils excitent de façon prédominante le niveau à 16,93. Marion et Wilson⁴⁾ expliquent ce phénomène par un échange de "clusters", qui s'illustre schématiquement ainsi :



On voit que cet échange favorise la formation d'un coeur de ${}^7\text{Be}$ qui, associé à un neutron, forme l'état désiré.

La question de l'isospin a été reprise par F.C. Barker⁷⁾ qui propose un modèle dans lequel les deux niveaux à 16,63 et 16,93 sont représentés par un mélange d'isospin. Ce modèle clarifie en partie la situation de ces deux niveaux, en particulier leur décomposition en deux particules α , qui est possible seulement si $T = 0$.

Notre étude, qui fait suite à une expérience préliminaire⁸⁾, a pour but d'examiner, dans le cadre de la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$, le mécanisme de formation de ces niveaux. Il s'agit en particulier de mettre en évidence une prédominance du "cluster" ${}^7\text{Li} + p$ pour le niveau de 16,63 MeV et de clarifier une situation inhabituelle concernant la structure d'un état nucléaire excité.

Mentionnons que la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$ a été étudiée parallèlement par d'autres auteurs : Valkovic et coll.⁹⁾ par une étude expérimentale soulignent l'apparition des processus séquentiels, B. Bilves-Bourotte¹⁰⁾ examine le mécanisme de ces processus par une méthode différente de la nôtre (utilisation de détecteur avec large ouverture) et Thiévent et coll.¹¹⁾ étudient la diffusion de proximité.

Chap. 2 - CINEMATIQUE

2.1 Cinématique à 3 corps dans l'état final*

2.1.1 Processus général (tripartition directe)

Considérons une réaction du type



Les lois de conservation nous permettent d'écrire

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \vec{P}_o + \vec{P}_t = \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i \\ U &= E_o + E_t + Q = \sum_{i=1}^3 E_i \end{aligned} \tag{2-1}$$

où Q est le bilan total de la réaction :

$$Q = c^2 (m_o + m_t - \sum_{i=1}^3 m_i)$$

Ces équations sont valables quel que soit le référentiel considéré. En particulier, nous utiliserons souvent :

a) le référentiel du centre de masse (ou centre d'impulsion), pour lequel

$$\vec{P} = 0$$

b) le référentiel du laboratoire, pour lequel $\vec{p}_t = 0$.

Le processus est entièrement déterminé lorsqu'on connaît, par exemple, les 3 impulsions (9 paramètres) ou bien les 3 énergies (3 paramètres) et les directions (6 paramètres) des particules sortantes. Les équations (2-1) nous fournissent 4 relations entre ces 9 grandeurs. Il subsiste donc 5 paramètres. Nous en déterminerons 6 en mesurant en coïncidence les énergies de deux particules dans des directions fixées. Cette façon de procéder est redondante et cela se traduit par une relation entre l'énergie des 2 particules mesurées : $f(E_1, E_2) = 0$. Cette relation est appelée la ligne cinématique du plan (E_1, E_2) .

* Les symboles sont définis dans l'appendice A

On obtient l'équation de la ligne cinématique par élimination des grandeurs cinématiques relatives à la particule 3 dans le système d'équation (2-1). Pour le référentiel attaché au laboratoire, cette équation a la forme suivante :

$$(m_1+m_3)E_1+(m_2+m_3)E_2+2\cos\theta_{12}\sqrt{m_1m_2E_1E_2}-2\cos\theta_1\sqrt{m_0m_1E_0E_1}-2\cos\theta_2\sqrt{m_0m_2E_0E_2}=m_3Q+(m_3-m_0)E_0 \quad (2-2)$$

avec : $\cos\theta_{12} = \frac{\vec{p}_1\vec{p}_2}{p_1p_2}$, $\cos\theta_i = \frac{\vec{p}_0\vec{p}_i}{p_0p_i}$ (i=1,2)

2.1.2 Processus séquentiel

Considérons le cas où la réaction se déroule par étapes successives :

$$0 + t \rightarrow i + (j,k) \rightarrow i + j + k$$

(1ère étape) (2e étape)

avec (ijk) une permutation quelconque de (123). (j,k) représente un noyau intermédiaire, qui peut être dans son état fondamental ou dans un état excité. La figure 2.1 illustre ce processus dans le cas où $E_t = 0$.

Le système d'équation (2-1) est à remplacer par :

$$\vec{P} = \vec{p}_0 + \vec{p}_t = \vec{p}_i + \vec{p}_{j,k} \quad (2-3)$$

$$U_1 = E_0 + E_t + Q_i = E_i + E_{j,k}$$

pour la première étape, où Q_i est le bilan de la première étape, et par :

$$\vec{p}_{j,k} = \vec{p}_j + \vec{p}_k \quad (2-4)$$

$$U_2 + E_{j,k} = E_j + E_k$$

pour la deuxième étape, avec

$$U_2 = Q_{j,k} + {}^{(j,k)}E$$

où $Q_{j,k}$ est le bilan de la cassure du noyau (j,k) : $Q_{j,k} = c^2(m(j,k)-m_j-m_k)$ et ${}^{(j,k)}E$ est l'énergie d'excitation du noyau (j,k).

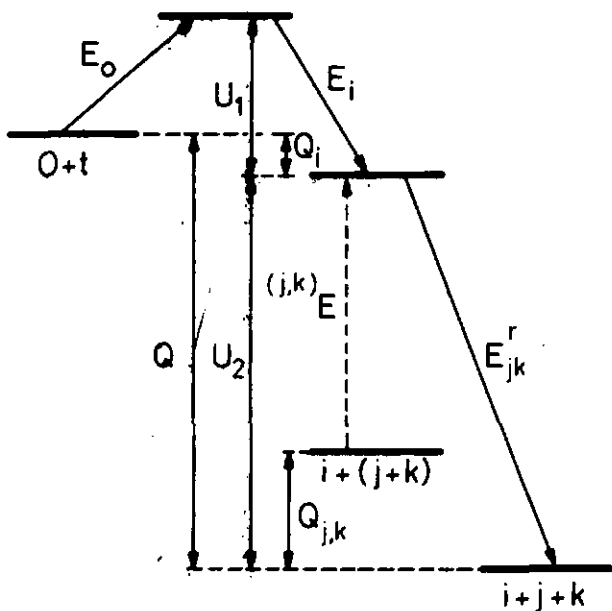


Fig. 2.1 : Schéma illustrant les relations entre les niveaux d'excitation, les énergies relatives et l'énergie de réaction.

La contribution de ces deux systèmes nous permet de retrouver les équations (2-1). Autrement dit, au point de vue cinématique, un processus par étape n'est qu'un cas particulier du processus général de tripartition directe.

Expérimentalement, deux cas peuvent se produire :

- 1) nous détectons la particule i émise dans la première étape en coïncidence avec une des particules émises dans la deuxième étape et
- 2) nous détectons les deux particules émises dans la deuxième étape.

2.1.2.1 La particule émise dans la première étape est détectée

Supposons que nous détectons les particules i et j . Du système (2-3), par élimination des grandeurs cinématiques relatives au noyau (j, k), nous obtenons l'expression suivante, valable dans le laboratoire :

$$p_i = p_0 \frac{m_i}{M} \cos \theta_i \pm \sqrt{p_0^2 \frac{m_i}{M} \left(\frac{m_i}{M} \cos \theta_i + \frac{m_{j,k}}{M} - 1 \right) + \frac{2m_i m_{j,k}}{M} Q_i} \quad (2-5)$$

avec $M = m_i + m_j + m_k$, $m_{j,k} = m_j + m_k$

et naturellement une même expression pour p_j en permutant i et j .

Nous avons donc des valeurs définies de p_i , donc de E_i , pour E_0 et Q_i donnés. Cette équation décrit une ou deux droites parallèles à l'axe E_j (seules les valeurs $p_i \geq 0$ ont un sens physique).

Comme nous l'avons dit plus haut, le processus par étape n'est qu'un cas particulier de la tripartition directe. Cela revient à dire que dans le plan (E_i, E_j) , les énergies correspondant à ce processus particulier de passage par une étape seront à l'intersection des droites définies par (2-5) et de la ligne cinématique (2-2) (figure 2.2).

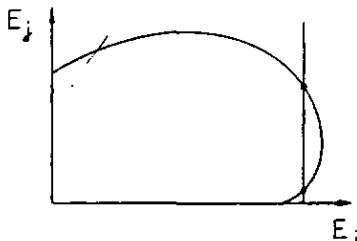


Fig. 2.2

2.1.2.2 La particule émise dans la première étape n'est pas détectée

Nous détectons les particules j et k issues du noyau intermédiaire (j,k).

Du système (2-4) nous tirons l'expression suivante :

$$\frac{E_j^2}{m_j^2} + \frac{E_k^2}{m_k^2} + \frac{2E_j E_k}{m_j m_k} (1 - 2\cos^2 \theta_{jk}) - \frac{2m_{j,k} U_2}{m_j m_k} \frac{E_j}{m_j} - \frac{2m_{j,k} U_2}{m_j m_k} \frac{E_k}{m_k} + \frac{(m_{j,k})^2}{(m_j m_k)^2} U_2 = 0 \quad (2-6)$$

Cette quadrique est une ellipse pour $0 < \theta_{jk} < 180$ et une parabole pour $\theta_{jk} = 0$ et 180° . Ses points d'intersection X et Y avec la ligne cinématique (2-2) représentent les énergies correspondant au processus particulier avec passage par un noyau intermédiaire (j,k). Si le processus peut passer par différentes énergies d'excitation du noyau intermédiaire, nous obtiendrons, pour une même configuration angulaire, un réseau de courbes, illustré sur la figure 2.3.

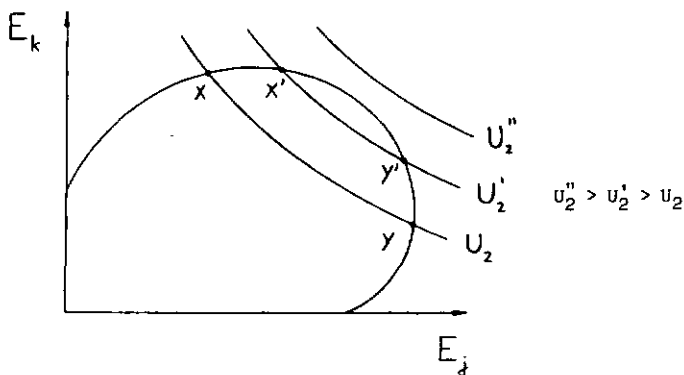


Fig. 2.3

2.2 Choix des configurations angulaires

En faisant certaines hypothèses (voir Chap. 5), nous pouvons décrire les réactions à 3 corps au moyen de différents diagrammes, dont les plus simples sont du type polaire (figure 2.4)

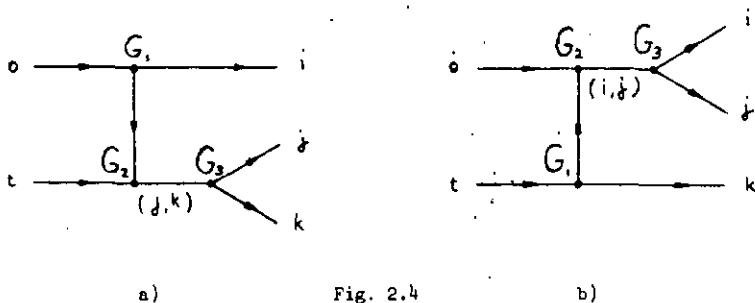
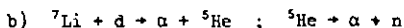
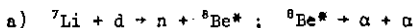


Fig. 2.4

Les grandeurs G_1 qui caractérisent les vertex sont en général des fonctions des énergies relatives, des angles d'émission et des spins des particules constituant ces vertex. Afin de tester leur comportement, il est naturel de ne varier, dans la mesure du possible, que les variables cinématiques se rapportant à un seul vertex. Toutefois, de ce point de vue, l'examen de la cinématique nous montre qu'il est seulement possible de dissocier le vertex G_3 des deux autres, c'est-à-dire de varier séparément les variables relatives à la première et celles relatives à la deuxième étape.

En examinant la réaction ${}^7\text{Li} + d + \alpha + \alpha + n$ à 3 MeV, nous observons les deux types de processus séquentiels suivants (figure 2.5) :



Nous avons renoncé à détecter le neutron, car sa détection est d'une très faible efficacité et celle-ci varie fortement en fonction de l'énergie. Nous détecterons donc les deux particules α .

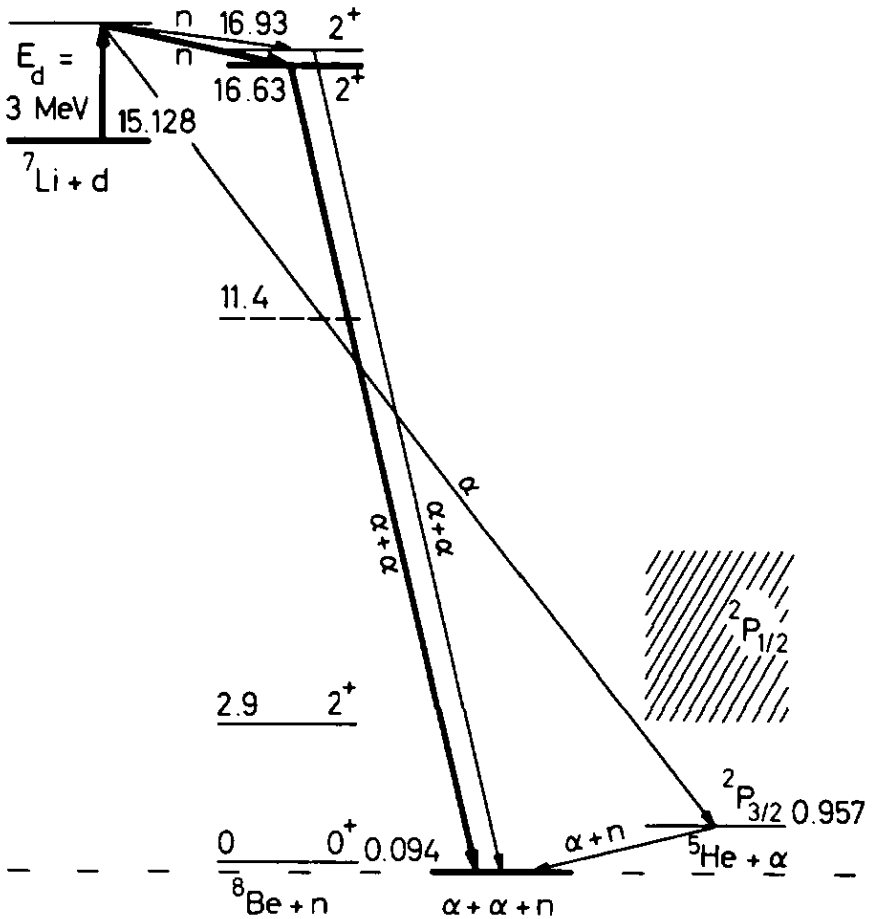


Fig. 2.5 : Schéma des niveaux des noyaux de ${}^8\text{Be}$ et ${}^5\text{He}$, avec spins, parités et énergies d'excitation.

Ceci implique que le processus a) est du type décrit au § 2.1.2.2, c'est-à-dire que nous détectons les deux particules issues directement du noyau intermédiaire ${}^8\text{Be}^*$, mais pas le neutron émis dans la première étape. Le diagramme polaire 2.4a) lui correspond. Le processus b) est du type décrit au § 2.1.2.1, c'est-à-dire que nous détectons une particule α émise dans la première étape et une particule α issue du noyau intermédiaire ${}^5\text{He}$. Il correspond au diagramme polaire 2.4b).

Notre but étant d'examiner le mécanisme a) passant par le niveau excité à 16,63 MeV du ${}^8\text{Be}$ (en trait fort sur la figure 2.5), nous avons recherché des configurations angulaires isolant chaque étape de ce processus.

2.2.1 Mise en évidence de la première étape

La figure 2.6 montre le diagramme des vitesses correspondant au processus a). Nous avons posé : $j = 1 =$ particule α_1 , $k = 2 =$ particule α_2 et $i = 3 =$ neutron. Les grandeurs relatives des vitesses sont conservées.

Si nous voulons maintenir les paramètres de la deuxième étape constants, nous aurons à comparer des configurations angulaires pour lesquelles l'angle ψ est le même. Celui-ci est l'angle d'émission de la particule α , dans le référentiel où le ${}^8\text{Be}^*$ est au repos, l'axe de référence étant la direction de recul du ${}^8\text{Be}^*$ dans le référentiel lié au centre de masse. Ainsi une mise en évidence de la première étape s'obtient en faisant varier θ_3 (angle d'émission du neutron) tout en maintenant ψ constant.

La distribution angulaire idéale recouvrirait tout le domaine compris entre 0° et 180° . Cependant, afin de satisfaire à certaines conditions cinématiques et par suite d'autres limitations expérimentales, nous avons dû nous restreindre aux valeurs figurant dans le tableau 2.7. Les limitations expérimentales étaient dictées par le fait qu'aux petits angles, les sections efficaces des distributions élastiques et inélastiques à 2 corps atteignent des taux si élevés que, malgré un appareillage électronique approprié (voir § 3.2) le taux des coïncidences fortuites est de l'ordre du taux des phénomènes à 3 corps que nous observons. Il en résulte que les raies parasites des spectres biparamétriques deviennent difficiles à soustraire. Par des tests préliminaires, nous avons évalué que la limite des angles sous lesquels nous pouvions encore travailler sans être perturbé se situait à environ 25°

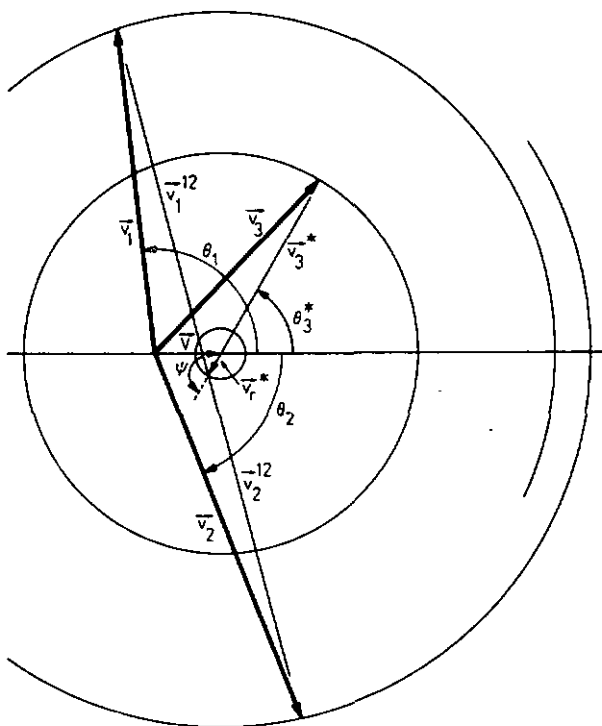


Fig. 2.6 : Diagramme des vitesses, calculé dans le cas particulier du passage par la résonance à 16,63 MeV

A l'aide d'un programme (nommé PLAUT; voir appendice B), nous avons calculé toutes les paires θ_1 et θ_2 qui résultent des combinaisons de ψ et θ_3^* , en faisant varier ces deux angles par pas de 10° pour θ_3^* et de 15° pour ψ , ceci entre 0° et 180° . Nous avons remarqué qu'en choisissant $\psi = 135^\circ$, il était possible de faire à la fois les mesures pour $\theta_3^* = 0^\circ$ et 180° , tout en respectant les conditions expérimentales citées plus haut. D'autre part, ce choix assure une asymétrie suffisante des grandeurs des vitesses (donc des énergies) des particules α_1 et α_2 . Cette condition est nécessaire pour obtenir un éloignement suffisant des positions où apparaissent, le long de la ligne cinématique, les niveaux excités du ${}^8\text{Be}^*$ (points X et Y de la figure 2.3).

No	θ_3^*	θ_3	ψ	θ_1	θ_2
1	0	0,0	135	40,6	129,8
2	20	15,0	135	58,3	107,9
3	40	30,3	135	76,9	87,4
4	60	46,0	135	96,7	68,1
5	80	62,7	135	117,9	49,8
6	180	180,0	135	122,4	36,2

Tableau 2.7

2.2.2 Mise en évidence de la deuxième étape

Dans ce cas, il suffit de maintenir l'angle θ_3 constant et de varier l'angle ψ .

Des considérations similaires à celles formulées au paragraphe précédent nous ont conduits au choix du tableau 2.8, qui permet un recouvrement avec certaines configurations de la 1ère étape. C'est le cas pour les no 4 et 5, qui correspondent aux no 1 et 3 du tableau 2.7.

No	ψ	θ_3^*	θ_3	θ_1	θ_2
1	90	0	0	83,3	83,3
2	105	0	0	68,7	98,3
3	120	0	0	54,5	113,8
4	135	0	0	40,6	129,8
5	135	40	30,3	76,9	87,4
6	180	40	30,3	33,6	132,5

Tableau 2.8

2.2.3 Remarque

On constate, en examinant le diagramme des vitesses (fig. 2.6), qu'une légère variation $\Delta\theta_i$ ($i=1,2$) de la direction d'observation d'une particule α autour de sa direction calculée θ_i entraîne de fortes variations $\Delta\theta_3$ et $\Delta\psi$. Un calcul au premier ordre donne $\Delta\theta_3 = 4 \frac{v_1}{v_3} \frac{1}{\cos(180-\psi)} \Delta\theta_i$, ce qui fournit un facteur moyen d'amplification d'environ 8. Ceci nous impose des ouvertures $\Delta\theta_i$ des détecteurs les plus petites possibles afin d'avoir une définition suffisante de θ_3 et ψ . Nous sommes donc conduits à choisir des diaphragmes de formes rectangulaires, afin de compenser, par une ouverture $\Delta\phi_i$ plus considérable, la faible grandeur des angles solides des détecteurs.

Chap. 3 - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

3.1 Dispositifs mécaniques

L'étude des corrélations entre particules émises lors d'une réaction à 3 corps devrait se faire, en toute généralité, dans tout l'espace. Les configurations expérimentales choisies nous permettent de nous limiter au cas où les particules sont émises dans un plan contenant l'axe du faisceau. Nous détecterons des particules chargées et ceci nécessite l'utilisation d'une chambre à réaction sous vide.

3.1.1 Chambre à réaction

Elle est constituée par un cylindre creux en aluminium, ayant un diamètre intérieur de 324 mm. L'extrémité inférieure est formée par un couvercle fixe, l'extrémité supérieure par un couvercle amovible.

Sur l'axe du couvercle inférieur est monté le porte-cible, pouvant contenir trois cibles. Le centrage des cibles sur le faisceau se fait par déplacement axial du support et leurs positions successives sont assurées par une goupille. Le réglage fin se fait au moyen d'une vis micrométrique. Ceci nous offre la possibilité de déplacer légèrement le point d'impact du faisceau et de diminuer ainsi l'usure locale des cibles.

Les supports des détecteurs se déplacent dans le plan horizontal contenant l'axe du faisceau. Deux détecteurs sont montés sur des glissières radiales, ce qui permet de varier leur angle solide. Ils pivotent autour de l'axe de la chambre et sont entraînés par un anneau denté, relié à un engrenage placé sur un axe que l'on peut mouvoir de l'extérieur. Les anneaux sont gradués tous les quarts de degré et la lecture de la position se fait au travers d'un hublot, percé dans le couvercle inférieur.

Un troisième support est fixé par un bras à l'axe du couvercle supérieur. Il supporte, en général, le détecteur utilisé comme moniteur de l'expérience. Sur le couvercle supérieur est encore aménagé un sas. Il permet d'introduire des sources radioactives dans la chambre, sans rompre le vide. On a ainsi la possibilité de procéder à différents tests et d'étalonner en énergie les voies spectroscopiques.

Sur les parois latérales sont aménagés plusieurs passages, permettant notamment la mesure du vide au moyen d'une jauge à ionisation, le pompage primaire avec accès direct sur la chambre, etc. Le pompage secondaire se fait par l'entrée principale, située sur le tube reliant la chambre à l'accélérateur. La pompe à diffusion est placée à environ 10 cm de l'entrée principale. Le vide typique obtenu est de 10^{-5} torr avec des variations allant de $8 \cdot 10^{-6}$ à $4 \cdot 10^{-5}$ torr. Comme accessoire, mentionnons encore la cage de Faraday, située à environ 40 cm derrière la chambre.

Le centrage de la chambre sur le faisceau s'effectue à l'aide de deux quartz, l'un placé au centre de la chambre sur le porte-cible, l'autre dans la cage de Faraday. L'axe du faisceau est repéré par une lunette optique, qui ensuite permet de procéder à tous les réglages nécessaires.

3.1.2 Collimateur du faisceau incident

Deux facteurs expérimentaux jouent un rôle important dans la reproductibilité des positions angulaires et dans la détermination des angles solides. Il s'agit du lieu et de la dimension de l'impact du faisceau sur la cible. Ces deux paramètres doivent être absolument constants. La focalisation du faisceau par les quadrupôles du système de transport s'est révélée insuffisante. Nous avons dû bâtir un collimateur de faisceau, que l'on place dans la chambre à réaction, entre l'entrée principale et la cible. Il doit répondre aux deux caractéristiques suivantes : a) le diamètre de la tâche d'impact ne doit pas être supérieur à 1,5 mm et b) le bruit de fond qu'il provoque nécessairement ne doit pas excéder une valeur raisonnable.

C'est avec le dispositif de la figure 3.1 que nous avons obtenu le meilleur résultat. La succession des diaphragmes de différents diamètres élimine les diffusions provoquées par les bords de chaque ouverture et minimise le bruit de fond. L'examen des cibles usagées nous a confirmé que le diamètre de l'impact du faisceau valait $1,5 \pm 0,2$ mm.

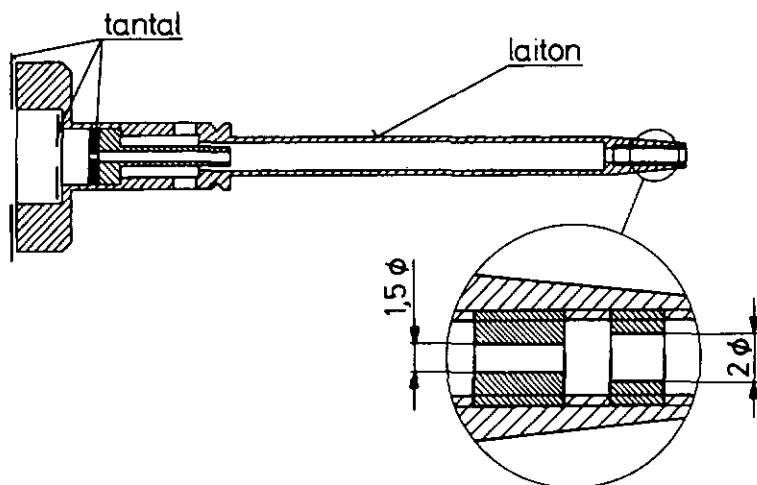


Fig. 3.1 : Vue générale et agrandissement du collimateur de faisceau.

3.1.3 Cibles

Les cibles sont obtenues par évaporation. On dépose le ${}^7\text{Li}$ sur de minces supports de carbone ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). L'épaisseur optimale se situe entre 20 et $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ces cibles, relativement minces, ont le désavantage de se détériorer rapidement. Des essais avec des cibles environ cinq fois plus épaisses ont montré une nette dégradation de la résolution en énergie.

Les cibles sont conservées sous une atmosphère d'argon pour éviter une oxydation avant leur utilisation dans la chambre remplie au préalable par de l'argon. Malgré ces précautions, un accroissement de la teneur en oxygène était observé, par l'apparition sur les spectres monoparamétriques de raies de diffusions élastiques et inélastiques sur les noyaux d'oxygène. Toutefois, cette oxydation était rapidement saturée et sans effet : au cours des mesures, l'intensité des raies parasites restait proportionnelle à celles dues au lithium.

Signalons encore que les cibles ont été préparées à Grenoble, au Laboratoire du C.E.N.G., mis généreusement à notre disposition par le professeur R. Bouchez. Nous avons aussi bénéficié de l'aide et des conseils de M. R. Bertholet.

3.2 Dispositifs électroniques

3.2.1 Détecteurs

Actuellement, le moyen le plus commode de détection des particules chargées d'énergie voisine de 10 MeV est l'utilisation de jonctions semi-conductrices. Elles donnent un signal électrique proportionnel à l'énergie des particules, pour autant que leur parcours soit inférieur à l'épaisseur de la jonction. Le choix de l'épaisseur est donc fonction de l'énergie et du type de particules détectées.

Nous avons travaillé avec des jonctions à barrière de surface au silicium, construites par ORTEC. Les jonctions des voies biparamétriques (D_1 et D_2) sont du type totalement "déplété", de 200 μ d'épaisseur et de 100 mm^2 de surface. Elles stoppent les particules α jusqu'à une énergie de 19 MeV, ce qui est compatible avec les cinématiques choisies. La jonction du moniteur (D_M) est du type partiellement "déplété", sur une profondeur de 300 μ . Elle permet la détection de protons, deutons et particules α dont les énergies maximales sont de 6, 8 et 24 MeV respectivement.

Une alimentation stabilisée nous fournit la tension de polarisation. Les valeurs de travail sont comprises entre 50 et 140 V. Les courants de fuite de chaque jonction ont été contrôlés périodiquement, car toute variation est synonyme de mauvais fonctionnement. Les valeurs admises pour les jonctions D_1 , D_2 et D_M étaient de 0,4, 0,2 et 1,4 μA respectivement.

3.2.2 Electronique du système biparamétrique d'acquisition de données

La figure 3.2 montre le schéma de la logique du dispositif permettant l'acquisition de données. La plupart des éléments sont des modules commerciaux standards.

Les impulsions fournies par les détecteurs D_1 et D_2 vont dans les préamplificateurs de charges (PAC), placés immédiatement à la sortie de la chambre à réaction. Ceux-ci les amplifient, d'une part, linéairement pour les voies d'analyses spectroscopiques et, d'autre part, avec un front très raide pour les voies de coïncidences temporelles.

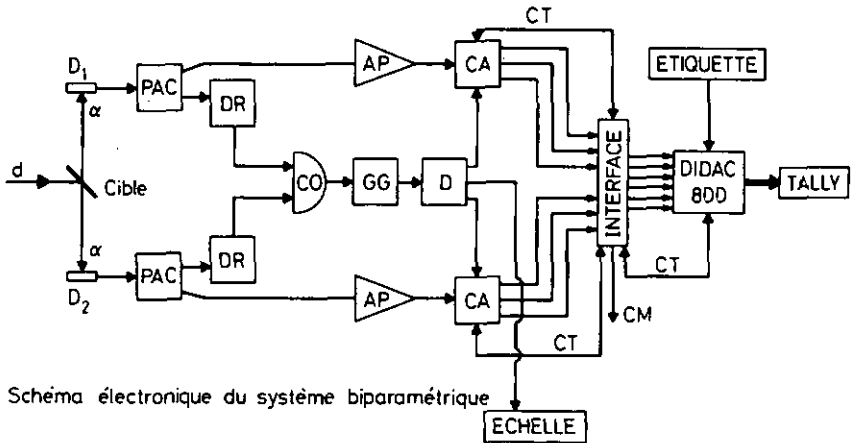


Schéma électronique du système biparamétrique

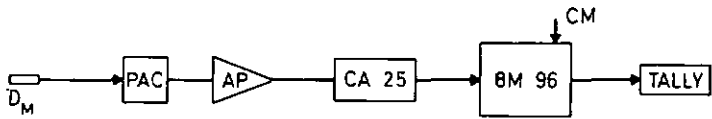


Schéma électronique du moniteur

Fig. 3.2 : Schéma électronique du système biparamétrique d'acquisition de données et du moniteur.

Sur les voies temporelles, un discriminateur rapide à seuil variable (DR) recueille l'information venant des PAC et la transmet sous la forme d'impulsions logiques, de longueurs ajustables. On définit ainsi la durée d'ouverture de la coïncidence (CO), qui travaille par superposition des deux impulsions reçues sur chacune de ses entrées. Nous avons travaillé avec des impulsions de 30 ns de longueur, soit avec un temps d'ouverture de $2\tau = 60$ ns. Ce temps est nettement suffisant pour admettre en coïncidence les paires de particules issues simultanément de la cible et dont les temps de vol jusqu'aux détecteurs diffèrent en raison de leurs énergies différentes. D'autre part, ce temps admet un taux de coïncidences fortuites acceptable. L'impulsion livrée par la coïncidence passe ensuite dans une mise en forme (GG) et un distributeur (D), ce qui permet d'ouvrir les portes des deux convertisseurs analogiques-numériques (CA) ou codeurs des voies spectroscopiques.

Sur chaque voie spectroscopique, nous avons un amplificateur linéaire qui, par intégration et différentiation, met en forme les impulsions à l'adresse des codeurs. Ceux-ci sont des modèles IPN 2000, construits par le département d'électronique de notre Institut. Ils convertissent des impulsions comprises entre 0 et 500 mV en une plage de 2048 canaux. Ils sont pourvus, à l'entrée, d'un atténuateur, de seuils inférieur et supérieur variables et de circuits de coïncidence directe et retardée. Nous n'avons utilisé qu'une partie de la plage de conversion en plaçant le seuil supérieur de façon à limiter la conversion à 1000 canaux. Comme nous travaillons à la sortie en code BCD (binaire codé décimal) le dernier canal, noté 999, requiert au maximum trois "digits". Le choix de ce code est dicté par l'analyseur multicanaux DIDAC 800, placé après l'interface et dont on utilise les registres de mémoire. Le temps mort sur les codeurs est inférieur à 100 μ s. Ceci est négligeable par rapport au taux d'accumulation des événements (0.3 à 0.6 s^{-1}) et n'entraîne, par conséquent, aucune correction sur l'efficacité du système d'acquisition.

L'interface, également construit par le département d'électronique de notre Institut, est l'élément principal de ce dispositif. Lorsqu'un événement biparamétrique est enregistré par les codeurs, il les lit et forme un mot de 6 digits, qu'il transmet au bloc mémoire du DIDAC 800.

Un événement occupe ainsi le registre normalement attribué au contenu d'un canal de l'analyseur. Comme ce dernier dispose de 800 canaux, nous avons la possibilité d'emmagasiner 800 événements successifs. Lorsque ce nombre est atteint, l'interface bloque les enregistrements et commande l'arrêt du moniteur et de l'intégrateur de courant du faisceau de l'accélérateur. Le contenu de la mémoire est alors transcrit sur bande de papier, à l'aide d'une perforatrice Tally. L'étiquette permet d'associer un numéro d'identification à chaque tranche de 800 événements transcrite sur bande.

3.2.3 Electronique associée du moniteur

La figure 3.2 montre le schéma de l'électronique associée du moniteur. Il s'agit d'une simple chaîne d'amplification linéaire, qui transporte l'information du détecteur D_M à l'analyseur multicanaux BM 96. Le départ et l'arrêt de l'accumulation sont commandés par l'interface. Ce dispositif permet d'enregistrer le spectre de toutes les réactions à deux corps provoquées par les deutons tombants sur la cible. L'identification et l'étalonnage de cette voie se fait de la même façon que les voies spectroscopiques. (Voir Appendice C).

3.3 Exploitation des données expérimentales

3.3.1 Traitement par ordinateur

La totalité des événements mesurés a été transférée des bandes de papier sur disques de l'ordinateur IBM 1130 du Centre de calcul de l'Université de Neuchâtel. C'est à l'aide de cet ordinateur qu'ont été traitées les données numériques.

Nous avons constitué sur les disques des fichiers; un fichier original contient la succession de tous les événements correspondant à une configuration cinématique. Ces fichiers originaux sont conservés intacts et c'est d'eux que partent toutes les opérations de tri, telles que la construction de matrices biparamétriques et de projections sur les axes. Ces opérations ont été effectuées essentiellement par trois programmes décrits en appendice (Appendice B).

3.3.2 Etalonnage en énergie des voies spectroscopiques

L'utilisation d'un ordinateur pour l'exploitation des données a nécessité l'étalonnage systématique des voies spectroscopiques. L'enregistrement, sur chacune des voies spectroscopiques, du spectre de l'ensemble des réactions à deux corps provoquées par les deutons incidents, a permis d'établir la correspondance numérique entre l'énergie des particules détectées et la hauteur (mesurée en canaux) des signaux fournis par les détecteurs. En appendice (Appendice C) nous donnons le détail des réactions à deux corps observées et les valeurs de l'étalonnage.

3.3.3 Résolution des voies spectroscopiques

Dans notre dispositif expérimental, la dégradation de la résolution provient essentiellement :

- a) des fluctuations de la stabilité de la tension d'accélération du van de Graaff,
- b) des pertes d'énergie et de "straggling" des particules chargées dans la cible,
- c) de la résolution intrinsèque des détecteurs,
- d) de la résolution des modules électroniques.

En appendice (Appendice C), nous avons évalué la contribution de chacune de ces sources et nous avons obtenu une résolution qui est inférieure à ± 30 keV. Cette valeur est compatible avec l'ensemble des performances exigées par notre système d'acquisition de données.

Chap. 4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

4.1 Procédure de dépouillement

Immédiatement après la transcription d'un enregistrement sur disque, nous construisons avec ses 800 événements, une matrice biparamétrique en groupant les canaux originaux par 32. Cet examen grossier, mais rapide du déroulement de l'expérience nous permet de juger s'il s'effectue correctement. Ce contrôle nous est nécessaire car nous ne disposons pas d'une visualisation électronique en ligne.

Lorsque la totalité des événements correspondant à une configuration angulaire est sur disque (en principe 20 enregistrements de 800 événements), nous construisons une matrice globale en groupant les canaux par 16. Un exemple d'une telle matrice est donné à la figure 4.1. Elle correspond à la configuration $\theta_1 = 40.6^\circ$ et $\theta_2 = 129.0^\circ$ pour laquelle nous donnons la ligne cinématique calculée et les positions attendues des événements dus aux divers processus séquentiels sur la figure 4.2. On saisit aisément la correspondance entre les deux figures. Les résonances dues aux niveaux de 16,63 et 16,93 MeV du ${}^8\text{Be}$ ainsi que le niveau fondamental de l' ${}^5\text{He}$ sont très prononcées, alors qu'on n'en remarque pas pour le niveau de 11,4 MeV du ${}^8\text{Be}$, ni pour l'état ${}^2P_{1/2}$ de l' ${}^5\text{He}$. De plus, aux basses énergies apparaissent des groupes d'événements dus aux coïncidences fortuites entre particules issues de réactions à deux corps parasites (voir appendice C). Ils ne contaminent pas la région encadrée sur la figure 4.1, région où se situent les événements que nous étudions et dont nous allons faire une analyse plus détaillée.

Les événements sont toujours conservés dans leur codage initial. Il est donc possible de construire des matrices 1000 x 1000. Toutefois, la résolution étant de ± 30 keV et 1 canal étant équivalent à ~ 15 keV (voir 3.3.2 et 3.3.3) il est raisonnable de construire des matrices en groupant les canaux par 4 au minimum. La figure 4.3 nous montre la région encadrée de la figure 4.1 où les canaux ont été groupés par 4.

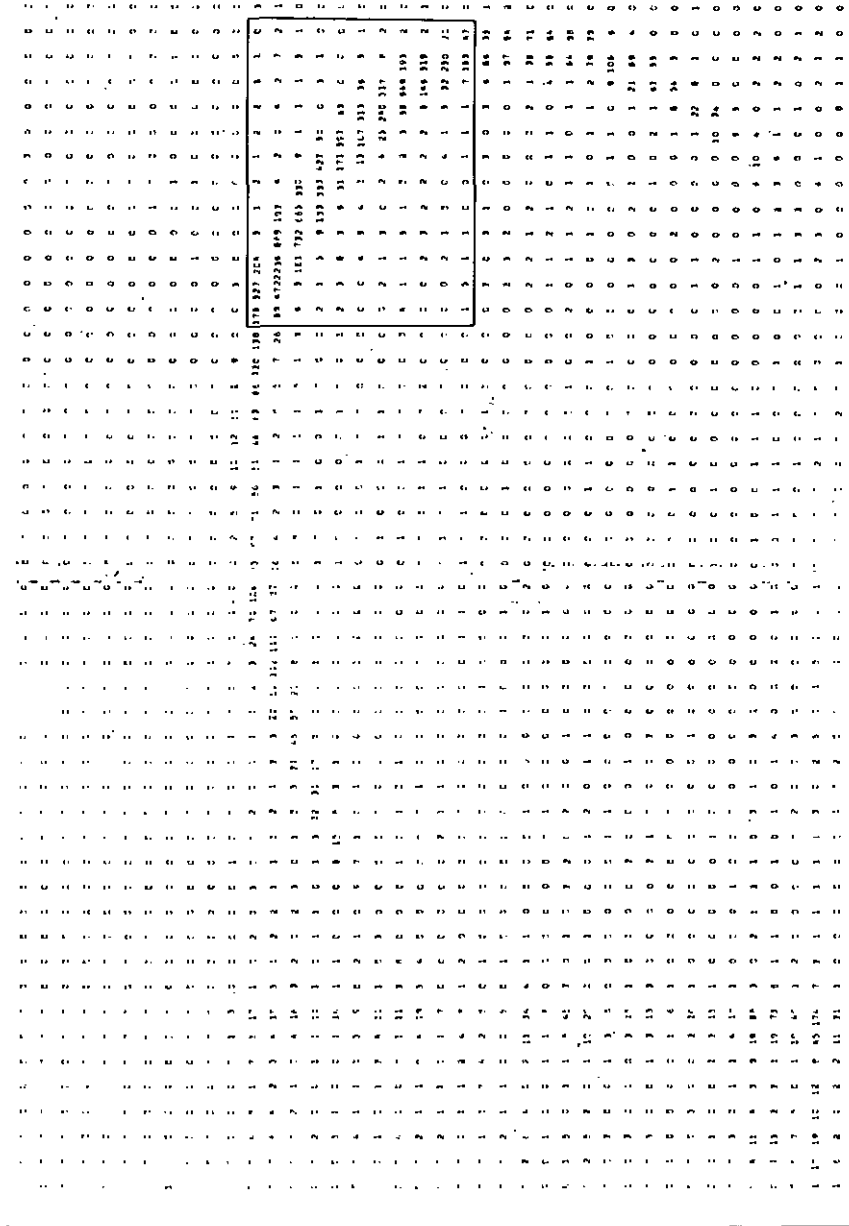


Fig. 4.1 : Exemple de spectre biparamétrique, mesuré pour $\theta_1 = 40,6^\circ$ et $\theta_2 = 129,8^\circ$. Les canaux sont groupés par 16.

E₁

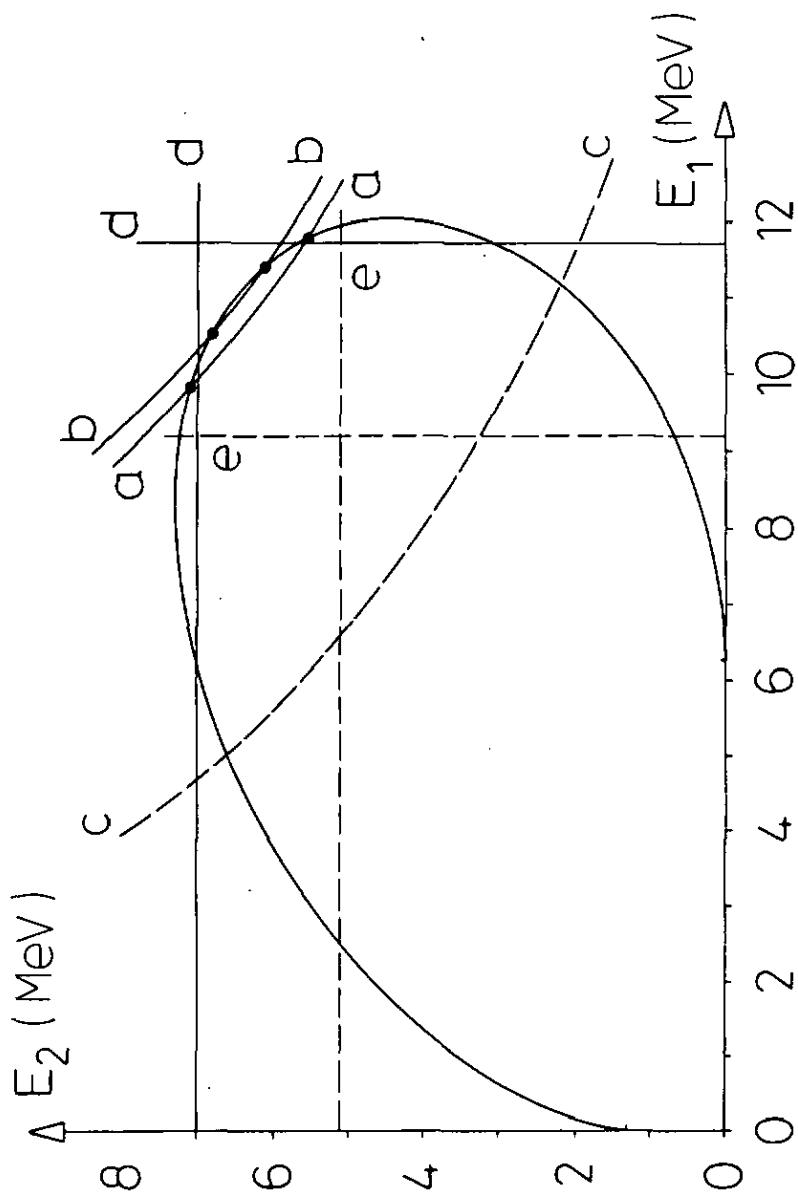


Figure 4.2 : ligne cinématique pour $\theta_1 = 40,6^\circ$ et $\theta_2 = 129,8^\circ$
 a,b,c = niv. du ${}^6\text{Be}$ à 16,63, 16,93 et 11,4 MeV
 d,e = niv. de ${}^{15}\text{He}$ à 0 et 2,6 MeV

On voit qu'en dehors de la zone recouverte par les événements corrélés, la moyenne des événements par cellule est inférieure à un. Ceci rend superflue la soustraction d'un piédestal dû au bruit de fond superposé aux bons événements.

Pour la construction des projections de la ligne cinématique sur les axes E_1 et E_2 nous avons additionné le contenu de chaque cellule le long d'une colonne ou d'une ligne en nous limitant à une zone définie par les angles solides des détecteurs en tenant compte des élargissements dus à la résolution électronique (programme Houla et Houpe, voir appendice B). Cette façon de procéder assure la consistance nécessaire entre les traitements de chaque configuration. On note qu'ainsi sont éliminés les événements fortuits se trouvant hors de la zone cinématique. S'ils sont rares par cellule, leur contribution peut devenir importante par sommation le long d'une colonne; notons encore que la hauteur de la colonne varie d'une configuration à l'autre.

4.2 Moniteur

La comparaison de résultats provenant de différentes configurations angulaires exige la mise en oeuvre d'un moniteur. Nous avons dû renoncer à utiliser le procédé très commode qui consiste à intégrer le courant des particules incidentes, pour la simple raison que l'épaisseur des cibles n'est pas constante. D'une part, elle peut varier d'une cible à l'autre (inhomogénéité, etc., voir 3.1.3) et d'autre part, elle diminue en cours de mesures par suite de l'évaporation provoquée par l'échauffement dû au passage du faisceau de deutons. Un moniteur nucléaire, fonction seulement de la quantité de lithium et du flux de deutons, est donc indispensable.

Un spectre monoparamétrique doit donc être enregistré parallèlement au spectre biparamétrique. A cette fin, on utilise un 3e détecteur, dont la position est fixée une fois pour toutes ($\theta_M = 105^\circ$). Le choix de l'angle a été déterminé après examen de la cinématique à deux corps (voir appendice C) et en tenant compte des mouvements de deux autres détecteurs. L'enregistrement est fait par un analyseur multicanaux BM 96 (voir schéma figure 3.5), sur une plage de 1024 canaux. La figure 4.4 montre une partie d'un des spectres enregistrés par le moniteur. L'identification des raies a été faite de la même manière que pour les spectres d'étalonnage des voies spectroscopiques (voir appendice C).

Pour des mesures relatives, la détermination de la surface du pic de la réaction ${}^7\text{Li}(d, p_0){}^6\text{Li}$ ($Q = -0.192$ MeV) est suffisante. La connaissance de la valeur de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ de cette réaction fournit la valeur absolue de la section efficace par la relation :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{N}{H_M} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2 \Delta E_1} \quad (4-1)$$

où N = nombre d'événements par canal en projection sur E_1

H_M = " " dans le pic ${}^7\text{Li}(d, p_0){}^6\text{Li}$ du moniteur

$\Delta\Omega_M$ = angle solide du moniteur = $7,07 \cdot 10^{-4}$ sr

$\Delta\Omega_{1,2}$ = angles solides des détecteurs 1 et 2 = $4,43 \cdot 10^{-4}$ sr

ΔE_1 = largeur d'un canal de la projection sur E_1 = 0,055 MeV

et $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ = section efficace différentielle ${}^7\text{Li}(d, p_0){}^6\text{Li}$ à 105° dans le laboratoire = $6,66$ mb.sr $^{-1}$ à environ $\pm 5\%$ près. Ceci est la valeur la plus récente de Sellschop¹²⁾.

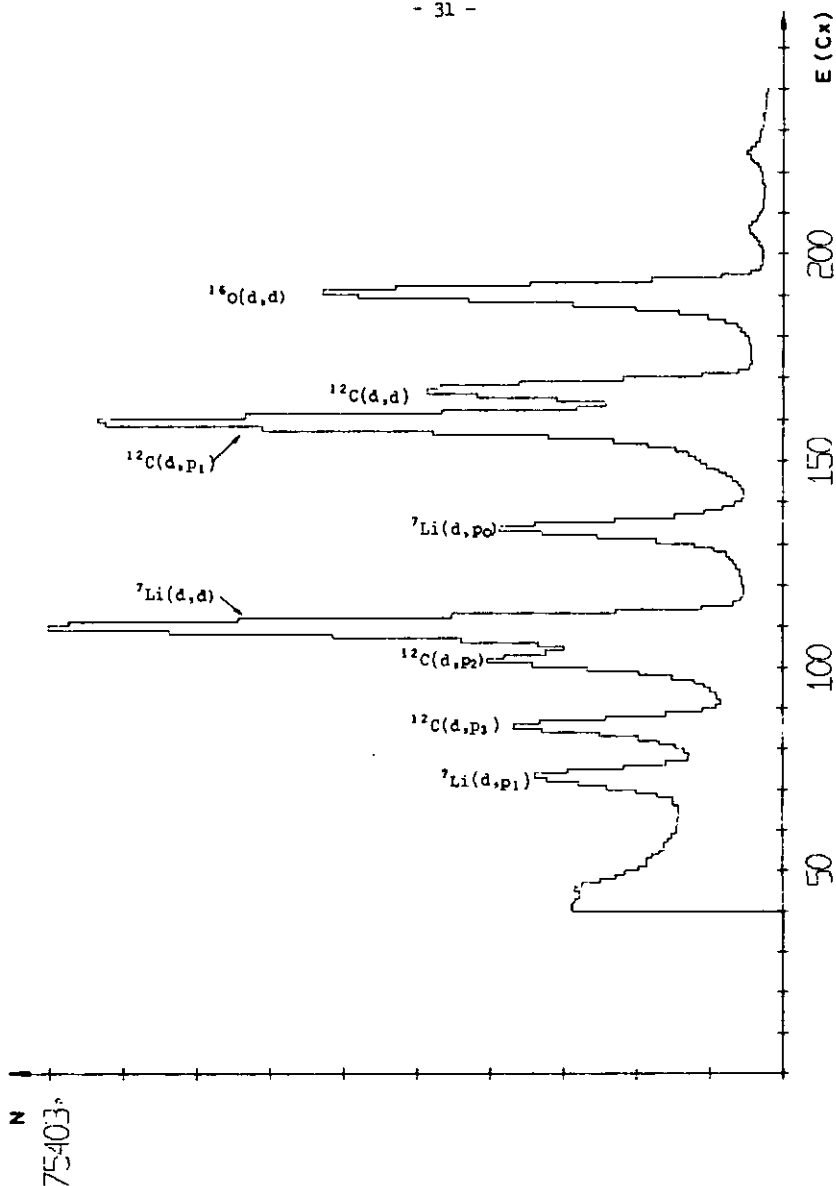


Fig. 4.4 : Spectre partiel du moniteur. La figure se limite à la partie représentative du spectre. Nous avons coupé le fond continu qui s'accroît exponentiellement en-dessous du canal 40. Au-dessus du canal 240 le spectre se poursuit de façon monotone jusqu'aux environs du canal 800, avec en plus les 4 raies $^{12}\text{C}(d,p_0)$, $^{16}\text{O}(d,\alpha)$, $^{16}\text{O}(d,p_0)$ et $^{16}\text{O}(d,p_1)$.

4.3 Spectres projetés des configurations relatives à la première étape

La figure 4.5 montre les projections sur l'axe E_1 des sections efficaces différentielles en fonction de l'angle d'émission du neutron θ_3^* . Les projections ont été normées à l'aide du moniteur. L'étalonnage vertical est de $1 \text{ mb} \cdot \text{sr}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1}$ pour 0,854 U.A. (unité arbitraire).

Si la présence des événements dus aux processus séquentiels passant par les niveaux de 16,63 et 16,93 MeV du ^8Be et par l'état fondamental de 1^5He est bien établie sur toutes les configurations, il est difficile de se prononcer sur la présence de ceux passant soit par le niveau large de 11,4 MeV du ^8Be , soit par l'état excité de 1^5He à environ 2,6 MeV. Ces deux processus ont des intensités nettement plus faibles que les trois autres et notre analyse ne permet pas de les chiffrer.

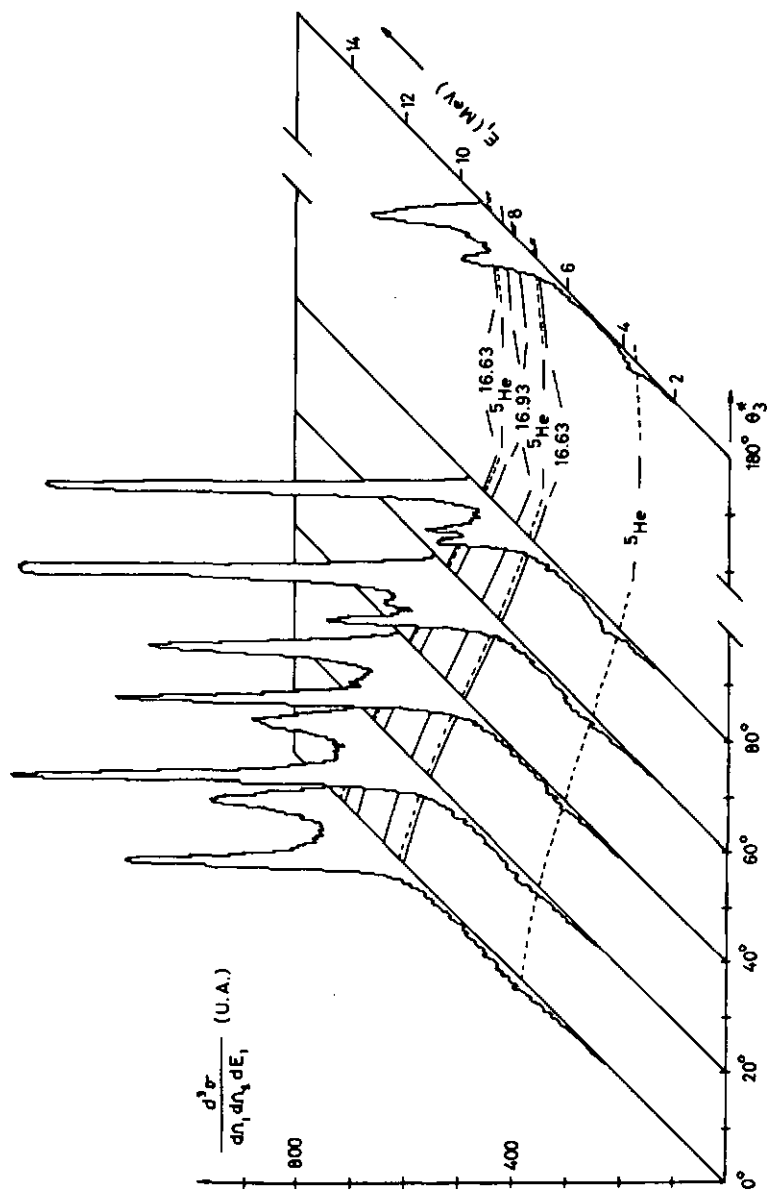


Fig. 4.5 : Projection sur l'axe E_1 des spectres biparamétriques relatifs à la distribution angulaire de la lère étape.

4.4 Spectres projetés des configurations angulaires relatives à la
deuxième étape

Les figures 4.6 a) et b) montrent les projections des configurations pour lesquelles l'angle θ_3^* était maintenu constant; en a) les configurations pour $\theta_3^* = 0^\circ$ et en b) pour $\theta_3^* = 40^\circ$. Lorsque l'angle ψ tend vers 90° , les deux pics provenant du niveau de 16,63 MeV se rapprochent et finalement se superposent à partir de $\psi = 120^\circ$.

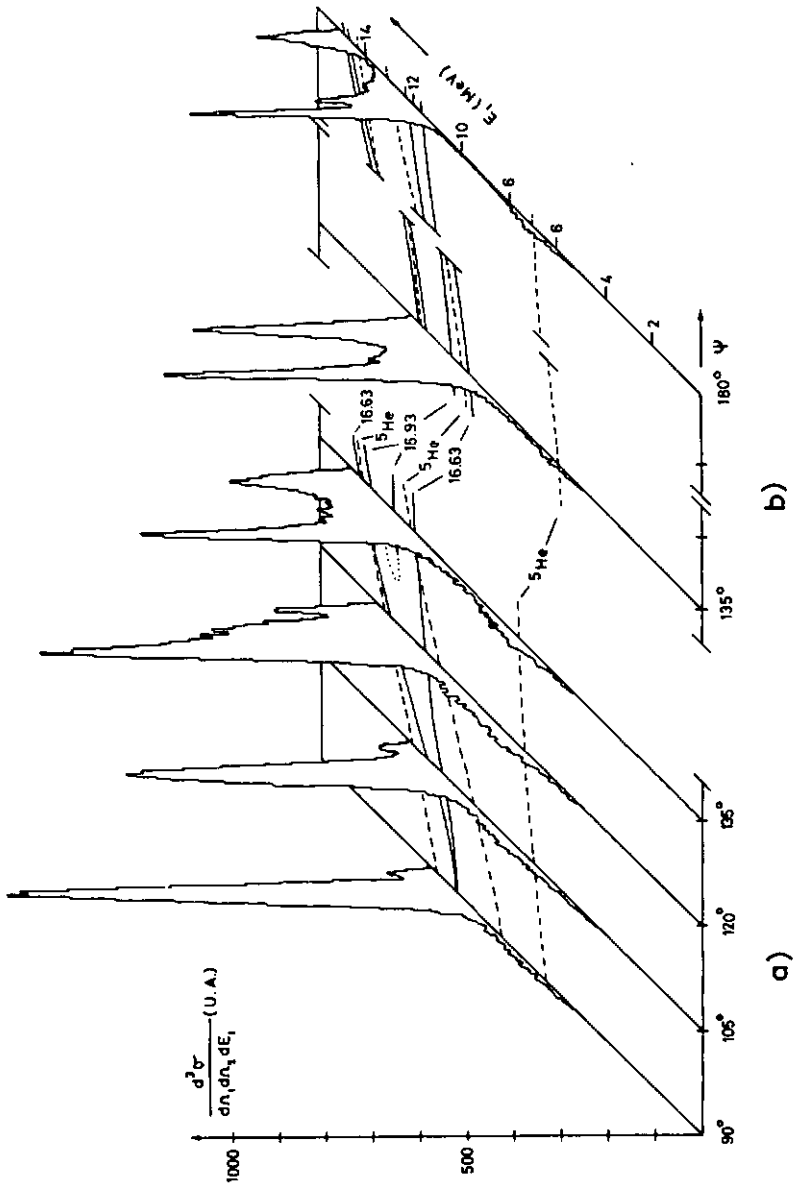


Fig. 4.6 : Projections sur l'axe E_1 des spectres biparamétriques relatifs à la distribution angulaire de la 2e étape.
En a), $\theta_3^* = 0^\circ$ et en b), $\theta_3^* = 40^\circ$.

Chap. 5 - INTERPRETATION DES RESULTATS
ET CONCLUSIONS

5.1 Choix de la méthode

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques peut se faire de différentes façons. Le choix le plus naturel est d'extraire des données expérimentales les paramètres et grandeurs fondamentales du mécanisme de réaction. A cette fin, il faut éliminer des résultats bruts tous les phénomènes liés à la réalisation pratique des expériences qui, dans notre cas, peuvent avoir des effets considérables sur la forme des spectres mesurés. Citons, par exemple, l'élargissement de la ligne cinématique dû à la dimension finie des détecteurs. Il provoque un chevauchement des processus étudiés qui ne se laisse pas traiter facilement par une méthode de déconvolution.

Il nous a paru préférable de simuler la réaction étudiée à partir d'un modèle et d'ajuster ses paramètres jusqu'à ce que la simulation reproduise l'expérience. Dans cette simulation nous avons aussi introduit des paramètres propres à l'expérience, tels que les angles solides des détecteurs et la dimension de la tâche d'impact du faisceau sur la cible. La comparaison idéale se ferait entre spectres biparamétriques simulés et mesurés. Toutefois, en raison de la capacité limitée de l'ordinateur utilisé (IBM 1130, 16 K), il ne nous a pas été possible de construire des spectres biparamétriques, mais uniquement des spectres correspondant à la projection sur un des axes en énergie. La comparaison s'est effectuée au niveau des projections, entre les sections efficaces différentielles calculées et mesurées.

5.2 Modèle utilisé

Depuis quelques temps, la méthode des graphes de Feynman ¹³⁾, utilisée avec succès en électrodynamique quantique, a été adaptée à la physique nucléaire, notamment par Shapiro ¹⁴⁾¹⁵⁾. Nous laissons à ces auteurs le soin de la justification de cette transcription. Précisons cependant que la méthode des diagrammes de Shapiro n'est pas un développement en série de perturbations (réf. 14) p. 100).

Nous utiliserons ce formalisme sachant bien qu'il ne peut fournir une description complète du mécanisme. En particulier, les facteurs de formes, qui sont à traiter comme des paramètres, ne permettent pas une description exempte d'arbitraire. Ceci exclut une prédiction de la valeur absolue de la section efficace. Ce modèle nous sert avant tout à extraire du chevauchement expérimental les processus qui nous intéressent.

Ce même formalisme a été utilisé récemment par Thiévent et al. ¹¹⁾ pour analyser des mesures de diffusion de proximité dans la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$. Ce groupe a travaillé à une énergie légèrement inférieure à la nôtre : entre 2,07 et 2,25 MeV (laboratoire). Ils ont reproduit avec succès la forme de leurs spectres expérimentaux. Il est tout indiqué d'utiliser leurs notations.

Mentionnons encore un calcul, développé par F. Foroughi ¹⁶⁾ et basé sur le formalisme de la deuxième quantification ¹⁷⁾. Il conduit à des expressions identiques à celles données par Thiévent et al.

5.2.1 Section efficace différentielle

La section efficace différentielle, pour une réaction produisant trois particules dans l'état final, est donnée par la relation ¹⁸⁾

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 \hbar^2}{|\vec{v}_0 - \vec{v}_t|} d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3 |T_{fi}|^2 \delta(\hbar\omega_f - \hbar\omega_i) \delta(\hbar\vec{k}_f - \hbar\vec{k}_i) \quad (5-1)$$

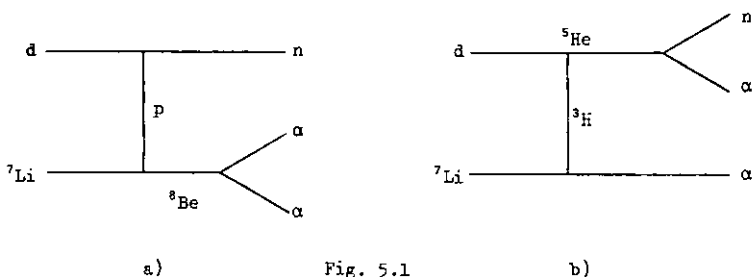
où $\hbar \vec{k} = \vec{p}$ est l'impulsion d'une particule et $\hbar \omega = E$ son énergie.
 T_{fi} représente l'amplitude de transition sans spin. Après intégration permise par les fonctions δ , nous obtenons dans le référentiel du laboratoire :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar^5} \frac{m_0}{p_0} \rho |T_{fi}|^2 \quad (5-2)$$

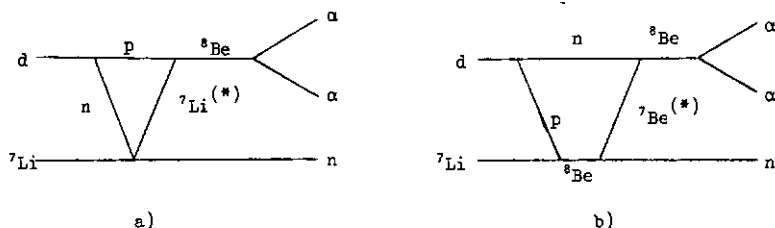
où $\rho = \frac{m_1 m_2 m_3 p_1 p_2^3}{(m_2 + m_3) p_2^2 + m_2 p_2 (\vec{p}_1 - \vec{p}_0)}$ est le facteur d'espace de phase (5-3)

La méthode de Shapiro consiste à évaluer les éléments de matrice correspondant à différents diagrammes. Ceux-ci sont par exemple du type polaire ou triangulaire et pour chaque type on peut avoir différents états intermédiaires.

Dans la réaction ${}^7\text{Li} + d + \alpha + \alpha + n$ nous avons les diagrammes polaires suivants :



Les diagrammes triangulaires sont plus nombreux :



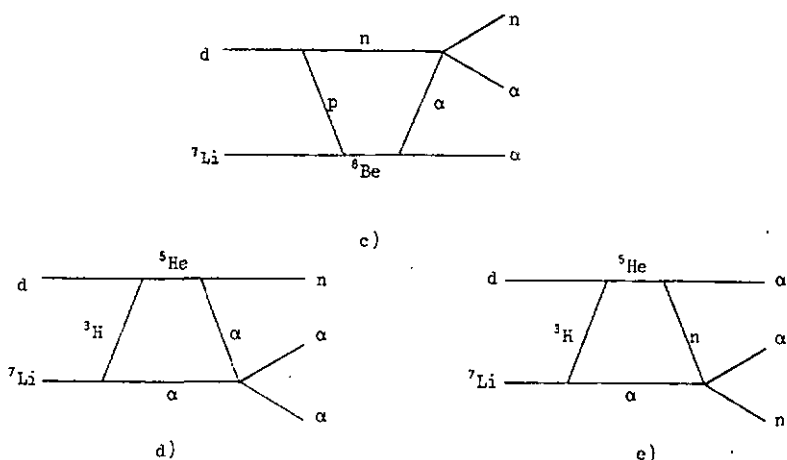


Fig. 5.2

Mentionnons encore d'autres formes représentatives :

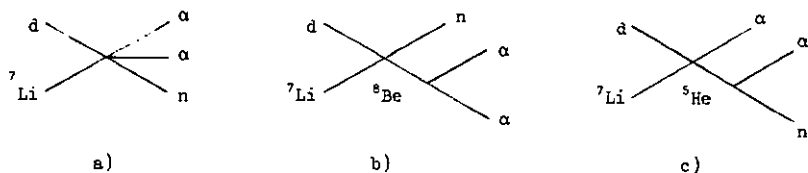


Fig. 5.3

où a) représente une tripartition directe, b) une décomposition séquentielle avec formation intermédiaire de ^8Be et c) une décomposition séquentielle avec formation intermédiaire d' ^5He et qui peuvent être considérées comme l'image de phénomènes plus complexes.

Le choix des diagrammes à considérer peut être fait sur la base des hypothèses suivantes :

a) Le niveau à 16,63 MeV du ${}^8\text{Be}$ est un "cluster" ${}^7\text{Li} + p$ à l'entrée.

En effet, ce niveau est observé par transition γ à partir du niveau à 17,64 MeV, qui lui, est obtenu par la réaction ${}^7\text{Li} + p$ (4) (fig. 5.4).

On voit que le diagramme polaire de la figure 5.1 a) favorise une telle clusterisation en induisant la réaction ${}^7\text{Li} + p$ hors de la couche de masse.

b) Certaines hypothèses ⁶⁾ laissent penser que le niveau 16,93 MeV du ${}^8\text{Be}$ est un cluster ${}^7\text{Be} + n$ à l'entrée. Cette réaction, hors de la couche de masse, est visible sur le diagramme triangulaire 5.2 b).

Un calcul du diagramme triangulaire n'est pas immédiat : en effet, l'énergie et l'impulsion des particules dans les propagateurs ne sont pas fixées; il faut donc intégrer ces grandeurs sur toutes les valeurs permises. Nous effectuons une réduction en symbolisant par le diagramme 5.3 b) le processus passant par ce niveau. A la limite, cette façon de procéder peut être considérée comme un diagramme triangulaire où nous avons mis des constantes pour les propagateurs et les vertex.

c) Le passage par le niveau fondamental de ${}^5\text{He}$ peut être décrit par le diagramme polaire 5.1 b).

Il est bien évident que des diagrammes triangulaires peuvent intervenir dans les processus mentionnés sous a) et c). On pourrait en tenir compte de la même façon que pour le cas b), en les caractérisant par des diagrammes des genres 5.3 b) et c) respectivement. Sachant qu'une telle contribution est faible et afin de ne pas augmenter inconsidérément le nombre des paramètres, nous ne l'avons pas introduite pour le processus passant par le niveau de 16,63 MeV du ${}^8\text{Be}$. Nous discuterons plus loin la manière adoptée pour le passage par ${}^5\text{He}$.

Au vu des résultats expérimentaux, il n'est pas nécessaire de tenir compte des contributions éventuelles dues aux niveaux de 11,4 MeV du ${}^8\text{Be}$ et de 2,6 MeV de ${}^5\text{He}$.

Nous aurons donc comme éléments de matrice :

$$\begin{matrix} M_1 M_2 M_3 & 16,63 & M_1 M_2 M_3 & 16,93 & M_1 M_2 M_3 & {}^5\text{He} & M_1 M_2 M_3 \\ \text{T} & = & \text{T} & + \text{A} & \text{T} & + \text{B} & \text{T} \\ M_0 M_t & & M_0 M_t & & M_0 M_t & & M_0 M_t \end{matrix} \quad (5-4)$$

où A et B sont des constantes complexes déterminant les amplitudes relatives et les déphasages des différents processus.

L'amplitude totale sera donnée par :

$$|T_{fi}|^2 = \frac{1}{(2J_0+1)(2J_t+1)} \sum \left| \begin{matrix} M_1 M_2 M_3 \\ \text{T} \\ M_0 M_t \end{matrix} \right|^2 \quad (5-5)$$

5.2.2 Calcul des éléments de matrice

L'élément de matrice se calcule en appliquant les lois établies par Shapiro⁽⁴⁾¹⁹⁾²⁰⁾. L'amplitude de chaque vertex est donnée par :

$$F_{M(j,k)}^{M_j M_k} = (4\pi)^{\frac{1}{2}} \sum_{s,L} g_{s,\ell}(k) \sum_{\nu,m} C_{M_j M_k \nu}^{J_j J_k s} C_{\nu m M}^{s \ell J} Y_{\ell}^m(\hat{k}) \quad (5-6)$$

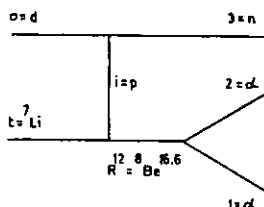
où $\vec{k} = \mu_{jk}(\vec{k}_j/m_j - \vec{k}_k/m_k)$ est le nombre d'onde relatif, \hat{k} représente sa direction et k sa grandeur. Y_{ℓ}^m représente les fonctions sphériques normalisées, les C sont les coefficients de Clebsch-Gordan et $g_{s,\ell}(k)$ le facteur de forme. J, M sont le spin d'une particule et sa projection; s, ν le spin de voie d'un système de deux particules et sa projection et ℓ , m le moment angulaire du mouvement relatif des deux particules.

Le facteur de forme $g_{s,\ell}(k)$ se calcule à l'aide des largeurs partielles Γ expérimentales lorsque la décomposition est énergétiquement possible. Si ce n'est pas le cas, c'est-à-dire lorsque le processus est hors de la couche d'énergie, il faut utiliser un modèle.

Il est bien entendu que ces expressions se calculent dans le référentiel du centre de masse de chaque sous-système.

Calcul de $16,63_T$

Il s'agit de calculer l'élément de matrice du diagramme polaire :



Les spins et parités des particules sont les suivants :

$$J_O^\pi = 1^+ \quad J_t^\pi = 3/2^- \quad J_i^\pi = 1/2^+ \quad J_R^\pi = 2^+ \quad J_1^\pi = J_2^\pi = 0^+ \quad J_3^\pi = 1/2^+$$

L'élément de matrice est obtenu en faisant le produit des amplitudes de chaque vertex par les propagateurs des lignes joignant les vertex¹⁹⁾.

Symboliquement, on peut écrire pour le diagramme polaire ci-dessus :

$$16,63_T = G_1 \frac{i \hbar}{-E_d + \frac{q_{13}^2}{2\mu_{13}} + i \epsilon} G_2 \frac{i \hbar}{U_2 - E_d^{12} + \frac{1}{2} i \Gamma_{16,63}} G_3 \quad (5-7)$$

où $E_d = -2,225$ MeV est l'énergie de liaison du deuton, $U_2 = 16,721$ MeV est l'énergie relative correspondant au niveau à $16,63$ MeV et q_{13}^2 le transfert d'impulsion.

G_1, G_2, G_3 représentent les amplitudes des vertex et les dénominateurs sont les expressions des propagateurs.

Pour effectuer le calcul, nous avons fait de nombreuses hypothèses simplificatrices. Nous avons pris G_1, G_2 et G_3 constant. Examinons ce que cela signifie.

G_1 représente le vertex de cassure du deuton. Si on se limite à l'état S, on obtient à partir de la formule (5-6) :

$$G_1 = F \frac{M_1 M_3}{M_0} = \epsilon_{1,0}(k_{13}) C \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{M_3 M_1 v} \quad (5-8)$$

On peut le considérer comme constant, car quel que soit le potentiel choisi pour le deuton, le facteur de forme varie peu dans notre domaine d'énergie²¹⁾.

G_2 représente la formation du ${}^8\text{Be}^{(16,63)}$ par la réaction ${}^7\text{Li} + p$ hors de la couche de masse. Le spin de voie vaut : $s = s_{ti} = 1,2$ et la conservation de la parité exige un moment angulaire l impair. Les valeurs possibles sont $l_{ti} = 1,3$. La valeur $l_{ti} = 3$ étant peu probable pour notre énergie, il reste $l_{ti} = 1$.

Nous avons donc :

$$G_2 = F \frac{M_R}{M_t M_i} = (4\pi)^{\frac{1}{2}} \sum_{S=1}^2 g_{S,1}^* (k_{ti}) C_{\frac{1}{2} \frac{1}{2} S}^{S12} C_{M_t M_t \nu}^{m*} Y_l(\hat{k}_{ti}) \quad (5-9)$$

G_2 dépend donc de l'impulsion relative d'entrée $\vec{p}_{ti} = \hbar \vec{k}_{ti}$. Le noyau intermédiaire prendra toujours la direction de celle-ci, si bien que dans le référentiel du ${}^8\text{Be}$, \hat{k}_{ti} sera constant. En prenant G_2 constant on néglige la dépendance en énergie et en moment angulaire de la sous-réaction ${}^7\text{Li} + p$.

Examinons la décomposition du ${}^8\text{Be}^{(16,63)}$ en deux particules α . Le spin de voie $S_{12} = 0$ et le moment angulaire ne peut prendre que la valeur $l_{12} = 2$.

$$G_3 = F \frac{M_1 M_2}{M_R} = (4\pi)^{\frac{1}{2}} g_{0,2} (k_{12}) Y_2(k_{12}) \quad (5-10)$$

La décomposition est énergétiquement possible et le facteur de forme est donné au moyen de la largeur Γ_R par l'expression¹⁹⁾

$$g_{0,2} = \frac{1}{2\pi} \left| \Gamma_R \hbar / (2^3 \mu_{12}^3 Q_{1,2})^{\frac{1}{2}} \right|^{\frac{1}{2}} \quad (5-11)$$

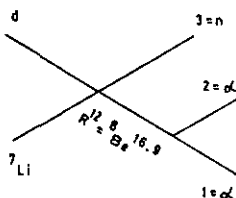
et est constante.

G_3 ne dépend que de la direction \hat{k}_{12} , qui est la direction d'émission des deux particules α dans le référentiel où le ${}^8\text{Be}$ est au repos. Cette direction correspond à celle définie par l'angle ψ (voir 2.2.1).

Dans les configurations mettant en évidence la 1ère étape de la réaction, nous observons le passage par le niveau à 16,63 MeV pour une valeur fixe de ψ . Dans ce cas, G_3 est constant.

Calcul de ${}^{16,93}\text{T}$

Nous symboliserons l'élément de matrice par le diagramme :



avec $J_R^\pi = 2^+$. En faisant le produit des amplitudes des deux vertex par le propagateur, nous obtenons :

$${}^{16,93}\text{T} = G_1' \frac{i \hbar}{U_2 - E_r^{12} + \frac{1}{2} i \Gamma_{16,93}} \cdot G_2' \quad (5-12)$$

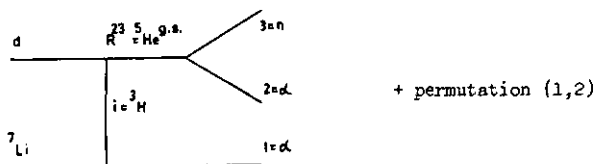
où $U_2' = 17,02$ MeV est l'énergie relative correspondant au niveau à 16,93 MeV. Le vertex représenté par G_1' est un vertex à 4 branches. Son amplitude n'a pas la forme ni les dimensions de celle des vertex à 3 branches, définie par la formule (5-6). Dans le cas à 4 branches, $G_1' = F_{M_3 M_1}^{M_3 M_1}$ et est proportionnel à un facteur $\frac{i \hbar}{2\mu_{\text{tot}} k_{\text{tot}}}$ multiplié par des coefficients de Clebsch-Gordan et des fonctions sphériques (11)19).

Pour effectuer les calculs, nous avons pris G_1' et G_2' constants. Autrement dit, nous négligeons les effets cinématiques vis-à-vis de la résonance. Cela revient à admettre que les distributions angulaires des deux étapes sont isotropes. Ceci est en accord avec les conclusions du travail de B. Bilves-Bourotte¹⁰⁾.

L'intensité relative de ce processus est mesurée par la constante A (formule 5-

Calcul de ${}^5\text{He}$ T

Nous avons deux fois cet élément de matrice, une fois pour la résonance entre les particules 1 et 3, l'autre fois pour la résonance entre les particules 2 et 3. Les diagrammes polaires correspondants sont :



avec $J_R^\pi = 3/2^-$ et $J_1^\pi = 1/2^+$. Comme pour ${}^{16,63}\text{T}$ nous avons :

$${}^5\text{He T} = G_1'' \frac{i \hbar}{-E_\ell'' + \frac{g^2}{2U_{i1}} + i\varepsilon} G_2'' \frac{i \hbar}{U_2'' - E_r^{23} + \frac{1}{2} i\Gamma_{s_{\text{He}}}} G_3'' \quad (5-13)$$

et aussi une même expression en permutant les indices 1 et 2.

$E_\ell'' = -2,468$ MeV est l'énergie de liaison du ${}^7\text{Li}$ et

$U_2'' = 0,957$ MeV est l'énergie relative correspondant au niveau fondamental de ${}^5\text{He}$.

Comme il est extrêmement difficile de faire des hypothèses sur G_1'' , G_2'' et G_3'' nous avons procédé ainsi : en examinant la cinématique (par exemple sur la figure 4.2) on voit que le processus séquentiel passant par ${}^5\text{He}$ apparaît quatre fois, dont deux fois pour une certaine valeur de l'expression du propagateur i et deux fois pour une autre valeur de ce propagateur (échange des particules 1 et 2).

Pour chaque valeur du propagateur i , le processus apparaît une fois isolément. Ceci nous permet d'effectuer le calcul en ne tenant compte que de la résonance et d'ajuster de cas en cas la constante B (formule 5-4). On obtient ainsi une mesure de l'intensité relative de ce processus, sans avoir à calculer explicitement G_1'' , G_2'' , G_3'' et le propagateur i .

La seule hypothèse qui subsiste est d'admettre l'isotropie de la décomposition de l' ^5He ($G_3'' = \text{constant}$).

Nous avons ainsi une méthode qui nous permet d'estimer de façon satisfaisante la contribution du passage par l' ^5He , contribution qui est, dans la plupart des configurations expérimentales, fortement superposée au processus passant par le niveau de 16,63 MeV du ^8Be .

Finalement nous avons utilisé l'expression suivante pour l'amplitude totale :

$$\begin{aligned}
 \left| T_{fi} \right|^2 &= \frac{E_\alpha^2}{(-E_\alpha + \frac{q^2}{2\mu_{i3}})^2} \cdot \frac{\frac{1}{2} \Gamma_{16,6}^2}{(U_2 - E_R^{12})^2 + \frac{1}{2} \Gamma_{16,6}^2} + \\
 &+ A^2 \frac{\frac{1}{2} \Gamma_{16,9}^2}{(U_2 - E_R^{12})^2 + \frac{1}{2} \Gamma_{16,9}^2} + B_{13}^2 \frac{\frac{1}{2} \Gamma_{5\text{He}}^2}{(U_2 - E_R^{13})^2 + \frac{1}{2} \Gamma_{5\text{He}}^2} + B_{23}^2 \frac{\frac{1}{2} \Gamma_{5\text{He}}^2}{(U_2 - E_R^{23})^2 + \frac{1}{2} \Gamma_{5\text{He}}^2}
 \end{aligned} \tag{5-14}$$

où chaque facteur variable a été normé à 1. Nous n'avons pas introduit le terme d'interférence $2 \operatorname{Re} \frac{16,63}{T A^*} \frac{16,93}{T^*}$ entre les processus passant par les 2 niveaux 2^+ du $^8\text{Be}^*$ car leur éloignement (300 keV) est sensiblement plus grand que les largeurs partielles ($\frac{\Gamma}{2} \leq 50 \text{ keV}$, voir 5.3.2).

5.3 Calculs numériques

Les calculs numériques des spectres projetés ont été exécutés sur l'ordinateur IBM 1130 du Centre de calcul de l'Université de Neuchâtel, par un programme appelé NADIR.

5.3.1 Paramètres expérimentaux

Ce programme permet de tenir compte des facteurs expérimentaux suivants :

a) Angles solides soustendus par les détecteurs.

Devant les deux détecteurs D_1 et D_2 sont placés des diaphragmes rectangulaires. Les angles solides étant petits nous pouvons les caractériser par des ouvertures $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$. Le programme calcule la section efficace en intégrant les différentes grandeurs intervenant dans les calculs sur $\Delta\theta_1$, $\Delta\theta_2$, $\Delta\phi_1$, $\Delta\phi_2$ successivement.

b) Dimension de la tâche d'impact du faisceau sur la cible et angle de celle-ci par rapport au faisceau.

La tâche d'impact du faisceau est du même ordre de grandeur que l'ouverture des diaphragmes des détecteurs. Il a été constaté dans les premiers essais de simulation qu'il était nécessaire d'en tenir compte.

On caractérise la cible par son angle η par rapport à la direction du faisceau et par $2b$ le petit diamètre de l'ellipse représentant la tâche d'impact. Celle-ci est divisée en cinq parties de surfaces égales (fig. 5.5 a)) en la supposant en position $\eta = 90^\circ$. Le cercle est ensuite transformé en ellipse.

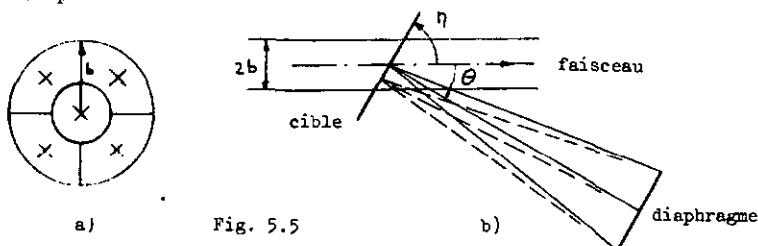


Fig. 5.5

Le programme calcule à partir du centre de chaque surface (x), les nouvelles directions des détecteurs (fig. 5.5 b)).

5.3.2 Largeurs partielles

Pour toutes les simulations faites jusqu'à présent, nous avons utilisé les largeurs partielles suivantes :

$$\Gamma_{16,63} = 95 \text{ keV}$$

$$\Gamma_{16,93} = 85 \text{ keV}$$

$$\Gamma_{^5\text{He}} = 600 \text{ keV}$$

Ce sont les valeurs données par B. Bilves-Bourotte¹⁰⁾. Les deux premières sont données à ± 2 keV près, alors que celle correspondant au niveau fondamental de l'⁵He est donnée à ± 45 keV près. Ceci est en accord avec de nombreux autres auteurs⁷⁾.

5.3.3 Simulation des configurations relatives à la lère étape

Nous convenons d'appeler pic de 16,63 MeV l'ensemble des événements dus au processus séquentiel passant par le niveau excité à 16,63 MeV du ⁸Be et correspondant à l'émission du neutron dans la direction choisie.

Nous ne ferons les simulations que par rapport à celui des axes de projection du spectre biparamétrique pour lequel le pic de 16,63 MeV apparaît nettement. Nous avons convenu de l'appeler : axe E_1 .

L'ajustement des coefficients A^2 et B_{ij}^2 (intensités relatives du niveau de 16,93 MeV du ⁸Be et de l'⁵He) a été fait par essais successifs. L'accord entre les simulations et l'expérience est de l'ordre de 20 %. Nous avons obtenu $A^2 = 0.1$ d'où l'on déduit que l'intensité du niveau de 16,93 MeV est 10 fois inférieure à celle du niveau de 16,63 MeV quand il est produit par un transfert d'impulsion nul ($\theta_3^* = 0^\circ$). Pour B_{ij}^2 , qui englobe tous les facteurs de l'expression (5-13) à l'exception du dénominateur de résonance, nous avons obtenu les valeurs suivantes :

Config.	θ_3^*	$\theta_2(\text{lab})$	$\theta_2(\text{CM})$	B_{ij}^2
1	0	129,8	137,8	0,05
2	20	107,9	117,8	0,03
3	40	87,4	97,8	0,02
4	60	68,1	77,7	0,03
5	80	49,8	57,7	0,05
6	180	36,2	42,3	0,05

Tableau 5.1

Ce tableau donne une idée de la distribution angulaire de la réaction ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + {}^5\text{He}$. Par les B_{ij}^2 il fait apparaître une distribution symétrique par rapport à 90° .

Sur la figure 5.6 sont reportés les spectres mesuré et simulé de la configuration 1. L'histogramme en trait continu représente les valeurs mesurées et le trait interrompu le spectre simulé. Les flèches a,b,c indiquent les positions calculées pour les niveaux de 16,63 MeV (émission du neutron sous $\theta_3^* = 0^\circ$ en a_0) et 16,93 MeV du ${}^6\text{Be}$ et le niveau fondamental de ${}^5\text{He}$.

Pour extraire la contribution provenant uniquement de ce pic, nous avons ajusté la simulation globale, qui tient compte des trois processus indiqués, et calculé une simulation où ne figure que le passage par le niveau de 16,63 MeV. Le rapport des surfaces ainsi calculées nous permettra d'estimer la part des événements issus du pic de 16,63 MeV.

Pour illustrer le chevauchement des différents pics, nous montrons, sur la figure 5.6 a), les simulations de chacun des processus calculés séparément. La zone hachurée, appelée $S_{16,63}$, définit la contribution théorique du pic de 16,63 MeV. La figure 5.6 b) montre la simulation globale et la zone hachurée, appelée S, définit la contribution théorique globale des trois processus.

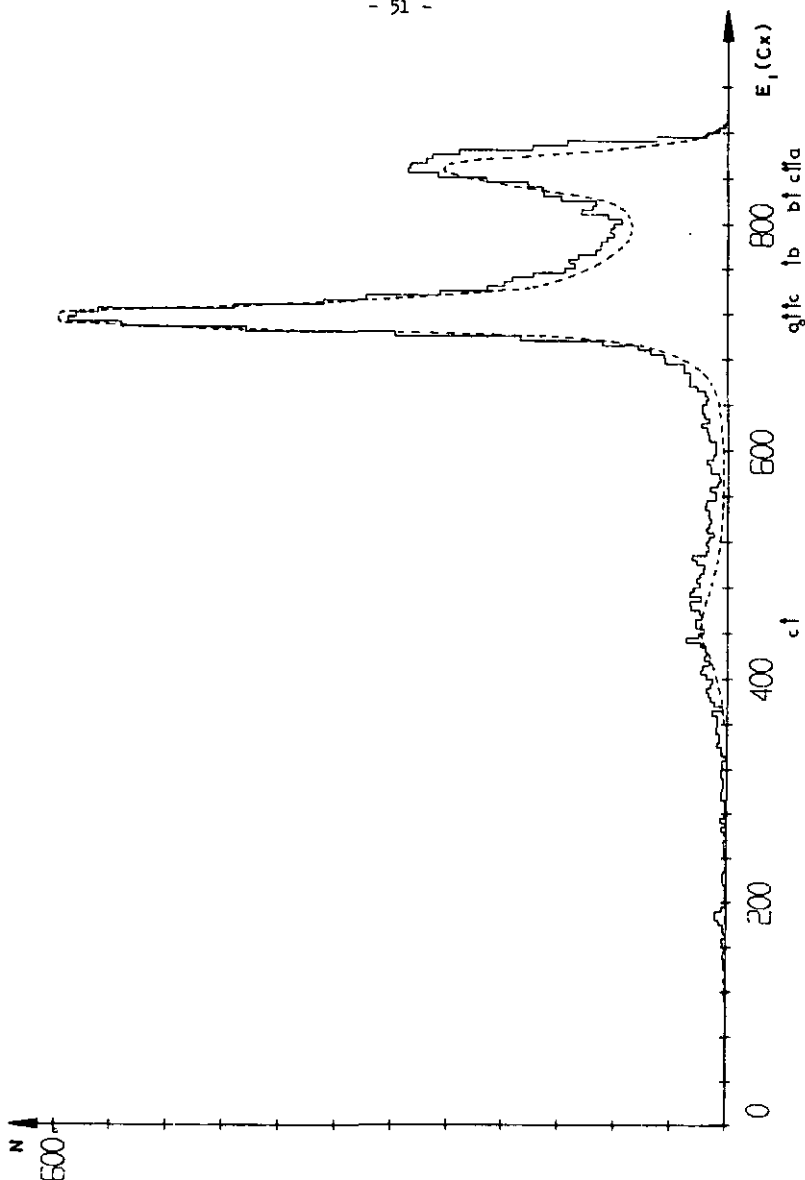


Fig. 5.6 : Spectre projeté sur l'axe E_1 pour la configuration 1 ($\theta_1 = 40,6^\circ$, $\theta_2 = 129,8^\circ$). Le traitillé représente le spectre simulé. Les flèches indiquent les positions attendues pour : a,b niveau du ^8Be à 16,63 et 16,93 MeV
 c niveau fondamental de 1^2He .

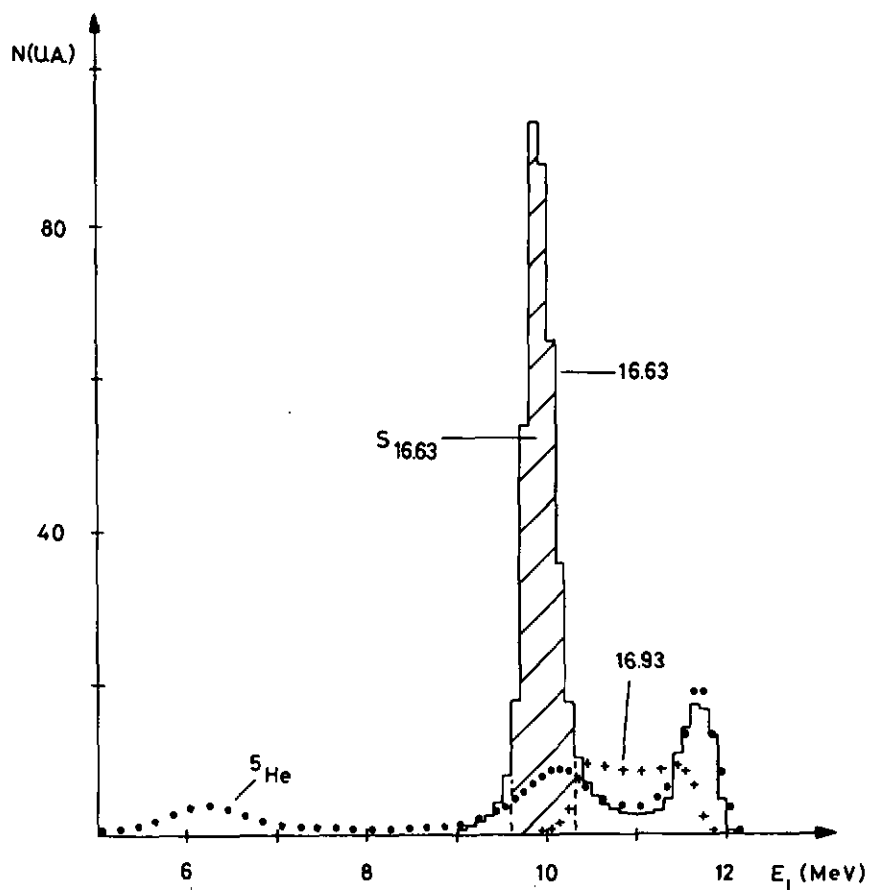


Fig. 5.6 a) : Simulations séparées de chaque processus :
trait continu : niveau du ${}^8\text{Be}$ à 16,63 MeV
croix : niveau du ${}^8\text{Be}$ à 16,93 MeV
point : niveau fondamental de $1\text{' }{}^5\text{He}$.

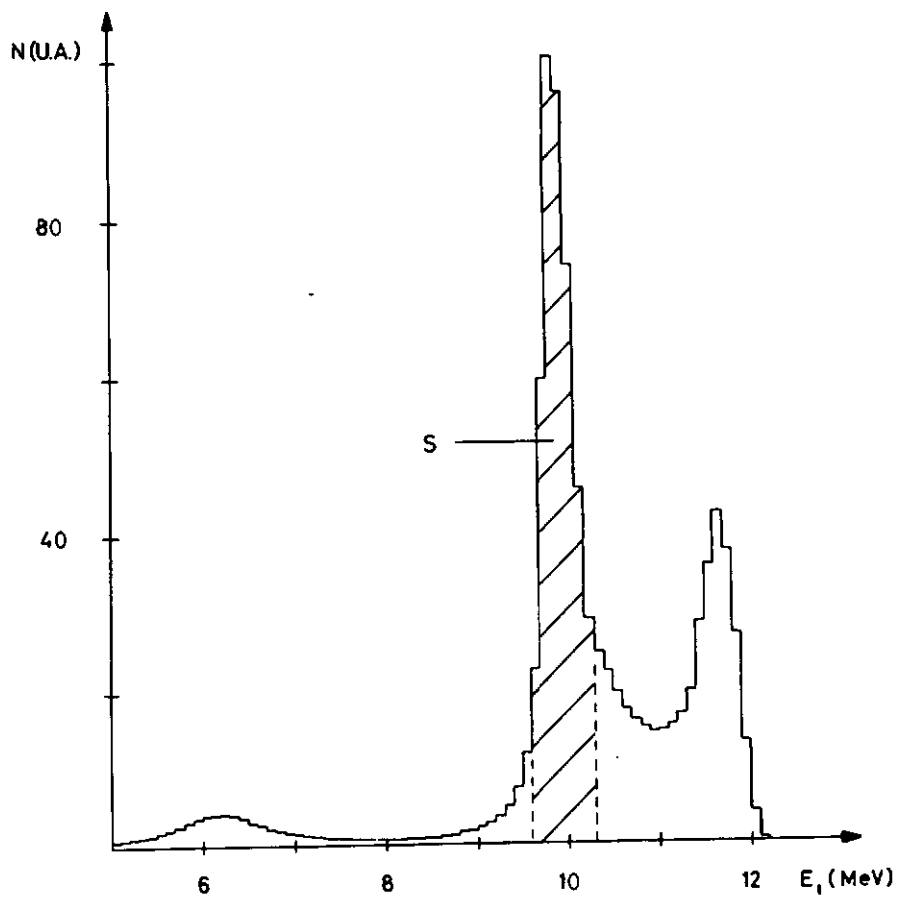


Fig. 5.6 b) : Simulation globale

Par la relation :

$$N_{16,63} = N \frac{S_{16,63}}{S} \quad (5-15)$$

où N est le nombre de tous les événements enregistrés sur le spectre expérimental dans un intervalle de 300 keV centré sur la position attendue du pic de 16,63 MeV, nous extrayons la contribution expérimentale de ce pic.

Cette méthode appliquée à toutes les configurations permet d'obtenir la distribution angulaire du pic de 16,63 MeV en fonction de l'angle d'émission du neutron θ_n^* , représentée par les points de la figure 5.7. Sur cette même figure est encore indiquée l'allure qu'aurait cette distribution angulaire, si le phénomène ne dépendait que du transfert d'impulsion.

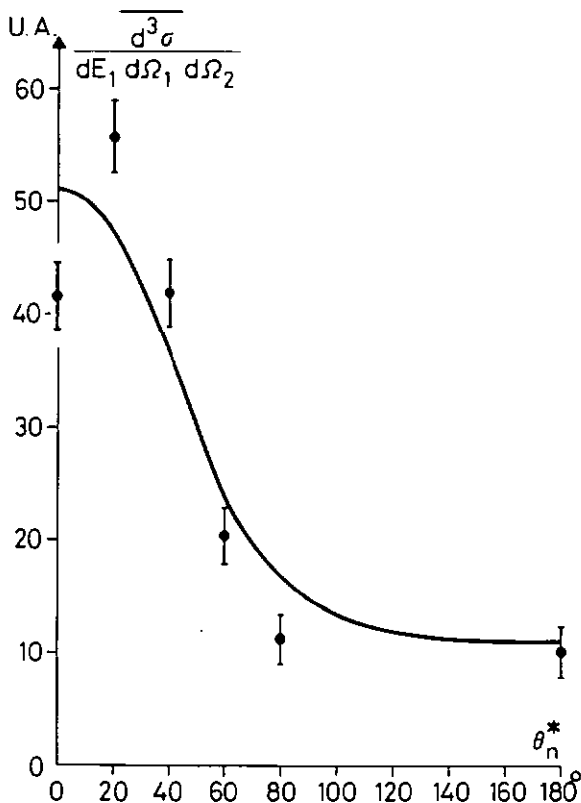


Fig. 5.7 :
Distribution angulaire du processus passant par le niveau de 16,63 MeV du ${}^8\text{Be}^*$ dans la réaction ${}^7\text{Li} + d \rightarrow n + {}^8\text{Be}^* \rightarrow n + \alpha + \alpha$. Les points donnent les valeurs expérimentales. Le trait plein montre la forme de cette distribution, si le processus ne dépendait que du transfert d'impulsion.

5.3.4 Simulations des configurations relatives à la 2e étape

Les simulations no 2 et 3 du tableau 2.8 ont fait apparaître l'extrême sensibilité des calculs aux paramètres expérimentaux. La variation des paramètres physiques A^2 et B_{ij}^2 , pouvait être compensée par des modifications très légères des angles solides des détecteurs. Des ajustements répondant aux critères définis précédemment (voir § 5.3.3) pouvaient s'obtenir pour des jeux de paramètres différents. Cependant, utilisant des valeurs compatibles avec celles de la 1ère série, à savoir $A^2 = 0.1$ et B_{ij}^2 ajusté en fonction de θ_2 , selon le tableau 5.1, nous avons pu extraire une distribution angulaire du pic de 16,63 MeV en fonction de l'angle d'émission ψ , qui caractérise la cassure du niveau du ^8Be en deux particules α .

Sur la figure 5.8 sont reportés d'une part les valeurs expérimentales (représentées par des points) et d'autre part les pics obtenus par les simulateurs (croix). On distingue deux domaines, un premier allant de 90° à 135° et qui correspond à un $\theta_3^* = 0^\circ$ et un second allant de 135° à 180° et qui correspond à un $\theta_3^* = 40^\circ$.

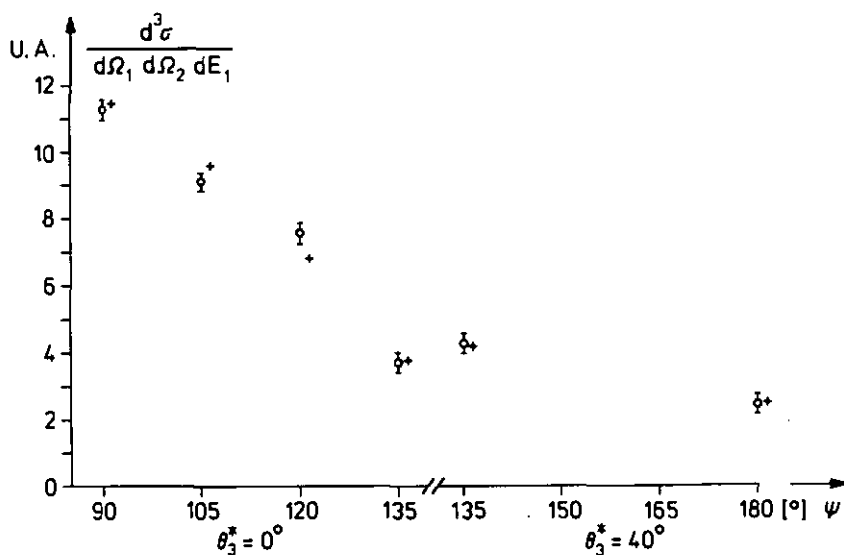


Fig. 5.8 : Distribution angulaire de la cassure du niveau de 16,63 MeV du $^8\text{Be}^*$, observée dans le laboratoire.

On constate que les points expérimentaux suivent les mêmes variations que ceux calculés à l'aide du modèle (formule 5-14). Rappelons que ce modèle postule une décomposition isotrope en ψ , dans le référentiel lié à un noyau de ${}^8\text{Be}^*$. Les variations de la section efficace différentielle observée ne sont dues qu'à des variations du Jacobien liant les deux référentiels.

5.4 Discussion et conclusions

Notre méthode d'analyse des données expérimentales a permis d'extraire les informations suivantes :

1) Processus séquentiel passant par le niveau de 16,63 MeV du ${}^8\text{Be}$

On peut déduire de la distribution angulaire (figure 5.7) de la première étape que le processus est dominé par un mécanisme direct. La seule variable du modèle (le transfert d'impulsion dans l'expression du propagateur) permet de reproduire l'ordre de grandeur de la variation avant-arrière. L'introduction de la dépendance en énergie du facteur de forme $B_{s_{ti},t}(k_{2i})$ décrivant la sous-réaction ${}^7\text{Li} + p$ dans le diagramme polaire, donnerait certainement un meilleur accord entre les calculs théoriques et l'expérience. D'autre part, l'isotropie de la deuxième étape (figure 5.8) est confirmée.

2) Processus séquentiel passant par le niveau de 16,93 MeV du ${}^8\text{Be}$

Nous avons admis dans le modèle un processus isotrope. Cette hypothèse est compatible avec nos résultats expérimentaux. Cependant, l'intensité de ce processus est nettement plus faible que celle du processus précédent, si bien que de petites variations seraient difficiles à détecter. On peut admettre un mécanisme de noyau composé pour ce processus.

3) Processus séquentiel passant par le niveau fondamental de ${}^1\text{H}$

Les différentes valeurs obtenues pour les coefficients B_{ij}^2 montrent que ce processus n'est pas isotrope. Le domaine que nous avons parcouru s'étend de $\sim 40^\circ$ à $\sim 140^\circ$ et fait apparaître une distribution symétrique par rapport à 90° .

Ces informations confirment et précisent les résultats de B. Bilves-Bourotte (réf. (10), p. 139-148). Elles donnent une justification, a posteriori, du modèle utilisé en ce sens que le niveau de 16,63 MeV du ${}^8\text{Be}$ est obtenu par un mécanisme direct, alors que celui de 16,93 MeV passe par un mécanisme composé.

Le but de notre travail était d'examiner les mécanismes donnant naissance à ces deux niveaux. Nous voyons qu'ils sont différents et ceci permet d'admettre que les structures de ces deux niveaux peuvent être différentes, même si notre modèle n'est pas encore complet pour fournir des informations de ce genre. Le mécanisme direct, par la cassure du deuton, favorise une "clusterisation" ${}^7\text{Li} + p$ lors de la formation du niveau de 16,63. Ceci confirme le modèle de Marion et Wilson⁴⁾.

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui ont collaboré, de près ou de loin, à ce travail.

Que Monsieur le Professeur Jean Rossel, Directeur de l'Institut de Physique, trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour m'avoir accueilli dans son Institut et pour l'intérêt bienveillant qu'il m'a toujours manifesté.

Je tiens à exprimer à Monsieur Pierre Huguenin, Professeur de physique théorique, mes sincères remerciements pour avoir bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter d'être membre du jury.

Ce travail est le fruit d'une étroite collaboration avec Monsieur Christian Nussbaum. C'est à lui que revient le mérite de la réalisation de la plupart des programmes de calcul. Son constant intérêt et son soutien m'ont aidé à surmonter les nombreuses difficultés rencontrées tout au long de ce travail. Qu'il en soit profondément remercié.

J'adresse des remerciements particuliers à Monsieur F. Foroughi, pour l'aide qu'il m'a apportée dans la compréhension des problèmes théoriques. Je tiens à remercier également mes camarades E. Schwarz et J.P. Egger pour les discussions fructueuses que nous avons eues ensemble.

Je remercie aussi tous les collaborateurs techniques qui m'ont aidé dans les réalisations mécaniques et électroniques, en particulier M. E. Graf pour l'électronique, M. W. Neumann pour l'aménagement de la chambre à réaction, M. J.-L. Duport pour la fabrication des cibles et qui, en tant que responsable de l'accélérateur Van de Graaff, s'est occupé du bon fonctionnement de celui-ci, aidé par les opérateurs MM. D. Berginz, J.-P. Bourquin et B. Ducommun.

Enfin je voudrais remercier M. J.-P. Wagner qui s'est chargé des nombreuses tâches administratives, MM. M. Grandjean et A. Schneiter pour la qualité des dessins et reproductions ainsi que Mlle C. Voumard qui a dactylographié ce travail et ces nombreuses formules avec dextérité.

Neuchâtel, décembre 1972

BIBLIOGRAPHIE

- 1) J.R. Erskine and C.P. Browne, Phys. Rev. 123 (1961) 958
- 2) J.C. Slattery et al., Phys. Rev. 108 (1957) 809
- 3) F.S. Dietrich and L. Cranberg, Bull. Am. Phys. Soc. 5 (1960) 493
- 4) J.B. Marion and M. Wilson, Nucl. Phys. 77 (1966) 129
- 5) G. Morpurgo, Phys. Rev. 110 (1958) 721
- 6) C. Moazed et al., Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 441
C. Moazed and H.D. Holmgren, Phys. Rev. 166 (1968) 977
- 7) F.C. Barker, Nucl. Phys. 83 (1966) 418
- 8) R. Corfu et al., Helv. Phys. Acta 42 (1969) 567
- 9) V. Valkovic et al., Nucl. Phys. A96 (1967) 241
- 10) B. Bilves-Bourotte, Thèse, Université de Strasbourg (1969)
- 11) G. Thiévent et al., Nucl. Phys. A170 (1971) 17
- 12) J.P.E. Sellshop and D.W. Mingay, Phys. Soc. and Inst. of Physics,
Conference on Nuclear Physics, Birmingham (1961)
J.H. Halton and P.E. Hodgson, Proceedings of the Rutherford Jubilee,
Manchester (1961) p. 593
- 13) R.P. Feynman, Phys. Rev. 76 (1949) 769
- 14) I.S. Shapiro, Selected topics in nuclear theory, Ed. F. Janouch
(IAEA, Vienna, 1963) p. 85
- 15) I.S. Shapiro, JETP (Sov. Phys.) 14 (1961) 1148
L.D. Blokhintsev, E.I. Dolinsky and V.S. Popov, Nucl. Phys. 40 (1963) 117
H.J. Schnitzer, Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 666
- 16) F. Foroughi, Thèse, Université de Neuchâtel (1971) 2e partie, non publiée
- 17) J.L. Ballot and F. Becker, Phys. Rev. 164 (1967) 1285
- 18) M.L. Goldberger and K.M. Watson, Collision theory (Wiley, N.Y. 1965) p. 90
- 19) I.S. Shapiro and S.F. Timashev, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 319
- 20) I.S. Shapiro et al., Nucl. Phys. 61 (1965) 353
- 21) C. Lunke, Thèse, Université de Neuchâtel (1970)
J.P. Egger, Thèse, Université de Neuchâtel (1971)
- 22) B. Vignon, Thèse 3e cycle, Université de Grenoble (1967)

APPENDICE A

Compléments de cinématique

A 1. Notations et symboles utilisés

Nous utilisons les symboles suivants :

p_i = impulsion de la particule i dans le laboratoire

E_i = énergie " " " " " " "

θ_i = angle polaire d'émission de la particule i dans le laboratoire

ϕ_i = angle azimuthal " " " " " " "

θ_{ij} = angle compris entre les directions d'émission des particules i et j
dans le laboratoire

$\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ = masse réduite des particules i et j

V = vitesse du centre de masse

En l'absence de spécification, les angles sont pris par rapport à la direction du faisceau incident.

Les symboles suivis d'une étoile * se rapportent aux grandeurs considérées dans le centre de masse général (CM), ceux munis d'un double indice supérieur ij se rapportent aux grandeurs considérées dans le centre de masse des particules i et j (CM^{ij}).

De plus, on définit dans le centre de masse CM^{12} :

ψ = angle polaire d'émission de la particule 1 par rapport à la direction de recul de CM^{12}

c = angle azimuthal d'émission de la particule 1 par rapport à la direction de recul de CM^{12}

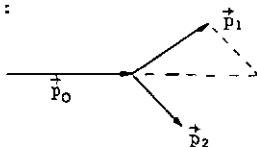
Le double indice supérieur de l'énergie relative E_j^{ij} fait exception à cette notation; cette grandeur est invariante par transformation galiléenne.

A 2. Energies et impulsions relatives

L'impulsion relative de deux particules i et j est définie par la relation :

$$\vec{q}_{ij} = \frac{m_j \vec{p}_i - m_i \vec{p}_j}{m_i + m_j} \quad (\text{A-1})$$

Calculons cette grandeur pour une particule d'impulsion \vec{p}_0 qui se casse en deux particules :



$$\vec{p}_2 = \vec{p}_0 - \vec{p}_1$$

$$\text{d'où } \vec{q}_{12} = \vec{p}_1 - \frac{m_1 \vec{p}_0}{m_1 + m_2}$$

Dans le cas de la cassure du deuton, nous avons $m_1 = m_2 = 1$:

$$\vec{q}_{12} = \vec{p}_1 - \frac{1}{2} \vec{p}_0$$

Sous cette forme, cette grandeur est appelée le transfert d'impulsion.

L'énergie relative est définie par la relation :

$$E_r^{ij} = \frac{q_{ij}^2}{2\mu_{ij}} = \frac{1}{2} \mu_{ij} \left(\frac{\vec{p}_i}{m_i} - \frac{\vec{p}_j}{m_j} \right)^2 \quad (\text{A-2})$$

Il est utile de calculer l'énergie relative de toutes les paires de particules à partir des énergies mesurées dans le laboratoire. En détectant les particules 1 et 2, nous avons :

$$E_r^{12} \pm = \mu_{12} \left(\frac{E_1}{m_1} + \frac{E_2 \pm}{m_2} - 2 \sqrt{\frac{E_1 E_2 \pm}{m_1 m_2}} \cos \theta_{12} \right)$$

$$E_r^{13} \pm = E_0 + Q - E_2 \pm + \frac{1}{m_1 + m_3} \left(2 \cos \theta_2 \sqrt{m_0 m_2 E_0 E_2 \pm} - m_2 E_2 \pm - m_0 E_0 \right)$$

$$E_r^{23} = E_0 + Q - E_1 + \frac{1}{m_2 + m_3} \left(2 \cos \theta_1 \sqrt{m_0 m_1 E_0 E_1} - m_1 E_1 - m_0 E_0 \right)$$

APPENDICE B

Programmes de calculs

Nous décrivons, de façon très brève, les programmes les plus utilisés au cours de ce travail.

B1. Cinématique à 3 corps

B1.1 PLAUT

Ce programme est construit pour examiner un processus séquentiel dans lequel la particule 3 est émise dans la 1ère étape et n'est pas détectée. Il calcule les énergies et directions des particules 1 et 2 à détecter en fonction des angles θ_3^* , ψ et ϵ ($\phi_3^* = 0^\circ$). (Voir le diagramme des vitesses, fig. 2.6)

Données d'entrée

- Les masses : m_0 , m_t , m_1 , m_2 , m_3 en unité de masse
- l'énergie incidente E_0 , le bilan total Q , le bilan de la 1ère étape Q_1 en MeV
- les valeurs choisies de θ_3^* , ψ et ϵ .

Sorties

Option 1 : tableau des grandeurs suivantes en fonction de ψ et ϵ :

$$\psi, \epsilon, E_1, \theta_1, \phi_1, E_2, \theta_2, \phi_2$$

avec comme titre, mention de la valeur choisie θ_3^* et des valeurs calculées θ_3 et E_3 .

Option 2 : tableau des grandeurs suivantes en fonction de θ_3^* :

$$\theta_3^*, \theta_3, E_3, E_1, \theta_1, \phi_1, E_2, \theta_2, \phi_2$$

avec comme titre, les valeurs de ψ et ϵ choisies.

B1.2 CINER

Ce programme calcule la ligne cinématique dans le plan (E_1, E_2) pour les paires d'angles $\theta_1, \phi_1; \theta_2, \phi_2$ choisies. Il calcule en chaque point de la ligne cinématique les valeurs de toutes les paires d'énergies relatives de deux particules ainsi que l'énergie et la direction de la particule non détectée (numérotée 3).

Données d'entrée

- les masses : m_0, m_t, m_1, m_2, m_3 en MeV
- l'énergie incidente E_0 en MeV
- les angles $\theta_1, \phi_1, \theta_2, \phi_2$.

Sorties

- tableau des valeurs suivantes en fonction de E_1 :

$$E_1, E_2^+, E_2^-, E_{12}^+, E_{12}^-, E_{13}^+, E_{13}^-, E_{23}, \theta_3^+, \phi_3^+, E_3^+, \theta_3^-, \phi_3^-, E_3^-$$

- dessin au traceur de courbe de $E_2^{\pm} = f(E_1)$

E2. Traitement des données biparamétriques

E2.1 BOUDA

Dans une première étape, ce programme lit les bandes de papier fournies par la perforatrice Tally et classe les événements dans un fichier, dit de données brutes. Les événements sont codés sous la forme YYY XXX, où XXX représente le numéro du canal de l'axe E_1 et YYY le numéro du canal de l'axe E_2 .

Dans une deuxième étape, ce programme construit un spectre biparamétrique en additionnant les événements qui ont le même couple de coordonnées (XXX, YYY), en ayant la possibilité de grouper NX et NY canaux successifs et ceci à partir de canaux initiaux IX et JY différents de zéro. Il imprime ce spectre sous forme de matrice, où l'élément Q_{ij} représente le nombre d'événements ayant la coordonnée (XXX/NX - IX, YYY/NY - JY). La dimension maximum d'impression d'une matrice est 50 x 50.

Données d'entrée

Dénomination des fichiers à utiliser

Carte de commande (choix des nombres NX, IX, etc.)

Sorties :

Matrice I x J

B2.2 HOULA

Ce programme détermine l'élargissement de la ligne cinématique dans le plan E_1, E_2 dû à l'ouverture des angles solides. Il transforme en numéro de canal les limites de la zone calculées initialement en unité d'énergie (p. ex. en MeV) et les classe dans un fichier, dit fichier des limites.

Données d'entrée

- dénomination du fichier des limites
- les masses m_0, m_t, m_1, m_2, m_3 en unité de masse
- l'énergie incidente E_0 et le bilan total Q en MeV
- les angles extrêmes : $\theta_{1\min}, \theta_{1\max}, \phi_{1\min}, \phi_{1\max}, \theta_{2\min}$, etc.
- les coefficients de conversion $DE_i = \text{énergie par canal, de chaque voie}$
($i = 1,2$)

Sorties

- les limites sont classées dans le fichier des limites.

On peut visualiser les limites en construisant une matrice, par l'appel du programme BOUDA.

B2.3 HOUPE

Ce programme effectue le tri des événements biparamétriques. Il n'accepte que les événements compris entre les limites cinématiques (calculées par HOULA) et rejette tous les autres. Il constitue ainsi un nouveau fichier, dit des données triées. Le programme a la possibilité d'agrandir les limites cinématiques pour tenir compte de la résolution expérimentale.

Dans une deuxième étape le programme construit les spectres projetés sur les axes E_1 et E_2 en sommant le nombre des événements le long d'une colonne et d'une ligne respectivement.

Données d'entrée

- dénomination des fichiers des données brutes, des données triées, des limites et des spectres projetés
- carte de commande (agrandissements des limites, etc.).

Sorties

- les événements triés et les spectres projetés sont classés dans leurs fichiers respectifs.

La construction du spectre biparamétrique trié se fait par appel du programme BOUDA. Les spectres projetés se visualisent à l'aide de programme de dessin sur le traceur de courbe (voir B4.).

B3. Calcul des simulations

Le programme principal nommé NADIR, calcule l'espace de phase d'une réaction à 3 corps dans l'état final (formule (5-3)). Le modèle particulier qui permet de calculer l'élément de matrice T_{fi} est introduit dans un sous-programme, nommé MCARE.

La plupart des éléments de ce programme sont décrits au chapitre 5. Mentionnons encore que chaque calcul de simulation est classé dans un fichier, dit fichier de modèle.

B4. Dessins au traceur de courbe

Nous avons essentiellement deux programmes de dessin. L'un (ROGNE) permet de dessiner les spectres classés dans les fichiers de modèle ou de spectre projeté, ainsi que tous les enregistrements monoparamétriques (spectres du moniteur et spectres d'étalonnage des voies spectroscopiques). L'autre (VISIO) permet de construire des vues stéréoscopiques, telles les figures 4.5, 4.6 et 4.7.

APPENDICE C

Problèmes expérimentaux

C1. Etalonnage des voies spectroscopiques et du moniteur

Les cibles de lithium étant construites avec des supports de carbone, d'une part et étant oxydées d'autre part, nous avons observé les réactions à deux corps (deutons, particules chargées) suivantes :

A(d,p)A+1	Q(MeV)	A(d,d)A	Q(MeV)	Autres	Q(MeV)
${}^7\text{Li}(d,p_0){}^6\text{Li}$	-0,192	${}^7\text{Li}(d,d_0){}^7\text{Li}$	0	${}^7\text{Li}(d,t_0){}^6\text{Li}$	-0,995
${}^7\text{Li}(d,p_1){}^6\text{Li}^*$	-1,170	${}^7\text{Li}(d,d_1){}^7\text{Li}^*$	-0,478		
${}^{12}\text{C}(d,p_0){}^{13}\text{C}$	2,722	${}^{12}\text{C}(d,d_0){}^{12}\text{C}$	0		
${}^{12}\text{C}(d,p_1){}^{13}\text{C}^*$	-0,368				
${}^{12}\text{C}(d,p_2){}^{13}\text{C}^*$	-0,958				
${}^{12}\text{C}(d,p_3){}^{13}\text{C}^*$	-1,128				
${}^{16}\text{O}(d,p_0){}^{17}\text{O}$	1,917	${}^{16}\text{O}(d,d_0){}^{16}\text{O}$	0	${}^{16}\text{O}(d,\alpha_0){}^{14}\text{N}$	3,110
${}^{16}\text{O}(d,p_1){}^{17}\text{O}^*$	1,046				
${}^{16}\text{O}(d,p_2){}^{17}\text{O}^*$	-1,141				

La figure C.1 représente la cinématique à deux corps de l'ensemble de ces réactions, calculée pour une énergie incidente de 3 MeV.

Pour chaque position d'un détecteur nous avons enregistré un spectre monoparamétrique. Ceux-ci, après identification des diverses raies, nous permettent de calculer le coefficient DE_1 = énergie par canal. Celui-ci est indépendant de la position des détecteurs et permet donc de vérifier la reproductibilité du système.

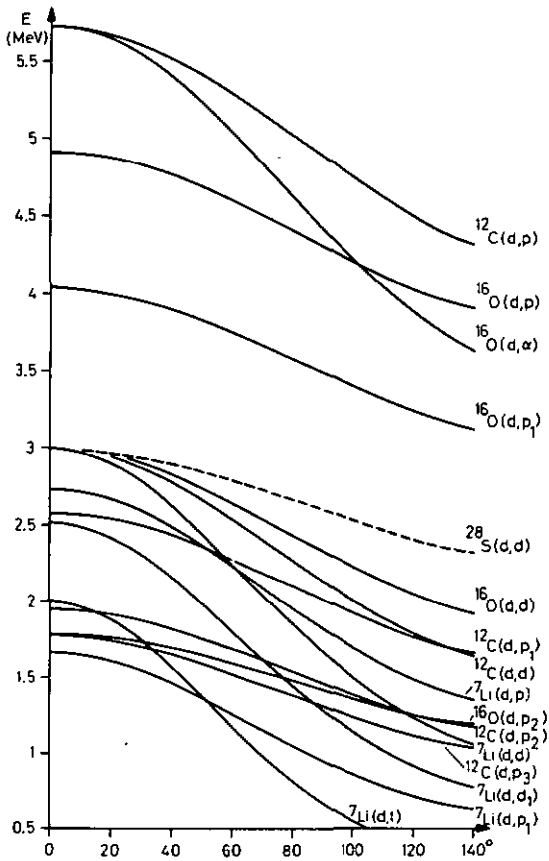


Fig. C1 : Cinématique des réactions à deux corps.

C2. Efficacité relative des deux détecteurs

Pour des raisons de limitations de mouvements dans la chambre à réaction, il a été nécessaire d'inverser parfois les rôles joués par les détecteurs 1 et 2. Il a fallu nous assurer que les angles solides de chaque détecteur étaient identiques. En plus de l'ajustement mécanique, nous avons fait un contrôle d'efficacité par une mesure de diffusion élastique.

Nous avons placé successivement les deux détecteurs dans la même position angulaire et nous avons contrôlé chaque mesure par le moniteur. La différence entre les deux mesures a été de 0,3%. Cette valeur est suffisamment petite pour nous assurer que les deux détecteurs sont équivalents.

C3. Résolution des voies spectroscopiques

Nous allons déterminer la contribution des principales causes de la dégradation de la résolution expérimentale. Nous admettons pour chaque cas une distribution gaussienne.

L'énergie du faisceau de deutons est reproductible à 2 keV près, grâce à une mesure précise du champ magnétique de l'aimant d'analyse. Toutefois, cette mesure n'est pas couplée au système de régulation de la tension d'accélération. On doit admettre que des dérives lentes, de faibles amplitudes, peuvent échapper à la surveillance de l'opérateur. On peut les caractériser par une déviation dont la largeur totale à mi-hauteur vaut $\Delta_{\frac{1}{2}}(I) = 5 \text{ keV}$.

L'estimation des pertes d'énergie et du "straggling" des particules chargées dans la cible est délicate. Ceci est dû au fait que la cible se compose d'un support de carbone et d'une couche de lithium oxydée, couche qui n'est pas homogène, et qu'à l'endroit où a lieu la réaction, il y a changement de type de particules.

Nous avons fait une estimation en considérant les cas les plus défavorables. Nous avons obtenu pour la voie 1 une largeur à mi-hauteur $\Delta_1(2,1) = 9$ keV et une perte moyenne $\overline{\Delta E}_1 = 22$ keV et pour la voie 2, $\Delta_1(2,2) = 14$ keV et $\overline{\Delta E}_2 = 13$ keV.

Les différences proviennent du fait que pour atteindre le détecteur 1, placé à l'avant, les particules traversent la cible et son support, alors que pour atteindre le détecteur 2, placé plutôt à l'arrière, les particules ne touchent pas au support (fig. C.2)

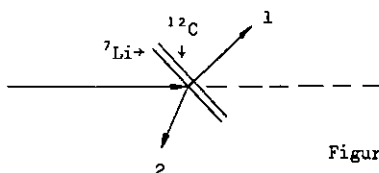


Figure C.2

Nous avons mesuré, à l'aide d'une source radioactive, la résolution du système de détection, c'est-à-dire de l'ensemble formé par le détecteur et l'électronique. Nous avons obtenu, pour les deux voies, une largeur à mi-hauteur $\Delta_1(3) = 50$ keV pour la raie α de 8,79 MeV du Thorium. Les résolutions intrinsèques des détecteurs 1 et 2, données par le constructeur (ORTEC) sont de 23,8 et 19,8 keV respectivement.

Nous constatons que la contribution du système de détection est prépondérante. Chaque effet étant indépendant, nous obtiendrons la contribution totale par convolution des gaussiennes. Ce sera une nouvelle gaussienne dont la largeur totale à mi-hauteur est donnée par

$$\Delta_1(\text{tot}) = \sqrt{\Delta_1^2(1) + \Delta_1^2(2) + \Delta_1^2(3)}$$

On obtient ainsi une résolution qui est inférieure à ± 30 keV pour les deux voies.

CURRICULUM VITAE

Nom : CORFU
Prénom : Randoald
Né le : 7 décembre 1940 à Delémont
Commune d'origine : Mesocco

1947 - 1951 : Ecole primaire de Delémont
1951 - 1956 : Collège secondaire de Delémont
1956 - 1959 : Gymnase cantonal de Porrentruy
Maturité cantonale, type C
1959 - 1964 : Ecole Polytechnique Fédérale, Zürich
Diplôme de physicien
Dès 1965 : Assistant du Professeur J. Rossel à l'Institut de
Physique de l'Université de Neuchâtel
Décembre 1972 : Soutenance de thèse,

Domaines de recherche :

Corrélations angulaires neutron- γ (1965 - 1968)^{I)}
Problèmes à 3 corps (1968 - 1972)
- Réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha)n$ à 3 MeV^{II)} (Neuchâtel)
- Test de Treiman-Yang dans les réactions $\text{H}(d,pp)n$
à 20 MeV et ${}^6\text{Li}(p,pd){}^4\text{He}$ entre 35 et 56 MeV^{III)IV)}
(Grenoble)

Publications :

(en collaboration avec d'autres auteurs)

- I) Helv. Phys. Acta 40 (1967) 803
- II) Helv. Phys. Acta 42 (1969) 567
- III) Helv. Phys. Acta 43 (1970) 443
- IV) Phys. Rev. Letters 27 (1971) 1661