Etude de l'interaction dans l'etat final entre le proton et le neutron issus des reactions $^{1}H(d,pn)^{1}H$, $^{2}H(d,pn)^{2}H$, $^{3}He(d,pn)^{3}He$, $^{4}He(d,pn)^{4}He$

Bernard Ille

▶ **To cite this version:**

Bernard Ille. Etude de l'interaction dans l'etat final entre le proton et le neutron issus des reactions $^{1}H(d,pn)^{1}H$, $^{2}H(d,pn)^{2}H$, $^{3}He(d,pn)^{3}He$, $^{4}He(d,pn)^{4}He$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1971. Français. NNT : . tel-00743585

HAL Id: tel-00743585

https://theses.hal.science/tel-00743585

Submitted on 19 Oct 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 100

Année 1971

T H E S E

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON

pour obtenir

le DIPLOME DE DOCTEUR DE SPECIALITE (3e Cycle) DE PHYSIQUE

(Physique Nucléaire)

par

Bernard ILLE

ETUDE DE L'INTERACTION DANS L'ETAT FINAL ENTRE LE PROTON ET LE NEUTRON ISSUS DES REACTIONS $^{1}H(d,pn)^{1}H$, $^{2}H(d,pn)^{2}H$, $^{3}He(d,pn)^{3}He$, $^{4}He(d,pn)^{4}He$

Soutenue le 21 Décembre 1971

devant la Commission d'Examen

JURY :

MM E. El Baz Président

J-P. Burq
P. Gaillard
M. Chemarin
} Examinateurs

UNIVERSITE CLAUDE BERNARD de LYON

Président :	J. BOIDIN, Professeur
1er Vice-Président :	R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé
2ème Vice-Président :	P. PONCET, Maître-Assistant
3ème Vice-Président :	D. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

Unités	Directeurs
U.E.R. Médicale Grange-Blanche	D. GERMAIN, Professeur
U.E.R. Médicale Alexis-Carrel	R. TOURAINE, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. Médicale Lyon-Nord	A. BERTOYE, Professeur
U.E.R. Médicale Lyon-Sud-Ouest	L. TOLOT, Professeur
U.E.R. des Sciences Pharmaceutiques	M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé
U.E.R. des Techniques de Réadaptation	P. MOUNIER-KUHN, Professeur
U.E.R. de Biologie Humaine	J.C. CZYBA, Maître de Conférences agrégé
Institut Régional d'Education Physique et Sportive	J. SAPIN, Professeur E.P.S.
U.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
U.E.R. de Physique	M. DUFAY, Professeur
U.E.R. de Chimie et Biochimie	Mlle D. GAUTHERON, Professeur
U.E.R. des Sciences de la Nature	L. DAVID, Professeur
U.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	J. CHANEL, Professeur
U.E.R. de Physique Nucléaire	A. SARAZIN, Professeur
Institut Universitaire de Technologie-I	L. FEUVRAIS, Professeur
Institut Universitaire de Technologie-II	J. GALLET
Observatoire	J.H. BIGAY, Professeur

Secrétaire Général : P. IZAUTE

AVANT - PROPOS

Je tiens à exprimer ici toute ma reconnaissance envers :

Monsieur le Professeur A.SARAZIN, Président de l'U.E.R. de Physique Nucléaire de l'Université Claude Bernard de Lyon , qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire.

Monsieur le Professeur E. EL BAZ qui a accepté la présidence du jury.

Monsieur J.P.BURQ, Maitre de Conférences, dont la direction et l'aide bienveillante ont permis la réalisation de ce travail.

Monsieur P.GAILLARD qui a montré son intérêt pour cette étude en faisant partie du jury.

Cette thèse est dûe essentiellement à un travail d'équipe. Je remercie donc les membres du groupe , J.C.CABRILLAT, G.NICOLAI, P.SAHUC et tout particulièrement M. CHEMARIN dont la constante disponibilité, la compétence et l'efficacité m'ont été d'une aide très précieuse.

Je ne saurais oublier dans ces remerciements l'équipe de conduite du synchrocyclotron de Lyon ainsi que Monsieur JAMBON, ni le Service de Documentation, spécialement Madame D.MORGUE, pour la frappe de cette thèse.

INTRODUCTION

Les réactions nucléaires conduisant à trois particules (ou plus) dans l'état final représentent un problème complexe qui n'est pas résolu complétement. L'étude de telles réactions est intéressante parce qu'elle permet d'obtenir des renseignements sur les mécanismes de réactions, sur les forces nucléaires à deux ou plusieurs nucléons (permettant notamment d'en tirer des longueurs de diffusion) ainsi que des renseignements d'ordre spectroscopique .

D'abord étudié au moyen d'expériences incomplètes [1, 2, 3, 4, 5], le problème à trois corps est abordé actuellement et de façon abondante par des expériences complètes dont la mise sur pied a été rendue possible grâce aux progrès de l'électronique rapide [6, 7, 8].

De nombreux travaux ont été (et sont) effectués sur la réaction de " break-up " du deuton : $d + p \rightarrow p + n + p$, réaction conduisant typiquement à trois nucléons dans la voie de sortie. Citons en particulier les travaux de J.C. Van der WEERD, COHEN et al.[9], G.C. PHILLIPPS, NILLER et al.[10, 11], WARNER et al.[12], BRÜCKMANN et al.[13], KÜHN et al.[14], BOHNE et al.[15].

Dans ce travail, nous avons essayé d'étudier des réactions de " break-up " du deuton en prenant des cibles gazeuses d'hydrogène, de deutérium, d'hélium 3 et 4 , réactions mettant en jeu une interaction dans l'état final entre le proton et le neutron (production du deuton singulet). La plupart des travaux expérimentaux cités précédemment ont été interprétés à partir du modèle de l'interaction dans l'état final de Watson-Migdal.

Nous parlerons donc de ce modèle ainsi que du modèle séquentiel de Phillipps - Griffy - Biedenharn (postérieur au premier) qui peut s'apparenter à un " outil" couramment utilisé en physique des hautes énergies pour l'étude des résonances.

Pour de telles réactions, la cinématique est très importante. Aussi parlerons-nous dans une première partie de la cinématique complète à 3 corps ainsi que des différents mécanismes de réactions, en mettant en relief ce que l'on entend par deuton singulet.

Dans une deuxième partie, nous décrirons le dispositif expérimental et l'électronique associée.

La troisième partie sera réservée à la description des deux modèles phénoménologiques cités précédemment qui nous procureront les expressions théoriques de notre analyse.

Les résultats expérimentaux ainsi que leur analyse seront exposés dans la quatrième partie.

Enfin nous avons ajouté une annexe comportant certains calculs fastidieux mais néanmoins nécessaires et importants.

CHAPITRE I

REACTIONS A TROIS CORPS. MECANISMES ET CINEMATIQUE

I - MECANISMES DE REACTION

Dans la désintégration d'un système nucléaire en 3 particules, telle la réaction :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 \qquad (I.1)$$

on peut distinguer schématiquement les mécanismes essentiels suivants :

1/ Processus séquentiel

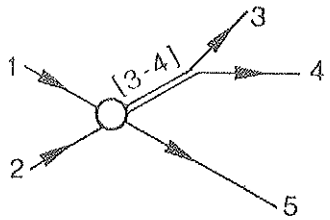


FIGURE 1

La réaction (I.1) a lieu en deux étapes :

$$\text{(a)}\quad 1 + 2 \longrightarrow \begin{cases} (3\text{-}4) + 5 \\ (3\text{-}5) + 4 \\ (4\text{-}5) + 3 \end{cases} \qquad \text{et} \qquad \text{(b)} \quad \begin{cases} (3\text{-}4) \xrightarrow[\Delta\tau_1]{} 3 + 4 \\ (3\text{-}5) \xrightarrow[\Delta\tau_2]{} 3 + 5 \\ (4\text{-}5) \xrightarrow[\Delta\tau_3]{} 4 + 5 \end{cases}$$

au cours desquelles il y a formation d'un système intermédiaire à 2 corps (a) qui se désintègre (b) au bout d'un temps $\Delta\tau$ assez long pour que la troisième particule puisse s'échapper de la région d'interaction avant que la désintégration ne se produise. Dans ce cas, on peut parler de processus séquentiel avec formation soit d'un système intermédiaire de 2 corps d'énergie relative faible en interaction dans l'état final (I.E.F.), soit d'une résonance.

WIGNER [16] et SMITH [17] ont évalué l'ordre de grandeur du temps moyen τ pendant lequel on peut considérer que le système de deux corps en I.E.F. reste confiné à l'intérieur d'un volume de rayon a :

$$\boxed{\tau \simeq \frac{2}{V_r}\left(a + \frac{1}{k} + \frac{d\delta}{dk}\right)} \qquad (I.2)$$

où : V_r = vitesse relative des 2 corps

k = nombre d'onde relatif

δ = déphasage dû à l'interaction entre les 2 corps

a = rayon du volume d'interaction

τ est la somme de deux termes : $\tau = \tau_0 + \tau_1$ où $\tau_0 = \frac{2}{V_r}\left(a + \frac{1}{k}\right)$ est le temps que mettent les deux corps pour s'échapper du volume de rayon a (à une longueur d'onde $\lambda = \frac{1}{k}$ près) en l'absence d'interaction et $\tau_1 = \frac{2}{V_r}\frac{d\delta}{dk}$ est le retard introduit par l'interaction si elle a lieu.

Pour une I.E.F. entre n et p, le système intermédiaire formé est noté d* (état

virtuel $S = 0$, $T = 1$ du système (p-n) de faible énergie relative). La figure 2 montre la variation de τ en fonction de E_{pn} : c'est une fonction monotone décroissante de l'énergie relative. Pour $E_{pn} \simeq 60$ keV, $\tau \simeq 1.5 \times 10^{-20}$ s $\gg$ $\tau' \simeq 10^{-22}$ s , τ' étant le temps que met en moyenne la particule 5 pour s'échapper du volume d'interaction a^3. On peut bien dans ce cas, parler du d* comme système intermédiaire.

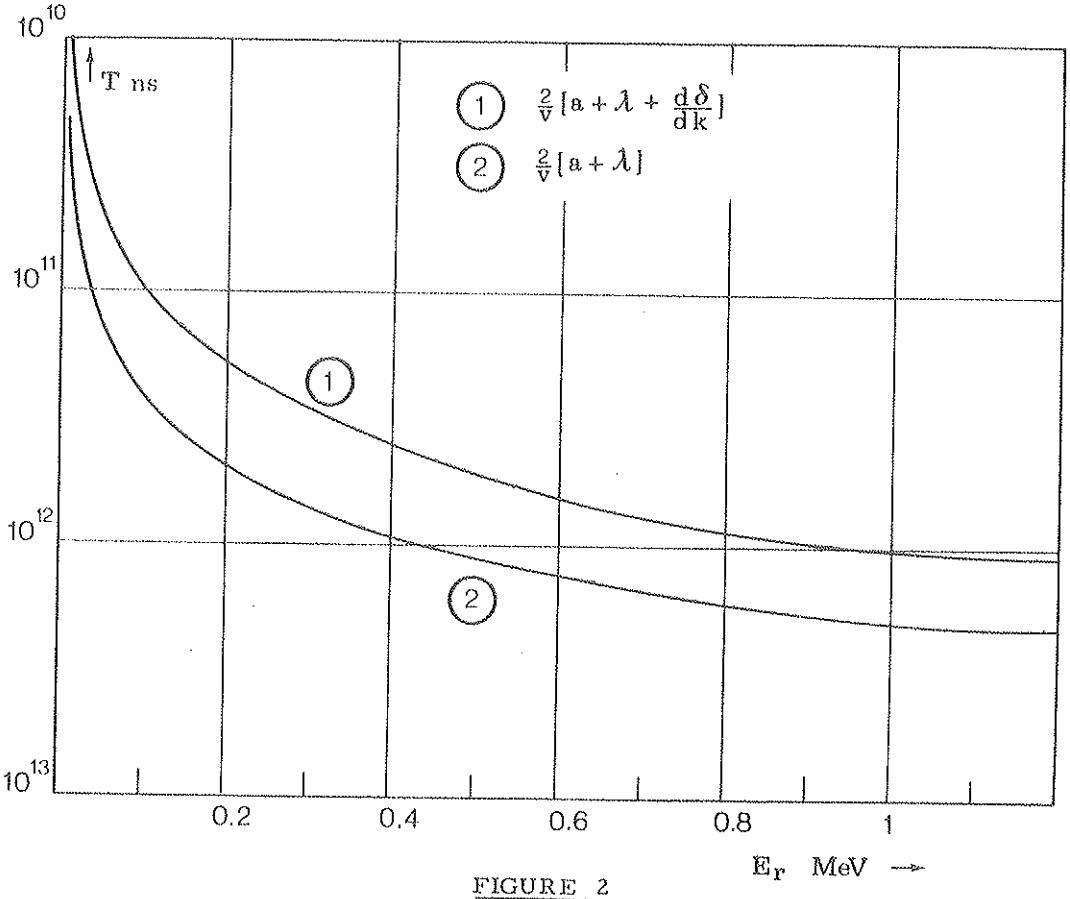


FIGURE 2

2/ Processus simultané

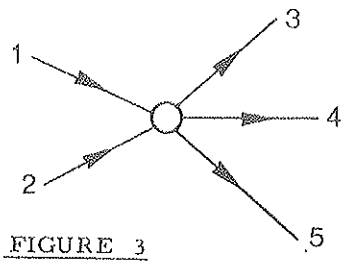


FIGURE 3

Dans ce cas, les particules 3, 4 et 5 se séparent simultanément et on suppose que le moment de chaque particule est déterminé essentiellement par le facteur de l'espace de phase (cf. Ch. IV).

A ces deux processus, il faut ajouter d'autres mécanismes

3/ Processus du spectateur ou "knock-out" : l'un des nucléons incidents n'a qu'un rôle de spectateur lors de la réaction.

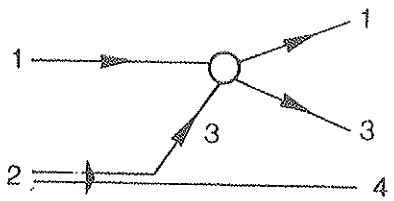


FIGURE 4

4/ Phénomènes d'interférences entre plusieurs mécanismes séquentiels (recouvrement des régions d'énergie relative faible).

5/ Phénomènes de rediffusion

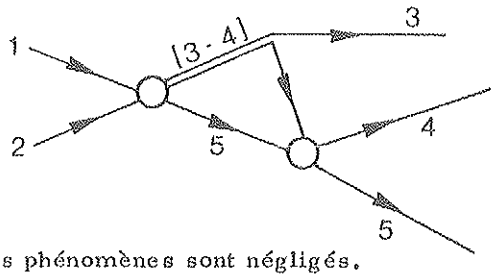


FIGURE 5

Dans la suite ces deux derniers phénomènes sont négligés.

II - CINEMATIQUE D'UNE EXPERIENCE COMPLETE

La cinématique de la réaction :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$$

met en jeu 10 paramètres : $(\theta_\alpha , \varphi_\alpha , p_\alpha \text{ ou } E_\alpha)_{\alpha=3,4,5}$ et Q (chaleur de la réaction considérée) reliés entre eux par les relations de conservation de l'énergie (a) et de quantité de mouvement (b) (relations non relativistes) :

$$\begin{cases} E_1 + E_2 + Q = E_3 + E_4 + E_5 & \text{(a)} \\ \vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 + \vec{p}_5 & \text{(b)} \end{cases} \qquad \text{(I.3)}$$

où : $Q = M_1 + M_2 - (M_3 + M_4 + M_5)$

E_α $(\alpha = 1, \ldots, 5)$ = énergie cinétique des particules.

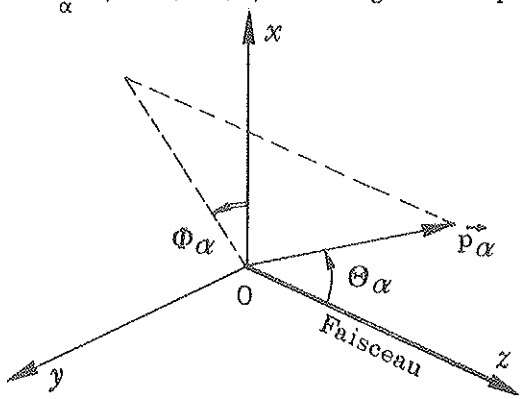


FIGURE 6

Coordonnées utilisées.

Le système (I.3) représente 4 relations scalaires, ce qui nous donne 10-4 = 6 paramètres indépendants.

Dans une expérience complète, deux particules de la voie de sortie - par exemple 3 et 4 - sont détectées et leur énergie mesurée, d'où la connaissance de 6 paramètres $(\theta_3, \theta_4, \varphi_3, \varphi_4, E_3, E_4)$. Il n'y a plus alors de paramètre indépendant et les trois paramètres θ_5, φ_5, E_5 de 5 sont parfaitement déterminés.

De plus, si l'on se fixe une valeur Q_o de Q (c'est-à-dire que l'on s'intéresse à une réaction bien déterminée), deux quelconques des 6 paramètres sont reliés entre eux par une relation supplémentaire traduisant la nouvelle contrainte $Q = Q_o$. Par exemple, entre E_3 et E_4, on a la relation [18] :

$$(m_3 + m_5)\, E_3 + (m_4 + m_5)\, E_4 - 2\,(m_1\, m_3\, E_1\, E_3)^{1/2} \cos\theta_3 - 2\,(m_1\, m_2\, E_1\, E_4)^{1/2} \cos\theta_4 + 2\,(m_3\, m_4\, E_3\, E_4)^{1/2} \cos\theta_{34} = m_5 \left[Q_o + \left(1 - \frac{m_1}{m_5}\right) E_1 \right] \qquad (I.4)$$

où $\cos\theta_{34} = \cos\theta_3 \cos\theta_4 + \sin\theta_3 \sin\theta_4 \cos(\varphi_3 - \varphi_4)$ avec les conventions de la figure 6.

Ainsi pour une valeur de Q , on obtient dans le plan E_3-E_4 une ligne cinématique (C_Q) fermée, dont l'équation est donnée par (I.4.), en tout point de laquelle θ_5, φ_5 et E_5 sont parfaitement connus.

La figure 7 montre un exemple de telles courbes cinématiques.

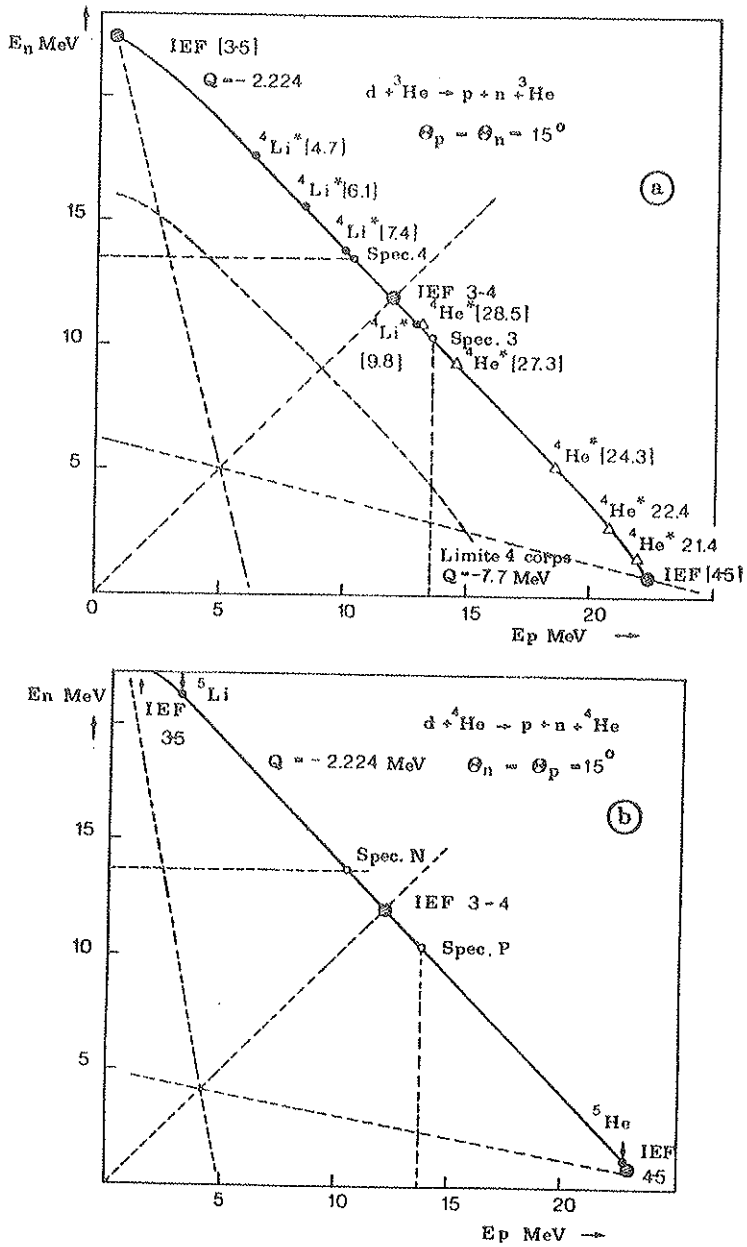


FIGURE 7 - a) Courbe cinématique de la réaction d + He^3 → p + n + He^5 à 15° .

b) Courbe cinématique de la réaction d + He^4 → p + n + He^4 à 15°.

III - CHOIX DES ANGLES DE DETECTION

Pour un angle θ_3 fixé, on fait varier l'angle neutron θ_4. Dans un plan (E_3, θ_4), on localise ainsi les régions cinématiques qui nous intéressent (E_{34} faible).

La figure 8 montre pour $d + He^3$ à $\theta_3 = 15^\circ$, que l'on obtient une énergie relative minimum du système (p-n) pour $\theta_4 = \theta_3 = 15^\circ$. Il en est de même pour tous les autres cas, ce qui motive notre choix d'une détection au même angle.

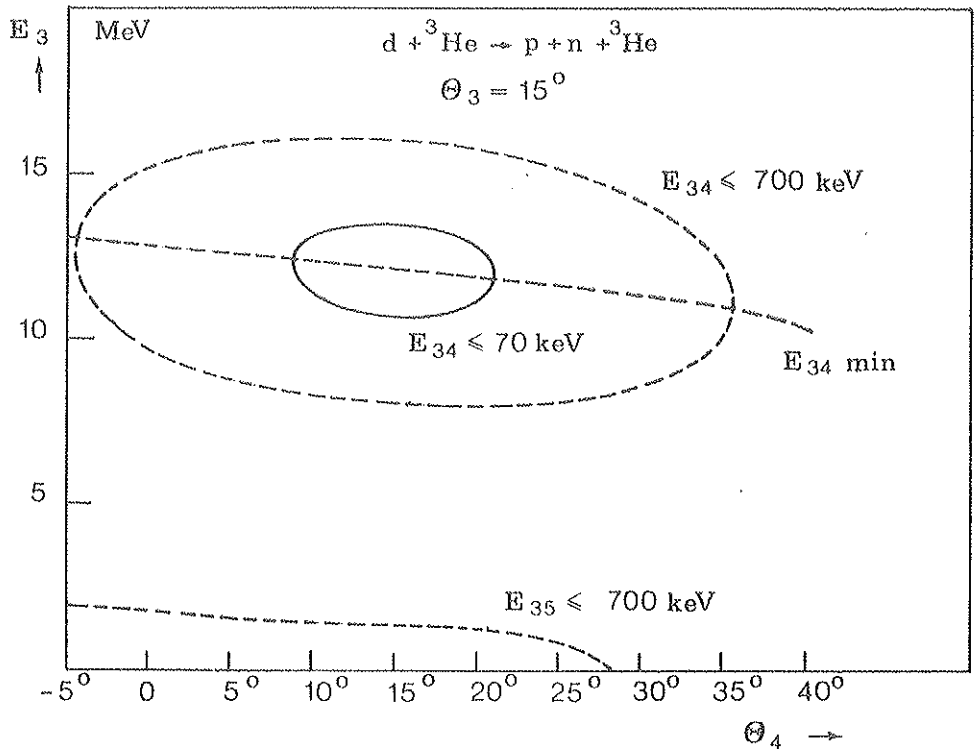


FIGURE 8 - Choix des angles de détection : $\theta_3 = \theta_4$

IV - LOCALISATION DES PRINCIPAUX MECANISMES DE REACTION SUR C_Q

Conformément au paragraphe précédent, on se place dans le cas d'une détection au même angle et on se limitera par la suite à la partie supérieure de C_Q (car seul un morceau de cette partie peut être atteint expérimentalement).

1/ I.E.F. (i-j)

Elle a lieu pour $E_{ij} \simeq o \Longrightarrow p_{ij} \simeq o \Longrightarrow \dfrac{p_i}{m_i} \simeq \dfrac{p_j}{m_j}$ (cf annexe AII-2) d'où :

$$E_i \simeq \frac{m_i}{m_j} E_j \qquad (I.5)$$

Dans le plan $(E_3\text{-}E_4)$:

- I.E.F. (3-4) : $E_4 \simeq \dfrac{m_4}{m_3} E_3$

La région de l'I.E.F. (3-4) est donc l'intersection de C_Q avec la première bis-

sectrice ($m_4 \simeq m_3 = m$).

- I.E.F. (4-5) et (3-5) :

$$p_{4-5} \simeq o \Longrightarrow E_4 = \frac{m_4}{m_5} E_5$$

$$p_{3-5} \simeq o \Longrightarrow E_3 = \frac{m_3}{m_5} E_5$$

ce qui donne, compte tenu de la relation (I.3 a) :

$$E_4 = - \frac{m_4}{m_5 + m_4} E_3 + (E_{tot} + Q) \frac{m_4}{m_5 + m_4} \quad \text{pour l'I.E.F. (4-5)}$$

$$E_4 = - \frac{m_5 + m_3}{m_3} E_3 + E_{tot} + Q \quad \text{pour l'I.E.F. (3-5)}$$

Les interactions de ces deux droites avec C_Q correspondent aux régions des I.E.F. (4-5) et (3-5).

2/ Quasi-libre (spectateur 3 ou 4 incident)

Il a lieu pour un moment perdu par le spectateur minimum (q faible) .

Pour le spectateur α : $p_\alpha \simeq \frac{p_1}{2} - q_\alpha(\theta_\alpha)$, $\alpha = 3$ ou 4 d'où :

$$E_\alpha \simeq \frac{m_1}{4 m_\alpha} E_1 - \frac{p_1 q_\alpha}{2 m_\alpha} + O(q_\alpha^2).$$

Les fonctions $q_\alpha(\theta_\alpha)$ sont des fonctions croissantes des angles.

3/ Niveaux excités de la particule 5 de recul

$$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 + 5^*$$

Dans ce cas la chaleur de réaction est différente : $Q^* < Q$ et on obtient une autre courbe cinématique C_{Q^*} située en dessous de C_Q.

4/ Niveaux excités et résonances des systèmes (4-5) et (3-5)

Pour le système $(4-5)^*$, la région du plan E_3-E_4 qui lui correspond est déterminée par l'énergie $(E_3)_o$ de la particule 3 à l'angle θ_3 dans la réaction à 2 corps :

$$1 + 2 \longrightarrow (4-5)^* + 3$$

Il en est de même pour $(3-5)^*$.

5/ Enfin nous pouvons localiser dans le plan E_3-E_4 la limite des réactions à 4 corps dans la voie de sortie.

La figure 7 résume ces différentes conditions pour des réactions particulières.

Pour chacun des points tracés sur la courbe cinématique, on peut donc s'attendre à une augmentation de la section efficace correspondant aux différents mécanismes énoncés dans le paragraphe I de ce chapitre.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour l'étude complète de la réaction (I.1), le proton et le neutron sont détectés en coïncidence au même angle.

La figure 9 représente l'arrangement schématique du système de détection, la figure 10 celle du dispositif expérimental général.

Les paramètres géométriques déterminés sont :

$$\begin{cases} \theta_p = \theta_n \\ \varphi_p = \varphi_n = \frac{\pi}{2} \end{cases}$$

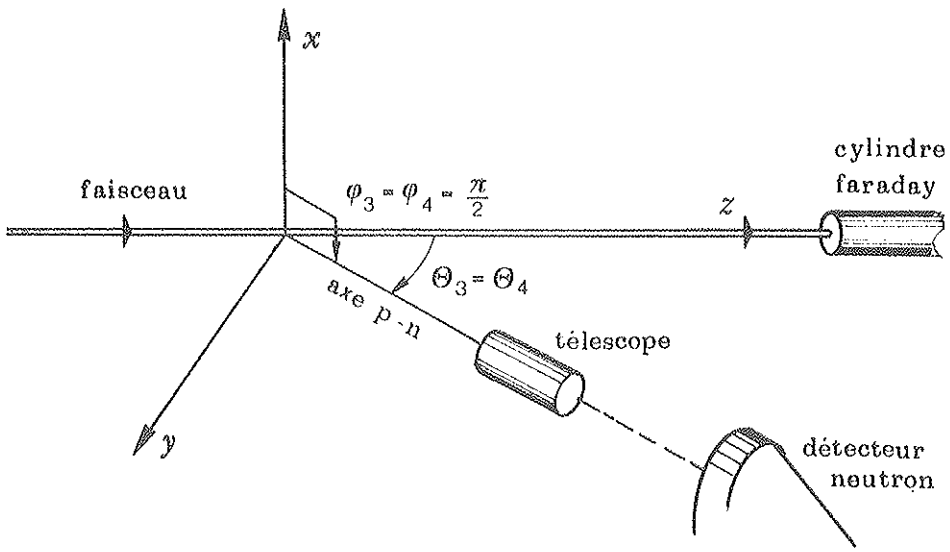


FIGURE 9 - Géométrie de détection

L'évaluation de E_p est effectuée au moyen d'un télescope E-ΔE permettant l'identification du proton et la mesure de son énergie, tandis que l'évaluation de E_n est faite par temps de vol.

I - LE FAISCEAU

C'est celui du synchrocyclotron de l'I.P.N. de Lyon .

Il délivre des deutons de 27, 5 MeV avec une dispersion en énergie de 600 keV environ (résolution de 2 % après traversée des aimants).

Au centre de la cible, le faisceau présente une section grossièrement rectangulaire dont les dimensions sont, dans les meilleures conditions, de 6 x 6 mm.

Malgré l'utilisation d'un début d'accélération stochastique, il nous a fallu travailler à faible intensité (de l'ordre de 0.2 à 0.3 nA) afin de diminuer le taux de coïncidences fortuites.

II - LA CHAMBRE A REACTIONS

Une description détaillée de la chambre a été faite dans les références (19) et (20). Figure 10.

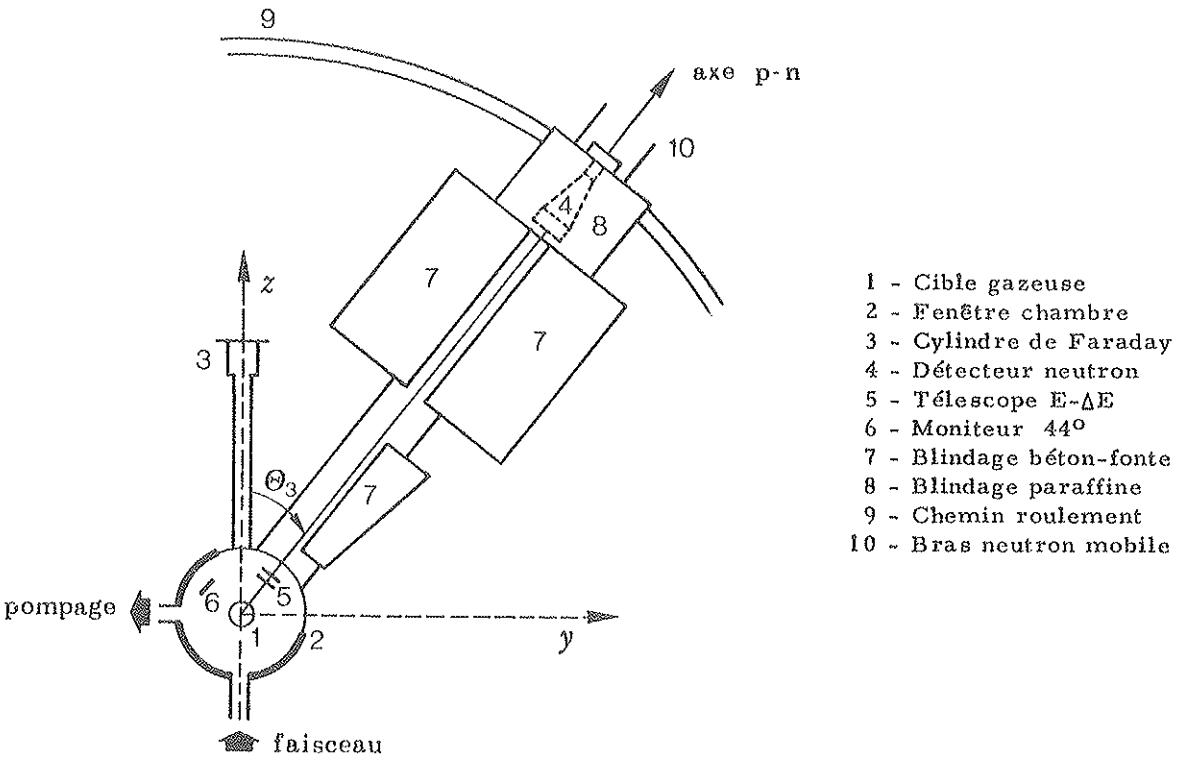


FIGURE 10 - Schéma général du dispositif expérimental .

III - LES CIBLES

Afin de ne pas être gêné par des réactions parasites, l'utilisation de cibles gazeuses a été rendue nécessaire (H_2, D_2, He^3 et He^4). Cela a demandé la mise au point d'un dispositif de refroidissement et de remplissage.

La figure 11 représente le schéma de ce dispositif.

L'azote liquide contenu dans le cryostat (1) vient refroidir la pièce terminale (2) en forme de cône.

La cible (3) étant maintenue plaquée contre la pièce (2), son refroidissement s'effectue par contact.

Le remplissage se fait simplement par des tuyaux (4) de 6 mm de diamètre reliés à la réserve de gaz (5).

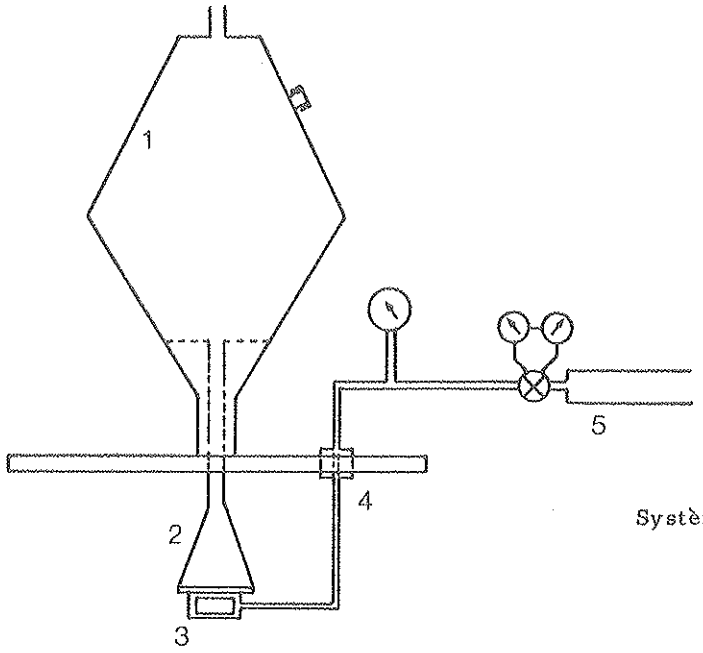


FIGURE 11

Système de refroidissement de la cible.

L'enceinte gazeuse est un cylindre de 6 cm de diamètre intérieur et 3 cm de hauteur. Deux ouvertures latérales, recouvertes par une mince feuille d'havar (8 μ d'épaisseur) collée à l'araldite sur les bords du cylindre en constituent les fenêtres (figure 12).

La densité de la cible gazeuse est donnée approximativement par :

$$\rho = 0.446 \times 10^{-4} \frac{p}{p_o} \frac{T_o}{T} M \ g/cm^3$$

(les gaz étant supposés parfaits).

où : p_o et T_o sont la pression et la température dans les conditions normales,

p et T dans les conditions de l'expérience.

M = masse molaire du gaz

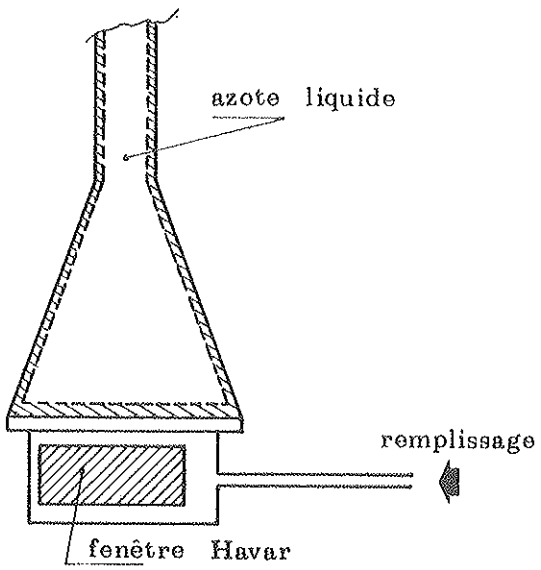


FIGURE 12 - Cible gazeuse.

Pour T = 77°K (température de l'azote liquide) et p = 2 atm., on gagne environ un facteur 7 sur la densité:

$$\rho = 3.16 \times 10^{-4} \times M \quad g/cm^3$$

ou , épaisseur traversée (6 cm) :

$$\xi = 6 \times \rho = 19.2 \times 10^{-4} \times M \ g/cm^2$$

Ainsi pour He^3 : $\xi = 5.7 \times 10^{-3}$ g/cm²

pour He^4 et D_2 : $\xi = 7.6 \times 10^{-3}$ g/cm²

On peut évaluer la perte d'énergie des deutons incidents dans la cible à 200 keV environ (pour une épaisseur traversée de 3 cm).

IV - DETECTEURS

1/ Détection des protons

Afin d'identifier les protons en coïncidence avec les neutrons, nous avons utilisé le système de Goulding. Cette technique nécessite l'utilisation d'un télescope E-ΔE constitué par deux détecteurs placés l'un derrière l'autre à 25 cm du centre de la chambre :

- le premier détecteur est une jonction mince à semi-conducteur du type à barrière de surface, d'épaisseur ΔT
- le second est une jonction du type silicium compensé au lithium d'épaisseur T.

Si ΔE est l'énergie perdue par la particule chargée dans la jonction mince et E celle perdue par la particule dans la jonction épaisse, le système Goulding délivre un signal :

$$\frac{\Delta T}{a} = (E + \Delta E)^{1.73} - E^{1.73}$$

caractéristique de la nature de la particule chargée.

Afin de détecter des protons de 6 à 20 MeV dans les meilleures conditions d'identification possibles, nous avons pris : ΔT = 300 μ et T = 3 mm.

De plus, pour améliorer la résolution et diminuer le bruit de fond, nous avons refroidi le télescope par effet Peltier. La température atteinte par ce procédé est de -20°C environ (au bout de 30 mn). La figure 13 représente le système de refroidissement. Pour les 2 jonctions T = 3 mm (Simtec) que nous avons utilisées, nous avons enregistré les résultats suivants :

Tension polarisation 600 V	Jonction n° 3256		Jonction n° 3700	
	T = + 20°C	T = - 20°C	T = + 20°C	T = - 20°C
Bruit	30 mV	18 mV	12 mV	4 mV
Courant inverse I_v	47 μA	4,8 μA	28 μA	2 μA
Résolution (Source Am)	8 % (450 keV)	5 % (275 keV)	5 % (275 keV)	2,5 % (140 keV)

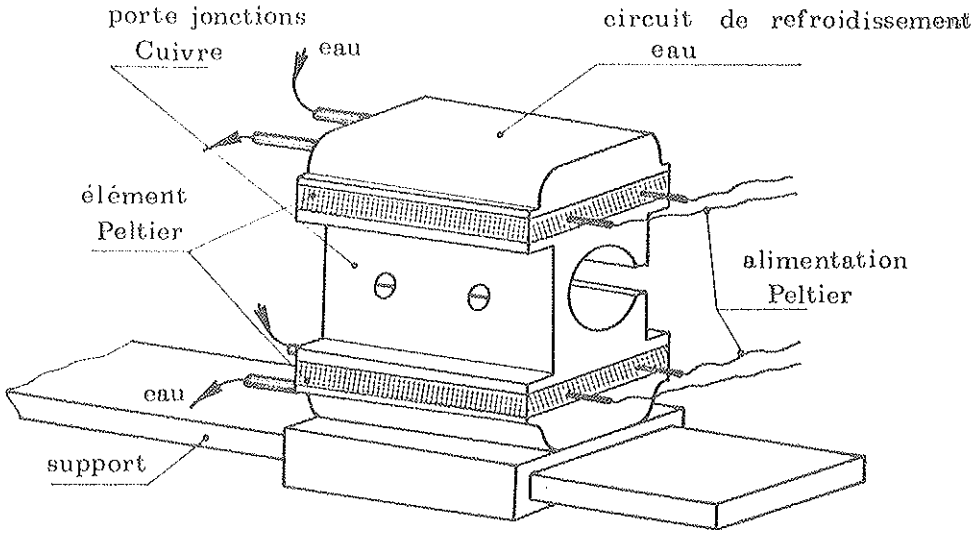


FIGURE 13 - Système de refroidissement du télescope E-ΔE.

2/ Détection des neutrons

Le détecteur neutron se compose d'un scintillateur plastique NE 102A de forme cylindrique de 15 cm de diamètre pour 10 cm d'épaisseur, suivi d'un guide de lumière conique accolé à un photomultiplicateur 56 AVP. Tout l'ensemble est recouvert d'un bloc de paraffine afin de diminuer le bruit de fond. Le scintillateur est placé à 270 cm du centre de la chambre.

L'ensemble de détection est monté sur un bras mobile qui se déplace de 1/3 de degré en 1/3 de degré (plage angulaire : 7^{o} à 70^{o}) figure 10.

V - ELECTRONIQUE

Le schéma de l'électronique est représenté figure 14 . On peut distinguer essentiellement :

- Deux circuits analogiques proton et neutron
- Deux circuits logiques
- Un identificateur Goulding
- Une méthode de temps de vol.

1/ Circuits analogiques

Voie proton : Chaque jonction du télescope est reliée à un préamplificateur de charge (P.A.C.) délivrant des impulsions unipolaires, qui après avoir été amplifiées et mises en forme, passent par des portes linéaires (ouvertes par des coïncidences p-n) et par une dernière mise en forme (allongeur) de 3 µs avant d'entrer dans le système Goulding.

Voie neutron : L'impulsion prise sur la dernière dynode du photomultiplicateur permet l'enregistrement du spectre d'amplitude neutron. Ce signal, après avoir été amplifié et mis en forme, est traité par le calculateur : il permet ainsi de contrôler la stabilité du seuil de discrimination pendant l'expérience.

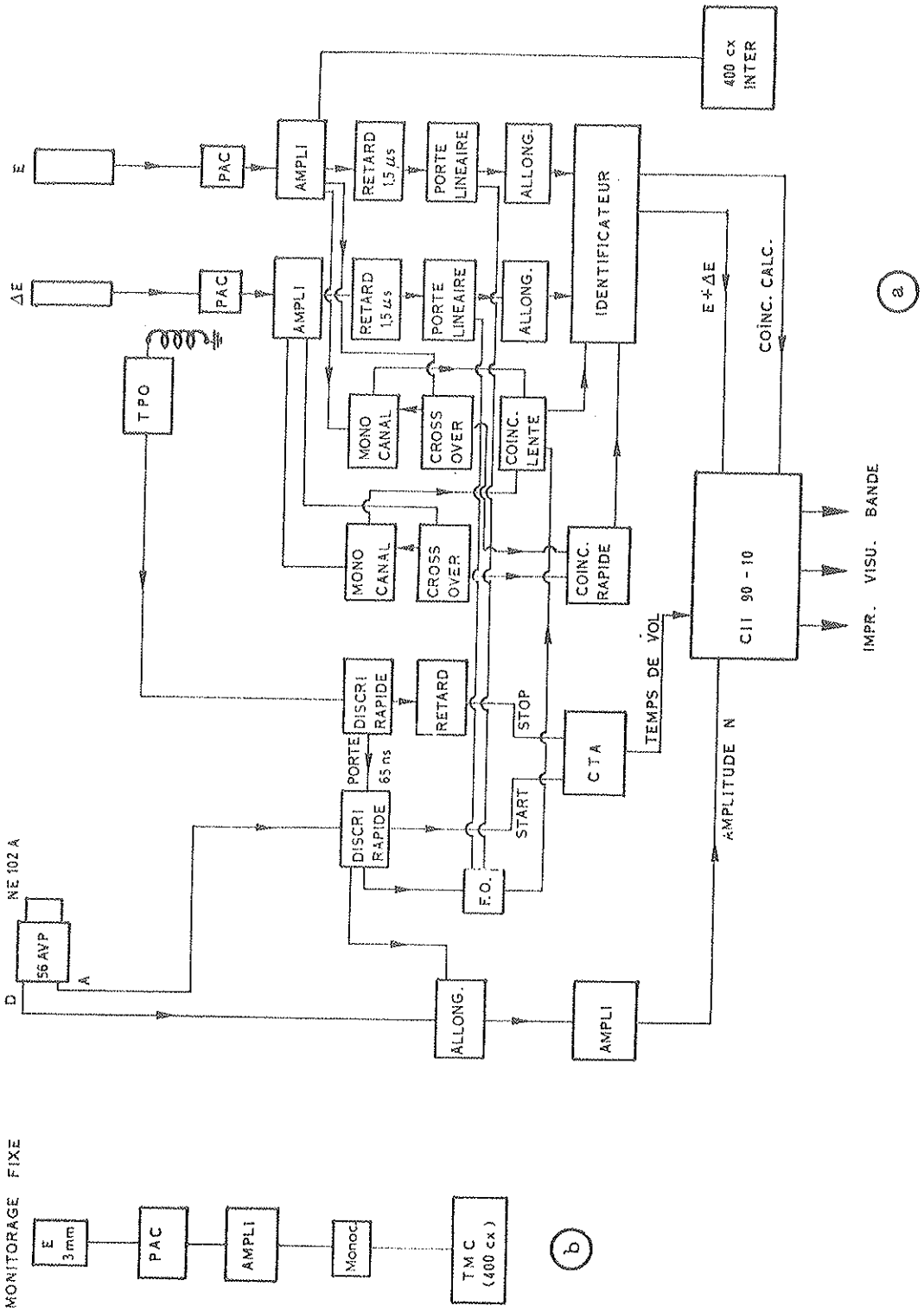


FIGURE 14 - a) Schéma de l'électronique associée à l'expérience.
b) Monitorage fixe à 44°.

2/ Circuits logiques

On en distingue deux dont le but est de délivrer à l'identificateur deux signaux nécessaires à son fonctionnement :

- Un signal de coïncidences lentes entre les voies E, ΔE et neutron.
- Un signal de coïncidences rapides, déclenchant la séquence temps du Goulding, provenant des " cross-over " .

3/ L'identificateur

Il génère le signal $\frac{\Delta T}{a}$ d'identification. Un sélecteur monocanal permet d'ouvrir une porte sur la voie spectrométrique et de délivrer ainsi le signal désiré $E + \Delta E$ d'énergie de la particule chargée[20].

4/ Circuit de temps de vol

L'instant initial du " vol " du neutron est fourni par la traversée du proton dans la jonction ΔT. Une prise de temps (" time pick-off ") précédant le P.A.C. prélève l'impulsion fournie par ΔT lors du passage du proton.

L'instant de fin de vol est fourni par l'anode du photomultiplicateur. Après amplification et discrimination, le signal provenant du " time pick-off " ouvre une porte de 65 ns sur le discriminateur de la voie neutron. Les deux signaux start et stop sont ensuite envoyés dans un convertisseur temps-amplitude (C.T.A.) délivrant un signal d'amplitude proportionnelle au temps de vol neutron :

$$\tau_n = \frac{72,3}{\sqrt{E}} \times L$$

L en mètre (L = 2,7 m)
E en MeV
τ_n en ns

Il faut noter l'inversion des deux signaux start et stop afin de diminuer le temps mort du C.T.A.

5/ Système de compensation du discriminateur neutron

Une cause importante de détérioration de la résolution de τ_n est le " jitter " en temps introduit par le discriminateur : les impulsions d'amplitude différente traversent le seuil du discriminateur à différents instants (figure 15).

Il serait possible de compenser cet effet au moyen du calculateur en ligne[20].

Cependant une telle compensation ne reste valable que si la plage énergétique du neutron détecté est faible (ce qui n'est pas le cas ici : 3 à 20 MeV).

Un autre système, imaginé par GLEDCKE et Mac DONALD[21] et mis au point par P.Sahuc dans le but de diminuer ce " jitter ", consiste à produire des impulsions bipolaires dont le passage à zéro est indépendant de leur amplitude. Sur la figure 16 on distingue les étapes suivantes :

(a) = Impulsion I_1 provenant de l'anode, d'amplitude de $V_1 > V_3$

(b) = Impulsion I_2 obtenue en inversant, puis en retardant de Δt et enfin en atténuant I_1 de façon que l'amplitude de I_2 soit $V_2 = V_S$.

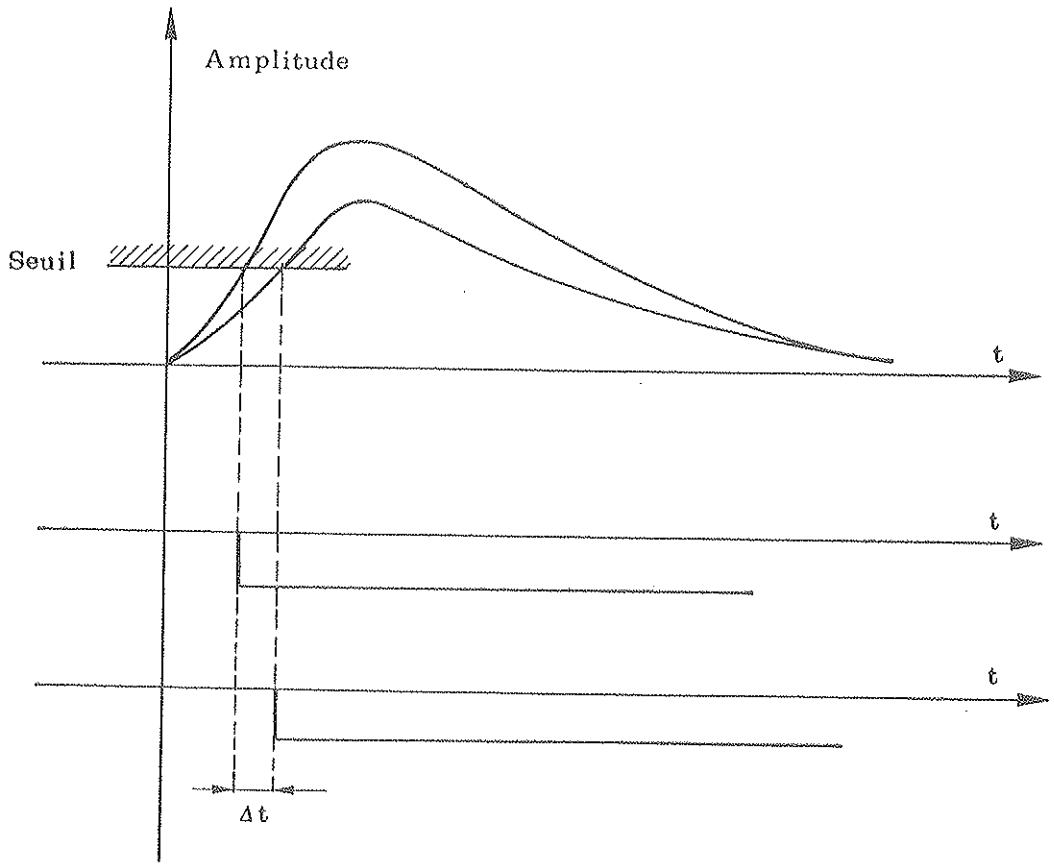


FIGURE 15 - " Jitter " en temps.

(c) : Impulsion bipolaire I_3 obtenue en additionnant I_1 et I_2. Le zéro de I_3 a lieu à l'instant t_o de déclenchement du seuil discri. par I_1 (a).

(d) : Plusieurs impulsions d'amplitude différente : elles ont toutes leur zéro à l'instant t_o

(e) : L'impulsion bipolaire I_3 attaque un discriminateur avec passage à zéro vrai (" true zero-crossing discriminator ")

Par cette technique, le déclenchement du discriminateur définissant l'instant stop a lieu à un instant t_o bien déterminé. Le " jitter " en temps est supprimé et la résolution est meilleure. La figure 17 montre un spectre de corrélation temps de vol-amplitude : on observe bien une droite verticale définissant un temps de vol déterminé à ≃ 2ns près. (figure 17 b)

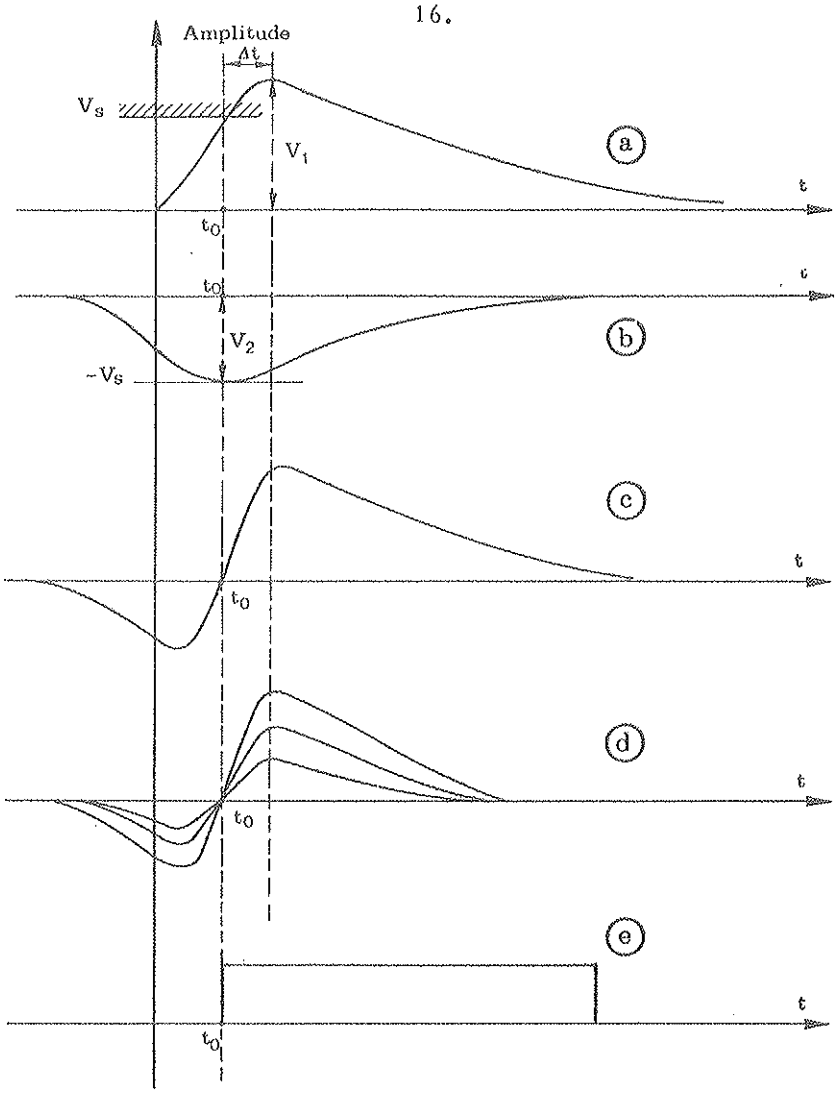


FIGURE 16 - Système de compensation (réf. 21)

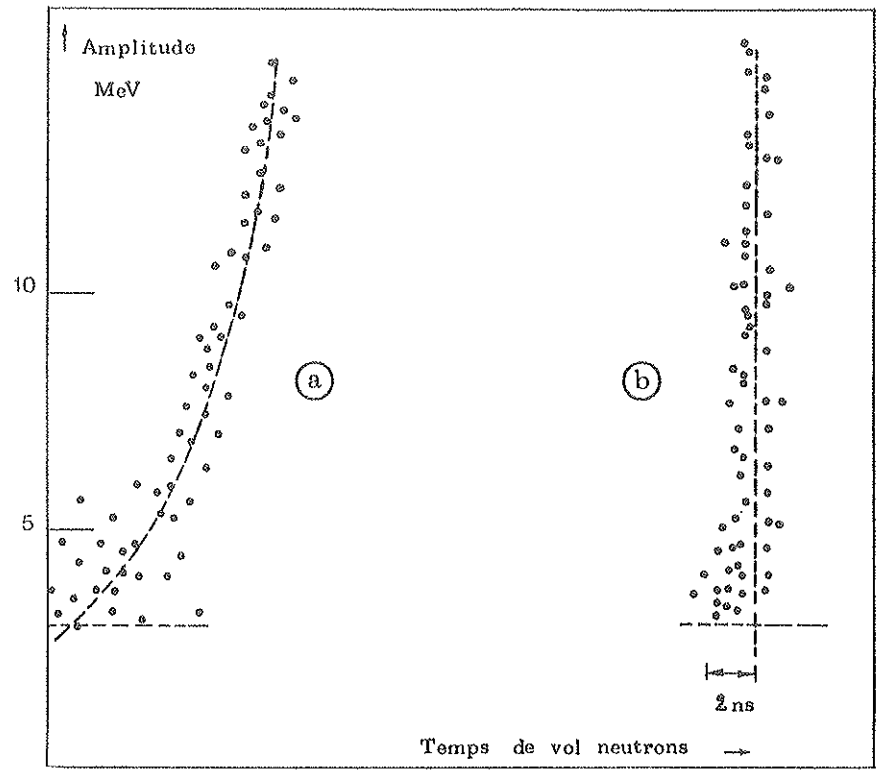


FIGURE 17 - Spectres de corrélation amplitude neutron-temps de vol.

6/ Traitement des informations

Les différents signaux analogiques sont stockés dans le calculateur CII-90-10 en ligne . Nous disposions ainsi de trois spectres unidimensionnels de 256 canaux (E + ΔE, amplitude neutron, temps de vol) et d'un spectre bidimensionnel (τ_n, E_p) de 32 canaux par 32 canaux. (figure 14).

VI - MONITORAGE

Un grand soin a été apporté au monitorage en raison, d'une part, de l'utilisation de cibles gazeuses (d'où impossibilité d'évaluer avec précision le volume utile de la cible donnant n_c , nombre de noyaux cibles) et d'autre part, de la durée de chaque point expérimental (12 à 15 heures du fait de la petitesse des sections efficaces et de la faible intensité du faisceau).

1/ Mesure absolue du courant

Le courant recueilli par le cylindre de Faraday est envoyé sur un picoampèremètre dont la sortie analogique est reliée à un convertisseur tension-fréquence VIDAR 260 (donnant 1 MHz pour un volt). Les impulsions sont enregistrées sur une échelle dont la lecture donne l'intégration du courant pendant la durée de l'expérience.

2/ Monitorage fixe

C'est une jonction épaisse de 3 mm, fixée sur le bord de la chambre à 44^o, qui enregistre les deutons diffusés élastiquement par la cible. Ce monitorage permet de s'apercevoir d'une contamination éventuelle ou d'une variation de pression du gaz de la cible. Le spectre de cette jonction est visualisé sur un 400 canaux T.M.C. (figure 14 b).

3/ Monitorage par le télescope

Il consiste à compter les deutons diffusés par la cible à l'angle de l'expérience dans la jonction T du télescope. Le pic de diffusion élastique est enregistré sur un 400 canaux Intertechnique.

La vérification simultanée de ces trois monitorages indépendants au cours de l'expérience permet de se rendre compte, par leur concordance, de la bonne marche des opérations. Pour la normalisation, seul le troisième monitorage a été utilisé (le monitorage absolu n'est pas excellent car le cylindre est loin de la chambre et le monitorage fixe correspond à une géométrie trop différente de la détection du proton).

VII - ETALONNAGES - REGLAGES DE L'ELECTRONIQUE

L'utilisation de l'identificateur demande l'égalisation des gains des deux voies analogiques E et ΔE . Ceci est réalisé grâce à une source de thorium que l'on place devant chacune des deux jonctions. L'étalonnage de l'axe E_p (énergie proton) est effectué par cette même méthode.

L'étalonnage de la voie neutron est réalisé en utilisant la réaction d (d, nHe^3) ; le neutron et l'He^3 étant détectés en coïncidence, on repère le pic de temps de vol correspondant à une énergie E_n bien déterminée sur le calculateur [32].

Le seuil de discrimination sur la voie neutron est déterminé à l'aide de sources γ.

Le réglage des seuils de discrimination des voies lentes et rapides est effectué grâce à un générateur d'impulsions simulant les particules au niveau des P.A.C.

CHAPITRE III

RAPPELS THEORIQUES

I - FORMALISME DE LIPPMANN-SCHWINGER

Considérons la réaction suivante, mettant en jeu plusieurs particules dans la voie de sortie :

$$a + A \longrightarrow b + c + d + \ldots \qquad \text{(III.1)}$$

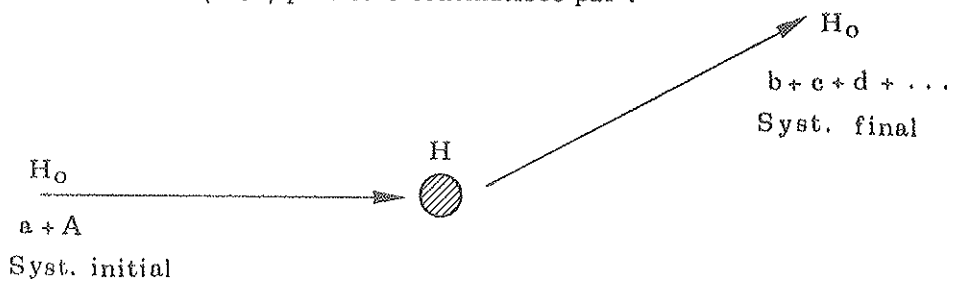
a étant la particule incidente, A la cible , b, c, d ... les différents produits de la réaction étudiée.

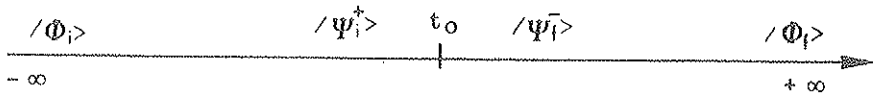
Soit $|\Phi_i>$ et $|\Phi_f>$ les fonctions d'onde asymptotiques initiale et finale du système, solutions de l'hamiltonien libre H_o (énergie cinétique de la voie d'entrée et de la voie de sortie) :

$$H_o |\Phi_i> = E_i |\Phi_i>$$
$$H_o |\Phi_f> = E_f |\Phi_f> \qquad \text{avec} \quad <\Phi_f | \Phi_i> = \delta\ (f-i)$$

$|\Phi_i>$ et $|\Phi_f>$ sont des états de spectre continu.

La transition (III.1) peut être schématisée par :





On définit l'élément de la matrice S de diffusion par :

$$S_{fi} = \lim_{\substack{t_1 \to -\infty \\ t_2 \to +\infty}} <\Phi_f | U_I(t_2, t_1) | \Phi_i>$$

$U_I(t_2, t_1)$ étant l'opérateur d'évolution en représentation intermédiaire :

$$U_I(t_1, t_2) = e^{\frac{i H_o t_2}{\hbar}} \; e^{-i \frac{H(t_2 - t_1)}{\hbar}} \; e^{-i \frac{H_o t_1}{\hbar}}$$

avec $H = H_o + V$, hamiltonien total du système en interaction, V étant l'interaction responsable de la transition $i \to f$.

Compte-tenu des propriétés de $U_I(t_2, t_1)$ et introduisant $| \psi_f^- >$ et $| \psi_i^+ >$, solutions stationnaires du problème (fonctions propres de H associées respectivement à un comportement asymptotique d'onde plane + onde sortante et d'onde plane + onde entrante, telles que : $H | \psi_i > = E_i | \psi_i >$) :

$$| \psi_f^- > = \lim_{t \to +\infty} U_I(t_o, t) | \phi_f >$$

$$| \psi_i^+ > = \lim_{t \to -\infty} U_I(t_o, t) | \phi_i >$$

on obtient :

$$S_{fi} = < \psi_f^- | \psi_i^+ >$$

Tenant compte de l'équation de Lippmann-Schwinger :

$$| \psi_f^{\pm} > = | \phi_f > + \frac{1}{E_f - H_o \pm i \varepsilon} V | \psi_f^{\pm} >$$

ou, en introduisant l'opérateur de Möller :

$$| \psi_f^{\pm} > = \left(1 + \frac{1}{E_f - H_o \pm i\varepsilon} V \right) | \phi_f >$$

l'élément de matrice S_{fi} devient :

$$S_{fi} = \delta (f-i) - 2\pi i \, \delta (E_f - E_i) < \phi_f | V | \psi_i^+ >$$

ou $$S_{fi} = \delta (f-i) - 2\pi i \, \delta (E_f - E_i) \, T_{fi}$$

expression dans laquelle T_{fi} représente l'élément de matrice de la transition $i \to f$:

$$\boxed{T_{fi} = T_{fi}(S_i, S_f) = < \phi_f | V | \psi_i^+ >} \qquad \text{(III.2)}$$

S_i et S_f étant les variables de spins des voies d'entrée et de sortie, T_{fi} représente l'amplitude de probabilité de la transition.

La probabilité de transition est donnée par :

$$P_{fi} = | < \phi_f | \psi_i^+ (t) > |^2 = | < \phi_f | U_I(t, t_o) | \psi_i^+ > |^2 = | S_{fi} |^2$$

et la probabilité par unité de temps :

$$W_{fi} = \frac{d P_{fi}}{d t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{s_i s_f} | T_{fi}(s_i, s_f) |^2 \, \delta (E_f - E_i)$$

d'où l'expression de la section efficace différentielle pour la transition $i \to f$:

$$d\sigma^{(i \to f)} = \frac{2\pi}{\hbar V_r} \sum_{s_i s_f} \left| T_{fi}\ (s_i, s_f) \right|^2 \delta\ (E_i - E_f) \prod_{\alpha=1}^{n} d\vec{p}_\alpha\ \delta\ \left(\sum_{\alpha=1}^{n} \vec{p}_\alpha - \vec{p}_o \right) \tag{III.3}$$

où V_r = vitesse relative dans la voie d'entrée (flux unité).

Les distributions de Dirac rendent compte des lois de conservation :

$\delta\ \left(\sum_{\alpha=1}^{n} E_\alpha - E_i \right) = \delta\ (E_f - E_i)$ conservation de l'énergie

$\delta\ \left(\sum_{\alpha=1}^{n} \vec{p}_\alpha - \vec{p}_i \right)$ conservation de la quantité de mouvement.

II - INTERACTION DANS L'ETAT FINAL (I.E.F.)

Jusqu'à présent, le modèle de Watson-Migdal a toujours servi de point de départ à l'étude de l'I.E.F. (Symposium sur les réactions à 3 corps : Budapest 1971). C'est ce modèle que nous allons développer en premier lieu. Dans la seconde partie de ce paragraphe, nous décrirons le modèle séquentiel de Phillipps-Griffy-Biedenharn (P.G.B.), introduisant la notion de processus séquentiel et de localisation du système en interaction finale. On peut dire tout de suite que ce dernier modèle conduit aux résultats du modèle de Watson. Il précise cependant, de façon plus concrète, le mécanisme de l'I.E.F. et il s'adapte bien au processus de production de résonances.

1/ Modèle de Watson-Migdal (1952-1953)

Parmi les réactions (III.1), nous nous sommes intéressés aux réactions de " break-up " du deuton :

$$\begin{matrix} d + C & \longrightarrow & (p + n) & + & C \\ 1 + 2 & & 3 + 4 & + & 5 \end{matrix} \tag{III.4}$$

mettant en jeu trois particules dans la voie de sortie (C désigne le noyau cible) avec I.E.F. entre p et n .

Pour rendre compte de cette I.E.F., Watson décompose le potentiel d'interaction V en deux interactions [22] :

$$V = W + v_{np} \tag{III.5}$$

où v_{np} , responsable de l'interaction (p-n) dans l'état final, n'agit que sur les états $|\ \Phi_f >$ et où W décrit l'interaction primaire (i-e : si $W = 0$, le processus n'a pas lieu). D'après la relation de Gellmann-Goldberger, l'élément de matrice de transition se décompose en 2 termes :

$$T_{fi} = < \chi_f^- \ | W | \ \psi_i^+ > + < \chi_f^- \ | v_{np} | \ \Phi_i > \tag{III.6}$$

où $|\ \chi_f^- >$ est la fonction d'onde entrante décrivant l'I.E.F. :

$$(H_o + v_{np})\ |\ \chi_f^- > = E_f\ |\ \chi_f^- >$$

$|\ \chi_f^- >$ étant définie à partir de $|\ \Phi_f >$ par la relation intégrale :

$$|\ \chi_f^- > = |\ \Phi_f > + \frac{1}{E_f - H_o - i\epsilon}\ v_{np}\ |\ \chi_f^- > \tag{III.7}$$

L'expression (III.6), bien que simple, est rigoureuse.

Comme v_{np} n'agit que sur les états du système (p-n) dans l'état final on a : $v_{np} \left| \Phi_i \right> = 0$, l'état initial $\left| \Phi_i \right>$ ne contenant pas les états d'interaction (p-n) de l'état final.

Finalement :

$$\boxed{T_{fi} = \left< \chi_f^- \right| W \left| \psi_i^+ \right>} \qquad \text{(III.8)}$$

T_{fi} dépend évidemment de v_{np} par $\left| \chi_f^- \right>$ et $\left| \psi_i^+ \right>$.

a) Evaluation de T_{fi}

Watson émet les hypothèses suivantes concernant la nature de l'I.E.F. [22] :

- l'influence de l'I.E.F. est grande quand l'énergie relative des nucléons p et n est faible
- la dimension a^3 du volume de la réaction primaire est telle que $a \ll$ portée des forces entre p et n .

Ce modèle est valide surtout dans le cas où les forces mises en jeu entre p et n sont fortes et attractives.

Dans un système de coordonnées $\left\{ \xi \right\}$, on a :

$$T_{fi} = \sum_{\xi} \left< \chi_f^- \right| \xi > \delta \xi < \xi \left| W \right| \psi_i^+ >$$

où $\sum_{\xi} \delta \xi$ signifie somme continue ou discrète suivant que ξ désigne une variable continue ou discrète.

Si $\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n$ est la coordonnée de position relative de (p-n) appartenant au système $\left\{ \xi \right\}$: $\left\{ \xi \right\} = \left\{ \vec{r}, \xi' \right\}$, ξ' ne contenant ni $\vec{r}$, ni $\vec{k}$, on a :

$$T_{fi} = \sum_{\xi'} \int_{\vec{r}} \left< \chi_f^- \right| \vec{r}, \xi' > \delta \xi' \, d\vec{r} < \xi \left| W \right| \psi_i^+ >$$

où $< \xi \left| W \right| \psi_i^+ >$ dépend peu du moment relatif $\vec{k}$ (d'autant moins que $k \to 0$).

Comme on a choisi les conditions cinématiques (cf. chapitre I) telles que les I.E.F (n-C) et (p-C) sont négligeables, on peut factoriser la fonction d'onde décrivant l'I.E.F. (p-n) :

$$\left< \chi_f^- \right| \vec{r} , \xi' > = g_k^{(-)} (r) \; h_f^{(-)} (\xi') \qquad \text{(III.9)}$$

où $g_k^{(-)} (r)$ décrit le mouvement relatif (p-n).

Compte tenu de la deuxième hypothèse ($E_{np} \simeq 0$) , le mouvement relatif (p-n) n'a lieu qu'avec un moment orbital relatif $\ell = 0$ et :

$$g_k^{(-)} (r) = \frac{e^{-i \delta_o(k)} \sin (k r + \delta_o)}{k r}$$

où δ_o est le déphasage de l'onde S dans la diffusion p-n (on ne tient pas compte pour l'instant

des spins). La forme de $g_k^{(-)}(r)$ est valable pour $r > a$ et $r < a$.

Comme r est de l'ordre de a et que k est faible, le produit kr est faible et on peut faire un développement limité de $\sin(kr + \delta_o)$. Compte tenu de l'approximation de la portée effective :

$$k \operatorname{cotg} \delta_o = -\frac{1}{a_{np}} + \frac{1}{2} r_o k^2 + 0(k^4) \qquad \text{(III.10)}$$

ce développement devient, au premier ordre en k [23] :

$$\sin(kr + \delta_o) \simeq \sin\delta_o \left(1 - \frac{r}{a_{np}} + \frac{1}{2} k^2 r (r_o - r)\right)$$

$$\simeq \sin\delta_o \left(1 - \frac{r}{a_{np}}\right) + 0(k^2)$$

d'où :

$$g_k^{(-)}(r) \simeq \frac{e^{-i\delta_o(k)} \sin\delta_o(k)}{k} \cdot \frac{1 - r/a_{np}}{r}$$

Avec cette factorisation de $g_k^{(-)}(r)$, T_{fi} devient ($f(r)$ désignant la fonction $\frac{1 - r/a_{np}}{r}$) :

$$T_{fi} \simeq \sum_{\xi'} \int_{\vec{r}} \frac{e^{-i\delta_o} \sin\delta_o}{k} f(r)\, h_f^{(-)}(\xi')\, d\vec{r}\, \delta\xi' \langle \xi | W | \psi_i^+ \rangle$$

$$T_{fi} \simeq \frac{e^{-i\delta_o} \sin\delta_o}{k} \sum_{\xi} \underbrace{f(r)\, h_f^{(-)}(\xi')\, \delta\xi \langle \xi | W | \psi_i^+ \rangle}_{G'(\xi)}$$

Finalement :

$$T_{fi} \simeq G'(\xi) \frac{e^{-i\delta_o} \sin\delta_o}{k}$$

et :

$$\boxed{|T_{fi}|^2 = G(\xi) \frac{\sin^2\delta_o(k)}{k^2}} \qquad \text{(III.11)}$$

c'est le résultat de Watson (séparation de la dépendance en k). Utilisant la relation (III.10), l'expression (III.11) devient :

$$|T_{fi}|^2 = G(\xi) \frac{a_{np}^2}{k^2 a_{np}^2 + \left(1 - \frac{1}{2} a_{np} r_o k^2\right)^2} \qquad \text{(III.12)}$$

b) Section efficace de (III.4)

D'après la relation (III.3) on a :

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi}{\hbar V_r} \int \delta\left(\sum_{\alpha=3}^{5} E_\alpha - E_o\right) \delta\left(\sum_{\alpha=3}^{5} \vec{p}_\alpha - \vec{p}_o\right) \sum_{s_i s_f} |T_{fi}(s_i, s_f)|^2 \prod_{\alpha=3}^{5} d\vec{p}_\alpha$$

Le calcul donne (cf annexe A I) :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} \propto \sum_{s_i s_f} \left| T_{fi}\ (s_i, s_f) \right|^2 \quad P\ (E_3\ ,\ \Omega_3, \Omega_4) \qquad \text{(III.13)}$$

L'interaction (p-n) peut avoir lieu dans l'état singulet (S = 0) ou triplet (S = 1) :

$$\left| T_{fi}\ (s_i, s_{f_{np}} \text{ couplés à } S = 0) \right|^2 = G\ (\xi)\ \frac{\sin^2 \delta_o^{(S)}}{k^2} = \left| T_{fi}\ (S = 0) \right|^2$$

$$\left| T_{fi}\ (s_i, s_{f_{np}} \text{ couplés à } S = 1) \right|^2 = G\ (\xi)\ \frac{\sin^2 \delta_o^{(t)}}{k^2} = \left| T_{fi}\ (S = 1) \right|^2$$

$\delta_o^{(S\,out)}$ étant évalué à partir de la relation (III.10) :

$$k \cot g\ \delta_o^{(S\,out)} = - \frac{1}{a_{np}^{(S\,out)}} + \frac{1}{2}\ r_o^{(S\,out)}\ k^2$$

avec :

$a_{np}^{(S\,out)}$ = longueur de diffusion p-n dans l'état singulet ou triplet.

$r_o^{(S\,out)}$ = rayon effectif " " " " " " "

Pour un faisceau incident de deutons non polarisé et une cible non polarisée (spins initiaux S_1 et S_2 distribués au hasard) et ne s'occupant pas de la polarisation des produits finaux, la section efficace est [24] :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} \propto \frac{1}{(2S_d+1)\,(2S_c+1)} \sum_{|S_d - S_c|}^{S_d+S_c} (2S+1) \left| T_{fi}\ (S) \right|^2 P\ (E_3\ \Omega_3\ \Omega_4)$$

d'où :

$$\boxed{\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} \propto \left[G_S\ \frac{(a_{np}^S)^2}{k^2\,(a_{np}^S)^2 + (1 - \frac{r_o^S}{2}\, a_{np}^S\, k^2)^2} + 3\ G_t\ \frac{(a_{np}^t)^2}{k^2 (a_{np}^t)^2 + (1 - \frac{r_o^t}{2}\, a_{np}^t\, k^2)^2} \right] \times P}$$

(III.14)

Remarque :

On peut résumer la relation (III.13) par l'expression [25] :

$$d\sigma^{i \to f} \propto \left| M_{fi} \right|^2 \left| \varphi_{np}\ (q) \right|^2 d^3q \qquad \text{(III.15)}$$

dans laquelle : - M_{fi} est l'amplitude de production de la réaction primaire (supposée indépendante de q)

- $\left| \varphi_{np}\ (q) \right|^2$, proportionnelle à la section efficace de diffusion (p-n) est la probabilité de trouver les nucléons n et p de moment relatif q dans la région d'interaction. Cette expression (III.15) devra être rapprochée du modèle séquentiel de P.G.B. (III.20).

On peut retrouver ce résultat d'une façon plus rigoureuse en utilisant les équations de FADDEEV [7].

Gardant la notation $1 + 2 \longrightarrow 3 + 4 + 5$, ces équations s'expriment par :

$$\left\{ \begin{array}{l} T = \sum_{k=3}^{5} T_k \\ \left\{ T_k = \tau_k + \tau_k \, G_o \, (T_i + T_j) \right\}_{i,j \text{ et } k = 3,4,5} \end{array} \right. \qquad \text{(III.16)}$$

avec : - T = opérateur de transition à 3 corps obtenu formellement à partir de l'équation de Lippmann-Schwinger :

$$T = V + V \, G_o \, T$$

où V est l'interaction entre les 3 particules que l'on exprime comme somme d'interactions à 2 corps :

$$V = V_3 + V_4 + V_5$$

(V_k décrit l'interaction entre i et j , k n'intervenant pas).

$$- \, G_o = [\, E - H_o \,]^{-1} = [\, E - (\frac{p_3^2}{2 m_3} + \frac{p_4^2}{2 m_4} + \frac{p_5^2}{2 m_5}) \,]^{-1}$$

E étant l'énergie totale du système et H_o l'hamiltonien des 3 particules libres de la voie de sortie.

- $\tau_k = V_k + V_k \, G_o \, V_k$ .. opérateur de transition de l'interaction des particules i et j, k étant considéré comme libre τ_k et V_k sont des opérateurs agissant dans l'espace de Hilbert à 2 corps .

L'I.E.F. entre 3 et 4 sera donc décrite par l'opérateur :

$$T_5 = \tau_5 + \tau_5 \, G_o \, (T_3 + T_4)$$

Le calcul de l'amplitude :

$$\mathcal{A} = < \vec{p}_3 \, \vec{p}_4 \, \vec{p}_5 \, | \, T_5 \, | \, \Phi_{34} \, \vec{p}_1 >$$

$$\mathcal{A} = < \vec{p}_3 \, \vec{p}_4 \, \vec{p}_5 \, | \, \tau_5 \, | \, \Phi_{34} \, \vec{p}_1 > + < \vec{p}_3 \, \vec{p}_4 \, \vec{p}_5 | \, \tau_5 \, G_o \, (T_3 + T_4) \, | \, \Phi_{34} \, \vec{p}_1 >$$

où Φ_{34} est la fonction d'onde intrinsèque du deuton conduit à [26] :

$$\mathcal{A} = \delta \, (\sum_i \vec{p}_i - \vec{p}_1) < \frac{\vec{p}_3 \vec{p}_4}{2} | \, \tau_5 \, (E - \frac{p_5^2}{2 m_5}) \, | \, \vec{p'}_3 \, \vec{p'}_4 > \quad \times$$

$$\left[\Phi_{34} (\vec{p}_5) + \lim_{\varepsilon \to o^+} \int \frac{< \vec{p'}_3 \vec{p'}_4 \vec{p}_5 \, | T_3 + T_4 | \, \Phi_{34} \, \vec{p}_1 > d\vec{p'}_3 \, d\vec{p'}_4}{E - \frac{p'^2_3}{2 m_3} - \frac{p'^2_4}{2 m_4} - \frac{p_5^2}{2 m_5} + i \, \varepsilon} \right] \qquad \text{(III.17)}$$

Soit, en supposant que l'amplitude de diffusion 3-4 hors de la couche d'énergie est peu différente

de l'amplitude de diffusion sur la couche d'énergie :

$$\mathcal{A}_{34} = \left\langle \frac{\vec{p}_3 - \vec{p}_4}{2} \middle| v_5 \middle| \vec{p}'_3\, \vec{p}'_4 \right\rangle \simeq \left\langle \frac{\vec{p}_3 - \vec{p}_4}{2} \middle| v_5 \middle| \frac{\vec{p}_3 - \vec{p}_4}{2} \right\rangle \forall\, \vec{p}'_3\,,\ \vec{p}'_4 \qquad \text{(III.18)}$$

$$\mathcal{A} = \delta\left(\sum_i \vec{p}_i - \vec{p}_I\right) \mathcal{A}_{34} \left[\phi_{34}(\vec{p}_5) + \lim_{\varepsilon \to 0^+} \int \frac{\left\langle \vec{p}'_3\, \vec{p}'_4\, \vec{p}_5 \middle| T_3 + T_4 \middle| \phi_{34}\, \vec{p}_I \right\rangle d\vec{p}'_3\ d\vec{p}'_4}{E - \frac{p'^2_3}{2m_3} - \frac{p'^2_4}{2m_4} - \frac{p^2_5}{2m_5} + i\varepsilon} \right]$$

(III.19)

Pour notre cinématique $\vec{p}_3 \simeq \vec{p}_4$ et $E_{34} \simeq 0$ ce qui correspond à un maximum de la section efficace 3-4 (cf. I.3) dû à la présence de l'état virtuel (3-4) (ici d^*). Grossièrement, la section efficace de C (d, pn) C au voisinage de $\vec{p}_n \simeq \vec{p}_p$ sera proportionnelle à $|\mathcal{A}_{pn}|^2_{E_{pn} \simeq o}$. C'est un résultat analogue à (III.15).

Cependant, pour qu'il en soit ainsi, cela nécessite que l'expression entre crochet dans (III.19) dépende peu de $\vec{p}_3 - \vec{p}_4$, que T_3 et T_4 soient négligeables devant T_5 (on retrouve les approximations de Watson) et que l'approximation (III.18) soit valable.

Cela définit les limites du modèle de Watson tout en ouvrant des perspectives de calculs plus élaborés et plus rigoureux.

3/ Modèle de Phillipps-Griffy-Biedenharn (P.G.B.) - Processus séquentiel (1960)

Ce modèle suppose que la réaction (III.4) procède par deux étapes successives :

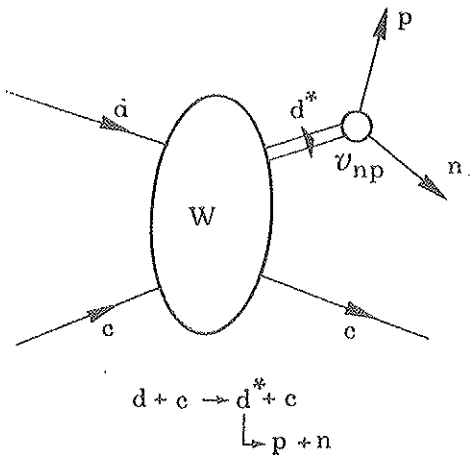


FIGURE 18 - Mécanisme séquentiel par l'intermédiaire du d*.

1°) Formation du système d^* localisé dans une sphère de rayon a .

2°) Désintégration du d^* en p + n

En utilisant les coordonnées du système S (C) (cf. annexe AII), ce modèle consiste à poser :

$$d\sigma^{(i \to f)} \propto |M_{fi}|^2 \underbrace{F_{d^*C}(E_{np})\ \rho(E_{np})\ dE_{np}\ d\Omega_{C\text{-}np}}\ \underbrace{d\Omega_{np}} \qquad \text{(III.20)}$$

Probabilité de production de la paire (p-n), d'énergie relative E_{pn}

Probabilité de désintégration du d* (à $\frac{1}{4\pi}$ près).

où $\rho(E_{np})$ est la fonction généralisée de densité d'états de P.G.B., qu'on peut interpréter comme étant la probabilité pour que le système d^* soit localisé dans un volume de rayon a , ou bien

comme étant la " durée de vie " du d^* (27) :

$$\rho\,(E_{np}) = \frac{1}{k}\left[\frac{d}{dk}\,(\delta_o + ka) - \frac{1}{2k}\sin 2(\delta_o + ka)\right] \qquad \text{(III.21)}$$

avec $k = \left(\frac{m\,E_{np}}{\hbar^2}\right)^{1/2}$ nombre d'onde relatif

δ_o = déphasage de l'onde S donné par (III.10)

F_{d^*C} = facteur de l'espace de phase à 2 corps (annexe A III)

M_{fi} = amplitude de la réaction primaire, supposée constante.

La figure 19 montre la fonction $\rho\,(E_{np})$ pour l'état singulet et triplet du système (p-n).

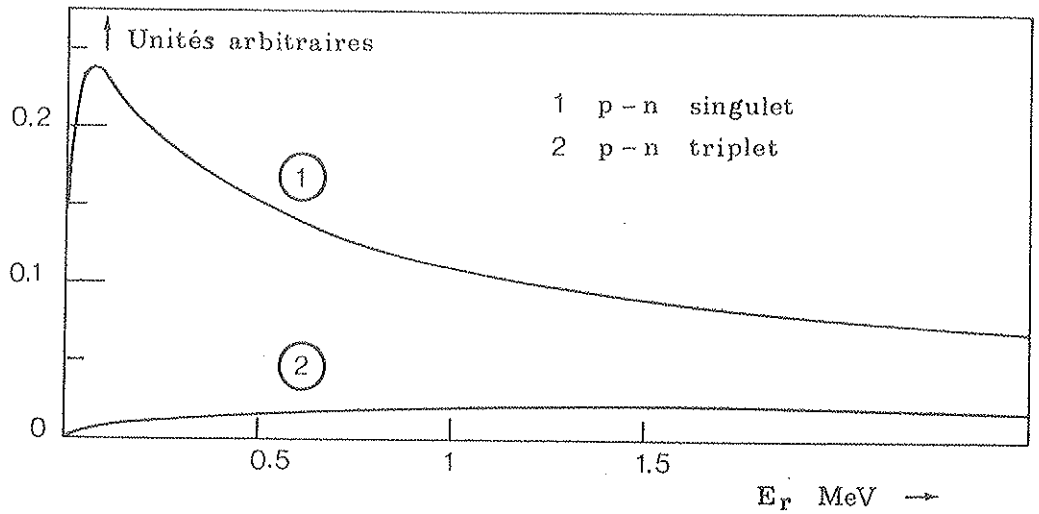


FIGURE 19 - Fonctions généralisées de densité d'états de P.G.B.

Pour obtenir l'expression de la section efficace dans le laboratoire, il faut introduire le Jacobien de la transformation S (C) → laboratoire (annexe A IV) :

$$dE_{np}\; d\Omega_{C\text{-}np}\; d\Omega_{np} = J_{np}\; dE_p\; d\Omega_p\; d\Omega_n$$

D'où la section efficace triplement différentielle, en gardant les indices 3, 4, 5 pour p, n et C :

$$\boxed{\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} = A\, F_{d^*C}\,(E_{34})\;\rho\,(E_{34})\;J_{34}} \qquad \text{(III.22)}$$

Les nucléons 3 et 4 formant le système en interaction finale (cette dernière relation ne tient pas compte du spin ; avec les spins on obtient une relation analogue à (III.14)) .

La figure 20 montre la fonction $\rho\,(E_{pn})\;F_{d^*C}\;(E_{pn})$ pour l'état singulet (p-n).

La figure 21 montre un spectre théorique.

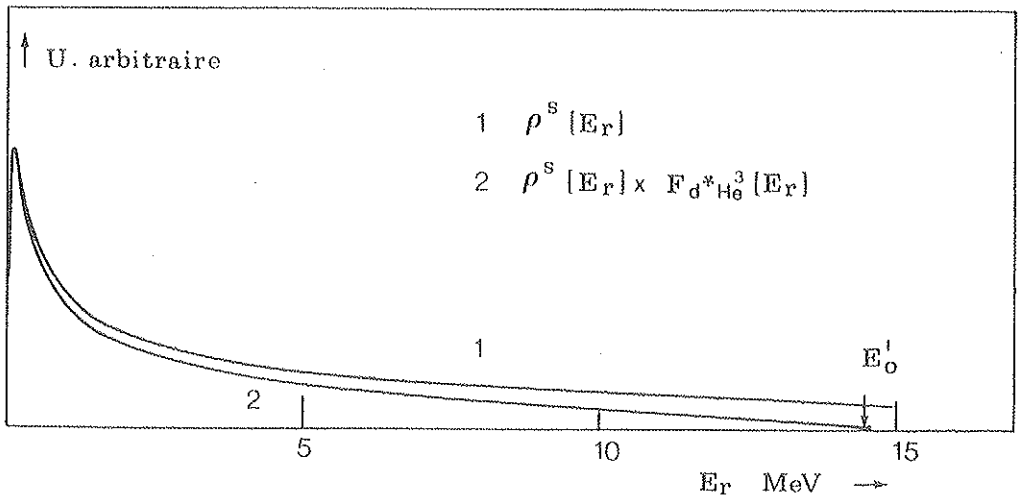


FIGURE 20 - Fonction ρ^S_F . Paramètres utilisés: $a^s_{np} = -23.50$ Fm $\Gamma^s_o = 2.49$ Fm $a^t_{np} = 5.37$ Fm $\Gamma^t_o = 1.65$ Fm , a = 3.5 Fm .

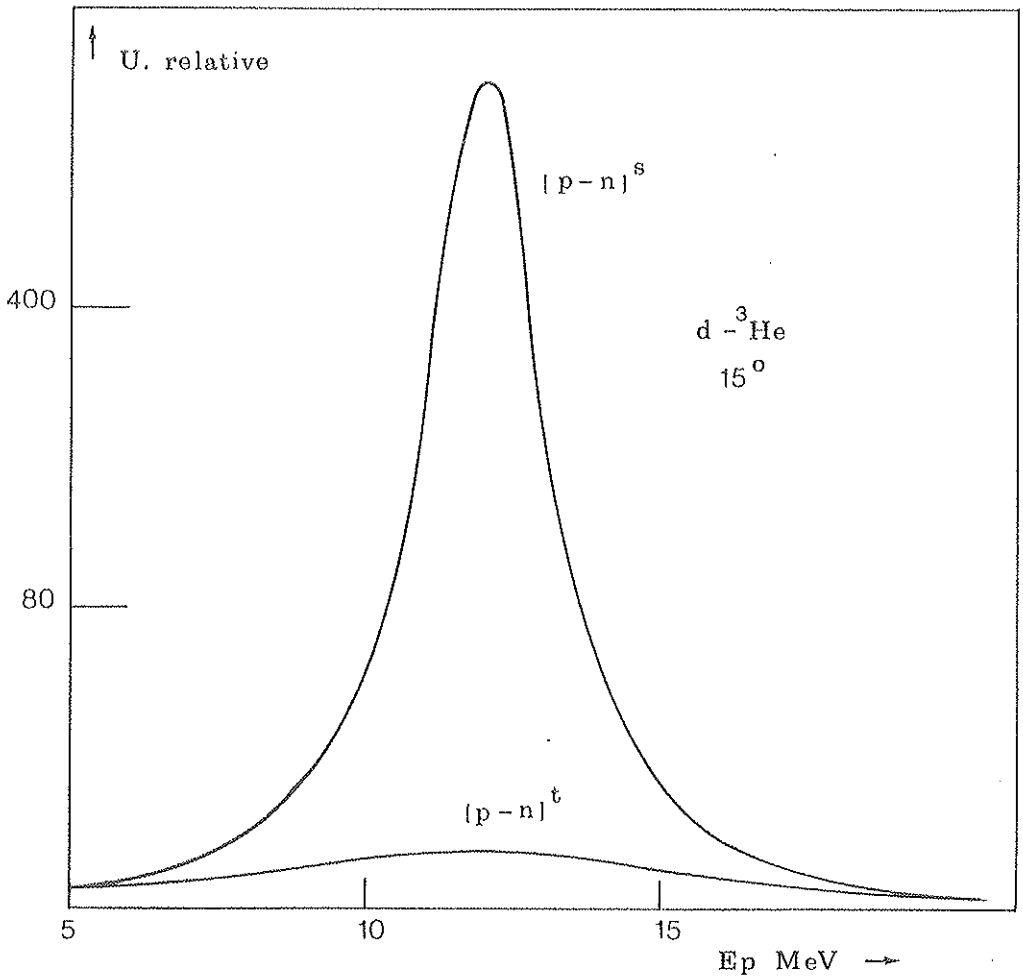


FIGURE 21 - Fonction ρJ (singulet et triplet).

Remarque :

Le processus séquentiel par l'intermédiaire d'une résonance peut être analysé par un modèle analogue[28].

Dans ce cas, $\rho\ (E_r)$ est remplacée par une forme de Breit et Wigner :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3\, d\Omega_3\, d\Omega_4} = \frac{C\ e^{-G}}{(E_{res}-E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}\ P\ (E_3,\ \Omega_3\ ,\ \Omega_4) \qquad \text{(III.23)}$$

où : E_{res} = énergie de la résonance

Γ = largeur de la résonance

$G = \dfrac{\pi\ Z_3\ Z_4}{\hbar\,[V_3 - V_4]}$ tenant compte approximativement de l'effet coulombien [29] avec :

Z_3 et Z_4 = charges des particules en interaction

V_3 et V_4 = vitesses des particules en interaction.

Cette expression n'est applicable cependant que dans le cas où les résonances sont bien définies et isolées (de façon à ne pas avoir recouvrement de résonances voisines, ce qui introduirait des termes d'interférence entre les différents moments angulaires) [28 et 31].

CHAPITRE IV

RESULTATS = ANALYSE ET DISCUSSION

I - TRAITEMENT DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux se présentent sous forme de spectres biparamétriques de 32 canaux par 32 canaux, portant $E_3 = E + \Delta E$ (énergie proton) en abscisses et τ_4 (temps de vol neutron) en ordonnées. On obtient ainsi directement les courbes cinématiques des réactions étudiées, dans le plan (τ_4, E_3) (figure 22).

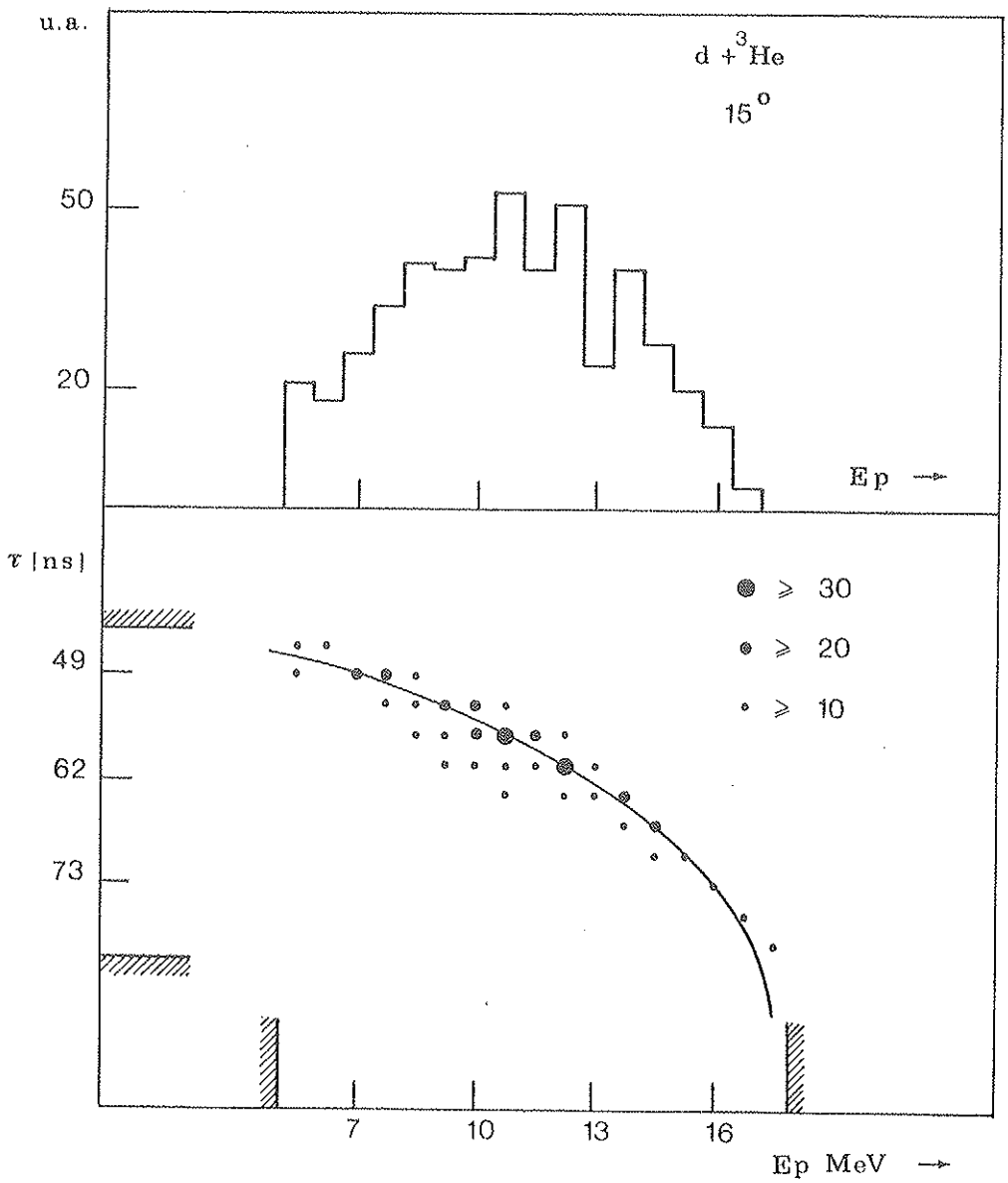


FIGURE 22 - Spectre biparamétrique et projection sur l'axe E_p pour d+He^3 à 15°.

Afin d'extraire la section efficace triplement différentielle $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3}$, le traitement des différents résultats consiste à projeter les spectres biparamétriques sur l'axe E_3 de l'énergie proton, après avoir soustrait le bruit de fond. Ainsi pour chaque canal ΔE_3 et pour une géométrie bien déterminée ($\theta_3 = \theta_4$, Ω_3 et Ω_4 donnés), on obtient $(N_{34})^{\Delta E_3}$, nombre de coïncidences proton-neutron pour une énergie proton donnée (figure 22).

Cependant, le traitement doit tenir compte :

1/ De problèmes relatifs à la détection du neutron :

a - Efficacité du détecteur neutron : cela se traduit par une courbe d'efficacité $\epsilon\,(E_4)$ relative à une valeur donnée du seuil de discrimination. Cette courbe est obtenue à partir de la réaction $d(d, n He^3)$ (20) et (31).

b - Absorption des neutrons par le télescope E-ΔE : elle se traduit par l'introduction d'un facteur d'absorption $\eta(E_4)$ ($1 - \eta$ étant alors le nombre réel de neutrons qui ont atteint le scintillateur).

2/ De problèmes relatifs à l'étalonnage de la voie proton : cet étalonnage doit tenir compte de la perte d'énergie du proton dans la cible gazeuse. Cette perte est calculée à partir de la relation parcours-énergie : $R = a\ E^b$ (courbes expérimentales des références (32) et (33)). Ainsi, pour chaque canal ΔE_3 , l'énergie E_3^{exp} est augmentée d'un facteur δE_3 (énergie moyenne perdue par le proton en traversant 3 cm de cible gazeuse) : $E_3^{vraie} = E_3^{exp} + \delta E_3$.

Tenant compte de ces différentes corrections, la section efficace triplement différentielle a pour expression :

$$(N_{34})^{\Delta E_3} = n_i\, n_c\, \frac{d^3\sigma}{dE_3\, d\Omega_3\, d\Omega_4}\ \epsilon\,(E_4)\,(1-\eta)\,\Delta E_3\ \Delta\Omega_3\ \Delta\Omega_4 \qquad (IV.1)$$

3/ Normalisation :

Le terme de normalisation :

$$\Phi = n_i\, n_c\ \Delta\Omega_3$$

est obtenu par le monitorage à θ_3 enregistrant les deutons diffusés élastiquement :

$$(N_{el})^{\theta_3} = n_i\, n_c \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\theta_3}_{el} \Delta\Omega_3 = \Phi \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\theta_3}_{el}$$

d'où :

$$\Phi = (N_{el})^{\theta_3} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\theta_3}_{el}$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\theta_3}_{el}$ étant les sections efficaces dans le laboratoire des diffusions élastiques d+p, d+d, d+He^3 et d+He^4. Elles sont tirées des courbes obtenues à partir des références (34, 35, 36, 37).

Finalement, la relation IV.1 devient :

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} = \frac{(N_{34})^{\Delta E_3}}{(N_{el})^{\theta_3}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\theta_3}_{el} \frac{1}{\varepsilon(E_4)(1-\eta)} \frac{1}{\Delta E_3\ \Delta\Omega_4} \qquad (IV.2)$$

avec :

$\eta = 0.89$

$\Delta E_3 = 0.75$ MeV

$\Delta\Omega_4 = \dfrac{\Delta S_{neutron}}{L^2} = 2.50$ msr, angle solide du scintillateur

II - INCERTITUDE

L'estimation de l'incertitude sur la section efficace expérimentale est faite à partir de la relation IV.2 donnant $\dfrac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3}$.

On peut distinguer 4 causes principales d'erreur :

a) Erreur provenant de la détection neutron : sur l'efficacité $\varepsilon(E_4)$, elle varie de 5 à 7 %, sur le coefficient d'absorption $\eta(E_4)$, elle est de l'ordre de 3 à 5 % [20].

b) Erreurs sur $\Delta\Omega_4$ et ΔE_3 : elles peuvent être négligées, étant inférieures à 1 %.

c) Erreur sur $N_{34}^{\Delta E_3}$: l'incertitude statistique (comprenant la soustraction du bruit de fond et l'incertitude introduite par le traitement des spectres) se situe aux environs de 10 % pour D_2 et H_2, de 15 % pour He^3 et He^4 (où la statistique est plus faible).

d) Erreur sur l'évaluation de la normalisation : tenant compte de l'erreur statistique sur N_{el} ($\simeq$ 10 % pour He^3 et He^4, $\leqslant$ 5 % pour D_2 et H_2) et de l'incertitude introduite par la détermination de la section efficace élastique, difficile à évaluer (2 à 5 %). Les incertitudes sur la pression et la température sont négligeables (inférieures à 1 %).

L'incertitude résultante est obtenue en ajoutant quadratiquement ces différentes incertitudes. Elle est de l'ordre de 20 à 25 % pour He^3 et He^4, de 12 à 18 % pour H_2 et D_2.

III - EVALUATION DES AUTRES PROCESSUS

La figure 8 localise les divers processus conduisant à l'état final = 3 + 4 + 5 sur la courbe cinématique $E_4 = E_4(E_3)$. On voit que le phénomène d'interaction 3 - 4 peut subir essentiellement l'influence des phénomènes quasi-libres proton et neutron ainsi que des résonances (en particulier Li^{4*}, He^{4*}). Il est donc nécessaire d'en évaluer, dans la mesure du possible, la contribution afin de choisir l'expression théorique de la section efficace.

1/ Quasi-libre p et n :

C'est le phénomène spectateur incident p et n : le deuton incident se casse de telle sorte que l'un des deux nucléons diffuse sur la particule c (supposée sans structure), l'autre jouant le rôle de spectateur. Pour évaluer cette contribution, nous avons utilisé la formule de l'approximation de l'impulsion [38] conduisant à l'expression :

$$\left\{ \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} \right)_s = C \left| \Phi (k_s) \right|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{s-C}_{el,\,CM} P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \right\}_{s = 3 \text{ ou } 4} \qquad (IV.3)$$

dans laquelle :

$P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$ est le facteur d'espace de phase

$\Phi (k_s)$ est la transformée de Fourier de la fonction de Hulthèn du deuton prise pour la valeur k_s du nombre d'onde transféré au spectateur s :

$$\Phi (k_s) = \mathcal{F}\left[\sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\beta-\alpha)^2}} \times \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r} \right]$$

$$= \frac{\sqrt{8\pi\, \alpha\beta\, (\alpha+\beta)^3}}{(\alpha^2+k_s^2)(\beta^2+k_s^2)}$$

avec :

$$\begin{cases} \alpha = 0.232 \text{ Fm}^{-1} \\ \beta = 1.202 \text{ Fm}^{-1} \\ k_s = \left| \vec{k}_\alpha - \vec{k}_{1/2} \right| , \ \alpha = 3 \text{ ou } 4 \end{cases}$$

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{s-C}_{el,\,\theta'_s}$ est la section efficace de la diffusion élastique libre s-C dans le C.M. (que l'on prend donc sur la couche d'énergie).

L'angle θ'_s est déterminé par (les quantités primées sont considérées dans le C.M. total) [8] :

$$\cos\theta'_s = p'_{sz} / p'_s$$

avec :

$$p'_{sz} = (2 m_s E_s)^{1/2} \cos\theta_s - (2 m_s^2\, m_1\, E_s)^{1/2} / (m_1 + m_2)$$

$$p'_s = (2 m_s E_s \sin^2\theta_s + p'^2_{sz})^{1/2}$$

Les sections efficaces de diffusion élastique sont déterminées à partir des références [39, 40, 41] et [42].

Etant donné les angles de détection et la géométrie utilisée, il faut s'attendre à un effet peu prononcé.

La figure 23 donne un exemple de contribution quasi-libre:la courbe obtenue est de la forme aplatie, peu différente de celle du facteur de l'espace de phase.

2/ " Break-up " simultané

Il faut tenir compte bien sûr de ce processus présent en tout point de la courbe cinématique. Sa contribution est (cf. annexe A V.2) :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3\, d\Omega_3\, d\Omega_4} = |M|^2 \; P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \propto P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \qquad (IV.4)$$

La forme de $P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$ est donnée par la figure 23.

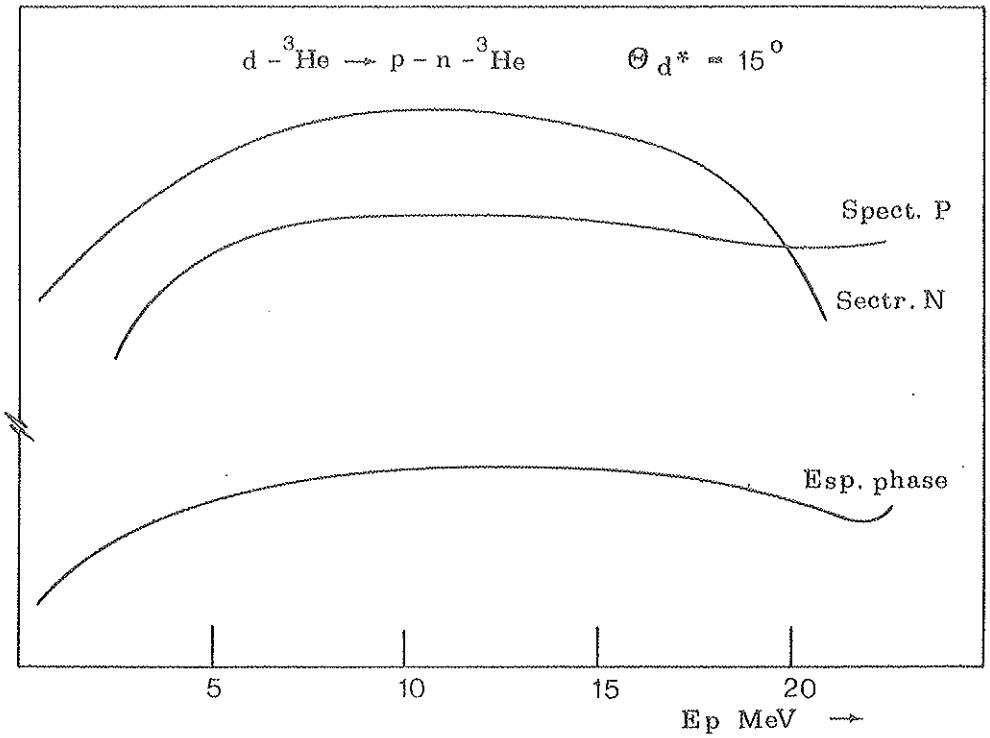


FIGURE 23 - Courbes représentant le facteur de l'espace de phase $P(E_3, \Omega_3, \Omega_4)$ et les contributions du quasi-libre.

3/ Résonances

Conformément à la remarque du chapitre III (paragraphe 3), l'analyse du processus séquentiel par l'intermédiaire d'une résonance pourrait être faite à partir d'une expression de la forme [31] :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3\, d\Omega_3\, d\Omega_4} = \sum_i \frac{C_i \exp(-G_i)}{(E_{res}^i - E_r)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}} \; P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \qquad (IV.5)$$

dans laquelle i numérote les résonances isolées. Comme nous n'avons à considérer de tels processus que pour la réaction $d + He^3 \longrightarrow \begin{cases} He^{4*} + n \\ Li^{4*} + p \end{cases}$, nous ne parlerons de ces effets que lors de l'analyse de cette réaction (paragraphe V).

IV - EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE

Une expression complète de la section efficace triplement différentielle doit tenir compte des interactions dans l'état final (3-4), (3-5) et (4-5) , des diffusions quasi-élastiques, des résonances, du " break-up " simultané, des phénomènes de rediffusion et d'interférence [11]. Ainsi, négligeant les deux derniers phénomènes, la section efficace s'exprime par la somme incohérente des autres effets.

Dans le cas des réactions étudiées , ces différents effets (sauf les résonances) ont été calculés (figures 24 et 23) . Dans la zone d'énergie proton considérée, on voit que la contribution de l'I.E.F. 3-4 domine celle, peu prononcée, des autres processus. Nous avons donc pris comme expression théorique :

$$\left(\frac{d^3\sigma}{dE_3\, d\Omega_3\, d\Omega_4}\right)^{th} = A\,(IEF)^{S}_{3-4} + B\,(IEF)^{t}_{34} + C\,P\,(E_3\,\Omega_3\,\Omega_4) \qquad (IV.6)$$

ou :

$$\left(\frac{d^3\sigma}{dE_3\, d\Omega_3\, d\Omega_4}\right)^{th} = A\,(IEF)^{S}_{3-4} + B\,(IEF)^{t}_{3-4}$$

avec :

- $(IEF)^{S-t}_{3-4}$ = terme singulet ou triplet donné par (III.12) ou (III.22)
- $P\,(E_3\,\Omega_3\,\Omega_4)$, facteur de l'espace de phase, résumant en quelque sorte l'ensemble des autres contributions.

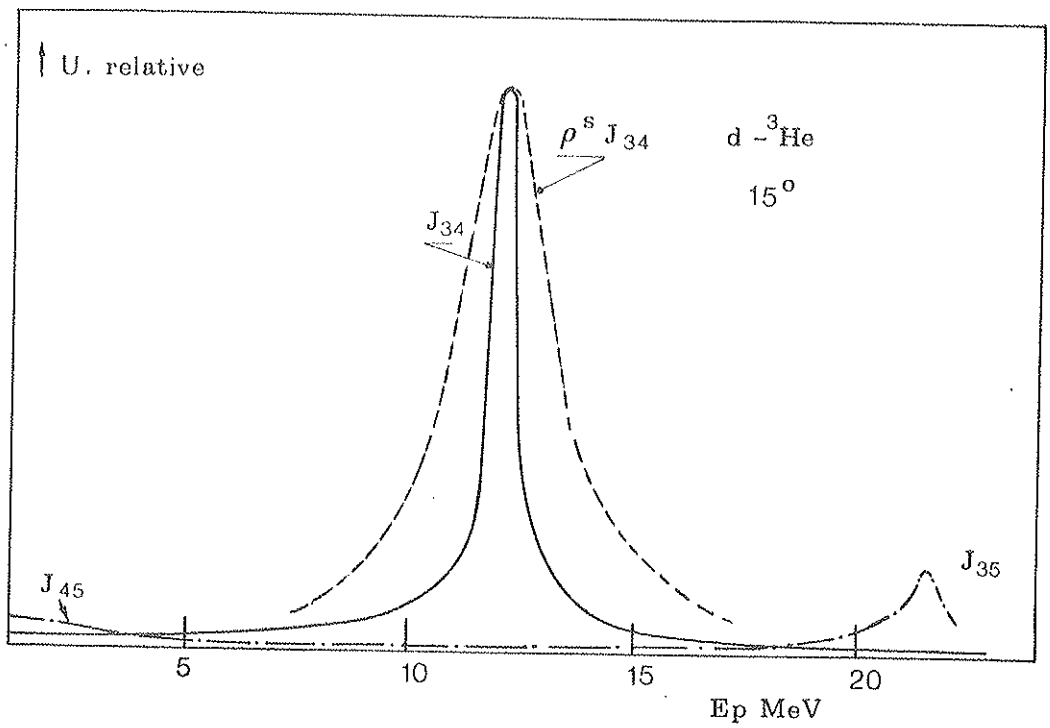


FIGURE 24 - Spectres théoriques des divers processus.

Remarque :

La résolution du dispositif expérimental a été introduite dans les termes $(IEF)_{3-4}$ (elle ne modifie que très faiblement les pics d'IEF).

V - SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DU d*

Ayant isolé la contribution singulet de l'I.E.F. 3-4, on peut remonter à la section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}}$ (dans le C.M. de la réaction $d + C \rightarrow d^* + C$) de production du d^* d'énergie relative E_r donnée. On a en effet :

$$\left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3\, d\Omega_4\, dE_3} \right)^S = A\,(IEF)^S_{3-4}$$

A étant déterminé par le moindre χ^2.

$$d^3\sigma^{(S)} = A\,(IEF)^S_{3-4}\; d\Omega_3\; d\Omega_4\; dE_3$$

$$d^3\sigma^{(S)} = A\,(IEF)^S_{3-4}\; \frac{1}{J_{34}}\; dE_{3-4}\; d\Omega_{3-4}\; d\Omega_{5-34}$$

Le système 3-4 ayant un moment relatif $\ell = 0$, sa désintégration dans le C.M. du système 3-4 est isotrope, d'où :

$$d^2\sigma^{(S)} = 4\pi\; A\,(IEF)^S_{3-4}\; \frac{1}{J_{34}}\; dE_{3-4}\; d\Omega_{5-34}$$

Compte-tenu des relations :

$$d\Omega_{5-34} = d\Omega'_5 \quad \text{(annexe AII.9)}$$

$$\vec{p}'_5 = -\vec{p}'_{d^*}$$

on a :

$$d\Omega_{5-34} = d\Omega'_{d^*}$$

Donc :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega'_{d^*}\; dE_{34}} = 4\pi\; A\,(IEF)^S_{3-4}\; \frac{1}{J_{34}} \qquad (IV.7)$$

En intégrant cette expression sur l'énergie relative E_{3-4}, on obtient la section efficace de production du d^* :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}} = 4\pi\; A \int_0^{E_r} (IEF)^S_{3-4}\; \frac{1}{J_{34}}\; dE_{34} \qquad (IV.8)$$

E_r étant une limite arbitraire (que l'on a prise égale à 700 keV).

Si l'on prend le modèle de Watson, (IV.8) s'exprime par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}} = 4\pi\ A_1\ \mu_{34}\ \mu_{5-34} \int_0^{E_r} \frac{p_{34}\ p_{5-34}\ (a^s_{34})^2}{k^2 (a^s_{34})^2 + (1 - \frac{r_0^s}{2} a^s_{34} k^2)^2}\ d\,E_{3-4} \qquad (IV.9)$$

Si l'on prend, celui de P.G.B.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}} = 4\pi\ A_2 \int_0^{E_r} \rho^S\ (E_{34})\ F_{d^*C}\ (E_{34})\ d\,E_{34} \qquad (IV.10)$$

L'expression (IV.8) permet d'obtenir, pour différents angles de détection $\theta_3 = \theta_4 = \theta_{d^*}$, une distribution angulaire théorique du d^* :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}} = f(\theta_{d^*})$$

VI - RESULTATS

1/ Réaction $d + {}^2H$

C'est la réaction mettant en jeu 3 nucléons.

D'un point de vue isospin, elle est permise dans les 2 états du système p-n de l'état final :

$$d + p \longrightarrow d^* + p$$

T : 0 1/2 1 1/2

$$d + p \longrightarrow (p\text{-}n)^t + p$$

T : 0 1/2 0 1/2

La figure 25 montre un spectre à 17^o. L'ajustage du pic expérimental par une expression $A\ (IEF)^S_{34} + B\ (IEF)^t_{3-4}$ est satisfaisant. Il conduit aux résultats suivants, relatifs à 17^o :

$d + {}^2H$	A S + B T	$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}}$ $(E_r \leqslant 700$ keV$)$
θ_{d^*} L = 17^o θ_{d^*} CM = 59.2^o	A = 0.28 ± 0.03 B = 0.30 ± 0.04	(0.66 ± 0.10) mb/sr

Une distribution angulaire de $d + p \rightarrow d^* + p$ a été faite à partir de l'expression (IV.10) [43].

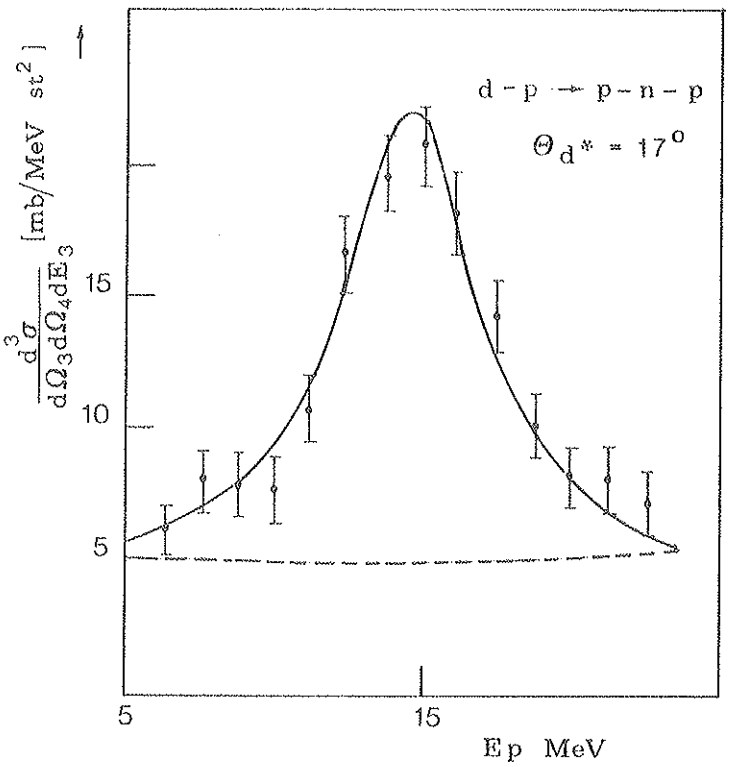


FIGURE 25 - Spectre expérimental de la réaction d + p → p + n + p à 17^o.

2/ Réaction d + ^2_D

La figure 26 montre la courbe cinématique expérimentale obtenue à 15^o. On y distingue les 2 mécanismes suivants :

- la réaction de simple " break-up " du deuton :

(a) d + d → (p-n) + d Q = - 2, 224 MeV

représentéepar la ligne cinématique normale. L'$(IEF)_{3-4}$ apparait comme point d'accumulation au milieu de cette ligne.

- la réaction de double " break-up " du deuton :

(b) d + d → (p-n) + (p-n) Q = - 4, 448 MeV
1 +2 3 4 + 5 6

située à la limite des 4 corps, en dessous de la ligne cinématique de (a). Elle se caractérise par un point d'accumulation pour E_{34} et E_{5-6} (énergies relatives des deux systèmes p-n) faibles .

D'un point de vue isospin, la réaction (a) est interdite dans le cas où elle conduit à la formation du d* :

$$\left.\begin{array}{l} d + d \rightarrow d^* + d \\ 0 \quad 0 \quad\quad 1 \quad\quad 0 \end{array}\right\} \Delta T = 1 \text{ (violation de la conservation de T)}$$

On doit donc s'attendre à une contribution négligeable de l'IEF 3-4 singulet ; on pourra ainsi donner la limite atteinte, lors de cette expérience, de la validité de la conservation de l'isospin.

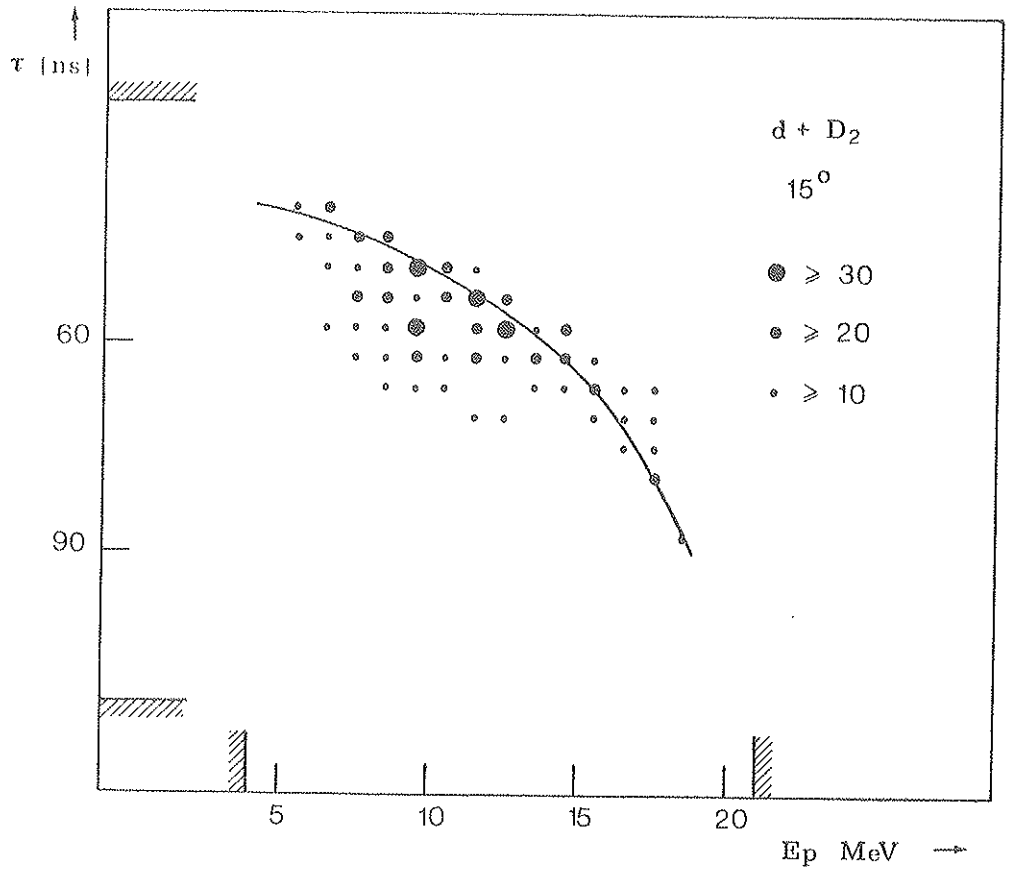


FIGURE 26 - Courbe cinématique expérimentale dans le plan (τ_n, E_p) relative à $d + {}^2D \longrightarrow \begin{cases} p + n + d \\ p + n + p + n \end{cases}$

D'autre part, la réaction (b) ne peut conduire pour la même raison qu'à deux voies de sortie :

$$d + d \longrightarrow \begin{cases} d^* + d^* \\ (p\text{-}n)^t + (p\text{-}n)^t \end{cases}$$

La figure 27 représente les spectres d'IEF extraits des courbes(figure 26) . L'ajustage de ces spectres par des expressions de la forme :

$$A\,(IEF)^S_{34} + B\,(IEF)^T_{3-4} + CP\,(E_3\,\Omega_3\,\Omega_4) \quad \text{et} \quad A\,(IEF)^S_{3-4} + B\,(IEF)^T_{3-4}$$

conduit aux résultats donnés dans le tableau IV.2 , relatifs à 15°.

En ce qui concerne la réaction (a) , $\frac{\Delta A}{B} \simeq 3\ ‰$. Compte tenu de la relation (III.14) introduisant le poids 3 pour la contribution triplet :

$$\frac{\text{Singlet}}{\text{Triplet}} = \frac{3\,\Delta A}{B} \simeq 1\ \%$$

On peut donc estimer que la loi de conservation de l'isospin est vérifiée dans notre cas au % près et on peut donner une limite supérieure de $\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}}$ pour la réaction (a) (Tableau IV.2).

Il faut enfin noter qu'aucun état excité de $_2He^3$ (qui pourrait provenir du mécanisme séquentiel 3-5) n'a été mis en évidence à partir de cette réaction.

$d + {}^2D$ θ_{d^*} labo = 15° θ_{d^*} CM = 31°	AS + BT + C ϕ	AS + BT	$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}}$ ($E_r \leqslant 700$ keV)
$d^* + d$ (a)	A = - 0.02 ± 0.04 B = 22.17 ± 4.25 C = - 0.19 ± 0.09 χ^2 = 1.29	A = 0.03 ± 0.03 B = 12.48 ± 1.04 χ^2 = 1,29	$\leqslant$ 0.3 mb/sr
$d^* + d^*$ (b)	A = 0.10 ± 0.04 B = 9.10 ± 8.90 C = - 1.75 ± 6.65 χ^2 = 1.87	A = 0.13 ± 0.03 B = 3.50 ± 1.15 χ^2 = 1.69	1.3 mb/sr

TABLEAU IV.2

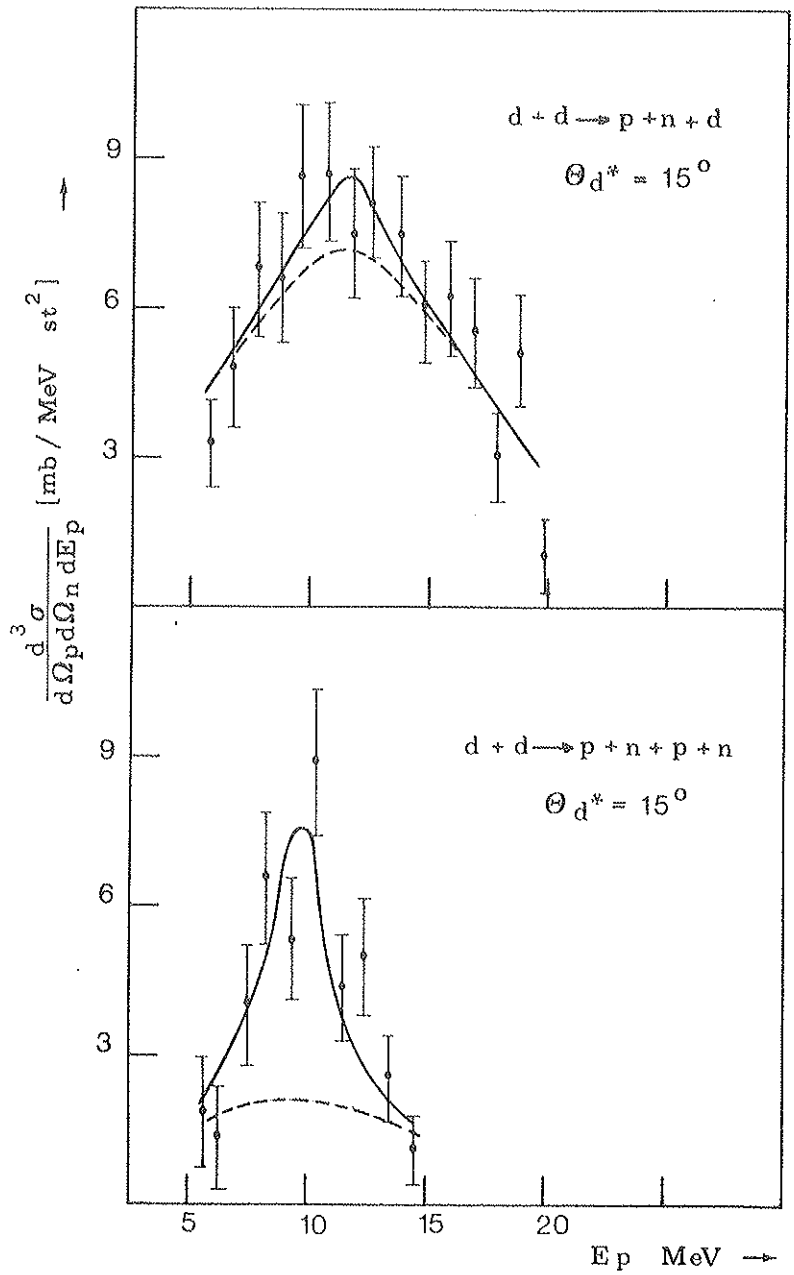


FIGURE 27 - Spectres expérimentaux des réactions d+d → p+n+d et d+d → p+n + p+n.

3/ Réaction $d + He^4$

D'un point de vue isospin, on est dans la même situation que la réaction précédente pour la production du d^* :

$$\left.\begin{array}{lll} d + He^4 & \longrightarrow & d^* + He^4 \\ 0 \quad 0 & & 1 \quad 0 \end{array}\right\} \quad \Delta T = 1$$

Cependant la situation est différente du point de vue spin car le moment angulaire relatif entre d^* et He^4 doit être différent de zéro. Il faut donc s'attendre à une contribution négligeable de l'IEF 3-4 singulet.

La figure 28 montre deux spectres à 25° et 15°.

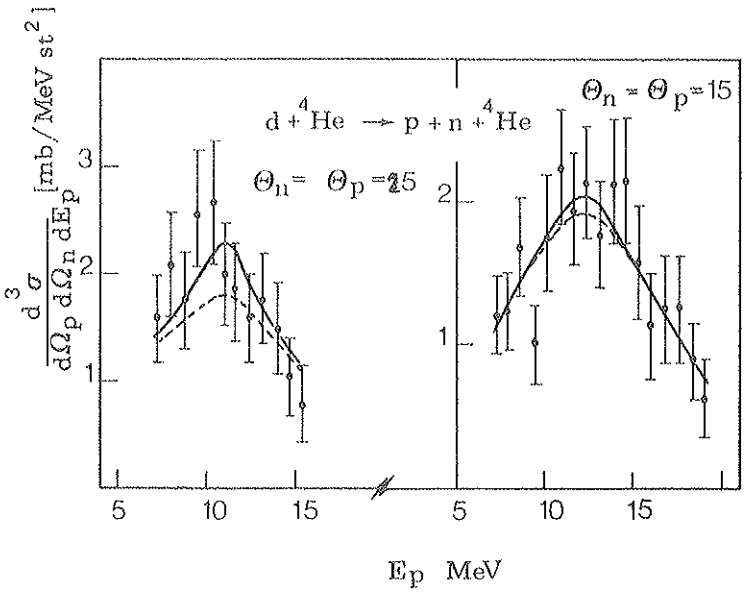


FIGURE 28 - Spectres expérimentaux des réactions $d+He^4 \rightarrow p+n+He^4$ à 15° et 25°.

Les résultats de l'ajustage sont donnés dans le tableau IV.3 suivant :

$d+He^4 \rightarrow (p-n) + He^4$	$AS + BT + C\phi$	$AS + BT$	$\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}}$ ($E_r \leqslant 700$ keV)
θ_{d^*} L = 25° θ_{d^*} CM = 38°	A = - 0.006 ± 0.070 B = 24.90 ± 12.90 C = - 0.26 ± 0.26 χ^2 = 0.51	A = 0.05 ± 0.05 B = 11.95 ± 1.60 χ^2 = 0.56	$\leqslant$ 0.5 mb/sr
θ_{d^*} L = 15° θ_{d^*} CM = 22.9°	A = 0.015 ± 0.050 B = 11.15 ± 5.20 C = 0.010 ± 0.090 χ^2 = 0.46	A = 0.000 ± 0.04 B = 11.70 ± 1.20 χ^2 = 0.43	$\leqslant$ 0.4 mb/sr

TABLEAU IV.3

Pour les deux angles 25° et 15°, $\frac{\Delta A}{B} \leq 3\ \%o$, d'où : $\frac{\text{Singulet}}{\text{Triplet}} \leq 1\ \%$, résultat cohérent avec les caractéristiques de la réaction.

4/ Réaction $d + He^3$

Elle s'effectue dans les mêmes conditions de spin et d'isospin que $d + H_2$. La figure 29 montre les spectres obtenus à 15°, 20°, 25°.

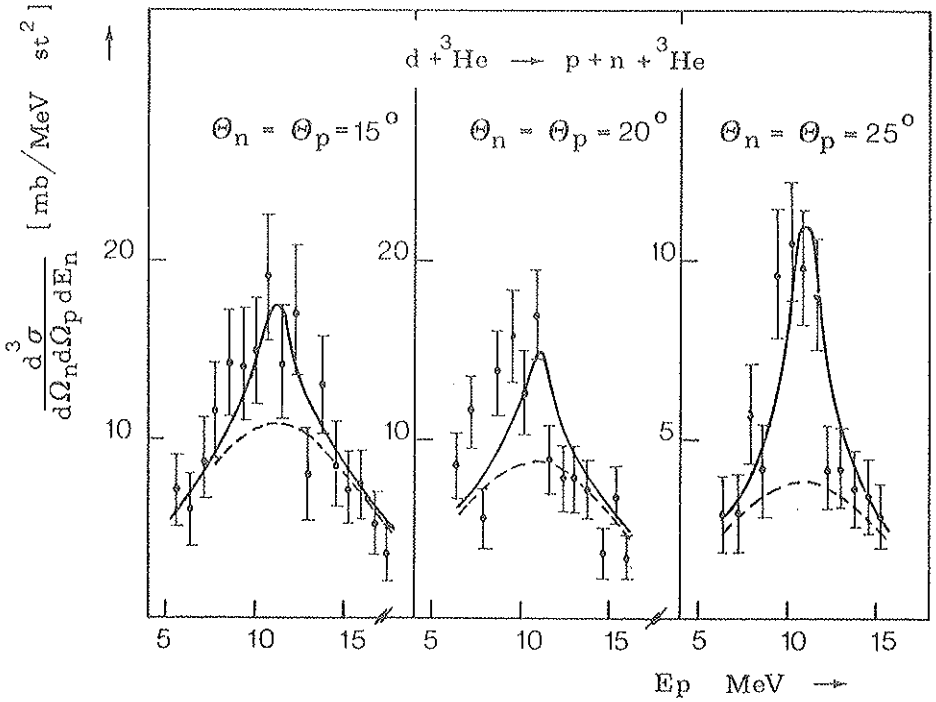


FIGURE 29 - Spectres expérimentaux des réactions $d+He^3 \rightarrow p+n+He^3$ à 15°, 20°, 25°.

L'ajustage est résumé dans le tableau suivant :

$d + He^3$	AS + BT + CΦ	AS + BT
θ_{d^*} L = 15° θ_{d^*} CM = 25.7°	A = 0.25 ± 0.25 B = 62.00 ± 30.22 C = -0.26 ± 0.58 χ^2_N = 0.703	A = 0.33 ± 0.17 B = 49.30 ± 5.14 χ^2 = 0.666
θ_{d^*}L = 20° θ_{d^*}CM = 34.2°	A = 0.15 ± 0.35 B = 28.00 ± 66.30 C = 0.55 ± 1.40 χ^2 = 3.30	A = 0.034 ± 0.176 B = 53.71 ± 7.30 χ^2 = 2.760
θ_{d^*} L = 25° θ_{d^*} CM = 42.6°	A = 0.57 ± 0.18 B = -0.43 ± 30.10 C = 0.37 ± 0.65 χ^2 = 0.700	A = 0.49 ± 0.11 B = 16.76 ± 3.45 χ^2 = 0.660

TABLEAU IV.4

On voit que les valeurs des différents coefficients ne sont pas cohérentes et que l'expression théorique choisie ne constitue pas un bon modèle du phénomène. Ceci peut s'expliquer par la présence des niveaux excités He^{4*} et Li^{4*} qui viennent distordre les spectres d'IEF (figure 29). Il faudrait donc ajouter un terme supplémentaire tenant compte de ces résonances. Cependant les niveaux atteints ne sont pas connus avec précision et sont peu séparés (figure 30) (d'autant plus qu'il y a recouvrement des niveaux Li^{4*} vers 7.9 MeV et des niveaux He^{4*} vers 26 MeV). De plus, des phénomènes d'interférences interviennent certainement. Une expression de la forme (IV.5) ne peut donc s'appliquer ici. Un traitement qualitatif simple serait d'évaluer la contribution seule de ces résonances en s'éloignant de la région de $l'(IEF)_{34}$ (en prenant d'autres angles de détection : (figure 31)), contribution que l'on soustrairait ensuite sur les spectres expérimentaux.

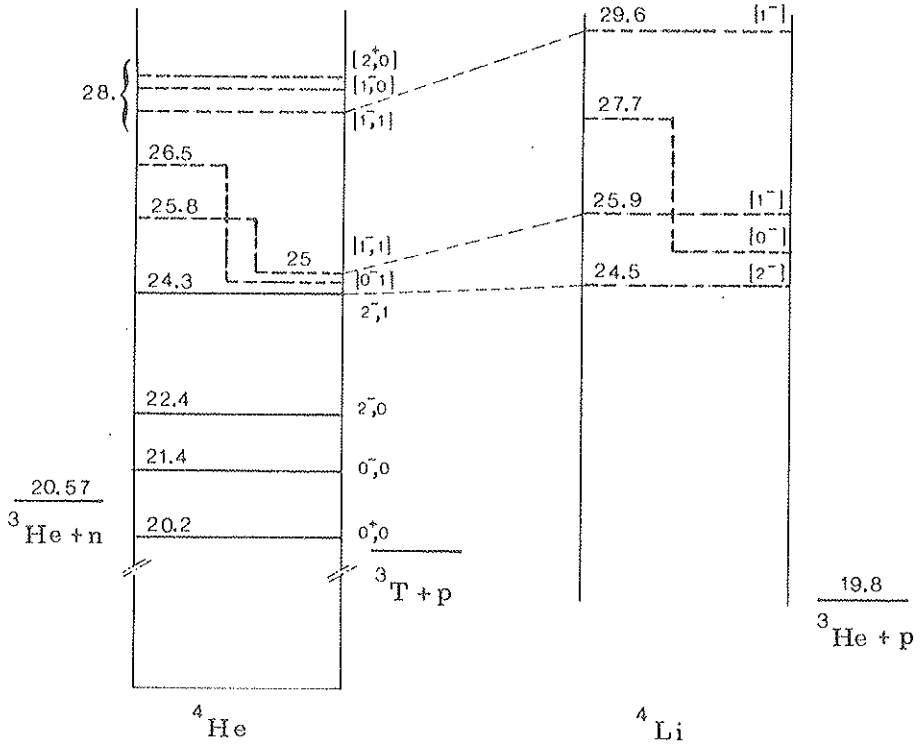


FIGURE 30 - Niveaux de He^4 et Li^4 (d'après Meyerhof et Tombrello Nucl.Phys. A 109 p.1-58 (1968)).

L'ajustage résumé dans le tableau IV.4, ne permettant pas d'isoler correctement la contribution de la production du d^*, on ne peut pas remonter à $\frac{d\sigma}{d\Omega'_{d^*}}$.

Enfin il faut noter qu'aucun niveau He^3 excité n'a été mis en évidence dans ces expériences.

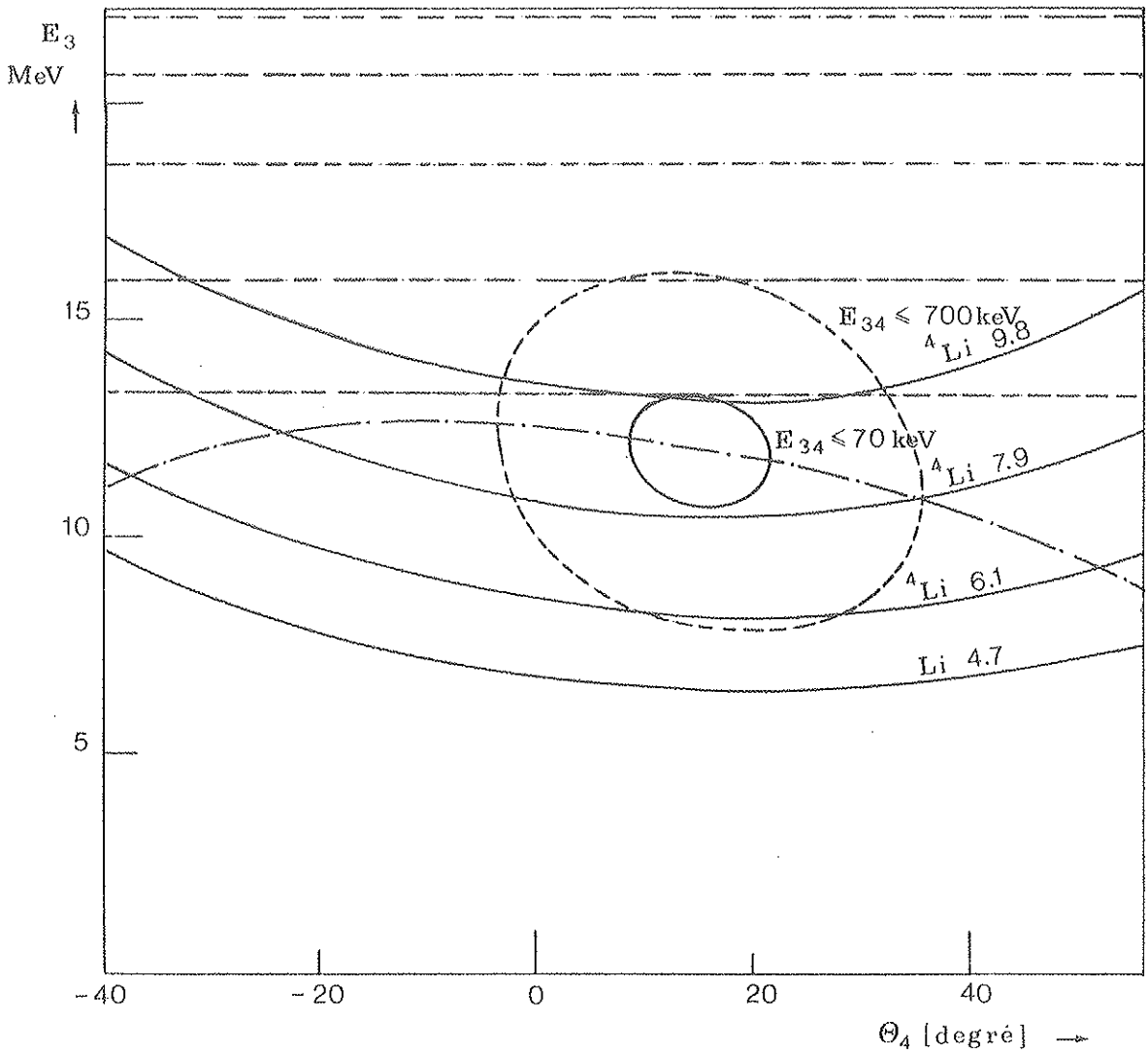


FIGURE 31 - Localisation des différents processus séquentiels dans $d + He^3 \rightarrow p+n+He^3$.

CONCLUSION

Nous avons étudié les réactions d(p, pn)p, d(d, pn)d , d (d, pn)d^*, d (He^3, pn)He^3 et d (He^4, pn)He^4 à 27, 5 MeV. Nous avons exploité les résultats expérimentaux à l'aide du modèle d'interaction finale de Watson-Migdal et du modèle séquentiel de Phillipps-Griffy-Biedenharn en vue de mettre en évidence la production du d^*.

Nous pouvons dire que ces deux modèles conduisent dans ce cas à des résultats semblables et qu'ils rendent compte de façon satisfaisante de l'interaction dans l'état final entre le proton et le neutron dans les réactions d+p, d+d, d+He^4. En ce qui concerne la réaction d+He^3, son mécanisme est compliqué par la présence des résonances He^{4*} et Li^{4*}.

La simple analyse par les modèles précédents faite pour les autres réactions s'avère insuffisante et des expériences supplémentaires à des géométries différentes sont nécessaires pour isoler correctement l'interaction p-n dans l'état final.

Du point de vue deuton singulet (d^*), ces différentes réactions mettent bien en évidence un pic d'interaction dans l'état final correspondant à la production du d^* en temps que pseudo-particule d'isospin T = 1. Cette propriété importante peut être mise à profit pour investiguer certains niveaux T = 1 [44]. Il serait intéressant par exemple de poursuivre des réactions d + He^4 à plus haute énergie pour étudier certains niveaux T = 1 vers 26-28 MeV de He^4, de même pour la réaction d + Li^6. Dans un autre ordre d'idée, une étude plus approfondie de la réaction d + He^3 → p + n + He^3 permettrait de mettre en évidence un éventuel niveau excité (vers 10 MeV ?) de He^3. [45] et [11]

Remarquons enfin que des méthodes d'analyse plus élaborées que les modèles de Watson et de P.G.B. sont dorénavant nécessaires pour l'interprétation des expériences à peu de nucléons : les équations de FADDEEV commencent à être appliquées [7] et [8] et apportent un support théorique plus rigoureux et plus exact à de telles expériences. Il faut signaler aussi les calculs de HEBENHÖH fondés sur les relations de dispersion [46] qui donnent notamment des résultats satisfaisants dans l'interprétation des spectres et de la distribution angulaire de production du d^* dans la réaction d + p → (p-n) + d de la référence 44 .

ANNEXE A I

DETERMINATION DE LA RELATION (III.13)

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi}{h\,V_r}\int \delta\,(E_3+E_4+E_5-E_o)\;\delta\,(\vec{p}_5+\vec{p}_3+\vec{p}_4-\vec{p}_o)\;\sum_S \left|T_{fi}\right|^2\; d\vec{p}_3\;\; d\vec{p}_4\;\; d\vec{p}_5$$

La sommation sur $\vec{p}_5$ conduit à :

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi}{h\,V_r}\int \sum_S \left|T_{fi}\right|^2\;\delta\,(E_3+E_4+E_5-E_o)\;p_3^2\;dp_3\;d\Omega_3\;\;p_4^2\;\;dp_4\;\;d\Omega_4 \qquad (AI.1)$$

l'argument de la distribution δ devant être pris pour :

$$\vec{p}_5 = \vec{p}_o - \vec{p}_3 - \vec{p}_4$$

Exprimons cet argument en fonction de p_4 :

$$f(p_4) = E_3 + E_4 + E_5 - E_o = \frac{p_3^2}{2m_3} + \frac{p_4^2}{2m_4} + \frac{(\vec{p}_o-\vec{p}_3-\vec{p}_4)^2}{2m_5} - E_o$$

$$= \frac{p_4^2}{2\mu_{45}} + \frac{p_3 p_4 \cos\theta_{34}}{m_5} - \frac{p_o p_3 \cos\theta_3}{m_5} + a(p_3, E_o)$$

où $\theta_{34} = \theta_3 - \theta_4$ et $a(p_3, E_o)$ ne sont pas fonction de p_4.

Sa dérivée par rapport à p_4 est :

$$f'(p_4) = \frac{df}{dp_4} = \frac{p_4}{\mu_{45}} + \frac{p_3\cos\theta_{34}}{m_5} - \frac{p_o\cos\theta_3}{m_5}$$

Compte tenu de la relation :

$$\int \delta\,(\phi(x))\;g(x)\;dx = \sum_i \frac{g(x_i)}{\left|\phi'(x_i)\right|} \quad \text{avec} \quad \phi(x_i) = 0$$

la relation (AI.1) devient, en sommant sur p_4 :

$$\int \delta\,(f(p_4))\left|T_{fi}\right|^2\;p_4^2\;dp_4 = \sum_{p_{4_i}} \left|T_{fi}\right|^2\;\frac{p_{4_i}^2}{\left|f'(p_{4_i})\right|}$$

$$= \sum_{p_{4_i}} \left|T_{fi}\right|^2\;\frac{p_{4_i}^2}{\left|\frac{p_4}{\mu_{45}} + \frac{p_3\cos\theta_{34}}{m_5} - \frac{p_o\cos\theta_3}{m_5}\right|}$$

p_{4_i} désignant les racines de $f_{(p_4)} = 0$. Il y a deux racines, mais les conditions expérimentales choisies permettent d'éliminer la racine inférieure (seule la partie supérieure de la courbe cinématique est visible).

Donc :

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi}{\hbar V_r} \int \sum_S \left| T_{fi} \right|^2 \frac{p_3^2 \, p_4^2 \, dp_3 \, d\Omega_3 \, d\Omega_4}{\left| \frac{p_4}{\mu_{45}} + \frac{p_3 \cos\theta_{34}}{m_5} - \frac{p_o \cos\theta_3}{m_5} \right|}$$

(c'est-à-dire, comme $p_3 \, dp_3 = m_3 \, dE_3$:

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi}{\hbar V_r} \int \sum_S \left| T_{fi} \right|^2 \frac{m_3 \, p_3 \, p_4^2}{\left| \frac{p_4}{\mu_{45}} + \frac{p_3 \cos\theta_{34}}{m_5} - \frac{p_o \cos\theta_3}{m_5} \right|} dE_3 \, d\Omega_3 \, d\Omega_4$$

donc :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 \, d\Omega_3 \, d\Omega_4} = \frac{2\pi}{\hbar V_r} \sum_S \left| T_{fi} \right|^2 P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \qquad \text{(AI.2)}$$

$$P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) = \frac{m_3 \, p_3 \, p_4^2}{\left| \frac{p_4}{\mu_{45}} + \frac{p_3 \cos\theta_{34}}{m_5} + \frac{p_o \cos\theta_3}{m_5} \right|} \qquad \text{(AI.3)}$$

P est le facteur d'espace de phase à 3 corps, calculé sur la courbe cinématique.

ANNEXE AII

SYSTEME S(k) DE COORDONNEES RELATIVES (18)

Dans la réaction :

$$a + A \longrightarrow (i + j) + k$$

k désigne la première particule émise

i et j les deux particules en interaction

Soit r_α ($\alpha = i, j, k$) le vecteur position de la particule α (dans n'importe quel repère) Figure AII.1 .

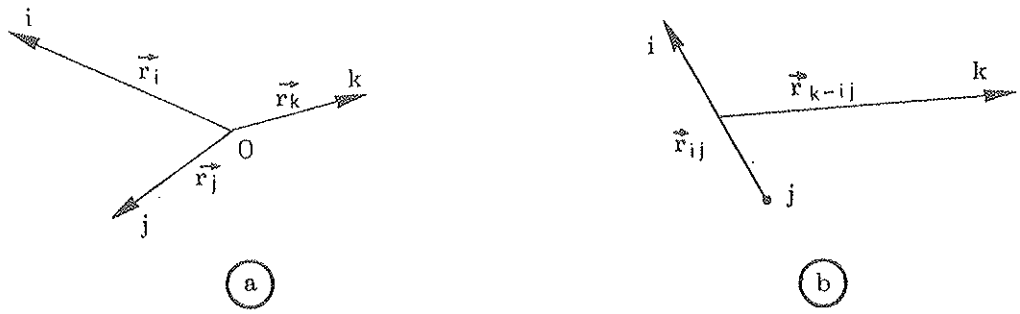


FIGURE AII.1

a) Système de coordonnées quelconques.

b) Système séquentiel S(k).

On définit les coordonnées du système S (k) par les relations suivantes :

$$\begin{cases} M\,\vec{R} = \sum_\alpha m_\alpha \vec{r}_\alpha & \text{avec} \quad M = \sum_{\alpha=i,j,k} m_\alpha \\ \vec{r}_{k-ij} = \vec{r}_k - \sum_\alpha m_\alpha \vec{r}_\alpha \,/\, (m_i + m_j) \\ \vec{r}_{i-j} = \vec{r}_i - \vec{r}_j \end{cases} \qquad \text{(AII.1)}$$

Par dérivation des relations (AII.1) par rapport au temps, on définit les moments relatifs :

$$\frac{d\,M\vec{R}}{dt} = \sum_\alpha m_\alpha \frac{d\vec{r}_\alpha}{dt} = \sum_\alpha \vec{p}_\alpha = \vec{P} \qquad \text{(impulsion totale)}$$

$$\frac{d\vec{r}_{k-ij}}{dt} = \frac{d\vec{r}_k}{dt} - \frac{1}{m_i+m_j}\sum_\alpha m_\alpha \frac{d\vec{r}_\alpha}{dt} = \frac{\vec{p}_k}{m_k} - \frac{1}{m_i+m_j}\sum_\alpha \vec{p}_\alpha$$

$$= \frac{M}{m_k(m_i+m_j)}\vec{p}_k - \frac{\vec{P}}{m_i+m_j}$$

d'où :

$$\vec{p}_{k-ij} = \mu_{k-ij} \frac{d\vec{r}_{k-ij}}{dt} = \vec{p}_k - \frac{m_k}{M}\vec{P} \quad \text{avec} \quad \mu_{k-ij} = \frac{m_k(m_i+m_j)}{M}$$

$$\frac{d\vec{r}_{ij}}{dt} = \frac{d\vec{r}_i}{dt} - \frac{d\vec{r}_j}{dt} = \frac{\vec{p}_i}{m_i} - \frac{\vec{p}_j}{m_j} = \frac{\vec{p}_{ij}}{\mu_{ij}} \quad \text{avec} \quad \mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i+m_j}$$

d'où les trois relations définissant les quantités de mouvement :

$$\begin{cases} \vec{P} = \sum_\alpha \vec{p}_\alpha \\ \vec{p}_{k-ij} = \vec{p}_k - \frac{m_k}{M}\vec{P} \\ \vec{p}_{ij} = \left(\frac{\vec{p}_i}{m_i} - \frac{\vec{p}_j}{m_j}\right)\mu_{ij} \end{cases} \qquad \text{(A II.2)}$$

En inversant les relations (A II.2) on obtient les différents $\vec{p}_\alpha$ en fonction des moments relatifs :

$$\begin{cases} \vec{p}_i = \vec{p}_{ij} - \frac{m_i}{m_i+m_j}\vec{p}_{k-ij} + \frac{m_i}{M}\vec{P} \\ \vec{p}_j = \vec{p}_{ij} + \frac{m_j}{m_i+m_j}\vec{p}_{k-ij} - \frac{m_j}{M}\vec{P} \\ \vec{p}_k = \vec{p}_{k-ij} + \frac{m_k}{M}\vec{P} \end{cases} \qquad \text{(A II.3)}$$

Compte-tenu de ces dernières relations, l'énergie totale devient (dans un repère quelconque) :

$$E_o = \sum_\alpha \frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha} = \frac{p_{k-ij}^2}{2\mu_{k-ij}} + \frac{p_{ij}^2}{2m_{ij}} + \frac{P^2}{2M} \qquad \text{(A II.4)}$$

Il est intéressant d'exprimer ces différentes quantités dans le C.M. total défini par $\vec{P} = 0$:

(A II.5)
$$\begin{cases} \sum_\alpha \vec{p}'_\alpha = 0 \\ \vec{p}_{k-ij} = \vec{p}'_k \\ \vec{p}_{ij} = \left(\frac{\vec{p}'_i}{m_i} - \frac{\vec{p}'_j}{m_j}\right)\mu_{ij} \end{cases}$$

ou (A II.6)
$$\begin{cases} \vec{p}'_i = \vec{p}_{ij} - \frac{m_i}{m_i+m_j}\vec{p}_{k-ij} \\ \vec{p}'_j = \vec{p}_{ij} + \frac{m_j}{m_i+m_j}\vec{p}_{k-ij} \\ \vec{p}'_k = \vec{p}_{k-ij} \end{cases}$$

$$E'_o = \frac{p_{ij}^2}{2\mu_{ij}} + \frac{p_{k-ij}^2}{2\mu_{k-ij}} = Q + m_1 E_1 / (m_1+m_2) = (\text{énergie totale dans le C.M.}) \qquad \text{(A II.7)}$$

Des relations (A II. 3) et (A II. 6), on déduit :

$$d\vec{p}_i \; d\vec{p}_j = d\vec{p}_{ij} \; d\vec{p}_{k-ij} = d\vec{p}'_i \; d\vec{p}'_j = \ldots \qquad \text{(A II. 8)}$$

(le Jacobien des différentes transformations étant l'unité. Il faut garder à l'esprit toutefois les relations de conservation liant ces différentes impulsions).

Enfin de la troisième relation (A II. 6), on déduit :

$$\vec{p}'_k = \vec{p}_{k-ij} \Longrightarrow \quad d\Omega'_k = d\Omega_{k-ij} \qquad \text{(A II. 9)}$$

ANNEXE A III

FACTEUR DE L'ESPACE DE PHASE A 2 CORPS $F_{d^* C}\ (E_{np})$ (47)

Il représente le nombre d'états accessibles aux deux particules de l'état intermédiaire d'interaction $d^* + C$. On se place dans le C.M. total (quantités primées) Figure (A III.1)

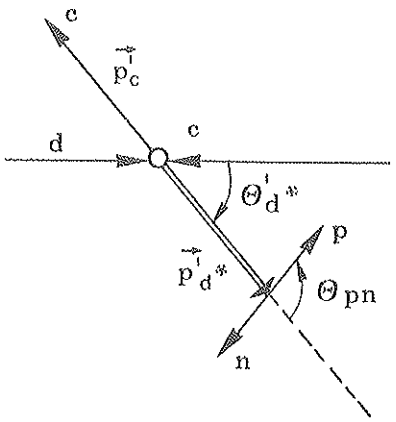


FIGURE A III.1

$$\vec{p}'_{d^*} + \vec{p}'_C = 0$$

$$\rho_2 (E_{np}) = \int \prod_{i=1}^{2} d\vec{p}'_{d^*} d\vec{p}'_C \ \delta (\vec{p}'_{d^*} + \vec{p}'_C) \ \delta (E'_{d^*} + E'_C - E'_o)$$

$$= \int d\vec{p}'_{d^*} \delta (E'_{d^*} + E'_C - E'_o) \Big|_{E'_C = \frac{p'^2_{d^*}}{2 m_2}}$$

$$= \int p'^2_{d^*} \, dp'_{d^*} \, d\Omega'_{d^*} \, \delta \left(\frac{p'^2_{d^*}}{2 m_{d^*}} + \frac{p'^2_{d^*}}{2 m_C} + E'_o \right)$$

$$= 4\pi \int p'^2_{d^*} \, dp'_{d^*} \ \delta \left(\frac{p'^2_{d^*}}{2 \mu_{d^* C}} + E'_o \right)$$

d'où :

$$\rho_2 (E_{np}) = 4\pi \ \frac{p'^2_{d^*}}{\left| \frac{p'_{d^*}}{\mu_{d^* C}} \right|} = 4\pi \, \mu_{d^* C} \ p'_{d^*}$$

avec $\frac{1}{\mu_{d^* C}} = \frac{1}{m_{d^*}} + \frac{1}{m_c} = \frac{1}{m_n + m_p} + \frac{1}{m_c} = \frac{1}{\mu_{C-np}}$

Comme $\vec{p}'_{d^*} = -\vec{p}'_C = -\vec{p}_{C-np}$ (cf. A II.5), on a :

$$\rho_2 (E_{np}) = 4\pi \ \mu_{C-np} \ p_{C-np} = 4\pi \sqrt{2} \ (\mu_{C-np})^{3/2} \ (E'_o - E_{np})^{1/2}$$

avec E'_o = énergie totale dans le C.M. total du système d'où la relation :

$$F_{d^* C} (E_{np}) = 4\pi \sqrt{2} \ (\mu_{C-np})^{3/2} \ (E'_o - E_{np})^{1/2} \qquad \text{(A III.1)}$$

ANNEXE A IV

CALCUL DU JACOBIEN $J_{ij} = \dfrac{D(E_{ij}, \Omega_{ij}, \Omega_{k-ij})}{D(E_i, \Omega_i, \Omega_j)}$

Evaluons de deux façons différentes le nombre d'états accessibles aux trois particules i, j, k de l'état final : (i+j) + k .

1/ $dn = d\vec{p}_{k-ij} \; d\vec{p}_{ij}$

$$\Delta n = \int d\vec{p}_{k-ij} \; d\vec{p}_{ij} = \int p^2_{k-ij} \; p^2_{ij} \; dp_{ij} \; d\Omega_{ij} \; d\Omega_{k-ij} \; \delta \left(\frac{p^2_{k-ij}}{2\mu_{k-ij}} + \frac{p^2_{ij}}{2\mu_{ij}} - C^{te} \right)$$

$$\Delta n = \mu_{k-ij} \; \mu_{ij} \int p_{k-ij} \; p_{ij} \; dE_{ij} \; dE_{k-ij} \; d\Omega_{ij} \; d\Omega_{k-ij} \; \delta \left(E_{k-ij} + E_{ij} - C^{te} \right)$$

En effectuant la sommation sur E_{k-ij} :

$$\Delta n = \mu_{k-ij} \; \mu_{ij} \; p_{k-ij} \; p_{ij} \; dE_{ij} \; d\Omega_{ij} \; d\Omega_{k-ij}$$

d'où :

$$\frac{\Delta n}{dE_{ij} \; d\Omega_{ij} \; d\Omega_{k-ij}} = \mu_{k-ij} \; \mu_{ij} \; p_{k-ij} \; p_{ij} \qquad (AIV.1)$$

2/ $dn = d\vec{p}_i \; d\vec{p}_j$

$$\Delta n = \int p^2_i \; p^2_j \; dp_i \; dp_j \; d\Omega_i \; d\Omega_j \; \delta (E_i + E_j + E_k - E_o) \Big| \vec{p}_k = \vec{P} - \vec{p}_i - \vec{p}_j$$

Ce calcul a déjà été effectué dans l'annexe A I (relation A I.1 et A I.2). On obtient :

$$\Delta n = P(E_i, \Omega_i, \Omega_j) \; dE_i \; d\Omega_i \; d\Omega_j$$

où :

$$\frac{\Delta n}{dE_i \; d\Omega_i \; d\Omega_j} = P(E_i, \Omega_i, \Omega_j) \qquad (AIV.2)$$

D'où :

$$J_{ij} = \frac{dE_{ij} \; d\Omega_{ij} \; d\Omega_{k-ij}}{dE_i \; d\Omega_i \; d\Omega_j} = \frac{\dfrac{\Delta n}{dE_i \; d\Omega_i \; d\Omega_j}}{\dfrac{\Delta n}{dE_{ij} \; d\Omega_{ij} \; d\Omega_{k-ij}}}$$

c'est-à-dire :

$$J_{ij} = \frac{1}{\mu_{ij} \; \mu_{k-ij} \; p_{ij} \; p_{k-ij}} \; P(E_i, \Omega_i, \Omega_j) \qquad (AIV.3)$$

ANNEXE A V

CALCUL DE LA CONTRIBUTION DU " BREAK-UP " SIMULTANE

Pour décrire ce processus, on suppose que la section efficace s'exprime par :

$$d\sigma \propto |M|^2 \; dV'_p \qquad (A\,V.1)$$

où : M est l'élément de matrice de la transition conduisant au processus simultané et que l'on suppose constant.

dV'_p est l'élément de l'espace des impulsions dans le C.M. total du système à 3 corps :

$$dV'_p = d\vec{p}'_3 \; d\vec{p}'_4$$

(la relation (A V.1) exprime que la distribution des impulsions est isotrope dans le C.M. total).

Compte-tenu des relations (A II.8), on a :

$$dV'_p = d\vec{p}'_3 \; d\vec{p}'_4 = d\vec{p}_3 \; d\vec{p}_4$$

L'évaluation de ce dernier élément différentiel est faite dans l'annexe A IV (relation (A IV.2)):

$$d\vec{p}_3 \; d\vec{p}_4 = P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \; dE_3 \; d\Omega_3 \; d\Omega_4$$

La relation (A V.1) devient alors :

$$d^3\sigma \propto |M|^2 \; P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \; dE_3 \; d\Omega_3 \; d\Omega_4$$

et la section efficace triplement différentielle du processus simultané est donnée par :

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 \; d\Omega_3 \; d\Omega_4} \propto |M|^2 \; P(E_3, \Omega_3, \Omega_4) \qquad (A\,V.2)$$

BIBLIOGRAPHIE

1 E.BAUMGARTNER et al.
Phys.Rev.Letters, 16, 105 (1966)

2 M.BERNAS et al.
Physics Letters 25 B, 260 (1967)

3 J.SLAUS et al.
Phys.Rev.Letters 17, 536 (1966)

4 W.T.H. Van OERS and I.SLAUS
Phys.Rev.Letters 160, 853 (1967)

5 MORTON et al.
Phys.Rev.Letters 18, 1007 (1967)

6 PAIC G. and I.SLAUS
Few-bodey problems, light nuclei and nucl.interactions, Vol.1 et 2 (1967)

7 Les réactions nucléaires à 3 corps
Cours de perfectionnement, Zermatt (1967)

8 Symposium on few-body problems and related topics
Budapest (1971)

9 J.C.Van Der WEERD et al.
Phys.Rev. C , vol.3 no 1 (1970)

10 G.C.PHILLIPS
Rev.Modern.Physics Vol.37 , n° 3 (1965)

11 A.NIILER et al.
Phys.Rev. C Vol.1 , n° 4 (1970)

12 WARNER et al.
Nucl.Phys., A 148 , 503-515 (1970)

13 BRÜCKMANN et al.
KFK 1216
Nucl.Phys., A 157 , 209-230 (1970)

14 KÜHN et al.
Nucl.Physics , A 120 , 285-296 (1968)

15 W.BOHME et al.
Phys.Rev.Letters , vol.24 , n° 18 (1970)

16 E.P.WIGNER
Phys.Rev., vol.98, n° 1 (1955)

17 F.I.SMITH
Phys.Rev., vol.118, n° 1 (1960)

18 G.G.OHLSEN
Nucl.Inst.Methods , 37 , 240-248 (1965)

19 G.NICOLAI
Thèse 3 ème cycle Lyon (1969)

20 J.C.CABRILLAT
Thèse 3 ème cycle, Lyon (1971)

21 D.A.GLEDCKE et Mac DONALD
Nucl.Instr.Methods , 58 , 253 (1968)

22 K.M.WATSON
Phys.Rev. Vol.88, n°5 (1952)

23 M.BERNAS
Am.Phys. , tome 3, n° 4 (1968)

24 WATSON-GOLDBERGER
Collision theory , Wiley and Sons , p.238 (1964)

25 A.B.MIGDAL
Soviet Physics JETP , Vol.1, n° 1 (1955)

26 C. PERRIN
Thèse Docteur ès Sciences , Grenoble (1971)

27 G.C.PHILLIPS , T.A.GRIFFY, L.C.BIEDENHAN
Nucl.Phys., 21 , 327-339 (1960)

28 J.A.JACKSON
Nuovo Cimento vol. XXXIV , n° 6 (1964)

29 Č. ZUPANČIČ
Rev.Mod.Phys., 37 , 2025 (1963)

30 P.A.ASSIMAKOPOULOS et al.
Nucl.Phys., A 144 , 272-288 (1970)

31 M.CHEMARIN
Thèse 3 ème cycle , Lyon (1968)

32 M.RICH and P. MADEY
Range energy table , UCRL 2301 (1954)

33 Radiation Laboratory (U. of California)
High energy particule data, vol.II - UCRL 2426 (1955)

34 Van OERS, BROCKMANN
Nucl.Phys., A 92 , 561 (1967)

35 O.M.BILANIVK, R.J.SLOBODRIAN
Nucl.Phys. 50 , 585-592 (1964)

36 H.J.ERRAMUSPE and R.J.SLOBODRIAN
Nucl.Phys. 49 , 65-75 (1963)

37 P.DARRIULAT et al.
Nucl.Phys. A 94 , 653 (1967)

38 J.ARVIEUX et al.
Nucl.Phys. A 150 , 75-86 (1970)

39 T.B.CLEGG et al.
Nucl.Phys. 50 , 621 (1964)

40 SAYRES, JONES and WU
Phys.Rev., 122,1853 (1961)

41 D.GARRETA et al.
Nucl.Phys. A 132 , 204-212 (1969)

42 J.D.SEAGRAVE
Phys.Rev. Vol.92, n° 5 (1952)

43 BURQ et al.
Nucl.Phys. (à paraitre)

44 W.Von WITSCH et al.
Nucl.Phys. A 172 , 633-642 (1971)

45 C.C.KIM et al.
Phys.Letters 22 , 314 (1966)

46 Y.AVISHAI et al.
Ann.of physics 55, 341-373 (1969)

47 O.SKJEGGESTAD
CERN 64-13 (1964)

TABLE DES MATIERES

Pages

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - REACTIONS A TROIS CORPS. MECANISMES ET CINEMATIQUE .. 2

I. Mécanismes de réactions 2
II. Cinématique d'une expérience complète 4
III. Choix des angles de détection 6
IV. Localisation des principaux mécanismes de réaction sur C_Q .. 6

CHAPITRE II - DISPOSITIF EXPERIMENTAL 8

I. Le faisceau 9
II. La chambre à réactions 9
III. Les cibles 9
IV. Détecteurs 11
V. Electronique 12
VI. Monitorage 17
VII. Etalonnages. Réglages de l'électronique 17

CHAPITRE III - RAPPELS THEORIQUES 19

I. Formalisme de Lippmann-Schwinger 19
II. Interaction dans l'état final (I.E.F.) 21

CHAPITRE IV - RESULTATS = ANALYSE ET DISCUSSION 30

I. Traitement des résultats expérimentaux 30
II. Incertitude 32
III. Evaluation des autres processus 32
IV. Expression de la section efficace 35
V. Section efficace de production du d* 36
VI. Résultats 37

CONCLUSION 45

ANNEXE A I 46

ANNEXE A II 48

ANNEXE A III 51

ANNEXE A IV 52

ANNEXE A V 53

BIBLIOGRAPHIE 54