

459

phy

THÈSE



PRESENTÉE A LA

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE D'ALGER

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Sid'Ahmed LARIBI

LAR/29



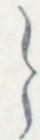
SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE DU NOYAU ^{20}F A PARTIR DES REACTIONS $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ ET $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$

SOUTENUE LE JUILLET 1975 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. O. RAHMOUNI

Président

MM. J.F. ALLARD
H. BEAUMEVIEILLE
B. SANSAL



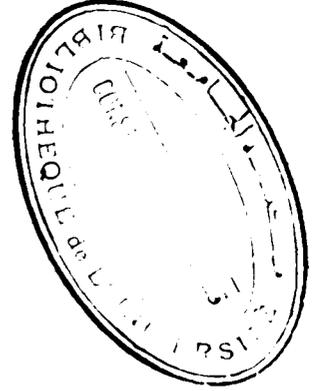
Examineurs

ST4/845

THÈSE

PRESENTÉE A LA

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE D'ALGER



POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Sid'Ahmed LARIBI



SUJET : CONTRIBUTION A L'ETUDE DU NOYAU ^{20}F A PARTIR DES REACTIONS $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ ET $^{19}\text{F}(d,py)^{20}\text{F}$

ST4/845.

SOUTENUE LE JUILLET 1975 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. O. RAHMOUNI

Président

MM. J.F. ALLARD

H. BEAUMEVIEILLE

B. SANSAL



Examineurs

à Christiane
Ghanem
et Bibette.

R E M E R C I E M E N T S

Je tiens à exprimer nos remerciements à Monsieur le Professeur O. RAHMOUNI, Chef du Laboratoire des Applications Nucléaires à l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger, qui a bien voulu accepter la Présidence de ce Jury de Thèse.

Monsieur le Professeur H. BEAUMEVIEILLE m'a accueilli dans son Laboratoire et a suivi ce travail ne ménageant aucun effort pour son aboutissement. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur J.F. ALLARD et à mon ami Monsieur B. SANSAL Maître de Conférences qui ont bien voulu participer à ce Jury de Thèse.

Si ce travail laisse entrevoir quelques capacités de Physicien expérimentateur, je le dois à Monsieur R. BALLINI qui avec toute la passion qui le caractérise et en toutes circonstances (à Alger ou à Saclay) m'a initié. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

Mes camarades chercheurs et techniciens ont participé à divers titres à ce travail. Je voudrais les remercier et en particulier N. BENDJABALLAH avec qui j'ai pu apprécier l'efficacité du travail en équipe, A. DAUCHY, D. LALANNE et C. MORAND et J.N. SHEURER. Messieurs M. HADDAD, J. HERRY et J.D. SCHNELL m'ont par leurs réalisations électroniques facilité la tâche, qu'ils en soient remerciés.

J'aurais voulu remercier chaque personne de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger qui à un titre ou un autre m'a aidé dans ce travail, la liste enserait trop longue et je demanderai à tout le personnel d'accepter mes remerciements.

S O M M A I R E

Pages

INTRODUCTION

1

CHAPITRE I

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

4

1 - Le Faisceau

4

2 - Dispositif expérimental utilisé dans le cas
des mesures de distributions angulaires de
la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$

4

2-1. La chambre à cible

4

2-2. La cible

6

2-3. Mesure du courant du faisceau

6

2-4. Mesure de la pression

8

2-5. Ensemble électronique d'acquisition.

8

3 - Dispositif expérimental utilisé dans le cas
de mesures des distributions et corrélations
angulaires $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$ et de durées de vie.

20

3-1. La chambre à cible

20

3-2. La cible

21

3-3. Ensemble électronique d'acquisition

23

CHAPITRE II

METHODES D'ANALYSE

33

- 1 - Distributions angulaires des particules chargées 33
- 2 - Distributions et corrélations angulaires des rayonnements gamma 35

CHAPITRE III

METHODES DES MESURES DE VIES MOYENNES DES NIVEAUX EXCITES

42

- 1 - Différentes méthodes utilisées.
 - 1-1. Vies moyennes directement accessibles à l'électronique 42
 - 1-2. Capture résonnante 42
 - 1-3. Résonance fluorescente 43
 - 1-4. Excitation coulombienne 43
 - 1-5. Mesures basées sur l'effet Doppler 43
- 2 - Méthodes d'atténuation de l'effet Doppler 44
 - 2-1. Ralentissement des ions dans la matière. 46
 - 2-1.1. Théorie de Lindhard et al. 47
 - 2-1.2. Méthode de Blaugrund 50
 - 2-2. Méthode phénoménologique du groupe de Brookhaven 52

CHAPITRE IV

<u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	56
1 - Résultats expérimentaux dans le cas des réactions $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ et $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$.	56
1-1. Dépouillement des spectres	56
1-2. Détermination de la section efficace différentielle	56
1-3. Incertitudes sur la détermination de sections efficaces différentielles	58
2 - Distributions angulaires des rayonnements gamma.	63
3 - Correlations angulaires	67
4 - Mesures de durées de vie moyenne	68

CHAPITRE V

<u>ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>	76
1 - Analyse des résultats des expériences $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$	76
1-1. Choix des potentiels optiques	78
1-2. Analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)$ par la méthode DWBA	81
1-3. Analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)$ et $^{19}\text{F}(d,\alpha)$ par la théorie statistique	85
1-3.1. Analyse des expériences entreprises à 3 MeV	86

1-3.2. Analyse des expériences entreprises à $1 < E_d < 1.5$ MeV	93
2- Analyse des distributions et corrélations angulaires de la réaction $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$	95
3 - Analyse des résultats de mesures des durées de vie	97
4 - Discussion	
4-1. Niveau excité à 0.823 MeV	100
4-2. Niveau excité à 2.195 MeV	101
4-3. Niveau excité à 2.865 MeV	101
4-4. Niveau excité à 2.966 MeV	102
4-5. Niveau excité à 3.175 MeV	102
<u>CONCLUSION</u>	104
BIBLIOGRAPHIE	105

INTRODUCTION

La connaissance de la structure des noyaux est une des préoccupations principales de la physique nucléaire. La détermination expérimentale des moments angulaires et des probabilités de transition est un outil puissant pour tester la validité et les limites des modèles élaborés pour rendre compte de cette structure. Le mécanisme de réaction, lorsqu'il est connu, permet souvent de déterminer les moments angulaires et donc de donner des limites aux valeurs des spins possibles. Les probabilités de transitions électromagnétiques entre deux états sont indépendantes du mécanisme de réaction et sont directement liées aux éléments de matrice des fonctions d'onde des deux états ; la détermination expérimentale des éléments de matrice correspondant peut se faire à partir de deux grandeurs relatives au niveau initial inversement proportionnelles :

- * la largeur radiative totale Γ_{γ}
- * la durée de vie moyenne τ ($\tau = \frac{h}{\Gamma_{\gamma}}$)

Le travail que nous présentons sur les états excités du ^{20}F s'inscrit dans la suite logique des travaux entrepris depuis quelques années au laboratoire de Physique Nucléaire de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger pour l'étude des noyaux légers ; une première étape fut la détermination des moments angulaires par l'étude des mécanismes de réaction, la seconde étape étant la détermination des largeurs radiatives partielles de différentes multipolarités caractérisant les transitions électromagnétiques, ainsi que la détermination des durées de vie moyennes des niveaux.

Lorsque ce travail a été entrepris les caractéristiques d'un grand nombre de niveaux du noyau ^{20}F dont nous donnons le schéma ci-après étaient encore inconnues, en particulier

l'indétermination existante sur le spin du second état excité ($E_x = 843$ keV) rendait toute confrontation d'un modèle théorique avec l'expérience aléatoire.

De nombreuses études (Se 57, Ro 63, Di 64, El 69, Za 70, Fo 72) ont été rapportées sur la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$. L'analyse des distributions angulaires de cette réaction a permis dans de nombreux cas de fixer les valeurs du moment angulaire orbital l_n du neutron transféré. Toutefois, les distributions angulaires d'un grand nombre de groupes de protons n'ont pas toujours l'allure caractéristique d'un processus d'interaction directe ; de ce fait la théorie du "stripping" conduit à des valeurs différentes de l_n suivant l'énergie des particules incidentes. Les valeurs attribuées à l_n sont donc contestables pour les groupes concernés. Les distributions angulaires moyennes de certains groupes de protons peuvent néanmoins être expliquées convenablement par la théorie statistique du noyau composé. Enfin, récemment, les résultats de l'analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ à $E_d = 16$ MeV et 12 MeV ont également été rapportés (Fo 72, Fo 74). Cependant, en raison de l'absence de mesures absolues des sections efficaces différentielles à l'exception des travaux de Seward et al. (Se 57) et de Zabegaï et al. (Za 70), les facteurs spectroscopiques ont seulement été déduits par une analyse en termes d'ondes planes (El 56, Ma 60) exception faite de ceux correspondants aux états excités du ^{20}F à $E_x = 0.656, 2.044, 3.488$ et 3.525 MeV rapportés par Zabegaï et al. (Za 70). Par ailleurs, l'analyse des expériences de corrélations angulaires $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$ (Ch 64, Ne 65, Ca 68, He 69, Ho 69) et $^{18}\text{O}(\text{He}^3, p\gamma)^{20}\text{F}$ (Bi 67, Qu 70) et de polarisation (Ha 73, Lo 73) a permis d'introduire des limitations dans la détermination des spins et de déduire les propriétés de désexcitation γ des niveaux excités du ^{20}F . Très récemment l'étude de la réaction $^{14}\text{N}(^7\text{Li}, p)^{20}\text{F}$ a permis d'identifier des états de spin élevé du ^{20}F (Bi 75).

Le présent travail rapporte la mesure des sections efficaces différentielles absolues à $E_d = 3$ MeV et $1 < E_d < 1.5$ MeV de certains groupes de protons de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$, des distributions angulaires γ de la réaction $^{19}\text{F}(d,p\gamma)$ à $E_d = 1.5$ MeV, des corrélations angulaires à $E_d = 3$ MeV de la réaction $^{19}\text{F}(d,p\gamma)$ et des durées de vie de certains états excités du ^{20}F . Ces différentes mesures ont nécessité l'utilisation d'un appareillage et la mise au point de techniques que nous décrivons au premier chapitre.

Dans le second chapitre nous exposons brièvement les méthodes d'analyse utilisées en particulier la méthode DWBA et la théorie statistique du noyau composé pour l'analyse des distributions angulaires de particules chargées ainsi que l'analyse de Rose et Brink des distributions angulaires des rayonnements gamma et des corrélations particules chargées-gamma.

Dans le troisième chapitre nous passons en revue les méthodes de mesures de durées de vie moyenne .

Le quatrième chapitre est consacré à l'exposé des résultats expérimentaux obtenus que nous analysons au dernier chapitre.

CHAPITRE I

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

I-1. LE FAISCEAU

Le faisceau de particules incidentes était fourni avec une résolution en énergie meilleure que 0,1 %, par les accélérateurs VAN DE GRAAFF 3 MeV et 2 MeV de l'Institut d'Etudes Nucléaires d'Alger.

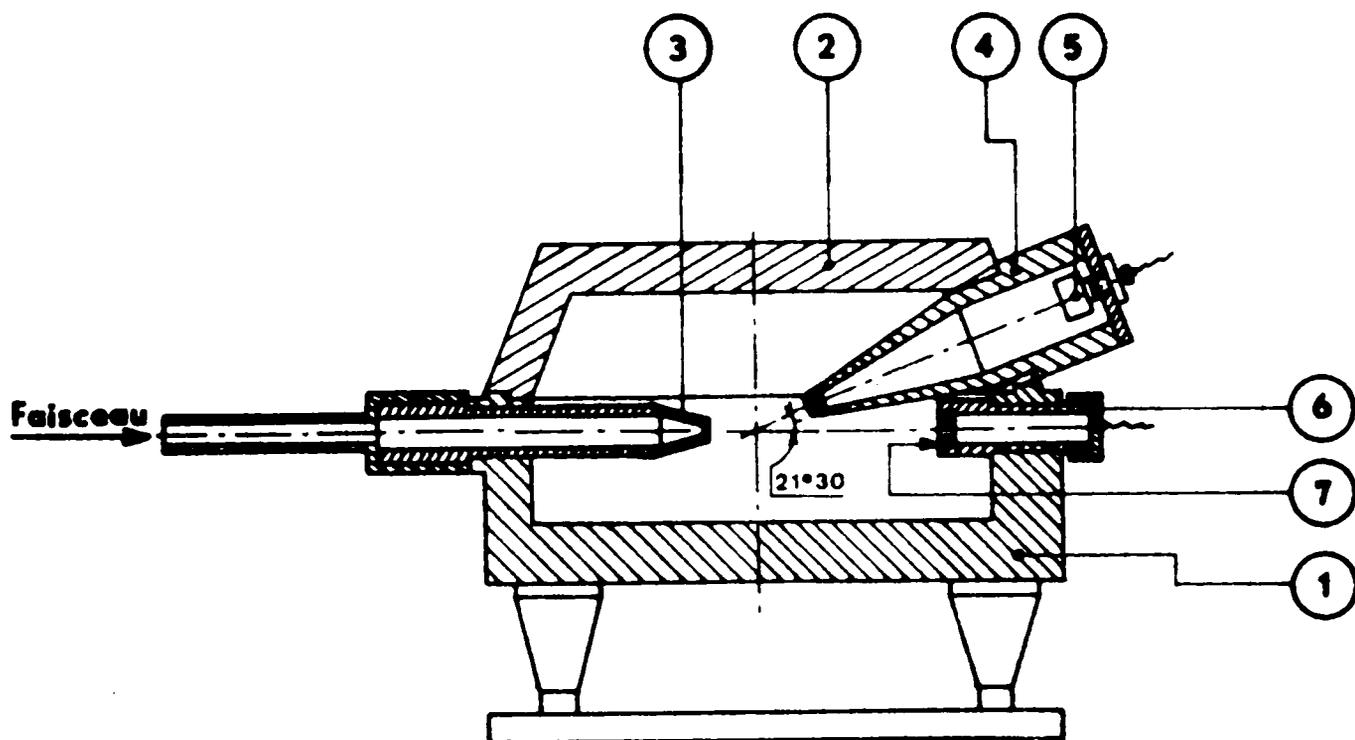
Après déviation par un déflecteur magnétique qui éliminait les particules parasites et permettait la définition en énergie, le faisceau refocalisé par une paire de lentilles électrostatiques était envoyé dans la chambre à cible .

L'étalonnage en énergie de l'accélérateur est obtenu grâce aux résonances des réactions $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ à 1090, 1348 et 1374 keV (Hu 60), $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$ à 1742 keV (Co 63, La 62).

I-2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE DANS LE CAS DE MESURES DE DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE LA REACTION $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$

I-2.1. La chambre à cible

Décrite dans de nombreux travaux du laboratoire (Du 67) elle est formée d'un cylindre fixe portant trois détecteurs (à 18°_L , 90°_L et 165°_L) et d'un couvercle mobile autour de l'axe de la chambre portant douze détecteurs répartis uniformément et dont l'inclinaison par rapport au plan horizontal est réglable. Le détecteur de Faraday formée d'un tube



1 - Cylindre fixe

2 - Couvercle mobile

3 - Cône d'entrée

4 - Porte - détecteur

5 - Détecteur à barrière de surface

6 - Cage de Faraday.

7 - Anneau de piégeage.

Figure 1.

Schéma de principe de la chambre à cible gazeuse.

métallique où l'on maintient un vide poussé [10^{-5} mm (Hg)] complète cette chambre.

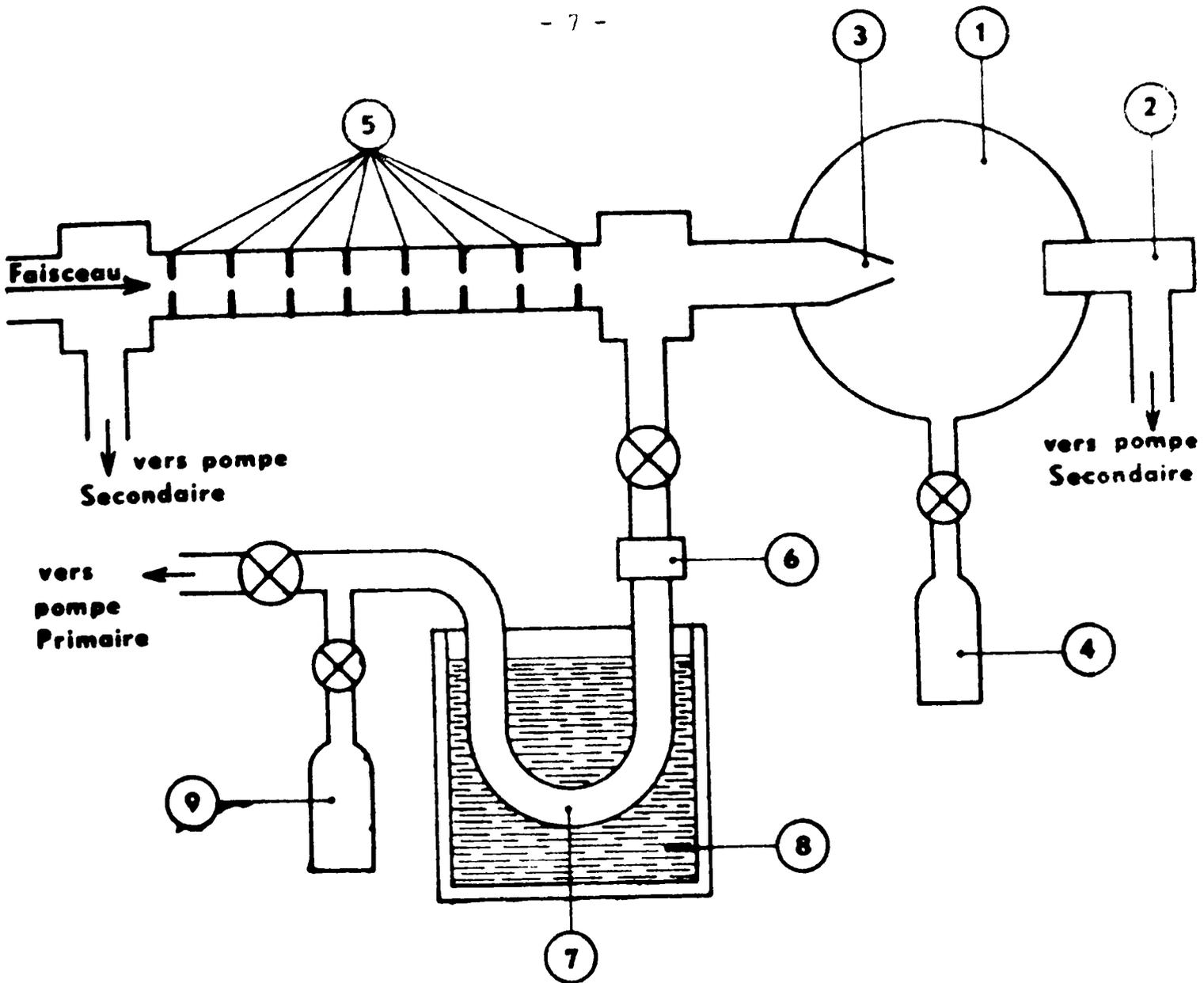
I-2.3. La cible

Celle-ci est constituée par un composé sous forme gazeuse $C_2 F_6$ (FREON) dont la pureté est supérieure à 99 %. Nous pouvions travailler soit en cellule fermée, soit en pompage différentiel. En fait la dispersion en énergie du faisceau due à la feuille d'entrée de la cellule fermée "Straggling", aurait détérioré de façon notable la résolution en énergie des différents groupes de protons émis dans la réaction, nous empêchant ainsi de séparer certains groupes (P_{14-15} en particulier). Le coût relativement élevé du gaz $C_2 F_6$ et la toxicité des produits de décomposition du Fréon nous ont amenés à utiliser une cible avec pompage différentiel et récupération du gaz (Ch 69).

La pression dans la chambre variait entre 1 et 2 mm (Hg) suivant l'énergie du faisceau incident. Pour obtenir un système de pompage différentiel (Fig. 2) il est nécessaire de maintenir un bon vide primaire [10^{-2} mm (Hg)] dès la sortie de la chambre grâce à un pompage primaire à fort débit. Le cône d'entrée permet d'obtenir un système "antiscattering" pour le faisceau ainsi qu'une vitesse adéquate de circulation du fluide. Le gaz était condensé en passant dans le tube en U plongé dans l'azote liquide. Un bon réglage du débit du pompage primaire et le choix du cône d'entrée nous permettaient une récupération du Fréon de l'ordre de 98 %.

I-2.3. Mesure du courant du faisceau

Le faisceau après traversée de la cible entrait dans une cage de Faraday, où une mesure de son intensité était effectuée ainsi qu'une



- | | |
|-----------------------------------|--------------------------------------|
| 1 - Chambre à cible | 6 - Bague thermiquement isolante |
| 2 - Cage de Faraday | 7 - Tube refroidi |
| 3 - Cône d'entrée | 8 - Azote liquide |
| 4 - Bouteille de gaz (à injecter) | 9 - Bouteille de récupération du gaz |
| 5 - Diaphragmes | |

Figure 2.

Schéma de principe du système de pompage différentiel avec récupération du gaz.

intégration du courant correspondant, permettant de déduire le nombre de particules incidentes.

I-2.4. Mesure de la Pression

Un capteur de pression étalonné à plusieurs reprises pendant l'expérience donnait sous forme électrique la mesure de la pression qui régnait approximativement au centre de la chambre à cible . Cette mesure était elle-même intégrée dans le temps pour tenir compte, dans le calcul du nombre de noyaux cible , des fluctuations possibles de la pression.

Une variation importante de la pression ($\sim 10\%$) donnant, avec la méthode de calcul des sections efficaces différentielles utilisées, des valeurs erronées, la valeur de la pression était comparée à intervalles réguliers à la valeur de la pression désirée. Cette opération était faite au départ de ce travail par un opérateur manuel puis fut ensuite automatisée de la façon suivante : l'intégrale P de la pression en fonction du temps était comparée par l'ordinateur au temps de stockage t ; à chaque fois qu'elle atteignait une valeur entière, une interruption du système d'acquisition était générée si le rapport P/t variait de plus de 10% .

I-2.5. Ensemble électronique d'acquisition

Trois montages de types différents ont été utilisés dans cette expérience.

Dans une première partie cinq détecteurs à barrière de surface permettaient d'obtenir les informations à quatre angles de détection variables (en faisant tourner le couvercle de la chambre) et un angle fixe (165°_L) servant de moniteur.

Un mélange des quatre voies se faisait au niveau digital c'est-à-dire après codage, dans un aiguilleur (AP 19 - INTERTECHNIQUE) avant stockage sur bloc mémoire (BM 96). Les informations issues de la cinquième voie étaient stockées sur un second bloc mémoire. Une résolution de 16 à 23 keV pour un groupe de protons était obtenue dans cette première partie de l'expérience.

Dans la seconde partie un montage télescopique ($E \times \Delta E$) permettait de séparer les différents produits de réaction suivant leur nature (alphas, deutons, protons). La figure 3 donne le schéma synoptique de l'ensemble utilisé. Lorsqu'une particule émise lors de la réaction traverse les deux détecteurs "E" et " ΔE ", deux signaux proportionnels aux énergies perdues dans chacun des détecteurs (J_1 et J_2) sont disponibles à la sortie des deux préamplificateurs. Le codage de ces deux signaux ne doit se faire que si les deux signaux sont sensiblement en phase. Le contrôle de cette coïncidence se faisait par un circuit dénommé "logique de coïncidence et transfert" (L C T) (Fig. 4), grâce aux "signaux de bande" délivrés par les convertisseurs lorsqu'une information est disponible à leurs entrées. Le codage ne démarre que sur ordre extérieur appliqué à l'entrée "coïncidence retardée". Un ordre de transfert élaboré lorsque les deux convertisseurs ont fini leur codage et délivre une demande d'autorisation de transfert, permettait le transfert simultané des deux résultats de codage à un identificateur numérique de particules (ID) conçu au laboratoire (Sch 71). Le résultat de l'identification ($E \times \Delta E$) et la somme ($E + \Delta E$) sont ensuite envoyés à un dispositif de sélection numérique (conditionneur Intertechnique AP 22 et AP 25) qui permet d'orienter l'information spectroscopique vers différentes parties du bloc-mémoire suivant le résultat d'identification c'est-à-dire suivant le type de particules. Il est à noter que le gain des deux voies (préamplificateur + amplificateur + convertisseur) doit être rigoureusement identique pour l'obtention tant d'une bonne résolution dans la voie spectroscopique que d'une résolution correcte de la fonction d'identification. La résolution obtenue avec un tel montage était de l'ordre de 45 keV pour un groupe de protons.

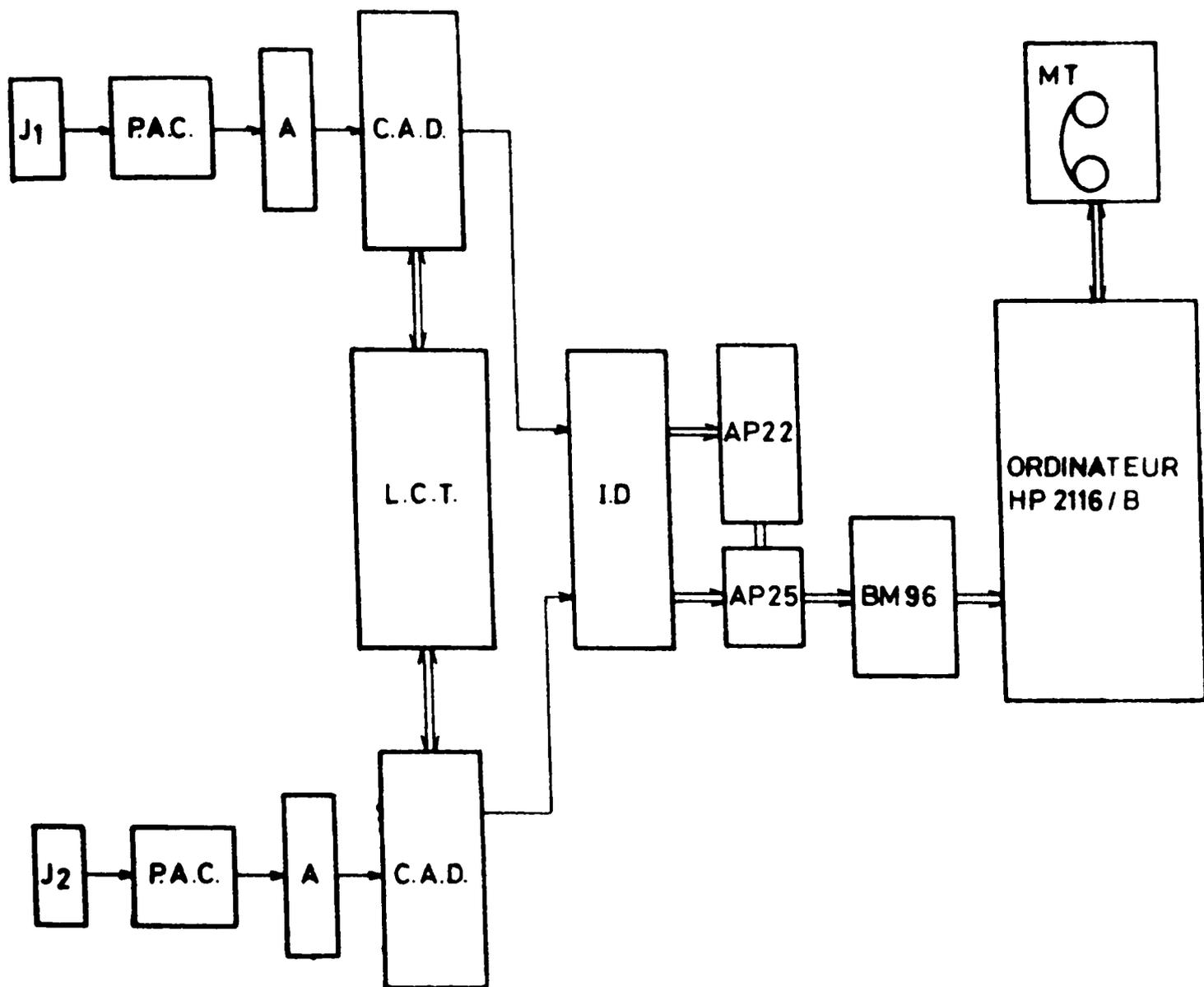


Figure 3.

Schéma synoptique du premier ensemble électronique utilisé dans le cas du montage télescopique (E = ΔE).

- P.A.C. Préamplificateur de charges
- A. Amplificateur
- C.A.D. Convertisseur analogique-digital
- L.C.T. Logique de coïncidence et transfert
- I.D. Identificateur digital

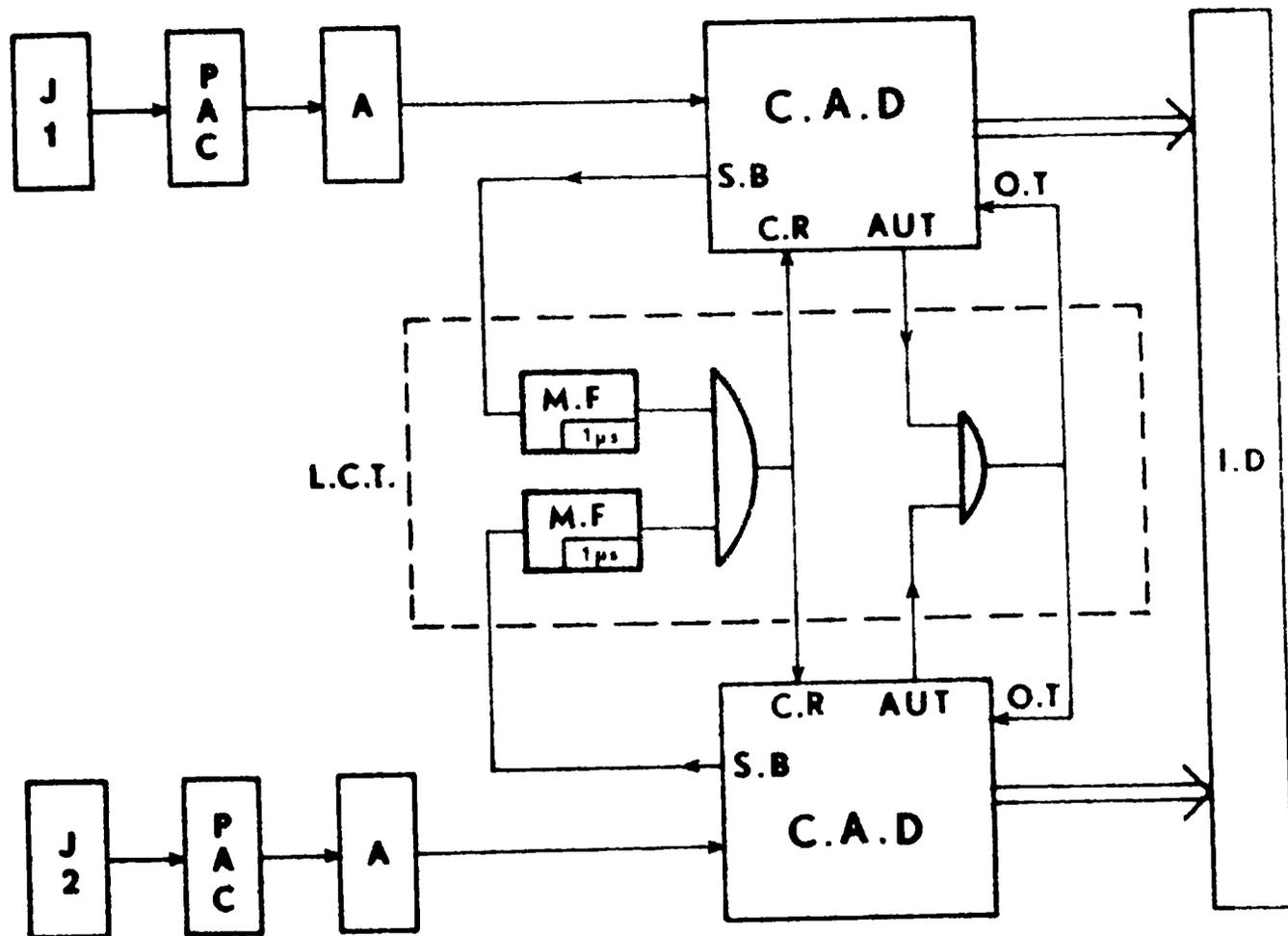


Figure 4.

Schéma Synoptique de la logique de coïncidence et transfert.

S.B - Sortie signal de bande

C.R - Entrée coïncidence retardée

AUT - Sortie demande d'autorisation de transfert

O.T - Entrée ordre de transfert.

Dans les deux montages précédents, les informations mémorisées sur bloc-mémoires étaient transmises à intervalles réguliers au calculateur (HP 2116/B) pour un premier dépouillement de contrôle de l'expérience puis stockées sur bande magnétique (M T).

Le troisième montage, de conception plus récente, a été élaboré en fonction de la diversité des expériences réalisables au laboratoire. Nous avons, pour répondre à cette exigence, mis au point une série de circuits réalisant des fonctions précises et pouvant être utilisés indépendamment les uns des autres. La figure 5 donne le synoptique du montage utilisé dans le cas de quatre voies munies de montages télescopiques ($E \times \Delta E$) et que nous détaillons ci-dessous.

a) Circuits associés aux détecteurs (J_1^i , J_2^i) à barrière de surfaces.

Une étude précédente nous a permis de disposer d'un préamplificateur de charges adapté aux taux de comptage élevés (Le 70) et muni d'une prise de temps quasiment indépendante de l'énergie et de la nature de la particule détectée. Les taux de comptage atteints dans nos expériences ne nécessitaient pas de montage spécial pour éviter les empilements éventuels.

b) Chaîne d'Amplification

Elle était constituée d'amplificateurs linéaires (A) de bonne résolution (ORTEC) munies de deux sorties de formes identiques : l'une "prompte" (SP), la seconde retardée d'environ 1,6 μ s (Sortie "delayée"-SD).

c) Circuit de coïncidence (C C)

La figure 6 donne le schéma des coïncidences réalisées pour chaque

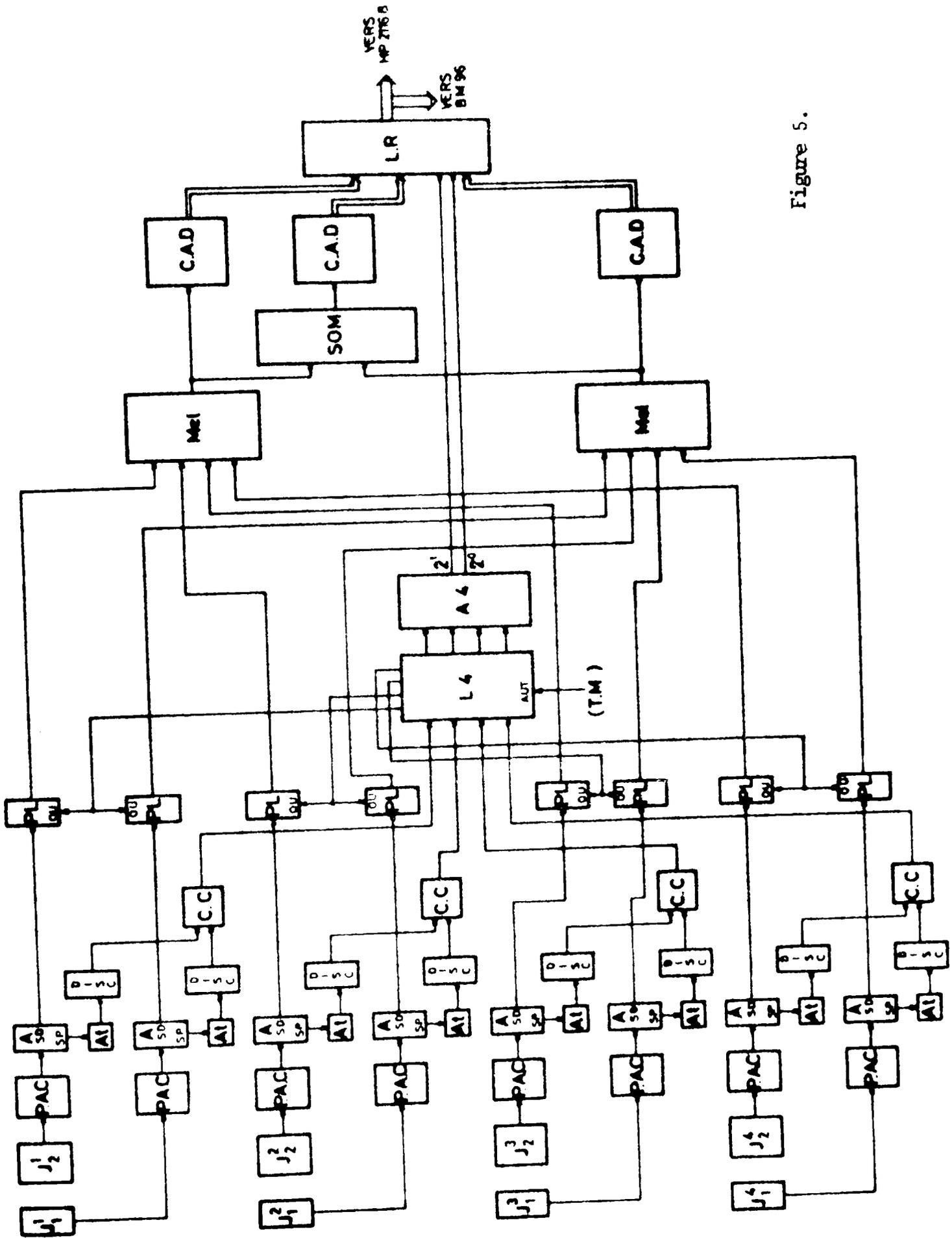


Figure 5.

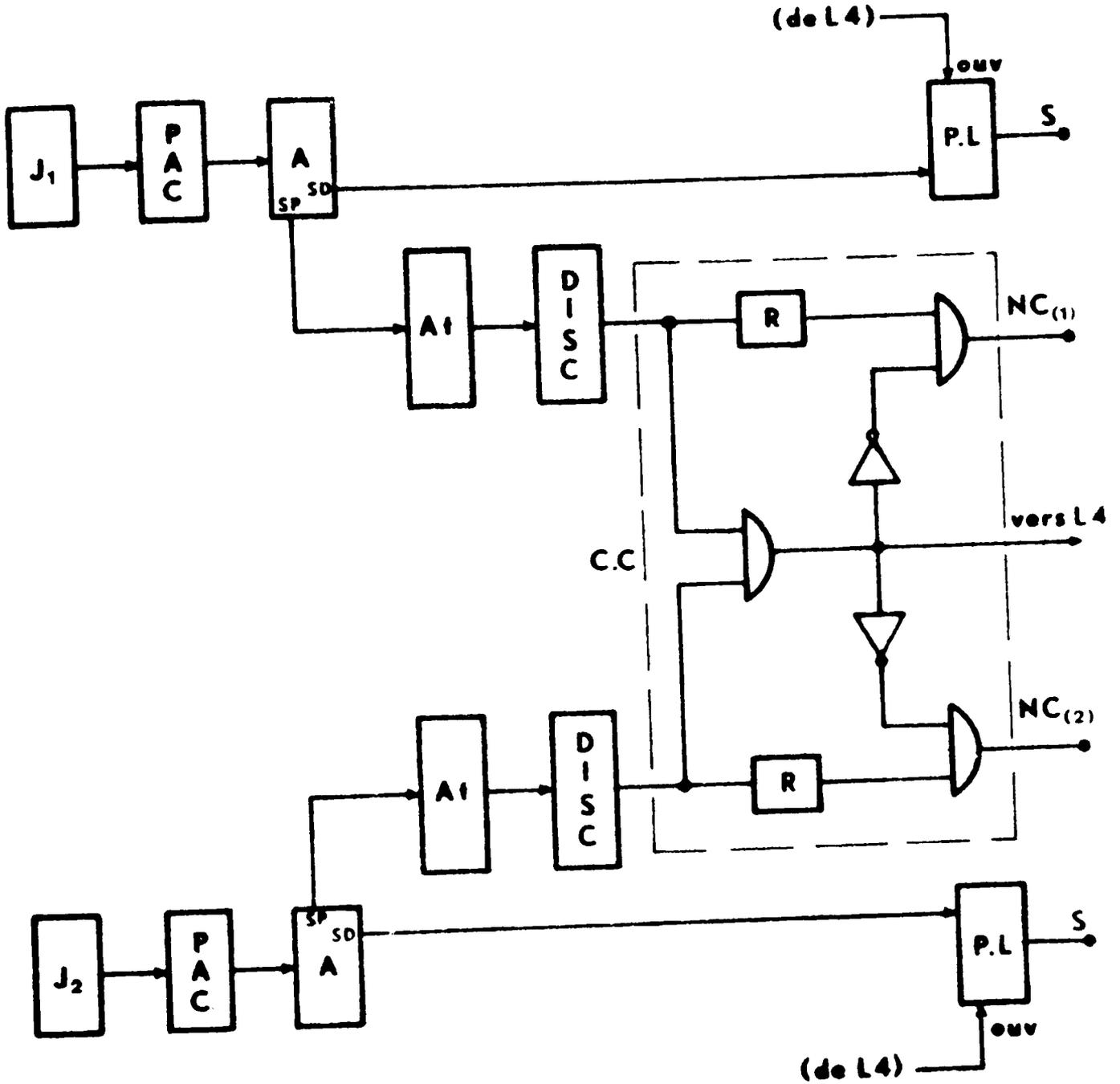


Figure 6.

Schéma du circuit de coïncidence du second ensemble utilisé dans le cas de montage télescopique ($E \neq \Delta E$).

- At. Atténuateur
- DISC Discriminateur
- C.C. Circuit de coïncidence
- R. Retard
- P.L. Porte linéaire.

couple de signaux issus des détecteurs (J_1^i , J_2^i). La sortie "prompte" des amplificateurs est atténuée et mise en forme par un discriminateur rapide (type CHRONETICS) de niveau qui élimine du spectre le bruit propre des jonctions et celui introduit par la chaîne pré-amplificateur/amplificateur. Les signaux issus des deux discriminateurs sont combinés dans un circuit de coïncidence C C qui délivrera un signal en sortie (vers L4) si les deux signaux sont en phase, et des signaux $NC_{(1)}$ et $NC_{(2)}$ de non-coïncidence dans le cas contraire. La plage de coïncidence utilisée dans ce montage étant de l'ordre de 50 nanosecondes ; les retards R permettent de régler cette plage à la largeur désirée (de 0 à 3 microsecondes).

d) Porte linéaire P L

Le signal issu de la sortie retardée (S D) de l'amplificateur est ensuite envoyé à l'entrée de la porte linéaire dont le schéma est donné figure 7. Le signal d'ouverture (OUV) des portes linéaires est fourni par le circuit logique L4.

Les caractéristiques de la porte linéaire haut niveau mise au point au laboratoire (Ou 73) et utilisée dans nos expériences sont les suivantes :

- * Linéarité meilleure que 2 % pour une plage variant de 100 mV à 7 Volts.
- * Parasite d'ouverture (de haute fréquence donc non-détectable pour les convertisseurs analogique-numériques) inférieur à 50 mV et fortement dépendant de la forme du signal d'ouverture en raison du couplage des deux signaux (spectroscopique et ouverture).

la largeur de l'impulsion de spectroscopie à l'entrée des portes linéaires et de la rapidité de la prise en compte de l'information par les circuits suivants. Une entrée T.M (notée AUT sur la figure 8) permet d'inhiber les quatre entrées, ce temps mort (T.M) est imposé dans le cas du montage de la figure 5 par les trois convertisseurs analogique-numérique (C.A.N). L'aiguilleur A4 délivre deux bits d'aiguillage correspondant au numéro de la voie qui aura fourni les signaux.

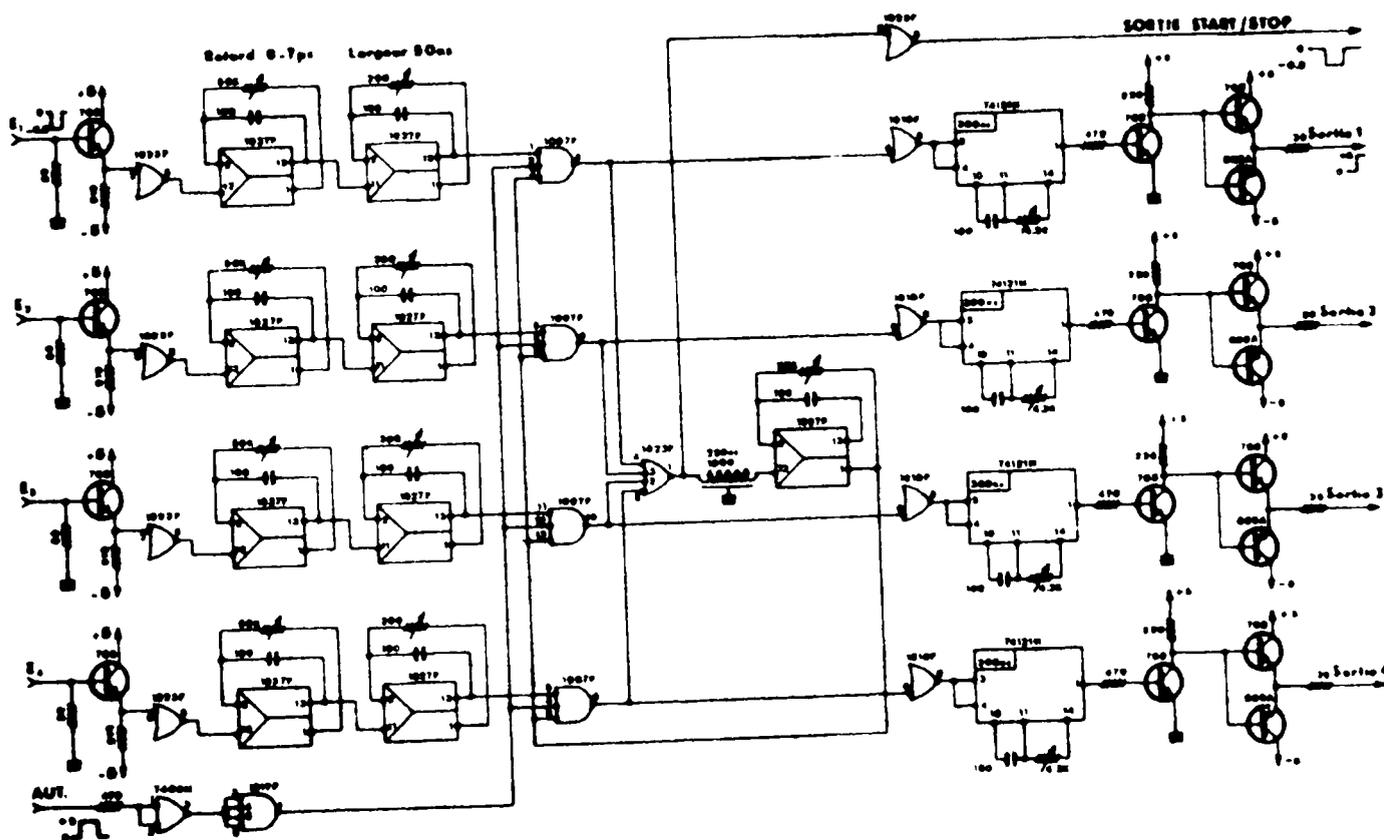


Figure 8

Schéma du circuit "Logique rapide" L4.

f) Mélangeur - Sommateur des voies et convertisseurs analogique-numérique.

Les quatre voies (E) et les quatre voies (ΔE) sont mélangées dans

deux mélangeurs (TENNELEC) et ensuite sommées dans un circuit du même type. Les trois informations issues des mélangeurs et du sommateur sont codées par les trois convertisseurs analogique-numériques C A D (type INTERTECHNIQUE ou SAIP). L'un des trois convertisseurs est utilisé en temps mort fixe, les deux autres en temps mort variable, ceci afin de commander le transfert des résultats de codage en fin de temps mort fixe au circuit "Logique de regroupement" (L.R). Un montage (L C T) identique à celui de la figure 4 peut aussi commander le transfert des résultats du codage au circuit L R.

g) Logique de regroupement.

L'ensemble "Logique de regroupement" (Fig. 9) a été conçu de manière à adapter les convertisseurs à l'ensemble de traitement que constitue l'ordinateur HP 2116/B, tout en permettant un contrôle classique de l'expérience par l'utilisation d'un bloc-mémoire type EM 96

On peut y relier quatre convertisseurs représentant quatre voies : la première peut être utilisée entièrement en bits indépendants l'un de l'autre, les trois suivantes ont quatre bits "libres" pouvant être utilisées comme bits spéciaux d'étiquetage (Fig. 9).

Réalisée en circuits intégrés TTL, cette logique de regroupement (Ha 73) est constituée de deux registres à glissement de 64 positions partagées en 4 voies (Fig. 9). L'un des registres prend en compte l'information, le second appelé "registre accompagnateur" commande le nombre de glissements que l'on fait subir à chaque information issue des différentes voies en vue de son transfert à l'ordinateur ou au Bloc-mémoire (EM 96). Le registre accompagnateur est accessible soit par une structure figée grâce à des contacteurs (C1 à C4) sur lesquels est affiché le nombre de bits par voie, soit d'une façon dynamique en envoyant une impulsion (CE1 à CE4) avant traitement

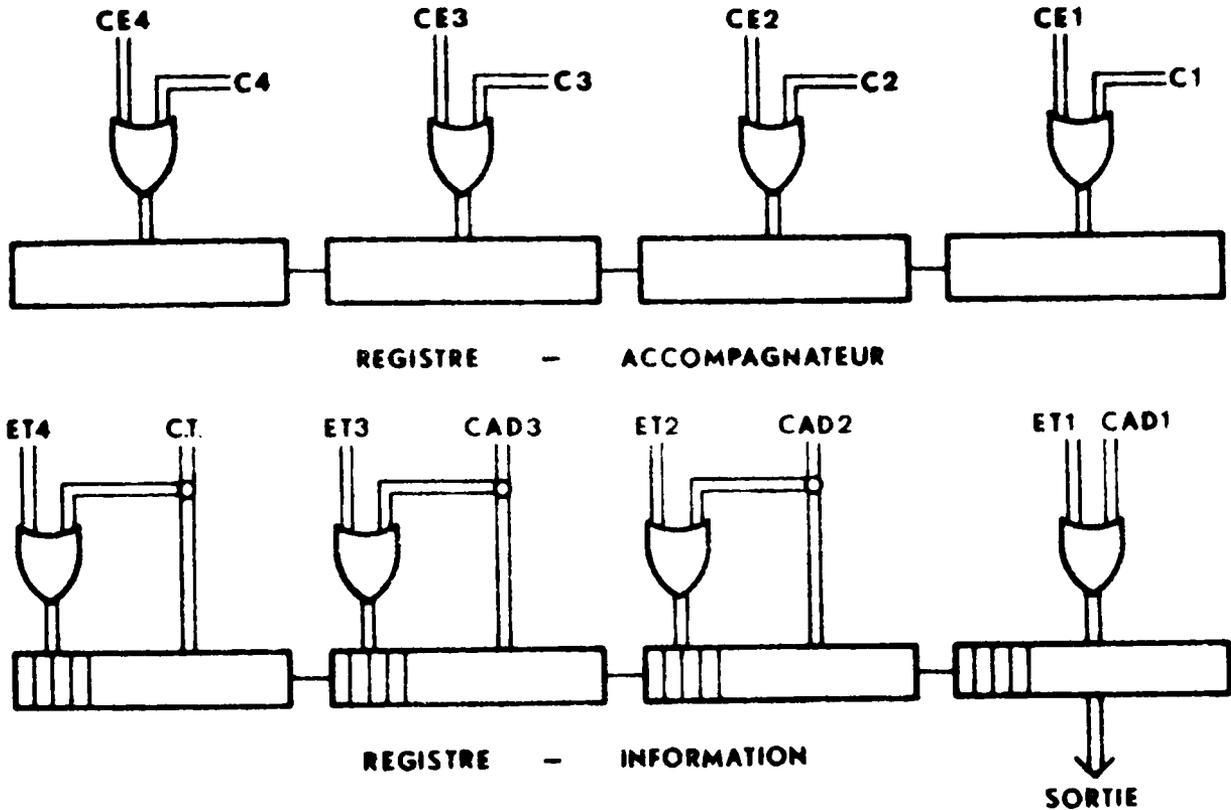


Figure 9.

Schéma de Principe de la logique de regroupement

qui modifiera le contenu de ce registre. De même le nombre de séquences en sortie est affiché et peut être commandé par impulsion extérieure. En particulier dans le cas d'une information en "libre" ou un seul convertisseur a travaillé, le registre accompagnateur sera positionné extérieurement de manière à ne pas prendre en compte les informations des autres convertisseurs et le nombre de séquences en sortie pourra être ramené à 1.

Le temps mort introduit par cette "logique de regroupement" varie entre 200 ns et 12 μ s et est pour 4 voies de 10 bits sans étiquetage de 4,8 μ s ; ce qui est négligeable par rapport au temps mort d'un convertisseur de type CA 13.

Certains signaux compatibles avec ceux deux convertisseurs sont délivrés ; en particulier temps mort et autorisation de transfert. Le transfert peut se faire soit automatiquement, soit sur ordre de transfert extérieur.

Les informations reçues par le calculateur sont stockées événement par événement pour être traitées par la suite. Le bolc-mémoire B1 96 permet de visualiser le spectre Somme ($E + \Delta E$) donc de suivre l'évolution de l'expérience. Le traitement des informations consistera en la reconstitution du spectre conditionné par la fonction d'identification qui pourra dans ce cas être plus complexe que celle du second montage ; les paramètres seront ajustés suivant la gamme d'énergie étudiée (Ly 67). La résolution obtenue avec ce montage variait entre 40 et 50 keV suivant les résolutions des détecteurs utilisés.

I-3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE DANS LE CAS DE MESURES DES DISTRIBUTIONS ET CORRELATIONS ANGULAIRES $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$ ET DE DUREES DE VIE

I-3.1. La chambre à cible

Elle est constituée d'un cylindre fixe (Fig. 10) de faible épaisseur (1,5 mm) de 154 mm de diamètre et d'un couvercle mobile autour de l'axe de la chambre. Deux ouvertures sur le couvercle permettent l'une de fixer un porte-détecteur, l'autre, située au centre, de faire coulisser un porte-cible.

Deux ouvertures dans le cylindre fixe sont destinées l'une à l'entrée du faisceau et à la mise en place d'un porte-détecteur annulaire à barrière de surface, l'autre à la sortie du faisceau vers une cage de Faraday de longueur variable suivant la position du détecteur de radiation : lorsque ce dernier était à 0° par rapport à l'axe du faisceau, un tube court (5 mm) était monté pour permettre de positionner le détecteur de radiations, pour les autres positions du détecteur un tube de deux mètres de longueur et de 100 mm de diamètre permettait au faisceau d'être arrêté loin des détecteurs. A l'entrée de la cage de Faraday ainsi qu'à quelques centimètres du détecteur annulaire un petit aimant permet de dévier les électrons secondaires créés par le faisceau au contact des parois des différents éléments. L'ensemble de la chambre était recouvert d'une feuille de TANTALE pour éviter les réactions parasites. Le dispositif était monté sur la table de corrélation conçue au laboratoire (Me 70).

I-3.2. La cible

Deux types de cibles ont été utilisés dans ce travail. Le premier type de cible, sous forme solide, est constitué par du Fluorure de calcium déposé par évaporation sur un film mince de carbone ; cette cible nous était fournie par le Département de Physique Nucléaire des Basses Energies de Saclay. Le second type, sous forme gazeuse, était constitué par le même gaz $C_2 F_6$ déjà utilisé dans les expériences de distributions angulaires $^{19}F(d,p)^{20}F$. Le taux de comptage des coïncidences étant faible, il était nécessaire d'avoir une pression élevée dans la chambre à cible. Pour obtenir cette pression (300 à 400 mm (Hg)) sans détériorer notablement la définition en énergie du faisceau il est nécessaire de ne faire traverser à ce dernier qu'une faible partie du gaz. Pour cela nous avons conçu deux microcellules gazeuses.

La microcellule (1) montée sur la figure 10 était constituée d'un cylindre creux horizontal de 10 mm de longueur fermé aux deux extrémités par deux feuilles minces (13 et 25 μm d'épaisseur) de nickel maintenues contre le cylindre par un système de serrage extérieur, des joints d'étanchéité

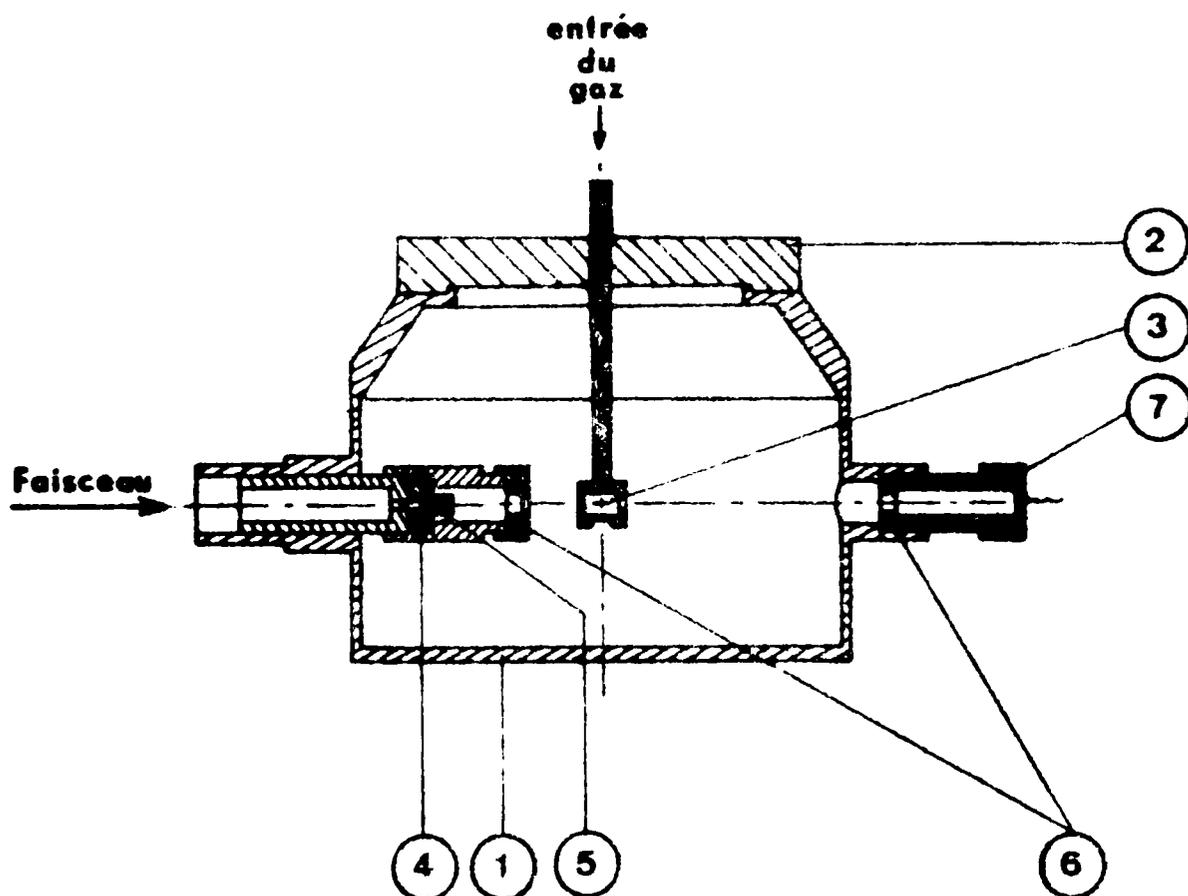


Figure 10

- 1 - Cylindre fixe
- 2 - Couvercle mobile
- 3 - Microcellule gazeuse (1)
- 4 - Détecteur annulaire
- 5 - Tube jouant le rôle de diaphragme
- 6 - Petit aimant
- 7 - Cage de Faraday

placés entre le cylindre et les feuilles de nickel permettait d'obtenir une bonne étanchéité malgré la pression élevée dans la microcellule et le vide poussé (10^{-4} mm (Hg)) dans la chambre à cibles. Le montage des joints était, dans ce cas, délicat, et nécessitait un arrêt de l'acquisition assez long lors du changement de feuilles, opération rendue fréquente par le fait que le faisceau déposait par échauffement sur les fenêtres d'entrée et de sortie du Fluor et du Carbone introduisant une asymétrie de la chambre à cible .

La microcellule (2) (figure 11) était constituée d'un cylindre creux vertical de 10 mm de diamètre qui se raccordait simplement au porte-cibles. Le cylindre était muni de trois ouvertures à 90° l'une de l'autre dont deux étaient réservées à l'entrée et à la sortie du faisceau. Une feuille de nickel mince (13 μ m d'épaisseur) était enroulée autour du cylindre et collée à l'Araldite. Ce système permettait une excellente étanchéité (Ba 74) et un maniement aisé de la microcellule. Lors de l'expérience le changement de microcellule était rapide car plusieurs microcellules de ce type étaient prêtes et leur tenue à la pression testée préalablement.

I-3.3. Ensemble électronique d'acquisition

Pour la mesure des distributions angulaires des rayonnements gamma et des durées de vie par la méthode de la forme de la raie que nous explicitons plus loin un détecteur Ge (Li) de gros volume (~ 100 cc) a été utilisé avec une chaîne électronique classique (Préamplificateur et Amplificateur ORTEC), convertisseur analogique-digital et Bloc-mémoire INTERTECHNIQUE (CA 13 et BM 96).

Les mesures de corrélations angulaires ainsi que les mesures de durées de vie par la méthode utilisée de l'Effet Doppler atténué (DSAM) nécessitent la mise en coïncidence de deux événements, ce qui entraîne donc des

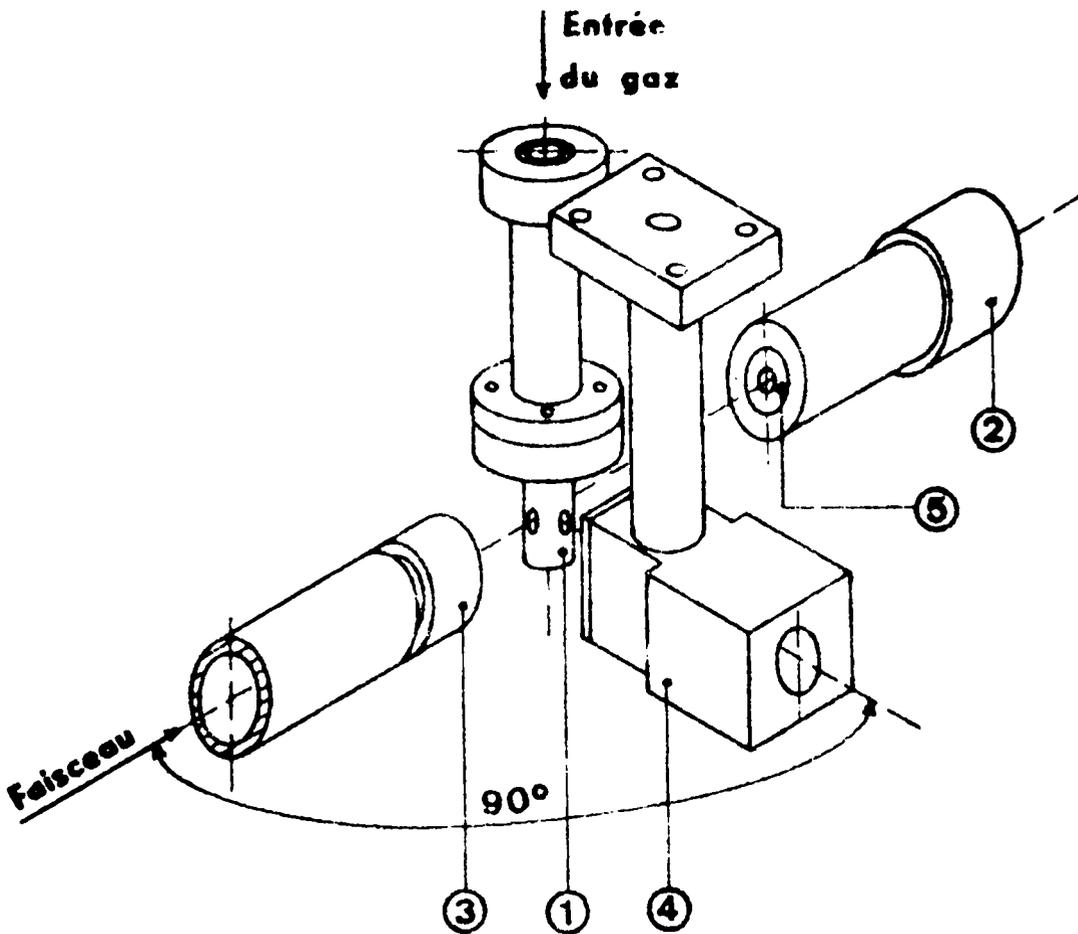


Figure 11. - Schéma de la microcellule cylindrique.

- 1 - Microcellule gazeuse (2)
- 2 - Cage de Faraday
- 3 - Porte jonction annulaire
- 4 - Support de détecteur de particules solidaire du couvercle
- 5 - Petit aimant de piégeage des électrons secondaires.

taux de comptage faibles et par suite des temps d'expérimentation prohibitifs. Pour diminuer ces temps nous avons mis au point une chaîne multivoies utilisant en partie les circuits décrits précédemment et ayant comme élément de stockage et de traitement le calculateur HP 2116/B. (Hewlett Packard).

La prise de temps se fait sur l'anode pour ne pas perturber la voie spectrométrique. Lorsque le niveau du signal en sortie d'anode atteint un seuil réglable, apparaît en sortie du comparateur (SN 72711 N) un signal de temps de largeur réglable (STROBE). Une prise de temps plus sophistiquée, alourdirait le système sans amélioration notable puisque le seuil peut être pris assez bas ce qui donne un glissement ("Jitter") inférieur à 50 ns pour des gammes variant de 400 keV à 3 MeV. Les inconvénients de ce "jitter" sont supprimés par l'utilisation d'un convertisseur de temps et l'enregistrement multiparamétrique des événements (Ba 68).

Le taux de comptage atteint sans détérioration de la résolution est de l'ordre de 50.000 coups/s, avec une stabilité dans le temps meilleure que 2 ‰ (He 72 b).

Les circuits associés au détecteur Ge(Li) sont constitués d'un préamplificateur et d'une voie rapide type ORTEC. Le préamplificateur (PAC) et l'amplificateur (AR) associés au détecteur à barrière de surface sont ceux utilisés précédemment (Le 70).

b) Mélange des voies.

Le mélange des quatre voies NaI (Tl) se fait à "Haut niveau" c'est-à-dire après amplification. Le mélange des voies a été conçu indépendamment des coïncidences : les portes linéaires associées aux quatre amplificateurs sont connectées directement au mélangeur.

Les signaux issus des prises de temps sont combinés dans l'ensemble "logique rapide" L4 (figure 8) qui fournit les signaux d'ouverture des portes linéaires et l'un des signaux START/STOP nécessaire au codeur de temps (C.T) conçu au laboratoire (He 72c).

a) *Convertisseur de temps*

La mesure de l'intervalle de temps séparant l'arrivée de deux impulsions est faite par la méthode classique du Vernier (Va 67, Se 70). L'impulsion appelée START déclenche un oscillateur de période $T + \Delta T$, l'impulsion "stop" déclenche un second oscillateur de période T (Fig. 14). Si l'intervalle séparant le start et le stop est τ , le déphasage en temps des deux oscillateurs à l'instant initial est de τ . Après n périodes du second oscillateur il ne sera plus que $\tau - n\Delta T$. En détectant la coïncidence c'est-à-dire le déphasage nul, on aura $\tau = N.\Delta T + \Delta T$. Il suffit donc de compter le nombre N de rotations du second oscillateur pour avoir une mesure discrète de τ .

Un inconvénient de ce système est que la période des oscillateurs définit la plage de mesure, et que si l'on veut une plage importante en conservant un ΔT faible c'est-à-dire une bonne résolution en temps, on augmente considérablement le temps mort.

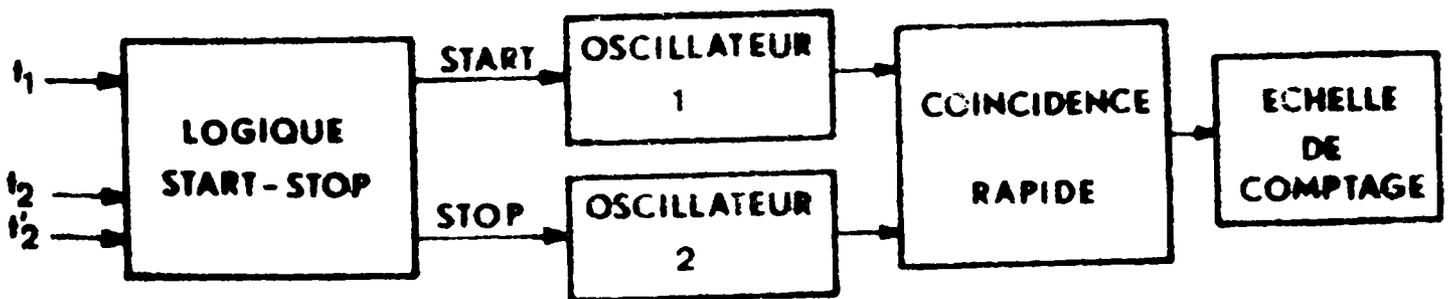


Figure 14

Schéma de principe de convertisseur de temps.

La plage adoptée et qui s'est avérée amplement suffisante dans notre travail est de 240 ns, les fréquences des deux oscillateurs ont été

choisies de manière à introduire un temps mort du convertisseur inférieur à 25 μ s. Il est à noter que la largeur du canal c'est-à-dire la différence de fréquences entre les deux oscillateurs a été rendue ajustable dans une certaine plage (1 à 3 ns/canal) par câble coaxial extérieur.

La coïncidence rapide (Fig. 15) se fait par addition de deux impulsions de courant à l'entrée de diodes Tunnel. La mise en forme à ligne des deux signaux d'entrée s'est avérée nécessaire pour attaquer le circuit de coïncidence. Pour éviter les fluctuations qui interviendraient en sortie

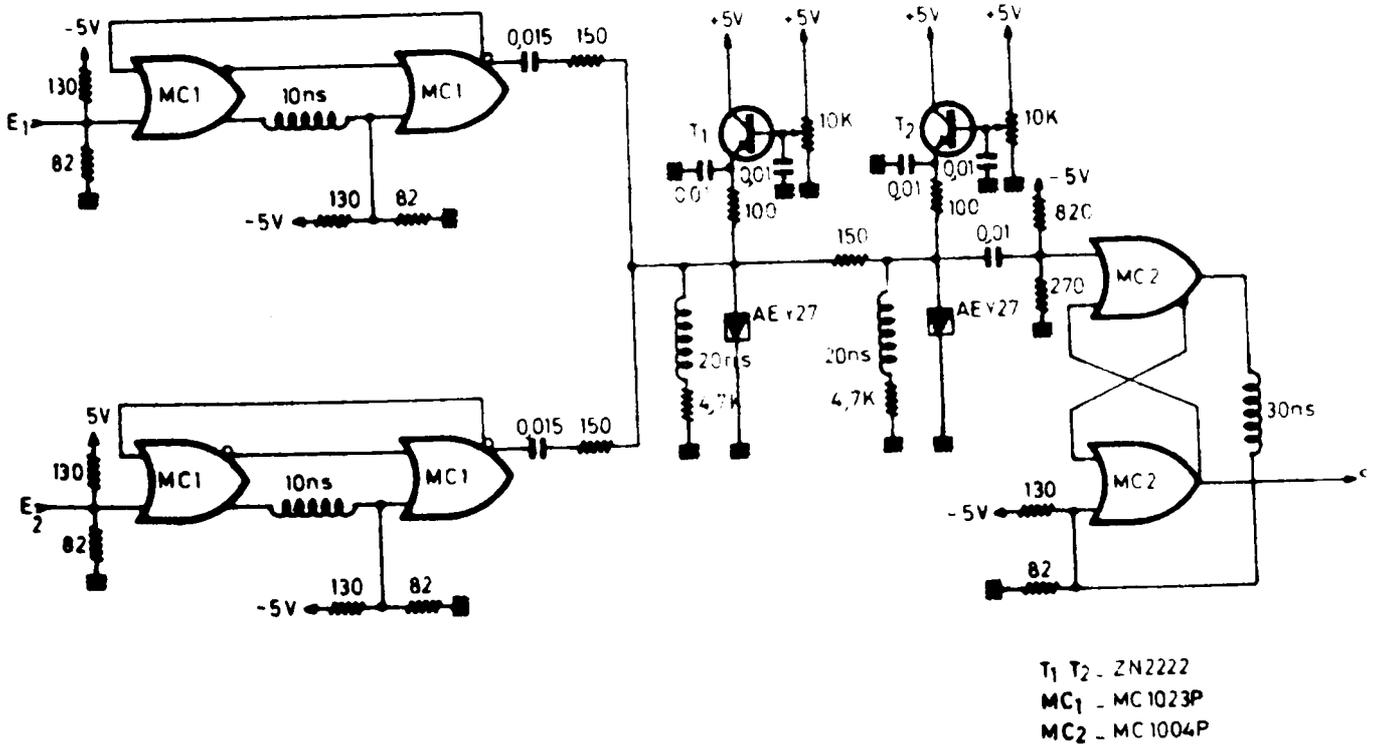


Figure 15

Schéma du circuit de coïncidence rapide.

par suite des connexions extérieures, le signal de coïncidence est remis en forme. La résolution obtenue par la coïncidence rapide est de l'ordre de 70 ps, ce qui est amplement suffisant, compte tenu de la largeur du canal désirée (de 1 à 3 ns/canal).

Le taux de comptage dans les expériences en coïncidence étant faible, nous avons associé au convertisseur un ensemble logique permettant d'obtenir les coïncidences entre une information et l'une quelconque des deux autres informations se présentant à l'entrée du codeur. Dans l'exemple de la figure 12, les coïncidences sont prises soit entre PM et jonction Si, soit entre jonction Ge (Li) et jonction Si, un bit d'aiguillage étant alors délivré.

Le convertisseur temps numérique a été rendu compatible avec l'ensemble des autres convertisseurs, en particulier en délivrant tous les signaux classiques : signal de bande, temps mort, autorisation de transfert. Le transfert du résultat de conversion peut se faire automatiquement ou bien sur ordre de transfert extérieur.

La figure 16 donne un spectre de coïncidence PM x PM dans le cas du Cobalt 60.

d) Coïncidences lentes et spectre "libre"

La coïncidence lente est faite au niveau des convertisseurs. Les signaux de bande sont mis en forme par le circuit M₄ composé de quatre monostables réglables. Les sorties sont mélangées dans un circuit noté ET₄, composé en réalité de deux circuits AND et d'un circuit OR de manière à mettre en coïncidence trois voies entre-elles. Le circuit AUT₄ est du même type. Le tiroir "Data Switch" permet de donner une priorité aux coïncidences sur le spectre

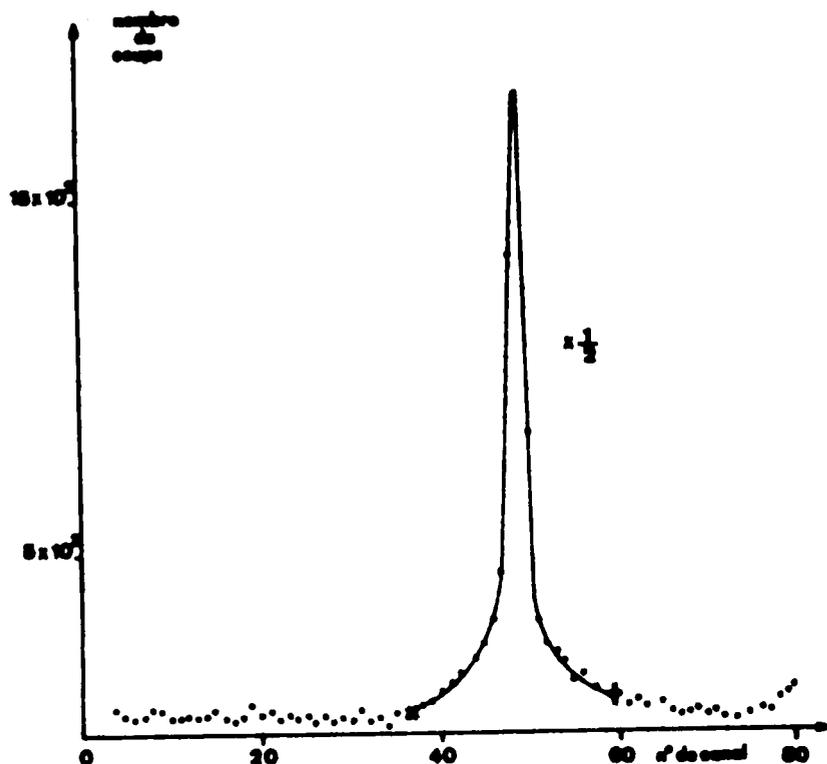


Figure 16.

Spectre de temps obtenu dans le cas de coïncidence PM x PM (3 ns/canal)

non-coïncident ("libre") qui est, dans le cas du montage de la figure 12, celui de la voie Ge(Li). Un diviseur du nombre d'impulsions DN est associé au "Data Switch" pour multiplier le spectre "libre" par un facteur variant entre 0,001 et 1. Le principal intérêt du spectre "libre" est qu'il permet souvent un monitoring de l'expérience lorsque le détecteur auquel il est associé est fixe.

Le contenu des quatre convertisseurs est transféré à la logique de regroupement (L.R) lorsque les informations sont prêtes en sortie des trois

convertisseurs [C.T, CAD 1 et CAD 3 dans le cas des coïncidences (Si) x (PM), ou C.T, CAD 2 et CAD 3 dans le cas des coïncidences (Si) x (Ge (Li))] ou bien d'un seul convertisseur (CAD 2) pour le spectre "libre". A ces informations sont associés des bits d'étiquetage : deux pour le numéro de voie NaI (Tl) (2^{10} , 2^{11}) et un pour différencier le spectre coïncidant du spectre non-coïncidant. Le contenu de la logique de regroupement est alors transféré au calculateur HP 2116/B pour être stocké événement par événement sur bande magnétique (MAG TAPE) en vue d'un traitement ultérieur par un programme que nous avons élaboré.

L'intérêt du stockage sur bande magnétique des événements en séquence réside dans le fait que lors du dépouillement nous sommes en possession de toutes les coïncidences possibles.

Nous avons dénommé S.A.T.I.C ce système d'acquisition et de traitement des informations en coïncidence basé sur l'unité d'acquisition qu'est le calculateur HP 2116/B. (La 75).

CHAPITRE II

METHODES D'ANALYSE

Notre but dans ce chapitre n'est pas de développer les différentes théories qui nous ont permis d'analyser les résultats expérimentaux obtenus mais simplement d'en expliciter les grandes lignes pour mettre en évidence les expressions utilisées pour l'analyse des distributions angulaires des produits de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$, et des distributions et corrélations angulaires des rayonnements γ émis lors de la réaction $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$.

II-1. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES PARTICULES CHARGÉES.

Deux mécanismes de réaction peuvent être mis en évidence lors des réactions nucléaires :

- ✱ Un mécanisme d'interaction directe ou le processus dominant est la diffusion élastique des particules incidentes, la réaction n'est alors qu'une perturbation qui peut être traitée par le formalisme des perturbations ou certaines approximations sont généralement introduites, en particulier l'approximation des ondes distordues (D W B A).
- ✱ Un mécanisme de noyau composé, suggéré par Bohr en 1936 (Bo 36), ou la particule incidente interagit fortement avec le noyau cible. Une distribution de l'énergie disponible est effectuée entre les différents nucléons. Le processus de désexcitation du noyau composé ainsi formé est alors indépendant de son mode de formation. Si les niveaux atteints dans le noyau composé sont très rapprochés

ce qui correspond au continuum du noyau composé, la théorie du noyau composé statistique s'applique et permet de déduire les sections efficaces moyennes (Mo 69).

* EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE D'UNE REACTION NUCLEAIRE DANS L'APPROXIMATION D W B A.

Si μ_a et μ_b représentent les masses réduites, k_a et k_b les nombres d'ondes des voies d'entrée ($a + A$), J_A et J_B les spins des noyaux A et B, s_a et s_b ceux de la particule incidente et de la particule émise, et M_A , M_B , m_a , m_b les projections respectives de ces spins sur l'axe de symétrie, la section efficace différentielle de la réaction $(a + A) \rightarrow (b + B)$ s'exprime en utilisant les notations de Satchler (Sa 64, Sa 66)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \times \frac{k_b}{k_a} \sum_{M_A, M_B, m_a, m_b} \frac{|T|^2}{(2J_A + 1)(2s_a + 1)}$$

Le développement de l'amplitude de transition $|T|$ dans le cas du stripping du deuteron et en utilisant l'approximation de portée nulle c'est à dire que l'on suppose que la particule émise est produite là où la particule incidente est capturée permet d'écrire la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{l, s, j} S_{l, s, j} \frac{D_0^2}{1,018 \times 10^4} \cdot \frac{\sigma_{l, s, j}}{2j + 1}$$

$S_{l, s, j}$ étant les facteurs spectroscopiques et

$$\sigma_{lsj} = \frac{9268}{k_a k_b^3} \cdot \frac{m_B^5 m_b m_a}{m_A^3 (m_A + m_a)(m_b + m_B)} \sum_m |\beta_{sj}^{lm}|^2$$

ou m_A m_B m_a m_b sont respectivement les masses du noyau cible, du noyau résiduel, de la particule incidente et de la particule émergente. Les β_{sj}^{lm} dépendent de la fonction d'onde du neutron capturé et des fonctions d'ondes dans les voies d'entrée et de sortie.

* EXPRESSION DE LA SECTION EFFICACE DANS LA THEORIE DU NOYAU COMPOSE STATISTIQUE.

La section efficace différentielle moyenne pour une réaction procédant statistiquement par formation du noyau composé est, d'après la théorie de Hauser-Feshbach (Ha 60)

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right\rangle = \frac{\lambda^2}{4(2I+1)(2i+1)} \sum_{s l s' l' I J} (-)^{s'-s} \frac{T_c^{J\pi} T_{c'}^{J\pi}}{\sum_{c''} T_{c''}^{J\pi}} \times \bar{Z}(lJl, sL) \bar{Z}(l'Jl', s'L) P_L(\cos \theta). \quad (1)$$

où $c = (l, s)$, $c' = (l', s')$ caractérisent respectivement les états initial et final, et les $T_c^{J\pi}$ sont les coefficients de transmission. Les facteurs \bar{Z} dépendent des coefficients de Racah et s'annulent pour L impair ce qui implique des distributions angulaires symétriques par rapport à 90° .

II-2. DISTRIBUTIONS ET CORRELATIONS ANGULAIRES DES RAYONNEMENTS GAMMA.

Le formalisme des distributions et corrélations angulaires des

rayonnements gamma, émis lors d'une réaction nucléaire a été développé à partir de la théorie des perturbations au premier ordre et, permet en particulier de déduire les probabilités de transitions électromagnétiques.

H.J. Rose et Brink (Ro 67) ont repris ce formalisme et défini avec précision toutes les grandeurs qui interviennent dans le cas de l'existence d'une symétrie axiale, en particulier les éléments de matrice réduits leur assignant une phase précise, ainsi que les paramètres de population des sous-niveaux magnétiques de l'état initial. Dans la suite de ce travail la notation utilisée sera celle de Rose et Brink [R B].

Rybicki et al (Ry 70) faisant intervenir un mécanisme d'interaction directe ont permis d'étendre les résultats de Rose et Brink à l'émission de rayonnements gamma par un noyau excité ne possédant pas la symétrie axiale.

Soit $A_{M_1 M_2}^q(k)$ l'amplitude de transition [R B] entre un état initial $|J_1 M_1\rangle$ et un état final $|J_2 M_2\rangle$, $J_1 J_2$ étant les spins respectifs, $M_1 M_2$ leurs projections suivant l'axe de quantification qui est confondu avec l'axe de symétrie, et q la polarisation du rayonnement émis dans la direction k . Le développement multipolaire de cette amplitude de transition s'écrit :

$$A_{M_1 M_2}^q(k) = - \left(\frac{k}{2\pi\hbar} \right)^{1/2} \sum_{L_1 M_1 \Pi} q^\Pi \langle J_1 M_1 | T_{LM}^{<\Pi>} | J_2 M_2 \rangle \mathcal{D}_{Mq}^L(\mathcal{R})$$

les $T_{LM}^{<\Pi>}$ sont les opérateurs multipolaires d'interaction

$\Pi = 0$ correspond à une transition électrique

$\Pi = 1$ correspond à une transition magnétique

M_1 et M_2 décrivent les sous-états magnétiques de l'état initial et de l'état final.

Si l'orientation du spin J_2 n'est pas observée la probabilité d'émission du sous-état magnétique $|J_1 M_1\rangle$ d'un rayonnement gamma de polarisation q sera proportionnelle à

$$\sum_{M_2} |A_{M_1 M_2}^q(k)|^2$$

d'où la distribution angulaire des rayonnements gamma de polarisation q

$$P^q(k) = \sum_{M_1} \omega(M_1) \sum_{M_2} |A_{M_1 M_2}^q(k)|^2$$

$\omega(M_1)$ étant le paramètre de population du sous-état magnétique M_1 , autrement dit la probabilité relative de population de ce sous-état ; ce qui entraîne

$$\sum_{M_1} \omega(M_1) = 1$$

Etant donnée la symétrie axiale on peut écrire

$$\omega(-M_1) = \omega(M_1)$$

Le développement de l'amplitude de transition donne

$$P^k(k) = \left(\frac{k}{2\pi\hbar}\right) \sum_{KLL'\Pi\Pi'} B_K(J_1) P_K(\cos\theta)(-)^{q+J_1-J_2+L'-L-K} (2J_1+1)^{1/2}$$

$$\langle L L' q - q || \langle 0 \rangle \omega(J_1 J_1 L L', K J_2)$$

$$q \begin{matrix} \Pi+\Pi' \\ \langle J_1 || T_L^{\langle \Pi \rangle} || J_2 \rangle \langle J_1 || T_{L'}^{\langle \Pi' \rangle} || J_2 \rangle \end{matrix}$$

$$\text{où } B_K(J_1) = \sum_{M_1} \omega(M_1)(-)^{J_1-M_1} (2J_1+1)^{1/2} \langle J_1 J_1 M_1 - M_1 || k 0 \rangle$$

$B_K(J_1)$ est un tenseur statistique qui sera par définition nul pour K impair.

a) Distributions angulaires des rayonnements gamma non en coïncidence :

Pour réécrire la distribution angulaire sous forme compacte on introduit $R_K^q(L L' J_1 J_2)$.

$$R_K^q(L L' J_1 J_2) = (-)^{q+J_1-J_2 + L'-L-K} (2J_1 + 1)^{1/2} (2L + 1)^{1/2} (2L' + 1)^{1/2}$$

$$\langle L L' q - q | K 0 \rangle W(J_1 J_1 L L', K J_2)$$

la distribution angulaire s'écrit alors

$$P^q(K) = \frac{k}{2\pi\hbar} \sum_{LL' \pi\pi' K} B_K(J_1) R_K^q(L L' J_1 J_2) P_K(\cos \theta)$$

$$q \quad \frac{\langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle}{(2L + 1)^{1/2}} \quad \frac{\langle J_1 || T_{L'}^{<\pi'\rangle} || J_2 \rangle}{(2L' + 1)^{1/2}}$$

le terme $\frac{\langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle}{(2L + 1)^{1/2}}$ apparait comme la racine carrée, à un facteur $4k$ près de la largeur réduite partielle gamma de la transition (L, π) .

Si la polarisation des rayonnements gamma n'est pas observée et si l'on utilise les propriétés du coefficient $R_K^q(L L' J_1 J_2)$ la distribution angulaire se ramène à

$$P(k) = \frac{k}{2\pi\hbar} \sum_{LL' K \pi \pi'} B_K(J_1) R_K(L L' J_1 J_2) P_K(\cos \theta) \times \{1 + (-)^{L+L'+\pi+\pi' - K} \frac{\langle J_1 || T_L^{<\pi>} || J_2 \rangle}{(2L + 1)^{1/2}} \frac{\langle J_1 || T_{L'}^{<\pi'\rangle} || J_2 \rangle}{(2L' + 1)^{1/2}}\}$$

Les coefficients $R_K(L L' J_1 J_2)$ ont été calculés et tabulés par H.J. Rose et Brink (Ro 67) qui définissent alors le coefficient de mélange multipolaire

$$\delta_L^{<\Pi>} = \frac{\langle J_1 || T_L^{<\Pi>} || J_2 \rangle / (2L + 1)^{1/2}}{\langle J_1 || T_{\bar{L}}^{<\Pi>} || J_2 \rangle / (2\bar{L} + 1)^{1/2}}$$

ou \bar{L} et $\bar{\Pi}$ se rapportent à l'ordre multipolaire le plus faible de la transition $J_1 \rightarrow J_2$

La distribution angulaire des rayonnements gamma peut alors s'écrire

$$W(\theta) = \sum_{LL' \Pi \Pi' K} B_K(J_1) R_K(LL' J_1 J_2) P_K(\cos \theta) \times \{ 1 + (-)^{L+L'+\Pi+\Pi'-k} \delta_L^{<\Pi>} \delta_{L'}^{<\Pi'>} / 2 \sum_{L \Pi} | \delta_L^{<\Pi>} |^2 \}$$

La conservation du moment angulaire total entraîne

$$|J_1 - J_2| \leq L, L' \leq (J_1 + J_2)$$

L et L' étant différents de zéro.

En général deux ordres multipolaires seulement interviennent L et \bar{L} ce qui permet d'écrire la distribution angulaire sous la forme

$$W(\theta) = \sum_K B_K(J_1) P_K(\cos \theta) \times \frac{R_K(L\bar{L} J_1 J_2) + 2\delta R_K(\bar{L}L J_1 J_2) + \delta^2 R_K(LL J_1 J_2)}{(1 + \delta^2)}$$

où

$$\delta = \frac{\langle J_1 || T_L^{<\Pi>} || J_2 \rangle / (2L + 1)^{1/2}}{\langle J_1 || T_{\bar{L}}^{<\bar{\Pi}>} || J_2 \rangle / (2\bar{L} + 1)^{1/2}}$$

Le coefficient $B_K(J_1)$ caractérise l'alignement de l'état initial ; cet alignement est obtenu dans notre cas par le fait que l'axe du faisceau est axe de symétrie. Ce coefficient $B_K(J_1)$ est lié aux coefficients $\rho_K(J_1 M_1)$ définis et tabulés par Poletti et Warburton (Po 65)

$$B_K(J_1) = \sum_{M_1=0 \text{ ou } 1/2}^{J_1} w(M_1) \rho_K(J_1 M_1)$$

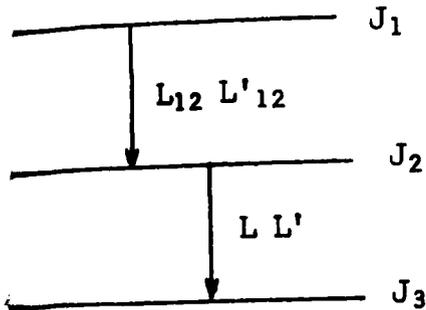
b) Corrélations angulaires particule-gamma :

Dans le cas de mesure de corrélations angulaires par la méthode II de Litherland et Ferguson, des rayonnements gammas émis lors de la réaction $X(h_1, h_2)Y^*$ où la particule émise est détectée suivant l'axe de symétrie, la conservation du moment angulaire orbital total entraîne une restriction du nombre de sous-états magnétiques peuplés

$$|M_1| \leq J_X + s_{h_1} + s_{h_2}$$

J_X , s_{h_1} et s_{h_2} sont respectivement les spins du noyau cible, de la particule incidente et de la particule détectée.

La désexcitation de l'état initial de spin J_1 peut se faire vers un état de spin J_2 qui lui même se désexcite vers un état final de spin J_3 . En ne tenant compte à chaque désexcitation que des ordres multipolaires les plus bas. Poletti et Warburton (Po 65) ont montré que la distribution angulaire des rayonnements gamma émis par le nouvel état initial (J_2) vers l'état final (J_3) lorsque la désexcitation de l'état (J_1) n'est pas observée peut se mettre, sous la forme :



$$W(\theta) = \sum_K B_K(J_1) \cdot U_K(J_1 J_2) R_K(J_2 J_3) P_K(\cos \theta)$$

avec

$$U_K(J_1 J_2) = \frac{U_K(\bar{L}_{12} J_1 J_2) + \delta_{L_{12}}^2 U_K(L_{12} J_1 J_2)}{1 + (\delta_{L_{12}})^2}$$

$$(\delta_{L_{12}})^2 = \left| \frac{\langle J_1 || T_{L_{12}}^{< \pi_{12} >} || J_2 \rangle / (2L_{12} + 1)^{1/2}}{\langle J_1 || T_{L_{12}}^{< \bar{\pi}_{12} >} || J_2 \rangle / (2\bar{L}_{12} + 1)^{1/2}} \right|^2$$

Les coefficients $U_K(L_{12} J_1 J_2)$ ont été calculés et tabulés (Ro 67).

La distribution angulaire expérimentale des rayonnements gamma est mise sous la forme

$$W(\theta) = \sum_K a_K \times P_K(\cos \theta)$$

les coefficients a_K sont comparés aux coefficients des polynômes de Legendre de la formule de la distribution angulaire théorique, et le coefficient de mélange multipolaire δ ainsi que les paramètres de population $w(M_1)$ sont dans certains cas déterminés.

CHAPITRE III

METHODES DE MESURES DE VIES MOYENNES DES NIVEAUX EXCITES

Dans ce chapitre nous passons en revue les différentes méthodes utilisées pour les mesures de durées de vie des niveaux excités et nous décrivons plus particulièrement celles utilisées dans notre travail. Pour la rédaction du premier paragraphe de ce chapitre nous nous sommes principalement inspirés de la thèse de COSTA (Co 71).

III-1. DIFFERENTES METHODES UTILISEES

1-1. Vies moyennes directement accessibles à l'électronique.

La mesure de la durée de vie se fait dans ce cas électroniquement: l'intervalle de temps séparant le peuplement du niveau considéré et sa désexcitation est accessible aux mesures électroniques (10^{-3} à 10^{-11} sec). L'instant de peuplement du niveau est détecté par exemple par l'émission d'un rayonnement gamma ou d'une particule chargée émise lors de la formation du niveau considéré.

1-2. Capture résonante.

La mesure des largeurs partielles Γ_γ permet dans le cas de capture de particules dans les réactions du type (p,γ) , (α,γ) etc... de déterminer les durées de vie des états excités du noyau composé lors de résonances.

Cette méthode permet d'atteindre des vies moyennes allant de 10^{-11} à 10^{-16} secondes.

1-3. Résonance fluorecente.

La technique de la résonance fluorecente c'est à dire des réactions (γ, γ) nécessite des flux incidents de protons importants et d'énergie précise, ce qui limite son emploi. Les durées de vie atteintes par cette méthode sont inférieures à 10^{-14} secondes.

1-4. Excitation coulombienne.

Les probabilités réduites de transitions électromagnétiques peuvent être déduites des sections efficaces d'excitation dans le processus de l'interaction coulombienne. Les durées de vie mesurées par cette méthode varient entre 10^{-8} et 10^{-14} secondes.

1-5. Mesures basées sur l'effet Doppler.

Pour un ensemble de noyaux la mesure de durée de vie d'un niveau excité peut se faire en substituant à celle-ci la mesure d'une distance ; cette méthode de mesure est dite méthode du "plunger" : les noyaux se déplaçant dans le vide avec la vitesse connue $v(0)$ sont arrêtés par un écran (ou "plunger"). Le rapport du nombre de noyaux I_0 émettant des radiations à l'arrêt au nombre total de noyaux émetteurs $I_0 + I_S$ (I_S étant le nombre de noyaux émettant leurs radiations en vol) permet lorsqu'il est associé à la mesure de la distance D entre le lieu de formation du noyau émetteur et le "plunger" de déduire la durée de vie τ par $(I_0 / (I_0 + I_S)) = \exp - \frac{D}{\tau v(0)}$ du

niveau nucléaire émetteur (Jo 68). Les durées de vie atteintes par cette méthode varient entre 10^{-9} et 10^{-11} secondes.

Une seconde méthode que nous détaillons dans le paragraphe suivant, utilise l'atténuation apportée à l'effet Doppler par le déplacement des noyaux excités dans un milieu ralentisseur. Elle permet d'atteindre suivant le milieu ralentisseur, des durées de vie comprises entre 10^{-9} secondes (ralentissement dans un gaz) et 10^{-15} secondes (ralentissement dans un matériau lourd).

III-2. METHODE D'ATTENUATION DE L'EFFET DOPPLER

L'énergie $E_{\gamma}(\theta, t)$ des rayonnements émis par un noyau se déplaçant à la vitesse $v(t)$ dans une direction Oz faisant un angle θ avec l'axe du détecteur (Fig. 17) s'exprime en fonction de l'énergie E_{γ_0} du rayonnement émis lorsque le noyau est au repos par la formule de l'Effet Doppler :

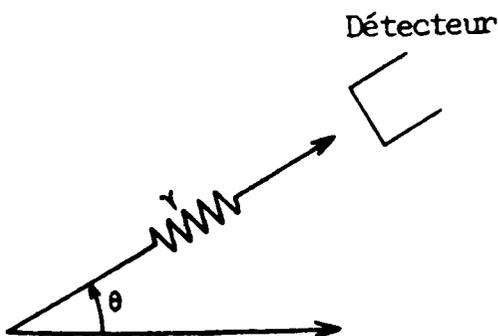


Figure 17.

$$E_{\gamma}(\theta, t) = E_{\gamma_0} \left(1 + \frac{\beta(t) \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2(t)}} \right)$$

$$\text{ou} \quad \beta(t) = \frac{v(t)}{c}$$

Cette relation devient dans l'approximation non relativiste $\beta \ll 1$

$$E_{\gamma}(\theta, t) = E_{\gamma_0} (1 + \beta(t) \cos \theta)$$

Lorsque le noyau se déplace dans le vide, la vitesse $v(t)$ est constante

$$E_{\gamma}(\theta, t) = E_{\gamma}(\theta) = E_{\gamma_0} (1 + \beta(0) \cos \theta)$$

la variation d'énergie par rapport à l'énergie émise lorsque le noyau est au repos sera

$$\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma_0} \beta(0) \cos \theta$$

si les noyaux émetteurs se déplacent dans un milieu ralentisseur, on peut définir une vitesse moyenne de désexcitation

$$\langle v \rangle = c \langle \beta \rangle = \frac{c}{\tau} \int_0^{\infty} \beta(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt$$

La vitesse moyenne des noyaux de recul dans le vide étant égale à $c \langle \beta(0) \rangle$, on appelle facteur d'atténuation de la vitesse moyenne de recul la quantité :

$$F(\tau) = \frac{\langle \beta \rangle}{\langle \beta(0) \rangle}$$

$$\text{soit } F(\tau) = \frac{1}{\tau \langle \beta(0) \rangle} \int_0^{\infty} \beta(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt$$

L'énergie moyenne $\langle E_{\gamma}(\theta) \rangle$ des rayonnements émis par un ensemble de noyaux peut ainsi s'écrire :

$$\langle E_{\gamma}(\theta) \rangle = E_{\gamma_0} \left(1 + \frac{\cos \theta}{\tau} \int_0^{\infty} \beta(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt \right)$$

θ étant supposé indépendant du temps.

Elle se fait avec une perte notable d'énergie et un changement de la direction de recul.

Lindhard et al. (Li 63) ont présenté une théorie qui rend compte de ces deux phénomènes.

2-1.1. Théorie de Lindhard et al (Li 63)

Basant leurs études sur l'utilisation d'un potentiel de Fermi-Dirac ces auteurs introduisent des variables sans dimensions ϵ et ρ liées respectivement à l'énergie E du noyau de recul et la distance x parcourue

$$\epsilon = \epsilon_0 E$$

$$\rho = \rho_0 x$$

Si A_1 , Z_1 sont la masse et la charge de l'ion de recul. A_2 , Z_2 la masse et la charge des noyaux du milieu de recul et N le nombre de noyaux du milieu par unité de volume

$$\epsilon_0 = \frac{a A_2}{Z_1 Z_2 e^2 (A_1 + A_2)}$$

$$\rho_0 = 4 \pi a^2 \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$$

$$\text{ou } a = 0,8853 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} a_0$$

et a_0 est le rayon de l'orbite de Bohr.

Le pouvoir d'arrêt électronique $\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e$ est proportionnel à la vitesse

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k_e \sqrt{\varepsilon}$$

avec $k_e \approx 0,0793 Z_1^{1/6} \frac{Z_1^{1/2} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{1/2}}$

θ étant l'angle de diffusion dans ce système du centre de masse on pose

$$t^{1/2} = \varepsilon \sin \frac{\theta}{Z}$$

Le pouvoir d'arrêt nucléaire s'exprime à partir de la section efficace différentielle de diffusion nucléaire $d\sigma(\theta)$

$$d\sigma(\theta) = \pi a^2 \frac{dt}{2 t^{3/2}} f(t^{1/2})$$

$f(t^{1/2})$ est une fonction universelle déduite du potentiel de diffusion

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^\varepsilon f(x) dx$$

La figure 18 donne la variation des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire en fonction de la grandeur $\varepsilon^{1/2}$

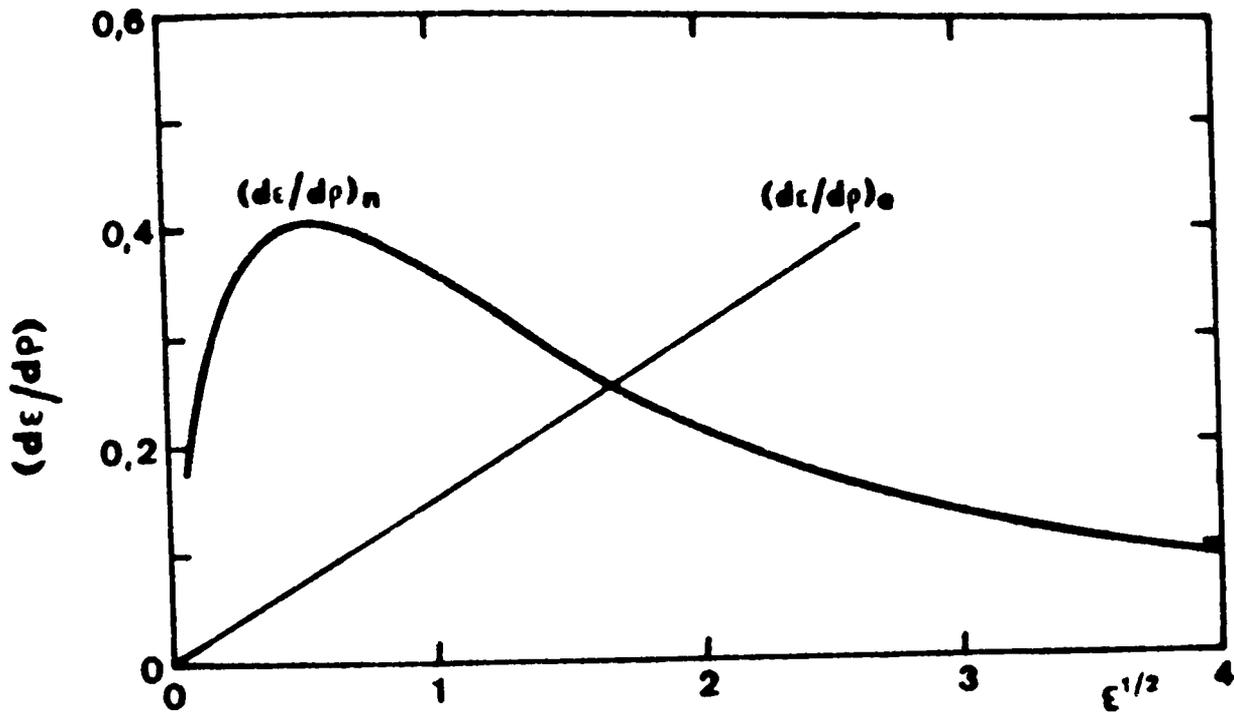


Figure 18.

Variations des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire en fonction de l'énergie (Li 63).

REMARQUES :

- 1) La théorie de Lindhard et al. néglige l'effet des collisions atomiques inélastiques qui augmente la section efficace de diffusion nucléaire. Lotfager et Hermann (Lo 68) ont montré que cet effet n'est pas négligeable dans certains cas. Bister et al (Bi 69) tenant compte de cet effet on obtenu une diminution des durées de vie de l'ordre de 8 %.
- 2) Falstrup et al. (Fa 66) ont montré expérimentalement l'existence de fluctuations de $(\frac{d\epsilon}{d\rho})_e$ autour de la valeur moyenne donnée par la théorie de Lindhard et al. sur fonction de la charge Z_1 des ions de recul pour des vitesses de recul de l'ordre de 5 % de la vitesse de la lumière.
- 3) Les changements de direction de l'ion de recul dus aux collisions multiples n'apparaissent pas dans le pouvoir d'arrêt nucléaire.

A.E. Blaugrund (Bl 66) a repris ce formalisme de la diffusion multiple introduit par S. Goudsmit et J.L. Sauterson (Go 40_a - Go 40_b) et développé par H.W. Lewis (Le 50) pour introduire cet effet.

2-1.2. Méthode de Blaugrund

Cet auteur introduit trois variables sans dimensions ν , M et (H) se rapportant respectivement à la vitesse, la masse de l'ion de recul et au temps.

$$\nu = \left(\frac{h c}{e^2} \right) \cdot \left(\frac{v}{c} \right)$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} M v^2$$

$$(H) = \frac{t}{T} \quad \text{et} \quad T = \frac{h}{e^2} \times \frac{(A_1 + A_2)^2}{4 \pi \alpha^2 N A_1 A_2}$$

N étant le nombre de noyaux diffusant par unité de volume.

Si ϵ_0 est l'énergie des ions de recul à l'instant $t = 0$ et le pouvoir d'arrêt total $\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n + \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_e$

$$(H) = \left(\frac{1}{2} M \right)^{1/2} \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \frac{d\epsilon}{\sqrt{\epsilon} \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)}$$

La vitesse $v(t)$ des ions de recul est remplacée à ce stade par sa projection sur l'axe initial de recul $v(t) \cos \phi$, ϕ étant l'angle de diffusion dans le système du centre de masse supposé par Lewis et Sauterson confondu avec

le système du laboratoire. Le facteur $\cos \phi$ apparaît comme un facteur correctif d'autant plus important que la vitesse de l'ion de recul est faible.

Après avoir écrit la distribution angulaire des ions d'un faisceau incident lorsqu'il traverse un milieu ralentisseur, l'auteur calcule la valeur moyenne $\langle \cos \phi \rangle$ du facteur correctif

$$\langle \cos \phi \rangle = \exp \left[- \frac{1}{2} \frac{A_2}{A_1} G(r) I \right]$$

ou
$$r = \frac{A_1}{A_2}$$

$$I = \int_{\epsilon}^{\epsilon_0} \frac{(d\epsilon/d\rho)_n}{\epsilon (d\epsilon/d\rho)} d\epsilon$$

$$G(r) = \begin{cases} 1 + \frac{2}{3} r - \frac{7}{15} r^2 + 8 \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-r)^n}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)} & r < 1 \\ \frac{2}{3} + \frac{8}{15} \frac{1}{r} - 8 \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-1/r)^{n-1}}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)} & r > 1 \end{cases}$$

avec ces notations l'énergie moyenne des gammas émis par un ensemble de noyaux est

$$\langle E_{\gamma} \rangle = E_{\gamma_0} \left(1 + \frac{e^2}{h c} \frac{T}{c} \int_0^{\infty} \exp \left[- \frac{\textcircled{H}}{\tau/T} \right] \cdot v \cdot \langle \cos \phi \rangle d \textcircled{H} \right)$$

et
$$F(\tau) = \frac{T}{\tau} \int_0^{\infty} \exp \left[- \frac{\textcircled{H}}{\tau/T} \right] \frac{v}{v_0} \langle \cos \phi \rangle d \textcircled{H}$$

En conclusion la méthode de calcul de Blaugrund couramment utilisée par les auteurs permet d'obtenir une fonction $F(\tau)$ plus proche de la réalité bien qu'elle introduise plusieurs approximations en particulier dans le calcul de la valeur moyenne $\langle v(t) \cos \phi \rangle$ que l'auteur suppose égale à $\langle v(t) \rangle \langle \cos \phi \rangle$

2-2. Méthode phénoménologique du groupe de Brookhaven (Wa 67)

Warburton et al (Wa 67) déduisent le facteur d'atténuation $F(\tau)$ de la distribution en énergie des rayonnements gamma émis par les noyaux excités. Pour cela ils posent

$$v = \frac{v_z(t)}{v(0)}$$

Le facteur d'atténuation $F(\tau)$ s'exprime alors sous la forme suivante

$$F(\tau) = \frac{\langle \beta(t) \rangle}{\langle \beta(0) \rangle} = \frac{\int_0^1 v \frac{dN(v)}{dv} \cdot dv}{\int_0^1 \frac{dN(v)}{dv} \cdot dv}$$

où $\frac{dN(v)}{dv}$ représente la probabilité d'émission d'un rayonnement gamma lorsque le noyau de recul se déplace avec une vitesse comprise entre v et $v + dv$. Cette expression $\frac{dN(v)}{dv}$ représente donc la distribution en énergie des gammas émis à une vitesse v correspond un énergie E_γ du rayonnement émis.

L'énergie cinétique de l'ion de recul étant égale à $E = \frac{1}{2} m v_z^2$, le temps t qui s'écoule entre l'instant où le noyau est formé et l'instant

où il atteint la vitesse $v_z(t)$ est égal à

$$t = m \int_{v(0)}^{v_z(t)} \frac{d v_z}{dE/dz}$$

d'où

$$\langle v_z(t) \rangle = \frac{m}{\tau} \int_0^{\infty} v_z(t) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{d v_z}{dE/dz}$$

$$C \langle \beta(t) \rangle = \langle v_z(t) \rangle = \frac{m}{\tau} \int_{v(0)}^0 v_z(t) \exp\left[-\frac{m}{\tau} \int_{v(0)}^{v_z(t)} \frac{d v_z}{dE/dz}\right] \frac{d v_z}{-dE/dz}$$

$$F(\tau) = \frac{m}{\tau} v(0) \int_0^1 V(t) \exp\left[-\frac{m}{\tau} v(0) \int_1^{V(t)} \frac{d V}{dE/dz}\right] \frac{d V}{-dE/dz}$$

en comparant cette expression du facteur d'atténuation avec celle précédemment obtenue en fonction de $\frac{dN(V)}{dV}$. Les auteurs déduisent l'expression de la distribution en vitesse d'un ensemble de noyaux excités

$$\frac{dN(V)}{dV} = \frac{m v(0) K_1}{\tau} \exp\left[-\frac{m}{\tau} v(0) \int_1^{v(t)} \frac{dV}{dE/dz} - \frac{1}{-dE/dz}\right]$$

où K_1 est le coefficient de normalisation de la probabilité égal à

$$K_1 = \int_0^1 \frac{dN(V)}{dV} \cdot dV$$

La perte d'énergie des ions dans la matière est alors représentée par

$$-\frac{dE}{dz} = K_e \left(\frac{v}{v_0}\right) + K_n \left(\frac{v_0}{v_z}\right) - K_z \left(\frac{v}{v_0}\right)$$

où $v_0 = \frac{C}{137}$

Le premier terme $K_e \left(\frac{v}{v_0}\right)$ représente la perte d'énergie due au processus électronique et est proportionnel à la vitesse, le second terme $K_n \left(\frac{v_0}{v_z}\right)$ représente la perte d'énergie par collision nucléaire quant au troisième il représente une correction du facteur électronique et il peut être négligé lorsque la vitesse des ions de recul est inférieure à 2 % de la vitesse de la lumière.

En reportant cette valeur de $\frac{dE}{dz}$ dans l'expression $\frac{dN(V)}{dV}$ et en posant $K^2 = K_e^2 + 4 K_3 K_n$

$$\alpha = \frac{m C}{137 K_e}$$

$$C_i = \frac{1 - \left[\frac{K_e - K}{2 K_3} \right] \left[\frac{C/137}{v(0)} \right]^2}{1 + \left[\frac{K_e + K}{2 K} \right] \left[\frac{C/137}{v(0)} \right]^2}$$

$$\frac{1}{\gamma_i^2} = \left[\frac{K - K_e}{2 K_3} \right] \left(\frac{C/137}{v(0)} \right)^2$$

la distribution $\frac{dN(V)}{dV}$ des énergies s'écrit alors

$$\frac{dN(V)}{dV} = K_1 \frac{\alpha}{\tau} \gamma_i \frac{V^\alpha (1 + C_i)(1 + \gamma_i^2)}{(1 + \gamma_i^2 + C_i \gamma_i^2)^{\alpha/2\tau+1}} \frac{V (V^2 + \gamma_i^2)^{-2\alpha/2\tau-1}}{\left[1 - \frac{C_i \gamma_i^2 V^2}{1 + \gamma_i^2 + C_i \gamma_i^2} \right]^{\alpha/2\tau+1}}$$

Le mode de calcul de cette distribution en énergie des rayonnements gammas émis par les noyaux excités ne permet pas de tenir compte des noyaux qui se désexcitent au repos, c'est à dire après arrêt dans le milieu ralentisseur.

La contribution des noyaux se désexcitent au repos est introduite grâce à l'artifice de la fonction de Dirac δ . La distribution $\frac{dN(V)}{dV}$ est formée de deux composantes :

- l'une rapide due aux noyaux se désexcitant en vol
- la seconde lente due aux noyaux se désexcitant au repos
son expression est alors :

$$\frac{dN(V)}{dV} = K_1 \frac{(1 + C_i)(1 + \gamma_i^2)}{(1 + \gamma_i^2 + C_i \gamma_i^2)} \left[\frac{V(V^2 + \gamma_i^{-2})^{a/2\tau-1}}{\left[1 - \frac{C_i \gamma_i^2 V^2}{(1 + C_i)(1 + \gamma_i^2)} \right]^{a/2\tau+1}} \right] + K_1 \gamma_i^{-\frac{a}{\tau}} \delta(V)$$

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre nous présentons les résultats expérimentaux obtenus à l'aide des dispositifs expérimentaux décrits au premier chapitre, sur les réactions $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$, $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ et $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$.

IV-1. RESULTATS EXPERIMENTAUX DANS LE CAS DES REACTIONS $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ ET $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$

1.1. *Dépouillement des spectres.*

Le dépouillement des spectres (Fig. 19) se faisait immédiatement après l'acquisition à l'aide du calculateur. Les pics étaient intégrés après ajustement par des gaussiennes en utilisant la méthode des moindres carrés avec soustraction du bruit de fond (Ro 53). Ce dernier était estimé par un développement sous forme polynomiale. La visualisation des différentes gaussiennes d'ajustement, du bruit de fond déduit, et du spectre expérimental permettait un choix judicieux du bruit de fond et des paramètres des gaussiennes. Le programme mis au point au laboratoire est prévu pour le dépouillement simultané de quatre pics au maximum, ce qui est dans le cas de l'étude des produits de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$, nécessaire en particulier pour les groupes de protons P_{14-17} (Fig. 19). L'erreur statistique était calculée directement par le programme.

1.2. *Détermination de la section efficace différentielle.*

La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ d'une réaction nucléaire

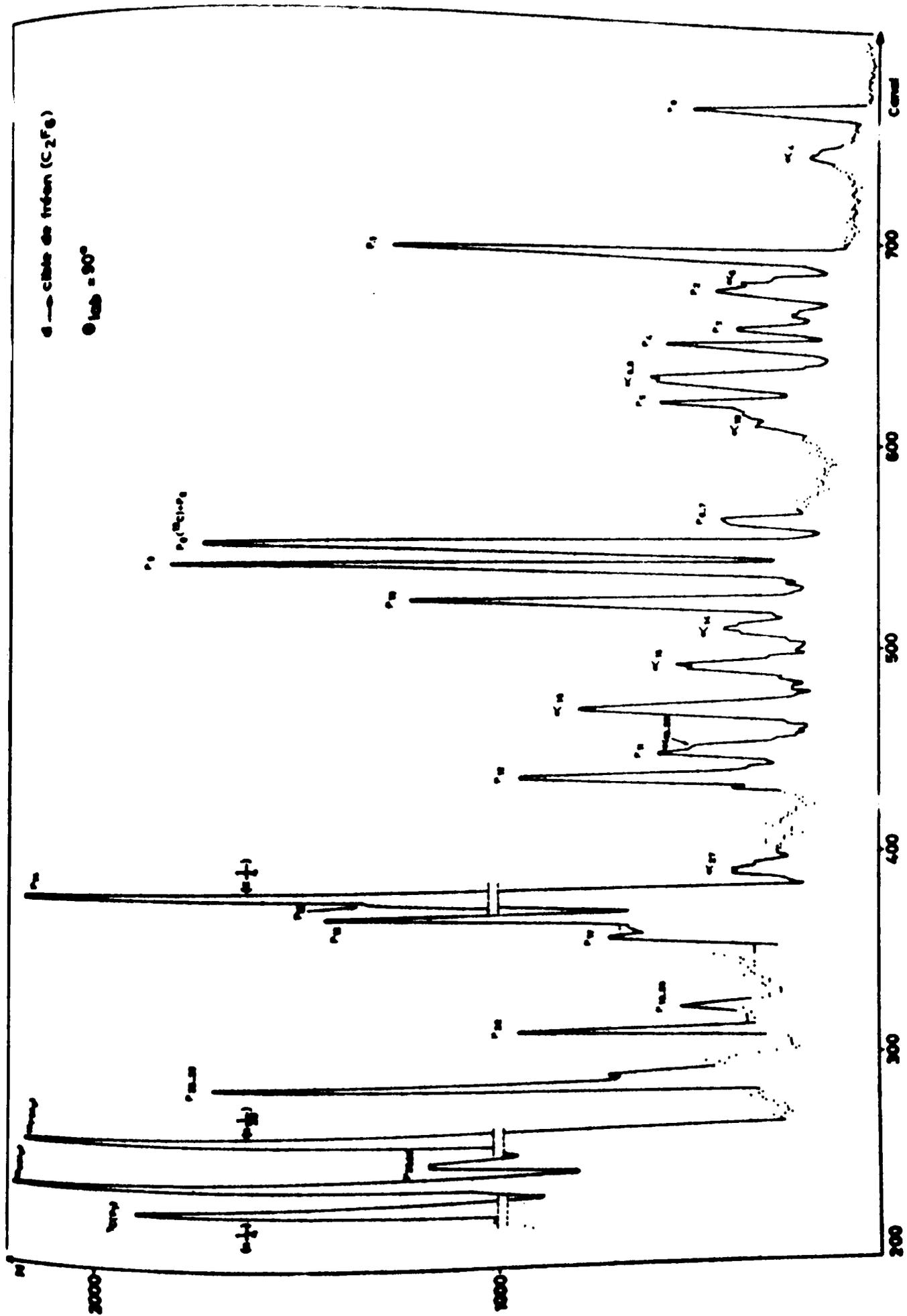


Figure 19.

Spectre des produits des réactions induites par les deutrons sur une cible gazeuse de Fréon ($C_2 F_6$)

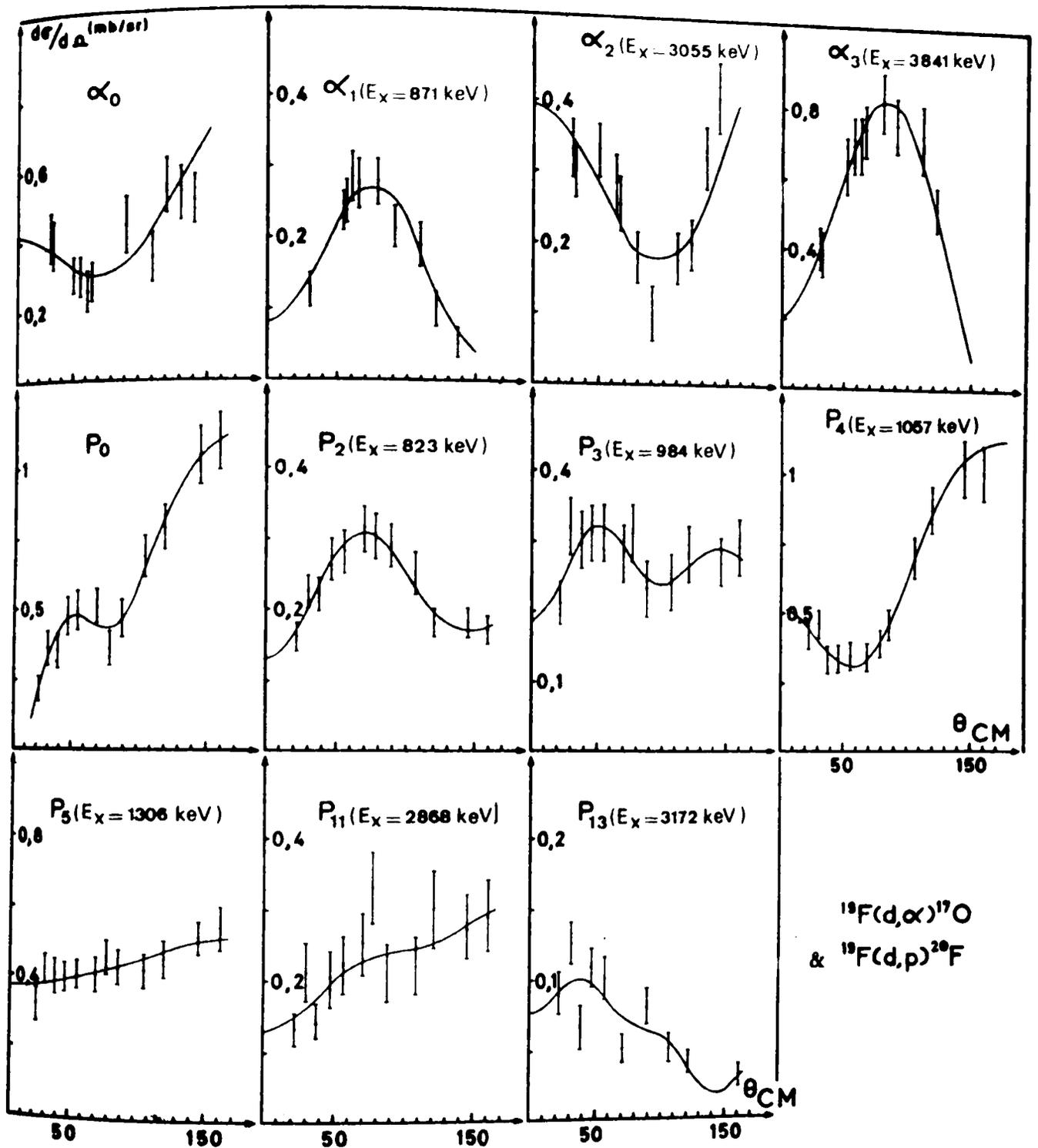


Figure 20.

Distributions angulaires ajustées par un développement en polynômes de Legendre des groupes α_{0-3} , P_0 , P_{2-5} , P_{11} et P_{13} des réactions $^{19}\text{F}(d, p)^{20}\text{F}$ et $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ à $E_d = 3$ MeV.

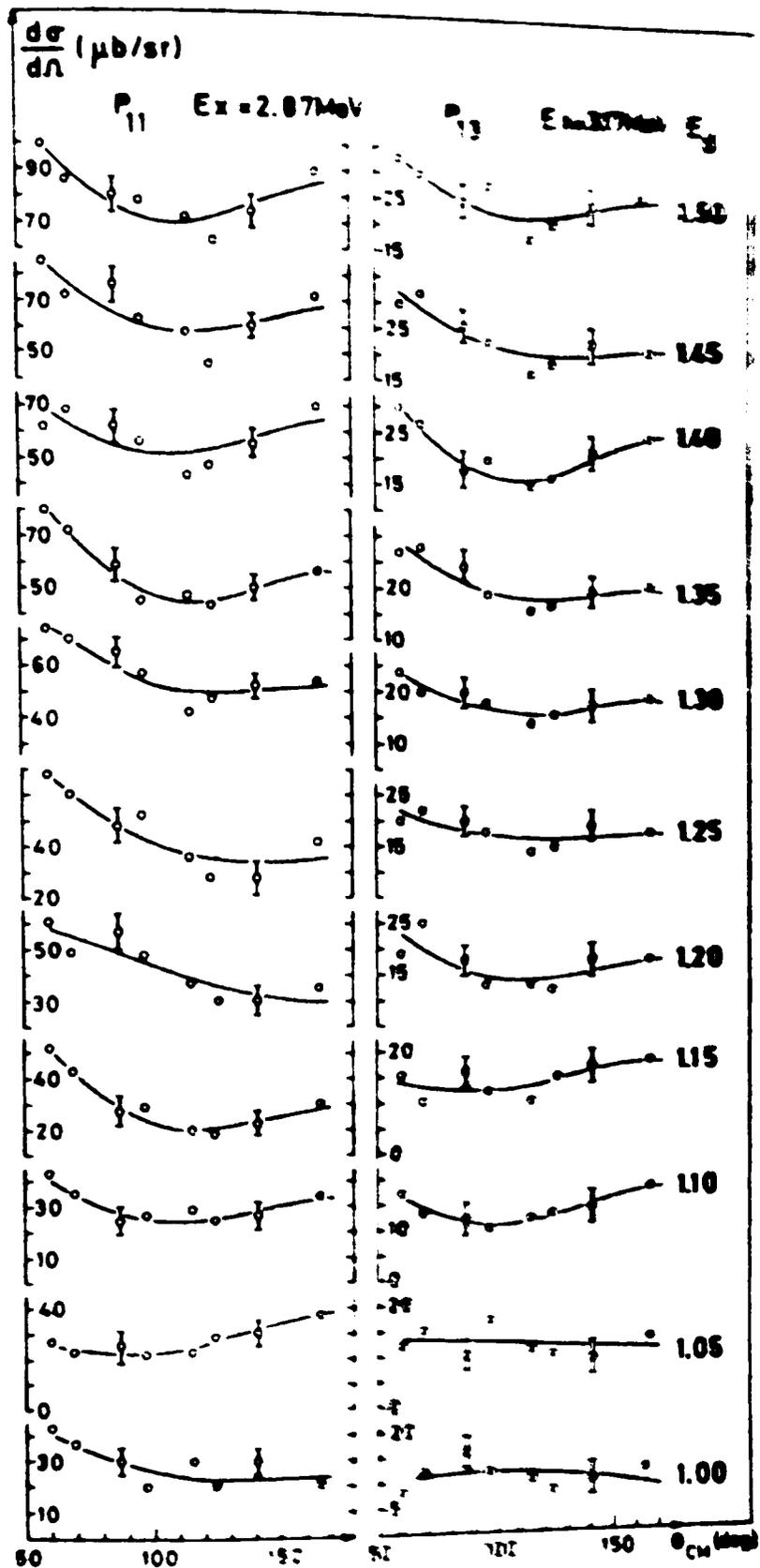


FIGURE 11.

Distributions angulaires des groupes de minima F_{11} , P_{13} , d'énergie d'excitation E_x (MeV), de la réaction $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ pour des énergies de neutrons incidents variant de 2.00 à 2.50 MeV. Les courbes en traits continus représentent les ajustements en polynôme de Legendre aux différentes énergies qui ont été utilisées pour déterminer les sections efficaces totales.

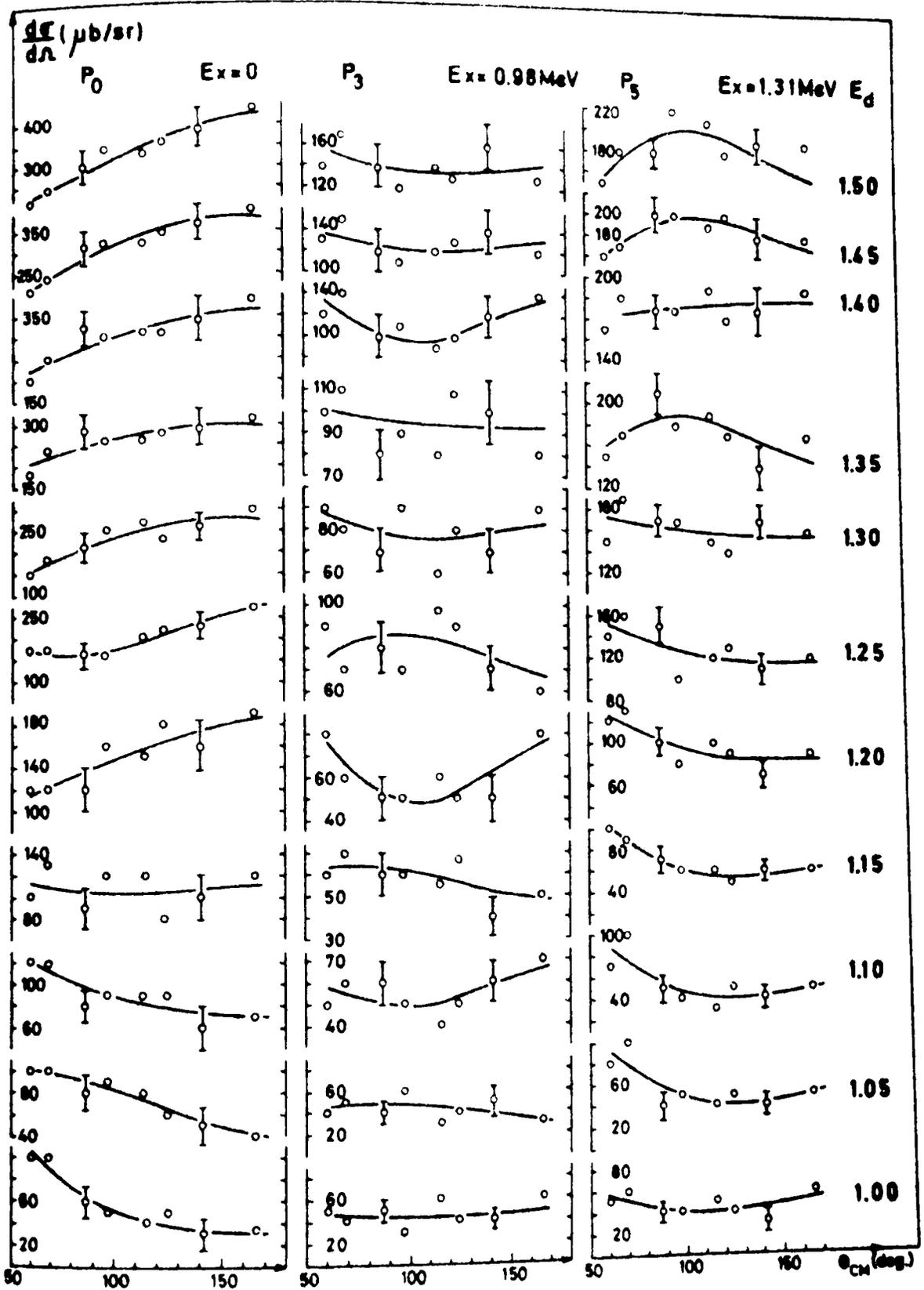


Figure 21.

Distributions angulaires des groupes de protons P_0 , P_3 , P_5 , d'énergie d'excitation E_x (MeV), de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ pour des énergies de deutons incidents variant de 1.00 à 1.50 MeV. Les courbes en traits continus représentent les développements en polynômes de Legendre aux différentes énergies qui ont été utilisées pour déterminer les sections efficaces totales.

- a - Les incertitudes dues au dépouillement étaient calculées par le programme et sont essentiellement d'origine statistique. Les incertitudes variaient entre 1 et 10 % et étaient prépondérantes pour les groupes de protons (P_{11} , P_{13}) à faible statistique. Le dépouillement rendu délicat par le chevauchement de plusieurs groupes de protons (P_{14-17}) était fait à plusieurs reprises pour affiner les paramètres des gaussiennes de manière à minimiser les incertitudes.
- b - Les incertitudes dues à la mesure de courant sont plus sensibles pour de faibles énergies des particules incidentes en raison de la diffusion du faisceau dans la cible et sur la feuille d'entrée du collecteur de courant. L'erreur systématique due à la mesure et l'intégration du courant était estimée inférieure à 3 %.
- c - Les incertitudes dues à la mesure de la pression dans la chambre, c'est à dire sur le nombre de noyaux cibles étaient inférieures à 2 % en raison des étalonnages fréquents du capteur de pression et de l'intégrateur réalisés grâce à un manomètre à huile.
- d - Les incertitudes dues au temps mort des appareillages électroniques étaient inférieures à 1 % grâce à un choix judicieux des diaphragmes placés devant les détecteurs en particulier aux angles avant.

L'incertitude globale variait entre 5 et 15 % et pouvait atteindre 25 % dans les cas les plus défavorables.

Les figures 20 et 30 représentent les distributions angulaires expérimentales de 4 groupes d'alphas et 15 groupes de protons obtenue à une énergie des deutons incidents de 3 MeV.

Les figures 21 et 22 représentent les distributions angulaires de 5 groupes de protons obtenues à une énergie des deutons incidents variant

entre 1 et 1.5 MeV. L'incertitude sur ce groupe de distributions angulaires est plus importante en raison du dépouillement rendu délicat par une faible statistique et la contamination des pics protons par des groupes de particules alpha provenant de la réaction $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ qui n'avaient pas dans ce cas été séparés des groupes de protons par identification, car le nombre de voies d'acquisition (huit) nécessaires pour éviter des temps d'expérimentation trop longs excluait l'utilisation de montages télescopiques.

Nos résultats expérimentaux sont en excellent accord avec ceux rapportés à la même énergie par Zabegaï et al. (Za 70) en particulier pour le groupe $P_1(E_x = 656 \text{ keV})$.

IV-2. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DES RAYONNEMENTS GAMMA

Les mesures de distributions angulaires des rayonnements gamma à $E_d = 1.5 \text{ MeV}$ ont été effectuées avec une cible gazeuse de C_2F_6 enfermée dans la microcellule n° 2 décrite dans le premier chapitre. L'énergie du faisceau incident était choisie de manière à limiter le flux de neutrons induits qui a un effet destructeur sur le détecteur Ge (Li). Un mur de 60 cm d'épaisseur constitué de briques de baryte isolait la table de mesure et la chambre à cibles de la salle où est installé l'accélérateur. Ce mur permettait une diminution dans un rapport de l'ordre de cent des rayonnements parasites atteignant le détecteur isolé localement par une couronne de plomb de 5 cm d'épaisseur.

La pression du gaz (80 à 100 mm Hg) dans la microcellule a été ajustée de manière à obtenir une indication relative du faisceau incident. La face avant du détecteur coaxial Ge (Li) de 80 cc était située à 25 cm du centre présumé de la chambre où était placée la microcellule. La définition angulaire était alors donnée à ± 4 degrés. Les défauts de centrage étaient corrigés grâce à des sources radioactives placées au centre de la chambre à la place de la microcellule.

La figure 23 montre un spectre des rayonnements gamma détectés à 45° du faisceau incident.

Le dépouillement des spectres était rendu délicat par l'existence d'un effet Doppler en quelques pics qui peuvent dans certains cas se dédoubler. Pour les pics où l'effet Doppler est insignifiant c'est à dire ceux correspondant à des rayonnements issus de niveaux excités à durée de vie longue, le dépouillement était opéré comme pour les particules chargées, en ajustant le pic par une gaussienne après soustraction d'un bruit de fond polynomial. Les défauts de symétrie des pics dus en particulier à la forme des détecteurs Ge(Li) ont été négligés en raison de la statistique élevée des différents pics analysés.

Pour les pics où l'effet Doppler est relativement important c'est à dire pour ceux correspondant à des rayonnements gamma issus de niveaux excités à durée de vie courte, un dépouillement manuel était opéré en supposant le bruit de fond linéaire.

La normalisation des mesures aux différents angles était obtenue de deux manières : d'abord grâce à un détecteur NaI (Tl) placé à angle fixe (90°) et à 40 cm du centre de la cible, puis par le tracé des distributions angulaires isotropes des rayonnements γ émis dans les réactions $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ ($E_x = 871 \text{ keV}$) et $^{19}\text{F}(d,n)^{20}\text{Ne}$ ($E_x = 1632 \text{ keV}$). La différence entre les deux méthodes de normalisation était inférieure à 5 %.

La figure 24 donne les résultats expérimentaux obtenus lors de ces mesures de distributions angulaires. Nos résultats sont en bon accord avec ceux publiés par Hardy et Lee (Ha 73a).

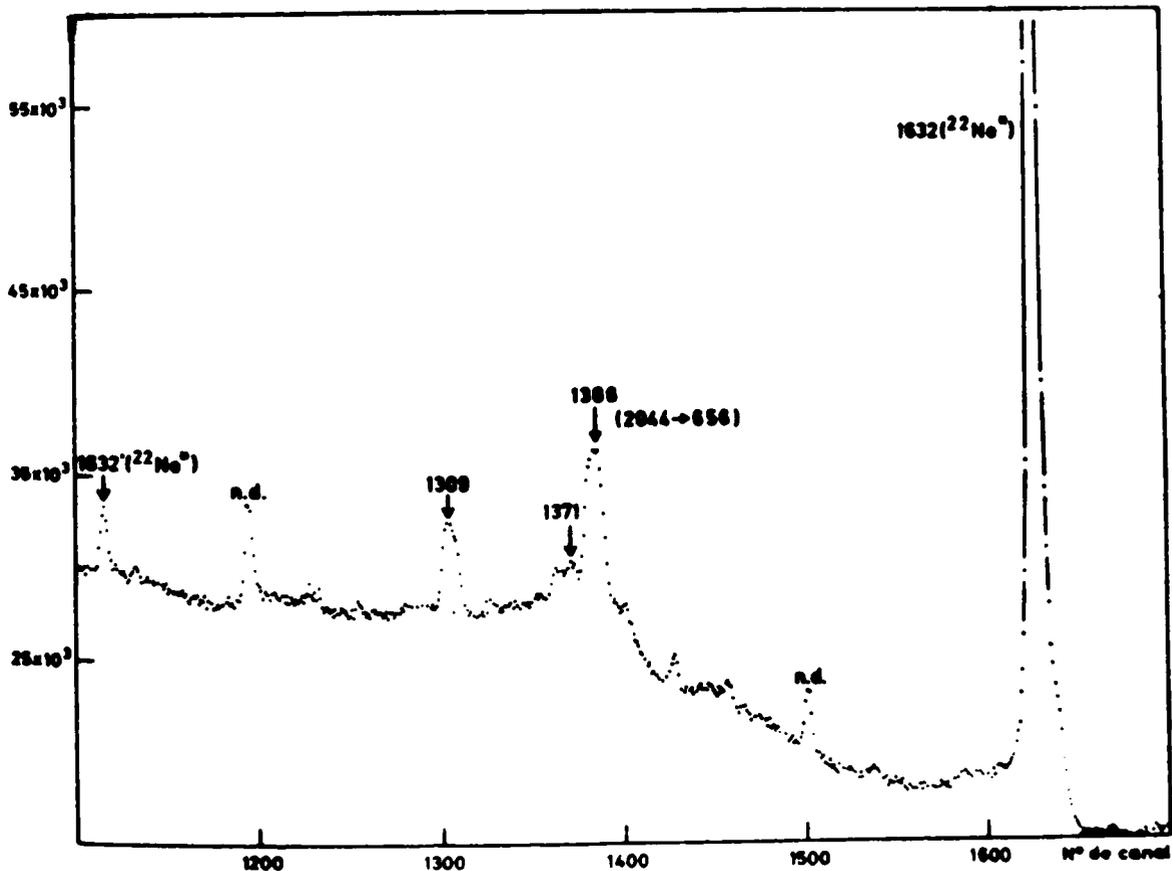
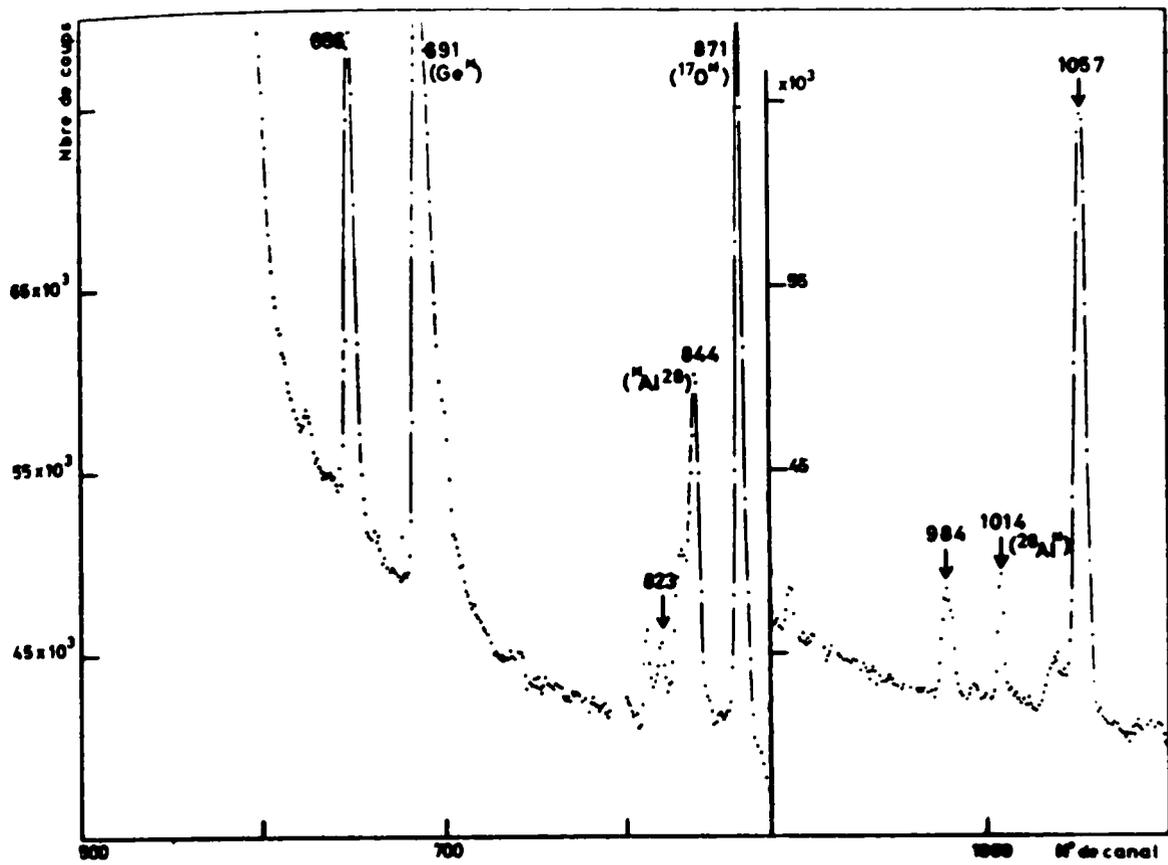


Figure 23. Spectre des rayonnements γ détectés à 45° du faisceau de deutons avec une cible de C_2F_6 à $E_d = 1.5$ MeV (n.d. pics non déterminés).

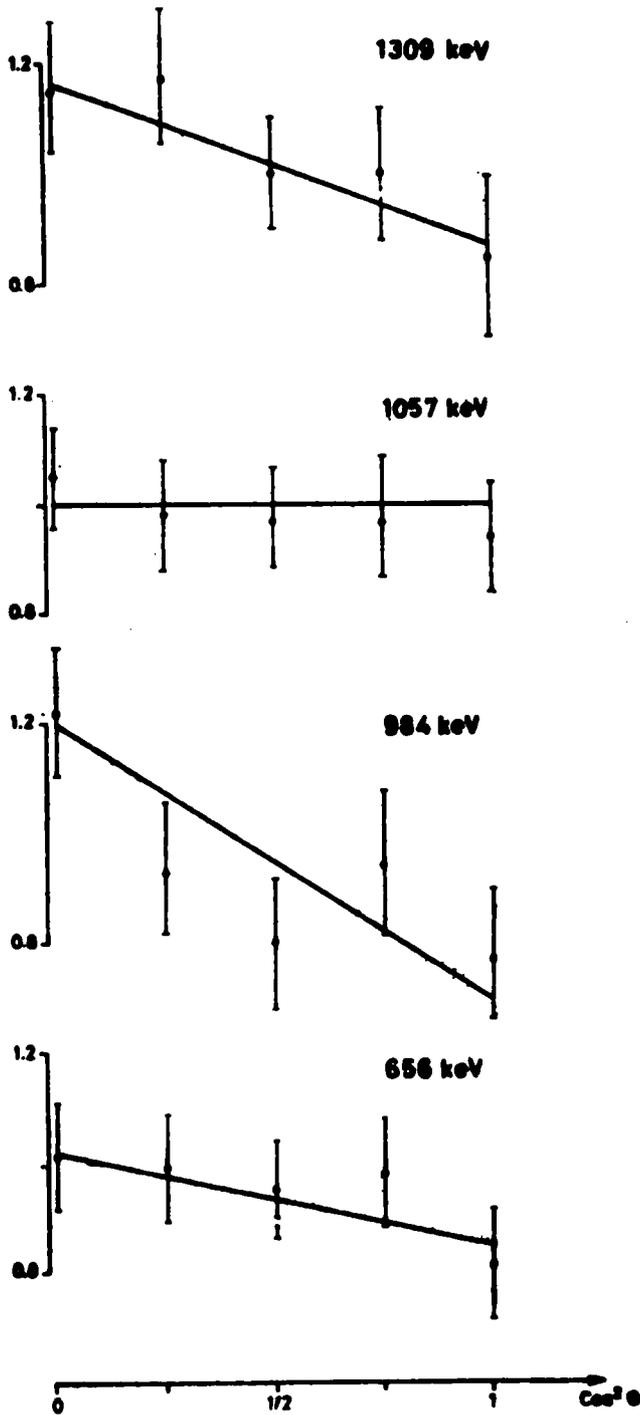


Figure 24.

Distributions angulaires des rayonnements gamma déduites des spectres obtenus à $i_{\alpha} = 1.5$ MeV avec un détecteur Ge(Li).

IV-3. CORRELATIONS ANGULAIRES

Les mesures de corrélations angulaires particules chargées-gamma ont été effectuées à $E_d = 3$ MeV avec une cible solide de Ca F_2 déposée sur un film mince de carbone. La détection des particules chargées était effectuée à 180° par un détecteur annulaire percé d'un trou de 4 mm. Le diamètre et disposé à 4 cm de la cible. Les détecteurs de rayonnements gamma placés à 15 cm du centre de la chambre étaient des scintillateurs NaI (Tl) de 3" X 3" entourés d'une collerette de 5 cm d'épaisseur de plomb. Une tentative de mesures simultanées de corrélations angulaires gamma-gamma a été tentée en utilisant un détecteur Ge(Li) mais abandonnée en raison du flux trop élevé des neutrons qui risquait de détériorer le détecteur Ge(Li).

Les dérives des circuits électroniques en particulier ceux associées aux détecteurs NaI (Tl) étaient compensées à intervalles réguliers en utilisant des sources d'étalonnage.

Le monitoring de l'expérience était effectué en enregistrant partiellement les spectres non en coïncidence des particules chargées. Dans ce cas nous permettions grâce aux circuits décrits au chapitre I l'analyse et l'enregistrement d'une impulsion sur cent non en coïncidence issue du détecteur de particules, ceci afin de ne pas "surcharger" la bande magnétique et éviter un temps mort dû au collage des informations libres.

Le dépouillement était effectué après expérience en sélectionnant un pic dans le spectre de particules et le pic correspondant dans le spectre de temps et en visualisant le spectre gamma en coïncidence avec ces deux informations. La déduction d'un spectre de fortuités était faite en sélectionnant le même pic de particules et deux plages dans le spectre de temps choisies de part et d'autre du pic de temps. Les deux opérations étaient faites simultanément pour huit pics de particules grâce au programme S A T I C que nous avions mis au point.

L'intégration des pics gamma était réalisée manuellement en raison de la faible statistique des événements en coïncidence. La figure 25 donne un spectre gamma obtenu en coïncidence avec le pic proton correspondant au niveau excité du ^{20}F à 2044 keV.

Les résultats expérimentaux sont rassemblés sur la figure 26. La cause principale des incertitudes sur ces mesures est la faible statistique des différents groupes étudiés.

IV-4. MESURES DE DUREES DE VIE MOYENNE

Nous avons entrepris les mesures de durées de vie moyenne des états excités du noyau ^{20}F en utilisant différentes méthodes suivant l'ordre de grandeur de ces durées de vie. Ces méthodes de mesures dont les principes sont exposées au chapitre III nécessitent, mise à part la méthode du "plunger", généralement la mise en coïncidence de deux informations : l'une relative au rayonnement issu d'un niveau excité, la seconde relative à la particule chargée émise lors du peuplement de ce niveau ; cette détection à un angle donné permet de définir simultanément l'angle que fait la direction du noyau de recul avec l'axe de détection du rayonnement et la vitesse initiale de ce noyau.

La méthode dite du "plunger" ne nécessite aucune mise en coïncidence mais exige un système de mesures des déplacements du "plunger" très précis et de grandes vitesses de recul entraînant des déplacements notables. Ces conditions ont été réalisées au Département de Physique Nucléaire des Basses Energies du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay (De 71, Ba 74). De plus les durées de vie moyenne atteintes sont grandes (10^{-9} à 11^{-11} s). Cette méthode avait été mise en oeuvre pour effectuer la mesure de la durée de vie moyenne de l'état excité du noyau ^{20}F $E_x = 3.3$ keV. La cible utilisée étant une cible de deuterium sous forme gazeuse à différentes pressions (1 à 4 atmosphères). Le faisceau incident est une source d'ions $^3\text{He}^+$ de 4 MeV d'énergie cinétique.

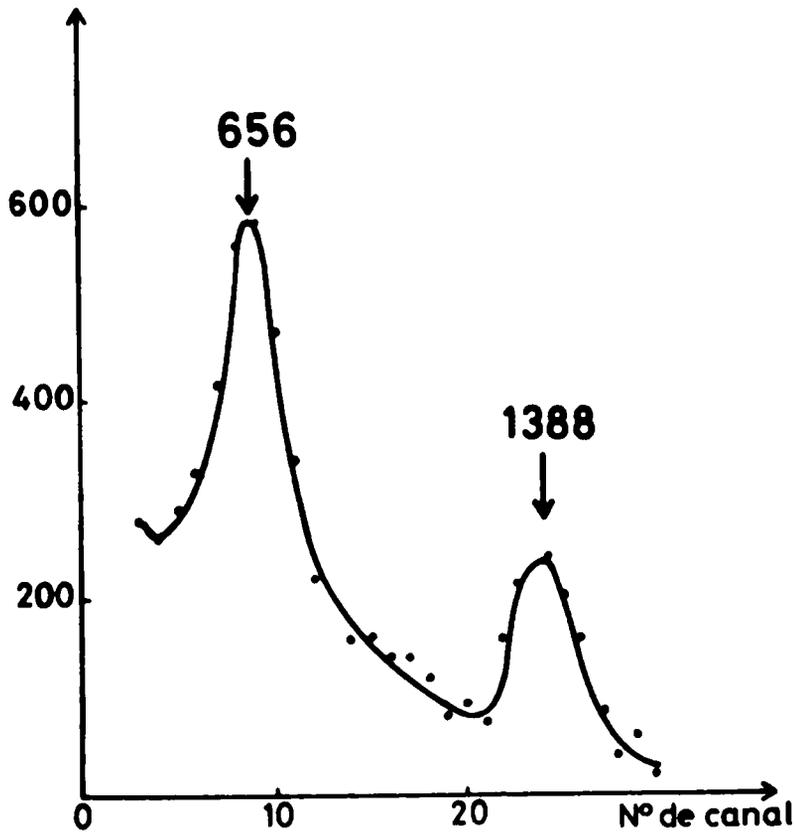


Figure 25.

Spectre de rayonnements gamma détectés à $\theta = 90$ degrés en coïncidence avec le groupe de particules correspondant à $E_x = 2.044$ MeV dans le noyau ^{20}F .

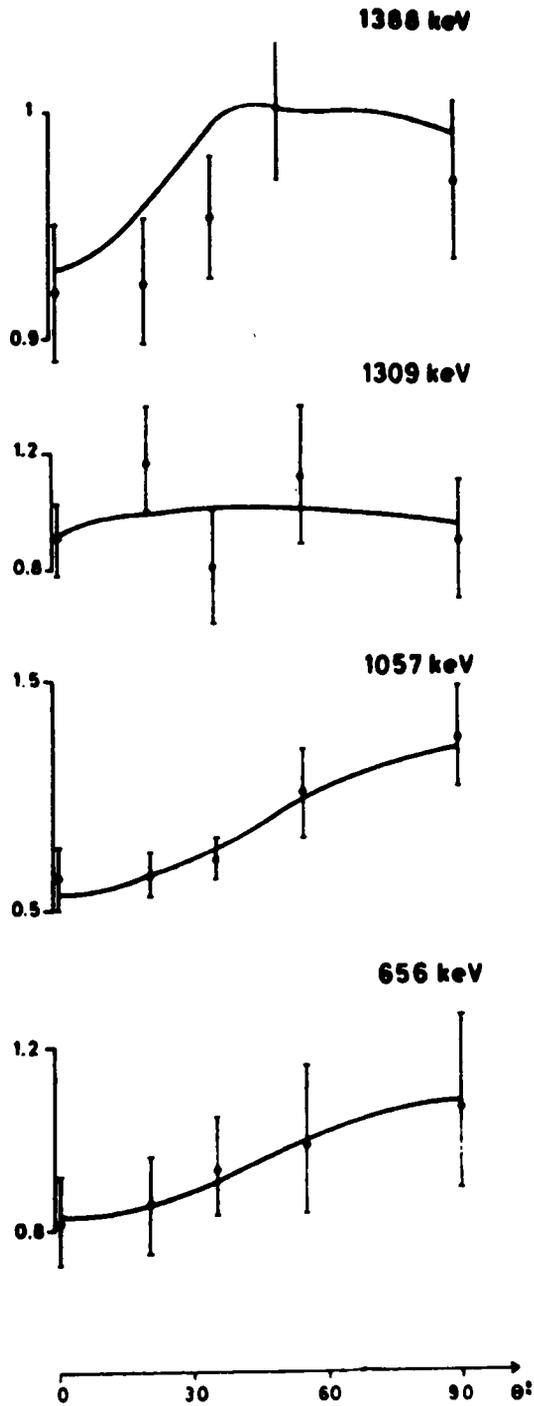


Figure 11.
Correlations angulaires particules charges-gamma déduites
des spectres obtenus à $E_\alpha = 3 \text{ MeV}$ avec les détecteurs type
NaI(Tl). de $5'' \times 3''$.

Les mesures entreprises n'ont pas été concluantes en raison de la faible section efficace de la réaction et du montage anticompton utilisé (Ba 74a) qui imposait une distance cible-détecteur Ge(Li) de l'ordre de 40 cm et un angle d'ouverture du détecteur Ge(Li) de 5 degrés. Ces conditions ont entraîné une statistique pauvre malgré le gros volume du détecteur coaxial Ge(Li) (~ 50 cc) et par suite une erreur statistique trop importante pour permettre une évaluation correcte de la durée de vie moyenne du niveau excité à $E_x = 843$ keV bien que l'ensemble ait été au préalable testé avec succès sur le niveau excité à $E_x = 871$ keV du noyau 170 .

La seconde méthode testée consistait à mesurer le déplacement du centre de gravité du pic relatif à la désexcitation d'un niveau sélectionné par la particule chargée prise en coïncidence, lorsque l'on détecte le rayonnement à deux angles différents. Pour obtenir le déplacement maximum pour plusieurs pics simultanément la détection de la particule chargée à l'arrière par un détecteur annulaire au Silicium est la plus favorable, le détecteur du rayonnement gamma étant placé à un angle avant (qui sera dans notre cas 45° pour des raisons mécaniques) puis à un angle arrière (135° pour les mêmes raisons que précédemment). L'énergie du faisceau incident était choisie de 1.5 MeV pour éviter la dégradation du détecteur Ge(Li). La cible était enfermée dans la microcellule n° 2 sous une pression de 400 mm(Hg). Le détecteur annulaire placé à 4 cm du centre de la cible était fortement diaphragmé et protégée par une feuille de Nickel de 3 μm pour éviter les particules diffusées par la feuille à l'entrée et à la sortie de la cellule. La pression élevée de la cible de C_2F_6 dans la microcellule et les différentes feuilles du nickel limitaient la résolution du détecteur Si à 300 keV. La figure 27 donne le spectre de particules chargées obtenu en coïncidence avec le spectre total de rayonnements gamma.

La résolution du détecteur au Ge(Li) placé à 8 cm du centre de la cible n'était pas excellente (de l'ordre de 6 keV à $E_\gamma = 1.3$ MeV), ce qui limitait fortement l'application de la méthode lorsque le déplacement du centre

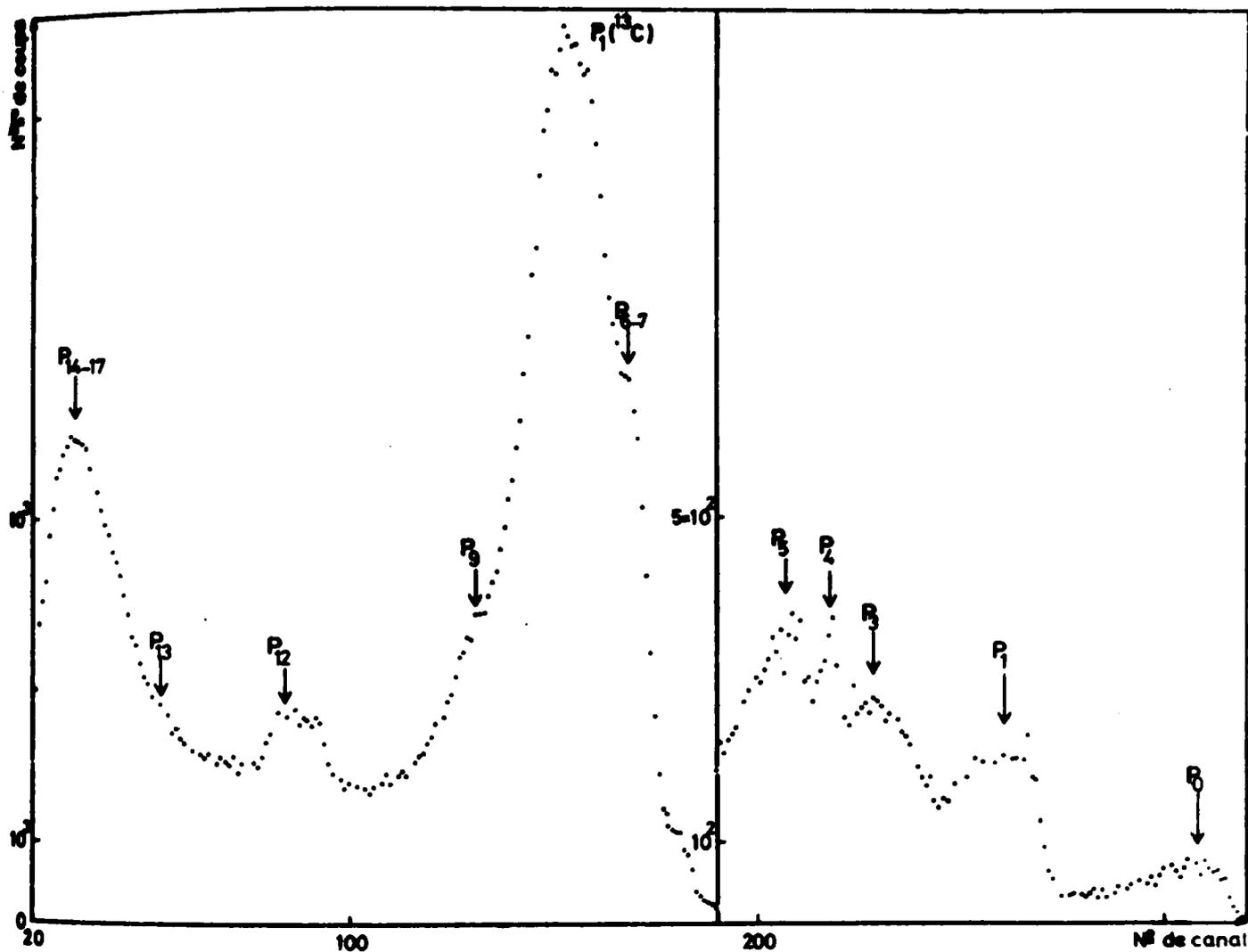


Figure 27.

Spectre de particules détectées à 180° en coïncidence avec le spectre total des rayonnements γ avec une cible de C_2F_6 à $E_d = 1.5$ MeV.

de gravité était faible. La calibration de la chaîne associée au détecteur de rayonnements était effectuée grâce à des sources radioactives et aux pics correspondant au niveau excité à 871 keV dans le noyau ^{170}Yb et 1632 keV dans le noyau ^{21}Ne qui étaient présents dans le spectre libre gamma enregistré simultanément avec le spectre en coïncidence. Toute dérive dans l'appareillage est détectée au dépouillement du spectre libre et la partie de l'expérience qui lui est associée est éliminée. La figure 28 donne les deux pics obtenus en coïncidence avec les particules chargées correspondant au peuplement du niveau à $E_x = 656$ keV. La dernière méthode utilisée pour les mesures a été déduite de la méthode dite de la "forme de la raie" ou la détection des rayonnements se fait généralement à 0 degrés, les noyaux de recul ayant une direction bien définie par exemple l'axe du faisceau. Etant donnée la faiblesse des sections efficaces obtenues à $E_d = 1.5$ MeV, la mise en coïncidence des rayonnements gamma avec les particules chargées donnait des résultats inexploitable pour définir la forme de la raie, en particulier pour les rayonnements correspondants aux groupes de protons alimentant les niveaux à 984, 1057 et 1309 keV. Les distributions angulaires du noyau de recul correspondant à ces groupes étant connues, nous avons pour déterminer la forme théorique de la raie fait intervenir ces distributions angulaires correspondant aux distributions des vitesses initiales.

Les rapports d'embranchement publiés par différents auteurs (Sp 68, He 69, Ho 70, Qu 70) permettent de négliger la contribution des niveaux excités supérieurs, à l'alimentation des niveaux à 984, 1057 et 1309 keV. L'erreur faite en négligeant cet effet est inférieure à 3 % sur le contenu des canaux décrivant la forme de la raie.

Le détecteur Ge(Li) utilisé précédemment était placé à 25 cm du centre de la cible qui était le composé C_2F_6 à 80 mm(Hg) de pression ; à cette distance les effets d'ouverture d'angle solide sont négligeables. Ces mesures ont été faites simultanément avec les mesures de distributions angulaires de rayonnements gamma. La figure 29 donne les résultats obtenus et la forme théorique de ces raies pour les rayonnements gamma d'énergie $E_\gamma = 984, 1057$ et 1309 keV.

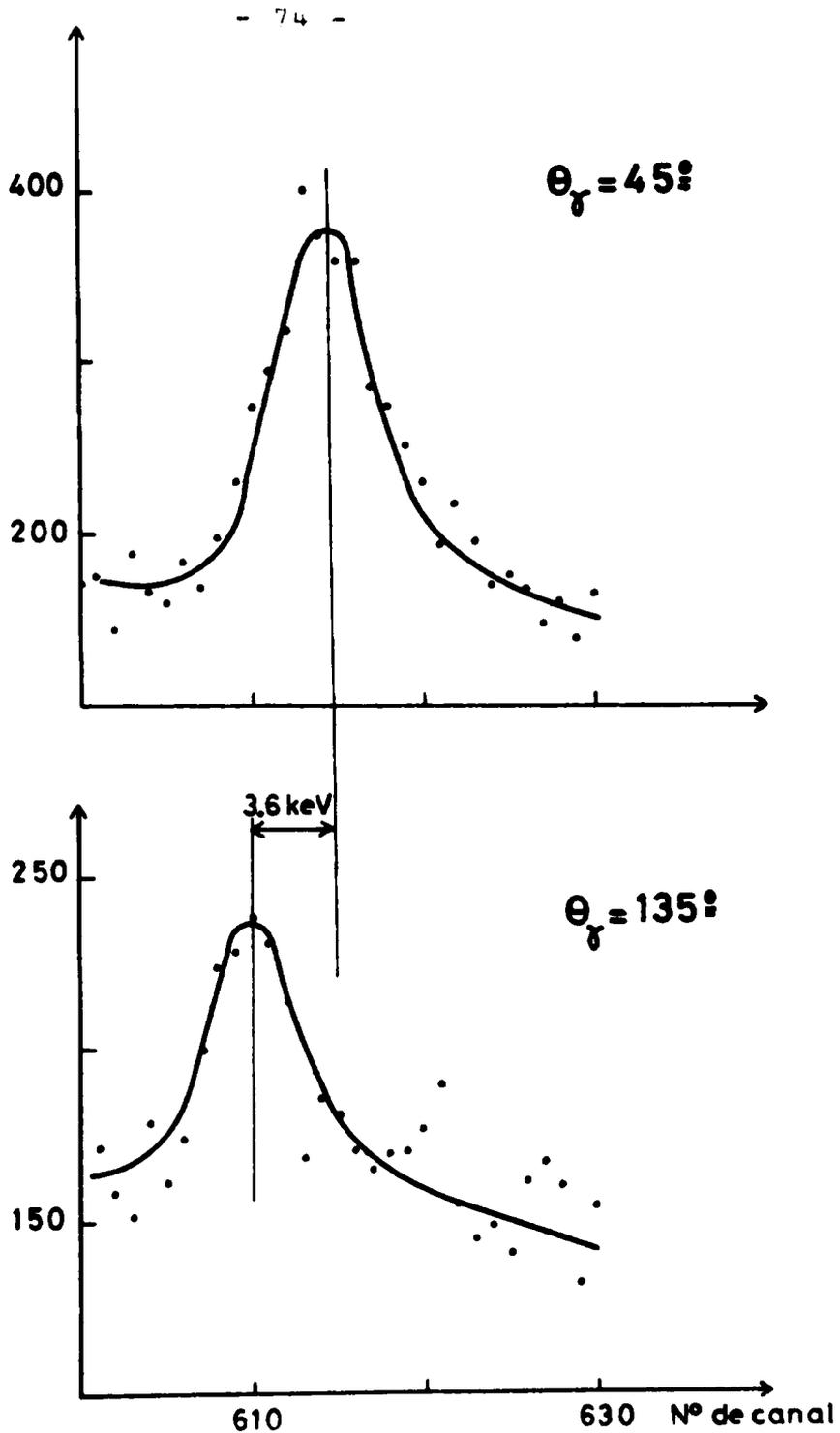


Figure 28.

Déplacement du pic correspondant à la désexcitation γ du niveau à $T_x = 656$ keV dans le noyau ^{20}F ($E_d = 1.5$ MeV).

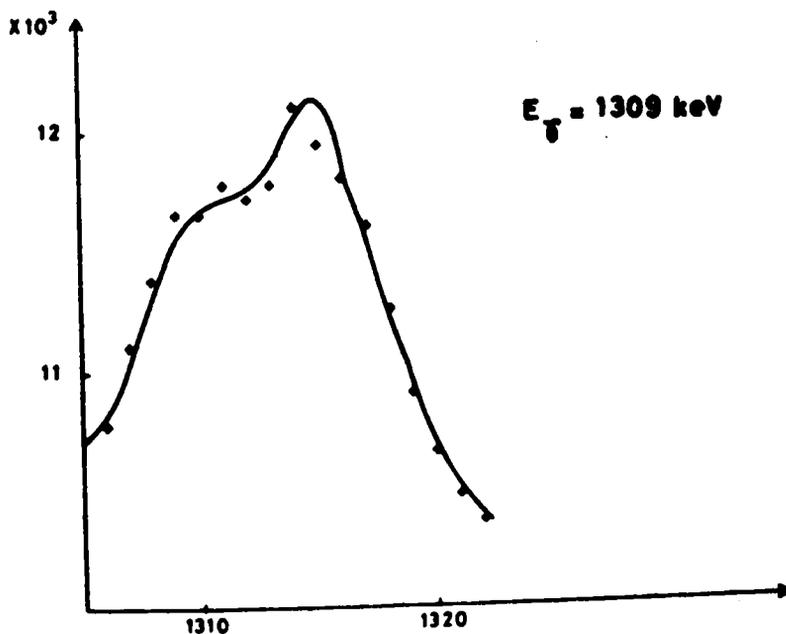
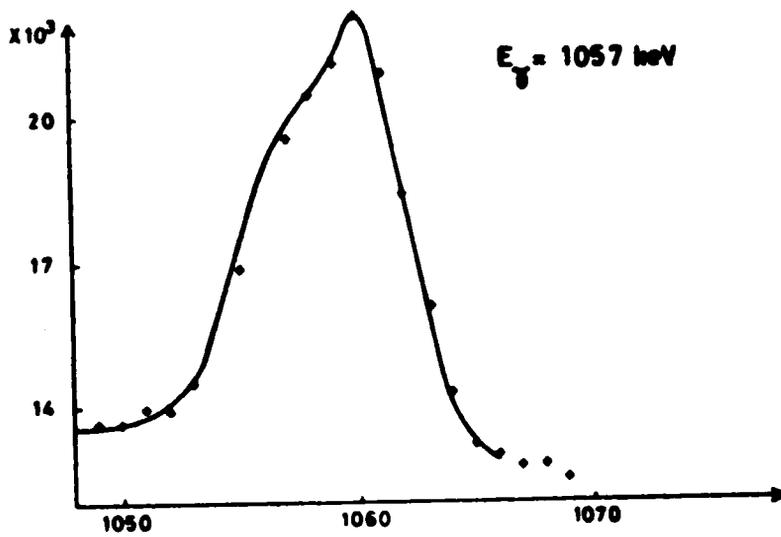
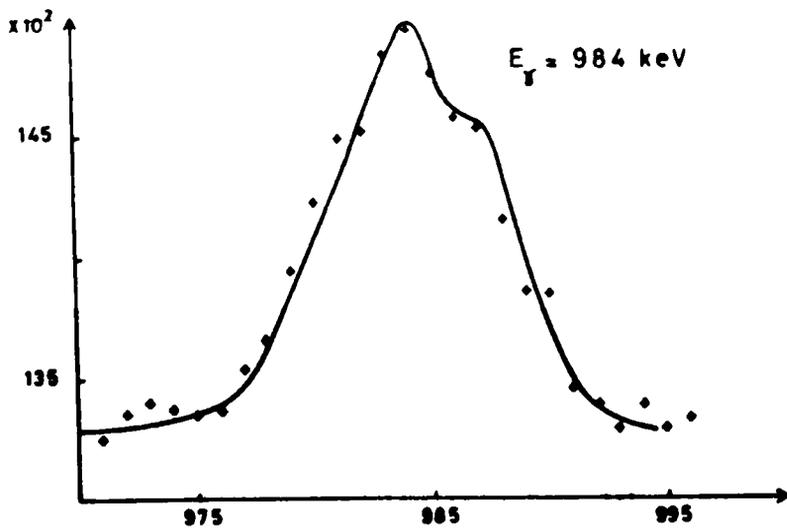


Figure 29.

Formes expérimentales et ajustement théorique à $\theta = 0^\circ$ des certains rayonnements γ obtenus à $E_D = 1.5 \text{ MeV}$.

CHAPITRE V

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

V-1. ANALYSE DES RESULTATS DES EXPERIENCES $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$

Les distributions angulaires expérimentales des groupes P_1 , P_{9-10} , P_{14-15} et P_{22} obtenues à $E_d = 3$ MeV (Fig. 30) montrent une allure caractéristique d'interaction directe ; cette hypothèse est confirmée par les valeurs absolues relativement élevées des sections efficaces différentielles de ces groupes dont l'allure est d'ailleurs identique aux énergies $E_d = 1.5$ MeV (Lo 64), 2 MeV (Ro 63) et 8.9 MeV (E. 56). Par contre l'allure des distributions angulaires des groupes P_0 , P_{2-5} , P_{11} et P_{13} (Fig. 20) suggère un processus de noyau composé prédominant ; en effet les distributions angulaires de ces groupes varient notablement avec l'énergie et leur analyse en termes d'interaction directe pure conduit à des valeurs différentes du moment de transfert suivant l'énergie incidente (E1 56, Lo 64, Ro 63). Enfin, l'allure des distributions angulaires des groupes P_{12} et P_{16} (Fig. 30) suggère l'intervention des deux mécanismes de réaction. Une clarification des différents processus intervenant dans la réaction $^{19}\text{F}(d,p)$ a été apportée par Zabegař et al (Za 70) qui ont mesuré les fonctions d'excitation de 7 groupes de protons de cette réaction et analysé les distributions angulaires moyennées sur 9 énergies entre $2.5 < E_d < 4$ MeV ; les sections efficaces différentielles moyennes des groupes de protons correspondant à l'état fondamental et aux états excités du ^{20}F à 2.044, 3.488 et 3.526 MeV sont bien décrites par la somme d'un terme direct calculé par la méthode DWBA et d'un terme de noyau composé calculé par la théorie statistique. Les sections efficaces différentielles moyennes des groupes P_2 , P_5 et P_{11} sont bien ajustées par la théorie statistique dont l'utilisation est justifiée par l'énergie d'excitation élevée des états composés du $^{21}\text{Ne}^*$ ($E_x \approx 20$ MeV).

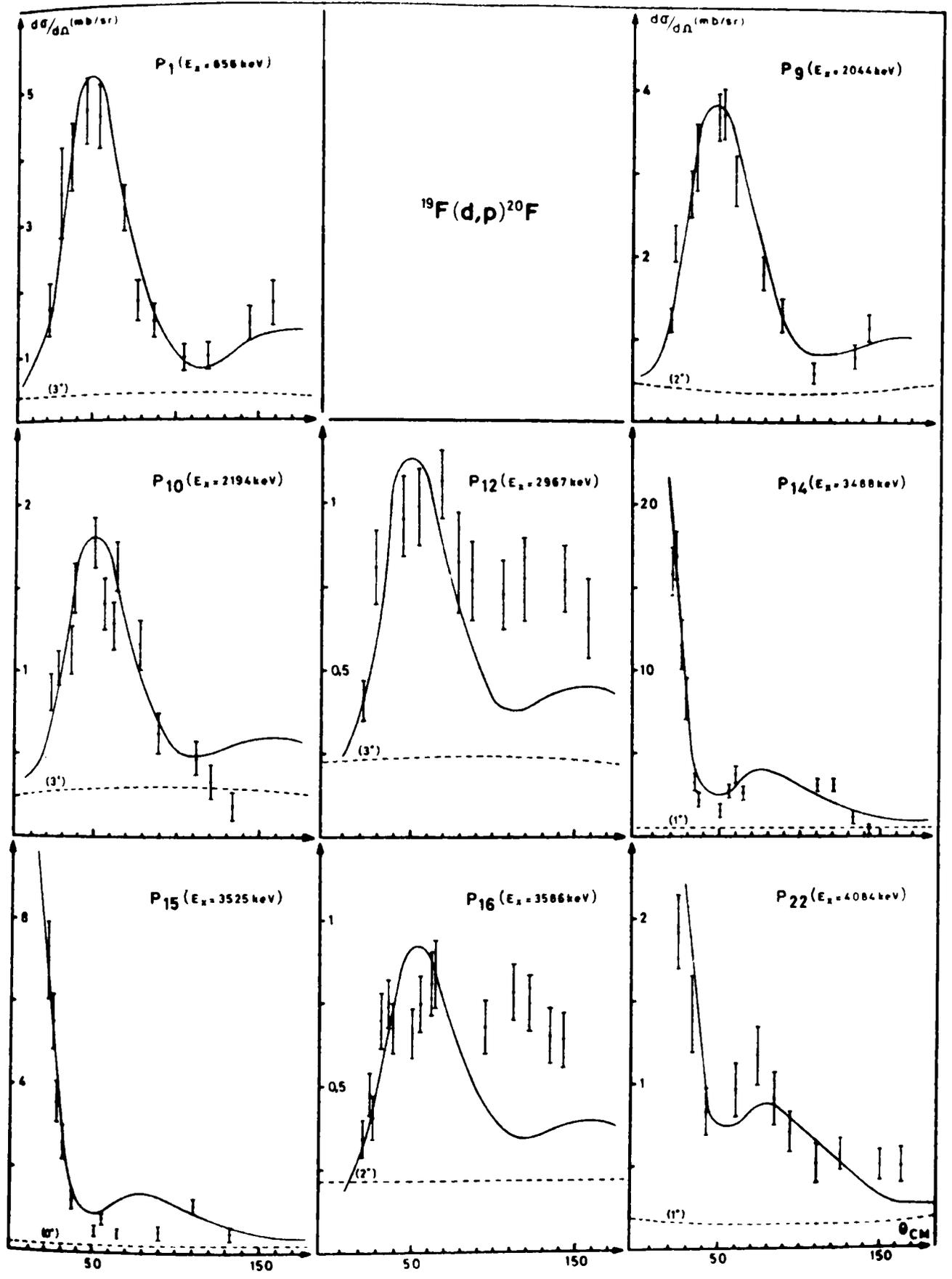


Figure 30.

Distributions angulaires des groupes P_1 , P_9-10 , P_{12} , P_{14-16} et P_{22} de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ à $E_d = 3$ MeV. Les courbes en traits discontinus sont déduites de la théorie d'Hauser-Feshbach avec les spins incluses. Les courbes en traits continus tiennent compte des contributions d'interaction directe (DWBA) et de noyau composé (Hauser-Feshbach).

Les distributions angulaires des groupes P_1 , P_{9-10} , P_{12} , P_{14-16} et P_{22} ont donc été analysées à l'aide de la méthode DWBA, la contribution moyenne de noyau composé étant évaluée à partir de la théorie d'Hauser-Feshbach. Au contraire, les sections efficaces totales des groupes P_0 , P_{2-5} , P_{11} , P_{13} et α_{0-3} ont été analysées uniquement à partir de la théorie d'Hauser-Feshbach.

Les distributions angulaires des différents groupes de protons obtenues à $1 \leq E_d \leq 1.5$ MeV ne montrent aucune allure caractéristique d'interaction directe. Ceci est en accord avec les valeurs très faibles (≤ 0.01) des facteurs spectroscopiques mesurés à partir d'une analyse DWBA de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)$ à 16 MeV (Fo 72) et 12 MeV (Fo 74). Ainsi la contribution du processus direct est quasi-négligeable pour ces groupes. Une analyse des résultats expérimentaux en termes de la théorie statistique a donc été tentée.

Par ailleurs les données expérimentales ($1 \leq E_d \leq 1.5$ MeV) ont été mesurées dans la zone d'énergie sous-coulombienne ; de ce fait, les fluctuations avec l'énergie des sections efficaces différentielles n'apparaissent pas dans les courbes d'excitation (Figs. 31 et 32). Ces différents calculs nécessitent la connaissance des potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie.

1.1. Choix des potentiels optiques

Les potentiels optiques utilisés ont la forme :

$$U(r) = V_R \left[1 + \exp \frac{r - r_R \cdot A^{1/3}}{a_R} \right]^{-1} + i W_V \left[1 + \exp \frac{r - r_I \cdot A^{1/3}}{a_I} \right]^{-1} \\ + 4 i W_D \exp \frac{r - r_I \cdot A^{1/3}}{a_I} \left[1 + \exp \frac{r - r_I \cdot A^{1/3}}{a_I} \right]^{-2}$$

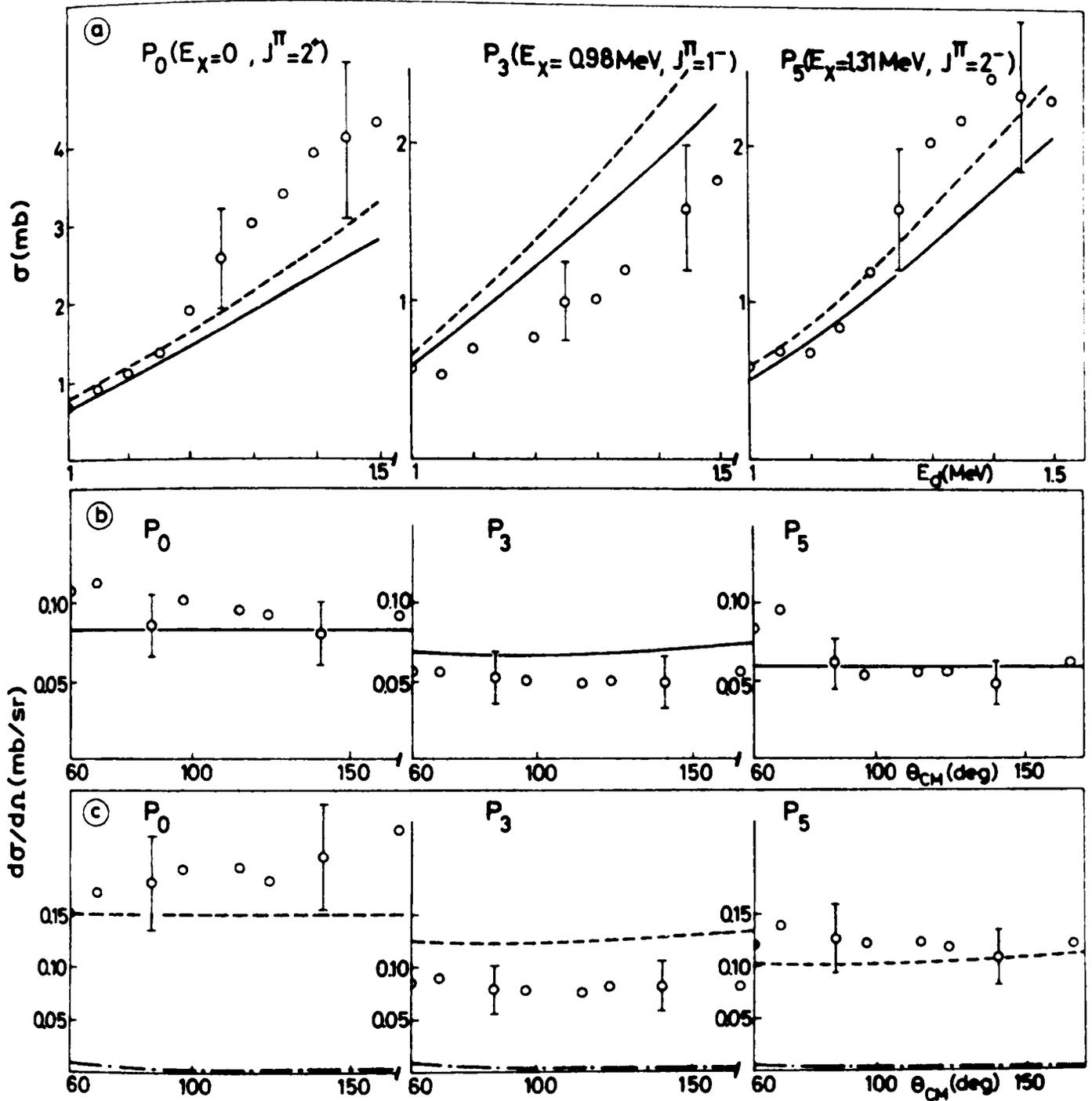


Figure 31.

Sections efficaces totales a) et différentielle moyenne b) ($1 \leq E_d \leq 1.2$ MeV) et c) ($1 \leq E_d \leq 1.5$ MeV) pour les groupes de protons P_0 , P_3 , P_5 d'énergie d'excitation E_x (MeV) de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$. Les barres d'erreurs représentent les erreurs globales (statistiques et normalisation). Les courbes en traits continus et en traits tirés représentent les sections efficaces calculées par la théorie de Hauser-Feshbach avec les valeurs du coefficient de normalisation P égales à 0.48 et 0.56 respectivement. Les courbes en traits mixtes représentent la contribution du processus d'interaction directe calculée par la théorie DWBA.

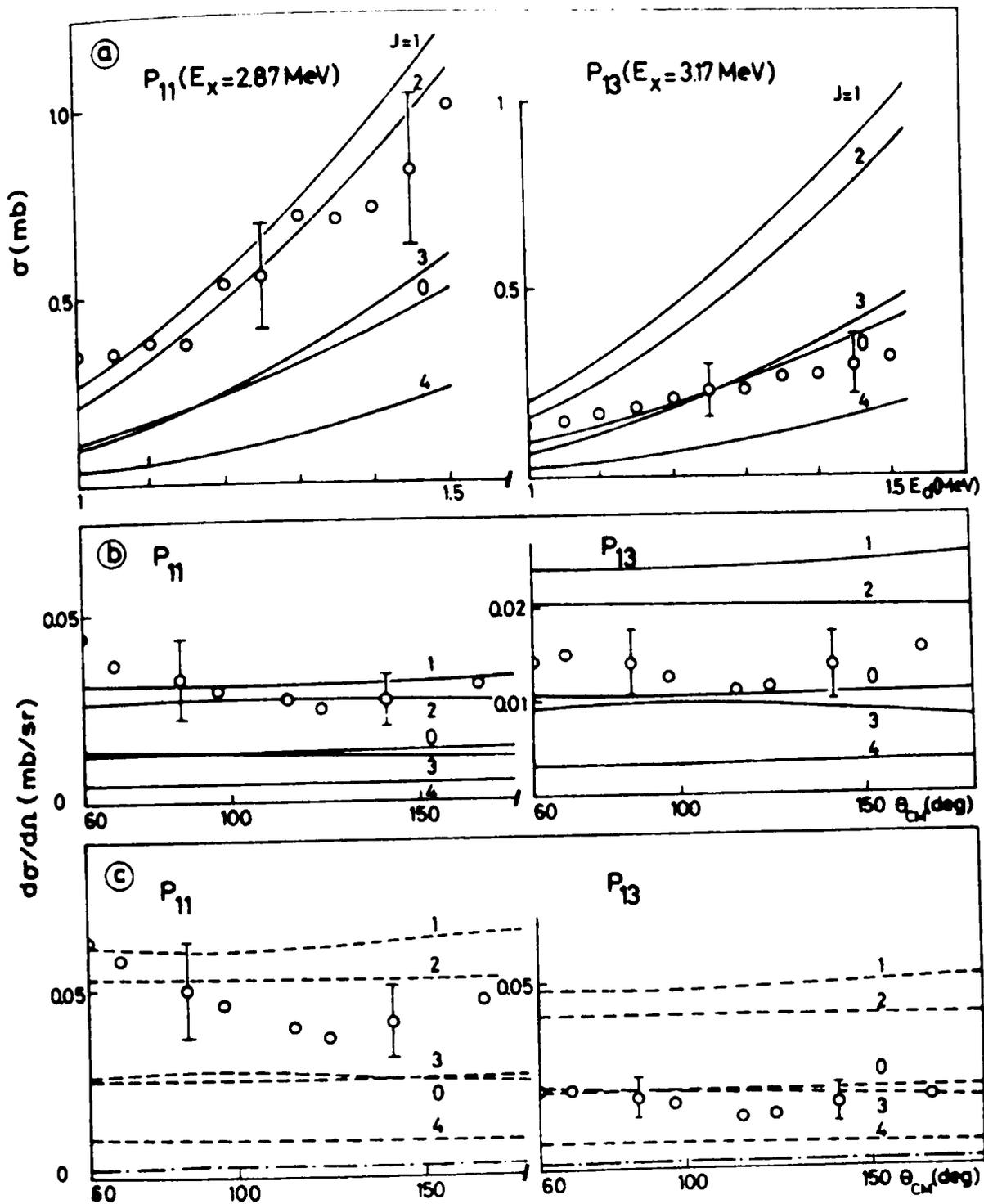


Figure 32.

Sections efficaces totales a) et différentielle moyenne b) ($1 \leq E_d \leq 1.2$ MeV) et c) ($1 \leq E_d \leq 1.5$ MeV) pour les groupes de protons P_{11} et P_{13} d'énergie d'excitation E_x (MeV) de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$. Les barres d'erreurs représentent les erreurs globales (statistiques et normalisation). Les courbes en traits continus et en traits tirés représentent les sections efficaces calculées par la théorie de Hauser-Feshbach avec les valeurs du coefficient de normalisation R égales à 0.48 et 0.56 respectivement, pour différentes valeurs du spin de l'état final du ^{20}F indiquées sur la figure. Les courbes en traits mixtes représentent la contribution du processus d'interaction directe calculée par la théorie DWBA.

Les potentiels de la voie d'entrée ont été déterminés à partir de l'analyse de la diffusion élastique des deutons sur le ^{19}F à $E_d = 15$ MeV (De 70). Les séries de potentiels utilisées pour la voie $^{17}\text{O} + \alpha$ ont été obtenues à partir de l'analyse de la diffusion élastique des particules α par des noyaux ^{16}O à des énergies $10 < E_d < 19$ MeV (Me 67). Pour la voie $^{20}\text{Ne} + n$, les potentiels utilisés ont été déterminés à partir de la diffusion élastique des protons par le ^{20}Ne (Ro 61) ; seul le terme spin-orbite a été négligé. Enfin, les potentiels de la voie $^{20}\text{F} + p$ ont été calculés à l'aide de la formule de Perey (Pe 63). Les valeurs des paramètres de ces différents potentiels sont données dans le tableau 1.

1.2. Analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)$ par la méthode DWBA

Les calculs DWBA ont été effectués en prenant la valeur $D_0^2 = 1.65 \times 10^4$ MeV.fm³ pour le paramètre décrivant l'interaction neutron-proton dans le deutéron (Au 70). Les fonctions d'ondes distordues ont été générées en utilisant les potentiels optiques du tableau 1. Les potentiels D_1 et D_2 de la voie d'entrée donnant des résultats très voisins, seul le potentiel D_2 a été utilisé dans la suite des calculs. La fonction d'onde du neutron capturé a été calculée en considérant que ce nucléon se trouvait dans un puits d'oscillateurs harmoniques ; la solution obtenue est raccordée à la fonction de Hankel pour $r_N = 4.5$ fm. Les calculs DWBA utilisant l'approximation de portée nulle ont été effectués à l'aide d'un programme écrit par Nguyen Van Sen (Ng 67). D'autre part, la contribution moyenne du processus de noyau composé pour les différents groupes a été calculée par la théorie statistique suivant la méthode exposée au paragraphe suivant. Les courbes théoriques ainsi obtenues sont présentées sur la figure 30.

L'accord avec les points expérimentaux est excellent pour les groupes où le mécanisme de noyau composé est négligeable. En particulier, les sections efficaces différentielles des groupes de protons conduisant aux

Voies	Potentiaels	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_V (MeV)	W_D (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	Refs.
$^{19}\text{F} + d$	D ₁	79.6	1.164	0.821	0.0	15.43	1.58	0.613	(Me 67)
	D ₂	94.3	1.027	0.806	7.49	0.0	2.175	0.560	(Me 67)
$^{20}\text{Ne} + n$	N	55.0	1.20	0.5	6.0	0.0	1.20	0.5	(Pe 63)
	A ₁	150	1.87	0.5	5.0	0.0	1.187	0.5	(Ro 61)
$^{17}\text{O} + \alpha$	A ₂	150	1.93	0.5	0.0	3.0	1.93	0.5	(Ro 61)
	P	54.55 ^{a)}	1.25	0.5	14.8	0.0	1.25	0.5	(Au 70)

Tableau 1.

Paramètres des potentiels optiques utilisés dans l'analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ et $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$.

^{a)} Valeurs calculées pour le groupe P₉ à l'aide de la formule :

$$-V = -53.3 - 0.55(E) + 0.4 \frac{Z}{A^{1/3}} + \frac{27}{A}(N-Z).$$

niveaux excités de 0.656, 2.044 et 2.195 MeV sont bien décrites par les courbes DWBA calculées avec des valeurs de moment angulaire $l_n = 2$. Ces résultats sont en accord avec l'analyse DWBA à $E_d = 1.5$ MeV de De Lopez et al. (De 64) ou en ondes planes de Rout et al. (Ro 63) à $E_d = 2$ MeV et de El-Bedawi (El 56) à $E_d = 8.9$ MeV. Par contre, la distribution angulaire du groupe P_5 ($E_x = 1.309$ MeV) est quasi-isotrope et la valeur $l_n = 2$ précédemment attribuée (De 64) n'est pas confirmée. Pour le groupe P_{12} ($E_x = 2.966$ MeV) l'allure de la section efficace différentielle varie fortement avec l'énergie (Ro 63) ; toutefois la valeur relativement grande de la section efficace à $E_d = 2$ MeV (Ro 63) par rapport aux autres groupes de protons suggère une contribution notable du mécanisme d'interaction directe au processus de réaction. A $E_d = 3$ MeV, le processus direct devient prépondérant et la valeur 2 peut être attribuée au moment angulaire du neutron transféré, en accord avec des travaux récents (Qu 70). De même pour le groupe de protons P_{16} ($E_x = 3.587$ MeV), le présent travail semble confirmer la valeur $l_n = 2$ précédemment attribuée par Rout et al. (Ro 63).

En accord avec les résultats précédents (El 56, De 64 et Ro 63), les distributions angulaires des groupes P_{14-15} et P_{22} conduisent aux niveaux excités à 3.488, 3.526 et 4.082 MeV respectivement, sont bien ajustées par les courbes DWBA avec $l_n = 0$.

Les facteurs spectroscopiques ont été obtenus par comparaison des sections efficaces différentielles expérimentales et des sections efficaces différentielles théoriques. Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 2 et sont comparées aux valeurs de El-Bedawi (El 56) déduites d'une analyse en ondes planes ou de l'analyse DWBA de Zabegai et al. (Za 70). Les incertitudes sur S_{DWBA} proviennent des incertitudes expérimentales et de l'incertitude sur les sections efficaces qui dépendent des paramètres optiques utilisés ; des variations de ± 10 % dans les parties réelle et imaginaire du potentiel autour des valeurs du tableau 1 correspondent à une incertitude de ± 10 % sur les facteurs spectroscopiques. Ainsi l'incertitude globale sur ces facteurs est de l'ordre de 15 à 20 %.

Groupes	E_X (MeV)	J^π	I_n travaux antérieurs	ce travail	($2J_f + 1$) S_{DWBA} d)	a)	($2J_f + 1$) $S_f / (2J_i + 1) S_i$ ce travail
P ₁	0.656	3 ⁺	2 ^{a-d}	2	1.89	1	1
P ₉	2.044	2 ⁺	2 ^{a-e}	2	3.05	0.93	0.60
P ₁₀	2.197	(3) ⁺	2 ^{a-c,e}	2	1.20	0.31	0.25
P ₁₂	2.967	(2 ⁺ , 3 ⁺)	1 ^a , 0 ^b , 2 ^e	(2)	0.60		0.13
P ₁₄	3.488	1 ⁺	0 ^{a-d}	0	2.46	0.90	0.18
P ₁₅	3.525	0 ⁺	0 ^{a-d}	0		0.34	0.07
P ₁₆	3.586	(0 ⁺ -4 ⁺)	0 ^b , 2 ^c	(2)		0.40	0.08
P ₂₂	4.084	0, 1 ⁺	0 ^{a,c}	0		0.15	0.03

Tableau 2.

Moments angulaires de transfert et facteurs spectroscopiques déduits de l'analyse DWBA de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$. (Les valeurs de J^π sont rapportées dans les références (Qu 70 - Fo 71)

a) (El 56), b) (Lo 64), c) (Ro 63), d) (Za 70), e) (Qu 70 - Fo 70).

La valeur de S_{DWBA} calculée pour le groupe P_1 est en bon accord avec celle déduite de notre analyse par la méthode DWBA des données expérimentales de Seward et al. (Se 57). Le désaccord substantiel avec les résultats de Zabegaï et al. (Za 70) pour les groupes correspondant aux états excités à $E_x = 3.488$ et 3.526 MeV provient du fait que ces groupes de protons n'avaient pas été complètement résolus. Enfin, l'accord avec les résultats de l'onde plane est médiocre, mais il est bien connu que la méthode PWBA ne permet pas de déterminer les facteurs spectroscopiques avec précision.

1.3. Analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)$ et $^{19}\text{F}(d,\alpha)$ par la théorie statistique.

Dans l'expression générale de la section efficace différentielle moyenne pour une réaction procédant statistiquement par formation de noyau composé, lorsque les voies ouvertes sont très nombreuses et que les spins et parités correspondants ne sont pas tous connus, il est difficile d'évaluer la sommation de tous les coefficients de transmission pour toutes les voies ouvertes. Cette sommation peut être évaluée à partir de l'hypothèse d'une répartition statistique des niveaux du noyau composé suivant Lang et Le Couteur (La 59) :

$$\Sigma_{c''} T_{c''} = \frac{2 \pi \Gamma}{D_0} (2J + 1) \exp(-J(J + 1)/2\sigma^2)$$

Le programme Hauser-Feshbach utilisé dans ce travail avec l'approximation de Lang et Le Couteur, calcule les sections efficaces différentielles et totales σ_{th} en prenant $\frac{D_0}{2 \pi \Gamma} = 1$. La comparaison des sections efficaces absolues expérimentale et théorique permet de déduire le facteur de normalisation $R_{LC} = \frac{D_0}{2 \pi \Gamma}$.

Le choix du paramètre de spin cut-off σ^2 est délicat ($\sigma^2 \gg 1$) : lorsque ce paramètre varie dans des limites acceptables, les sections efficaces

moyennes différentielles et totales varient très peu (Vo 66). Une estimation grossière de la valeur de σ^2 peut être faite à partir des relations (Ga 67)

$$\sigma^2 = \frac{\tau t}{\hbar^2} \quad U = at^2 - t$$

U étant l'énergie d'excitation du noyau composé moins l'énergie de paire, t la température nucléaire, τ le moment d'inertie du noyau et a le paramètre de densité des niveaux, soit pour le noyau $^{21}\text{Ne}^{\text{M}}$ à $E_x \approx 20$ MeV, $\sigma^2 \approx 8$, valeur en assez bon accord avec la valeur $\sigma^2 = 10 \pm 4$ déduite des réactions (d, α) sur des noyaux voisins (Mo 72).

1.3.1. Analyse des expériences entreprises à 3 MeV

Nos premières données expérimentales étant limitées à une énergie $E_d = 3$ MeV, une analyse des sections efficaces différentielles expérimentales en termes de la théorie statistique du noyau composé était exclue. Cependant, les sections efficaces différentielles des réactions $^{19}\text{F}(d,p)$ et $^{19}\text{F}(d,\alpha)$ ayant un comportement monotone (Za 70, Ja 64), les sections efficaces totales σ_T doivent présenter des valeurs très proches des valeurs prévues par la théorie de Hauser-Feshbach et les faibles fluctuations des valeurs de σ_T justifient une définition du comportement moyen des sections efficaces (Co 66). Pour cette raison, nous avons calculé les valeurs des sections efficaces totales des différents groupes alphas et protons à $E_d = 3$ MeV à partir de la théorie d'Hauser-Feshbach. Pour les états finaux de spin indéterminé, nous avons comparé la section efficace totale expérimentale à la valeur calculée pour différents spins possibles.

Par ailleurs, pour compléter cette analyse, nous avons utilisé les données expérimentales déjà publiées pour certains groupes de protons à $E_d = 1.5$ MeV (Lo 64) et 2 MeV (Ro 63) ainsi que celles rapportées dans cette

expérience. Nous avons comparé la valeur moyenne de σ_T à la valeur théorique (toutes deux calculées à l'énergie moyenne $\bar{E}_d = 2.16$ MeV). Nous avons procédé de façon analogue avec les sections efficaces différentielles des groupes de protons présentant une symétrie par rapport à 90° (centre de masse).

a) Réaction $^{19}\text{F}(d,\alpha)$.

A $E_d = 3$ MeV, le processus de formation de noyau composé est beaucoup plus probable que le mécanisme d'interaction directe dans les réactions (d,α) . Les quatre premiers groupes d'alphas conduisant à des niveaux ^{17}O de caractéristiques bien connues (Aj 71) peuvent être utilisés pour évaluer l'ordre de grandeur du facteur de normalisation R. Les sections efficaces totales expérimentales à $E_d = 3$ MeV ont été comparées avec celles calculées en utilisant les relations de Hauser-Feshbach et de Lang et Le Couteur et les séries de potentiels D_2 -N-P-A ; les valeurs 8, 10, 12 et ∞ ont été successivement utilisées pour le paramètre du spin cut-off σ^2 (voir tableau 3). Le coefficient de normalisation du tableau 3 a été déterminé en minimisant l'expression $\chi^2 = 1/4 \sum (1 - R \sigma_{th}^i / \sigma_{exp}^i)^2$, la sommation étant faite sur les 4 groupes d'alphas. R est désigné différemment par R_{HF} ou R_{LC} suivant que la relation d'Hauser-Feshbach ou de Lang et Le Couteur est utilisée.

Le tableau 3 montre que les résultats ne sont pas très sensibles aux valeurs de σ^2 . La valeur de la constante R_{LC} permet de donner une estimation du rapport $\frac{D_0}{\Gamma}$ soit $\frac{D_0}{\Gamma} \approx 0.1$ pour le noyau $^{21}\text{Ne}^*$ à $E_x \approx 20$ MeV.

Un calcul approché d'Hauser-Feshbach a également été tenté à $E_d = 3$ MeV ; les voies prises en compte comportent les voies de sortie des réactions $^{19}\text{F}(d,d_{0-4})^{19}\text{F}$, $^{19}\text{F}(d,\alpha_{0-55})^{17}\text{O}$, $^{19}\text{F}(d,n_{0-18})^{20}\text{Ne}$, $^{19}\text{F}(d,p_{0-15})^{29}\text{F}$. Certaines voies protons ont été négligées lorsque le spin de l'état final n'était pas connu, mais ceci ne perturbe pas sensiblement l'évaluation de $\frac{D_0}{\Gamma}$ en raison du très grand nombre de voies de caractéristiques connues

Groupes	E_x (MeV)	J^π	σ_{exp} (m b)	$\sigma^2 = 8$	$\sigma^2 = 10$	$\sigma^2 = 12$	$\sigma^2 = \infty$	σ_{HF} (m b) ($D_2 - A_1 - N-P$)
α_0	0	$5/2^+$	5.25	315	288	271	214	11.9
α_1	0.871	$1/2^+$	2.45	152	142	135	113	5.69
α_2	3.055	$1/2^-$	3.30	150	139	133	111	5.60
α_3	3.841	$5/2^-$	7.20	312	385	269	213	11.8
			R	0.019	0.021	0.022	0.027	0.50

Tableau 3.

Comparison entre les sections efficaces totales expérimentales des groupes α_0 - α_3 de la réaction $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ et les sections efficaces totales calculées à l'aide de la théorie d'Hausser-Feshbach (HF) et de Lang et Le Couteur (LC) pour les séries de potentiels ($D_2 - A_1$).
(Les erreurs sur les valeurs de σ_{exp} et de R sont de l'ordre de 20 %).

prises en compte. Le facteur R_{HF} représente alors le facteur de réduction par lequel il faut multiplier les sections efficaces calculées pour tenir compte des composantes d'interaction directe qui diminuent le flux de particules incidentes avant la formation du noyau composé. La valeur $R_{HF} = 0.50$ obtenue est en bon accord avec les valeurs déduites d'analyses analogues des réactions (d,p) et (d, α) sur noyaux légers (Go 69).

Afin d'étudier l'influence des potentiels optiques assez mal connus des voies $^{17}O + \alpha$, nous avons à nouveau calculé les sections efficaces totales dans l'hypothèse de Lang et Le Couteur avec les séries de potentiels $D_2 - A_1$ et $D_2 - A_2$. Les résultats sont pratiquement identiques.

b) Réaction $^{19}F(d,p)^{20}F$.

Des travaux antérieurs ont permis d'attribuer les spins 2^+ à l'état fondamental (Bo 58, Fr 61, Ma 65) et au niveau excité à 2.044 MeV (Qu 70), 3^+ au niveau excité à 0.656 MeV (Qu 70) et 1^+ au niveau excité à 1.057 MeV (Qu 70, Sp 68, Ha 69). Ces travaux ont également permis de fixer certaines limites pour les valeurs des spins d'autres niveaux excités.

Les sections efficaces totales des différents groupes de protons ont été calculées à partir de la théorie d'Hauser-Feshbach et avec l'approximation de Lang et Le Couteur, en utilisant respectivement les séries de potentiels $D_2 - N - A_1 - P$ et $D_2 - P$. Les sections efficaces totales expérimentales des groupes de protons correspondant aux niveaux excités du ^{20}F de spins connus et pour lesquels le mécanisme d'interaction directe est négligeable : état fondamental (2^+), états à $E_x = 1.957$ MeV (1^+) et à 1.309 MeV (dont les deux valeurs de spin 1^+ et 2^+ donnent des résultats comparables ; voir tableau 4) sont en bon accord avec celles prédites par la théorie statistique du noyau composé. La comparaison des valeurs théoriques et expérimentales des sections

Groupes	$E_x(\text{MeV})$	J^π	$\bar{E}_d = 2.16 \text{ MeV}$		$E_d = 3 \text{ MeV}$	
			σ_{exp}	$R_{\text{HF}} \cdot \sigma_{\text{HF}}$	σ_{exp}	$R_{\text{LC}} \cdot \sigma_{\text{LC}}$
P_0	0	2^+	5.5 ± 1.5	5.6	7.5 ± 1.5	7.7
P_2	0.823	2^+	1.7 ± 0.5	5.0	2.9 ± 0.7	6.8
P_3	0.984	1^+	2.1 ± 0.7	4.6	3.4 ± 0.6	6.7
		2^+		4.0		
		3^+		2.7		
P_4	1.057	1^+	5.8 ± 1.5	4.6	7.2 ± 1.5	6.2
P_5	1.309	1^+	3.3 ± 0.9	4.4	5.5 ± 1.0	6.0

Tableau 4.

Comparison des sections efficaces totales expérimentales des groupes de protons P_0, P_{2-5} de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)$ à $E_d = 3 \text{ MeV}$ et à l'énergie moyenne $\bar{E}_d = 2.16 \text{ MeV}$ avec les sections efficaces totales calculées à l'aide de la théorie d'Hausser-Feshbach ($R_{\text{HF}} = 0.40$) et de Long et Le Coiteur ($R_{\text{LC}} = 0.020$) en supposant différents spins (Q_{70}) possibles pour les états du ^{20}F à $E_x = 0.823, 0.984$ et 1.309 MeV (Les sections efficaces sont exprimées en mb).

efficaces totales des groupes de protons permet une nouvelle détermination des coefficients de normalisation qui sont alors respectivement égaux à 0.020 et 0.40 , valeurs très voisines de celles déterminées précédemment par l'analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ avec les mêmes séries de potentiels (voir tableau 3).

Cette étude a été complétée en comparant les valeurs théoriques des sections efficaces totales aux valeurs expérimentales à l'énergie moyenne $\bar{E}_d = 2.16$ MeV. Les données expérimentales à $E_d = 1.5$ MeV (De 64) et $E_d = 2$ MeV (Ro 63) ont été normalisées en sections efficaces absolues en utilisant les valeurs des facteurs spectroscopiques mesurés à $E_d = 3$ MeV pour les états du ^{20}F où le mécanisme direct est prépondérant (groupes P_1 , P_9 , P_{14-15}).

L'incertitude sur les sections efficaces totales étant de l'ordre de 20 %, les sections efficaces des groupes P_0 , P_4 calculées à l'énergie moyenne avec le même coefficient de réduction $R_{\text{HF}} = 0.40$ sont en bon accord avec les valeurs expérimentales (voir tableau 4).

Les sections efficaces différentielles théoriques ont été calculées à partir de la relation d'Hauser-Feshbach avec le coefficient de normalisation R_{HF} . Pour chacune des trois expériences, les distributions angulaires ont été développées en polynômes de Legendre. Les distributions théoriques et expérimentales "moyennes" (Fig. 33) sont comparées par un test de χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{R_{\text{HF}} \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{\text{HF}} - \left(\frac{\bar{d\sigma}}{d\Omega} \right)_{\text{exp}}}{\Delta \left(\frac{\bar{d\sigma}}{d\Omega} \right)_{\text{exp}}} \right]^2$$

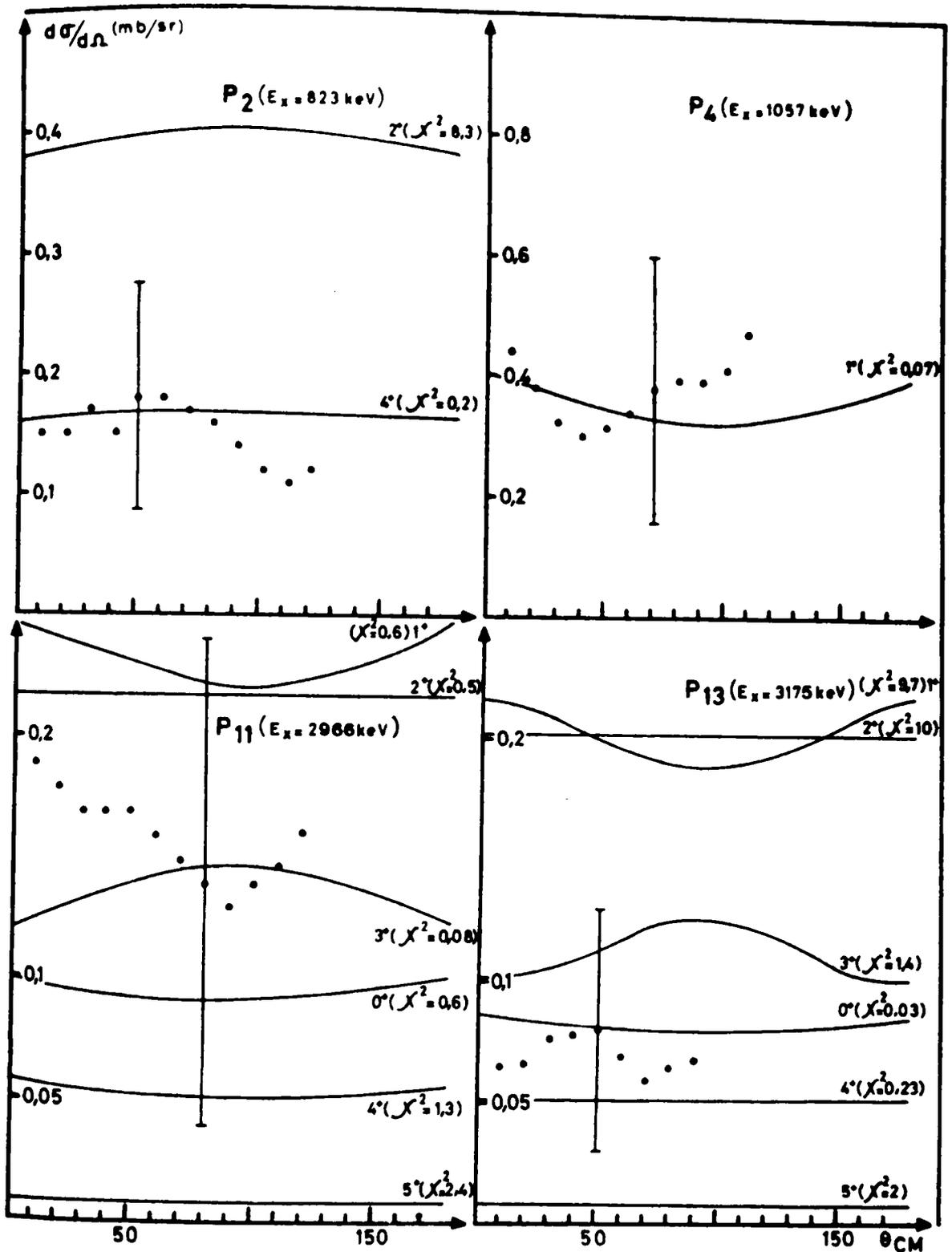


Figure 33.

Distributions angulaires moyennes expérimentales des groupes P_2 , P_4 , P_{11} , P_{13} de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ à $\bar{E}_d = 2.16$ MeV et courbes théoriques d'Hauser-Feshbach tracées pour les différents spins possibles (une seule barre d'erreur a été représentée).

Une évaluation rigoureuse de $\Delta \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} \right)_{\text{exp}}$ est impossible en raison de l'insuffisance des résultats expérimentaux sur les fonctions d'excitation des groupes protons à basse énergie. Toutefois, un ordre de grandeur de l'erreur introduite par la moyenne que nous avons faite peut être estimé à environ 50 % en utilisant les résultats de Zabegaï et al. (Za 70) dans la gamme $2.5 < E_d < 4$ MeV. Les erreurs expérimentales des différentes expériences considérées étant de l'ordre de 10 à 20 %, nous avons pris :

$$\left(\Delta \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} \right) / \left(\frac{\overline{d\sigma}}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = 60 \%$$

1.3.2. Analyse des expériences entreprises à $1 < E_d < 1.5$ MeV

La détermination du facteur de réduction R a été faite par comparaison des sections efficaces différentielles moyennes expérimentales et théoriques pour chacun des groupes de protons correspondant à des états du ^{20}F de caractéristiques connues : $p_0(2^+)$, $p_3(1^-)$ et $p_5(2^-)$; la valeur finalement retenue pour R est la moyenne des valeurs obtenues pour chacun de ces différents groupes.

Les distributions angulaires moyennes des groupes p_0 , p_3 et p_5 , obtenues en moyennant les sections efficaces différentielles mesurées à $1 < E_d < 1.5$ MeV, sont sensiblement symétriques, bien que celle du groupe p_0 fasse apparaître une légère remontée aux angles arrière (Fig. 31). D'autre part les sections efficaces différentielles et totales des groupes p_0 et p_5 montrent une structure résonnante respectivement autour de $E_d = 1.6$ (El 64) et 1.4 MeV (Fig. 31). Les distributions angulaires expérimentales ont donc été moyennées dans la zone d'énergie $1 < E_d < 1.2$ MeV où n'apparaît pas de structure résonnante et comparées avec celles prévues par la théorie de Hauser-Feshbach.

La figure 31 montre qu'un accord satisfaisant est obtenue entre les sections efficaces différentielles moyennes expérimentales ($1 < E_d < 1.2$ MeV) et théoriques des groupes $p_0(2^+)$, $p_3(1^-)$ et $p_5(2^-)$ en prenant $R = 0.48$ pour la valeur du coefficient de normalisation ; cette valeur est en excellent accord avec celle déterminée précédemment à partir de l'analyse des réactions $^{19}\text{F}(d,p)$ et $^{19}\text{F}(d,\alpha)$ par la théorie statistique à $E_d = 3$ MeV . L'accord est moins satisfaisant pour les données moyennées entre 1 et 1.5 MeV (Fig.31) ; en particulier la structure résonnante observée sur les groupes p_0 et p_5 explique la valeur de R plus élevée ($R = 0.56$) et le désaccord substantiel entre les distributions angulaires expérimentales et théoriques pour le groupe p_3 .

Par ailleurs la contribution du processus d'interaction directe à été calculée par la théorie DWBA pour les groupes p_0 , p_3 et p_5 en prenant les valeurs des facteurs spectroscopiques déterminées à $E_d = 12$ MeV (Fo 74). On peut voir sur la figure 31 que cette contribution est tout à fait négligeable.

Enfin les sections efficaces totales des groupes de protons ci-dessus ont été comparées aux sections efficaces théoriques calculées par la théorie de Hauser-Feshbach, avec les valeurs des coefficients de normalisation déterminées précédemment. La figure 31 montre qu'un accord assez satisfaisant est obtenu entre les courbes d'excitation expérimentales et théoriques, ce qui confirme les conclusions précédentes.

En résumé le processus de noyau composé statistique est bien adapté pour décrire les états faiblement excités de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ dans la zone d'énergie sous-coulombienne. Des prédictions concernant les états de caractéristiques encore inconnues du ^{20}F peuvent donc être faites.

V-2. ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ET CORRELATIONS ANGULAIRES
DE LA REACTION $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$

La somme des spins de la cible (1/2) de la particule incidente (1) et de la particule sortante (1/2) par la réaction $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$ étant égale à 2 ; cinq sous-états magnétiques seront peuplés avec les paramètres de populations $P(0)$, $P(\pm 1)$ et $P(\pm 2)$. Ce qui représente un nombre de paramètres important. La réaction $^{19}\text{F}(d,p\gamma)^{20}\text{F}$ est donc défavorable à la détermination des spins et paramètres de population. Nous nous sommes intéressés aux niveaux ayant un spin connu ce qui limitait le nombre de paramètres.

Le "fit" des distributions angulaires (Fig. 24) par des polynômes de Legendre d'ordre 4 a donné les valeurs de A_2 et A_4 suivantes :

E_x (keV)	A_2	A_4
656	- 0.15 ± 0.1	- 0.01 ± 0.008
984	- 0.29 ± 0.1	0.1 ± 0.1
1057	- 0.07 ± 0.1	0.02 ± 0.1
1309	+ 0.23 ± 0.1	- 0.06 ± 0.1

Ces valeurs sont en accord avec celles publiées par Hardy et al. (Ha 73a) pour les niveaux excités à $E_x = 656$ et 1057 keV mais en désaccord pour les deux autres ; ce désaccord peut s'expliquer par l'insuffisance de points expérimentaux (5) pour obtenir des valeurs plus précises des coefficients des polynômes. Nos valeurs des coefficients A_2 A_4 injectées dans les formules de polarisation donnent des résultats peu différents de ceux de Hardy.

Les corrélations angulaires expérimentales (Fig. 25) ont été comparées par un test de χ^2 aux corrélations angulaires

théoriques ou la valeur du spin de l'état initial choisi était celle donnée par la littérature et en faisant varier le coefficient de mélange multipolaire δ de $-\infty$ à $+\infty$ (c'est à dire pour $-\frac{\pi}{2} < \text{Arctg } \delta < \frac{\pi}{2}$). Les valeurs des coefficients A_2 et A_4 des polynômes de Legendre donnant le χ^2 minimum sont les suivantes :

E_x (keV)	A_2	A_4
656	- 0.15 \pm 0.1	- 0.02 \pm 0.1
1057	- 0.48 \pm 0.18	+ 0.1 \pm 0.1
1309	0.027 \pm 0.02	- 0.07 \pm 0.3
1388	- 0.24 \pm 0.6	- 0.27 \pm 0.06

Ceci correspond à la valeur du coefficient de mélange multipolaire pour la désexcitation gamma du niveau à $E_x = 656$ keV , $\delta(E2/M1) = 0.08 \pm 0.1$ qui est en accord avec celle déduite de l'analyse de la réaction $^{18}\text{O}(^3\text{He } p\gamma)$ par Quin et al. (Qu 70). Pour la désexcitation gamma du niveau à $E_x = 1057$ keV on déduit seulement $\delta < - 0.17$.

Aucune limite n'a pu être déterminée pour le coefficient de mélange multipolaire des désexcitations des deux autres niveaux en raison de l'imprécision des valeurs expérimentales.

V-3. ANALYSE DES RESULTATS DE MESURES DE DUPEES DE VIE

Les deux méthodes utilisées (déplacement du centre de gravité ; forme de la raie) lors des mesures de durée de vie moyenne des niveaux excités du ^{20}F à $E_x = 656, 984, 1057$ et 1309 keV nécessitent la connaissance du pouvoir d'arrêt du milieu ralentisseur. La théorie de Lindhard donne une valeur des pouvoirs d'arrêt électronique et nucléaire que les résultats expérimentaux semblent contester. Un certain nombre de travaux expérimentaux ont été entrepris pour résumer avec exactitude le pouvoir d'arrêt électronique. (Or 65, Hv 68). Hvelplund et al. (Hv 68) observent pour un certain nombre de noyaux de recul ($4 < Z < 36$) ralentis dans le carbone des oscillations du pouvoir d'arrêt électronique autour de la valeur moyenne donnée par la théorie de Lindhard ; l'amplitude de ces oscillations dont l'origine est assez mal connue peut atteindre dans certains cas 20 %.

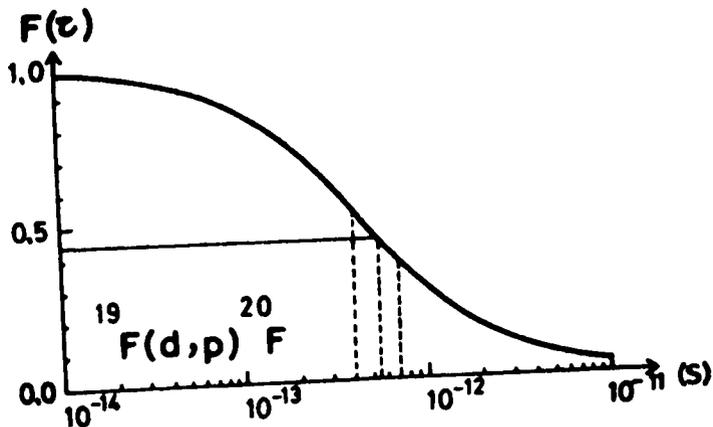
Les mesures du pouvoir d'arrêt électronique ont été faites dans un domaine d'énergie où le pouvoir d'arrêt nucléaire est supposé négligeable mais aucune mesure directe du pouvoir d'arrêt nucléaire n'a été à notre connaissance entreprise. La séparation des deux phénomènes n'est pas aisée et introduit une erreur dans les mesures de durée de vie.

En outre un certain nombre de travaux (Br 73, Ha 73b, Fi 73) entrepris pour mettre en évidence le rôle du milieu ralentisseur ont donné des résultats contradictoires :

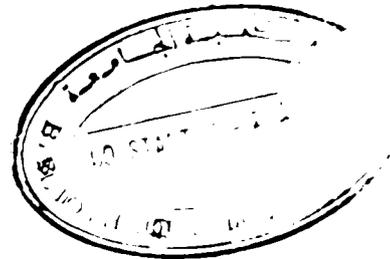
- * Broude et al. (Br 73), Hass et al. (Ha 73 b) mesurant la durée de vie de certain états de noyaux excités par la méthode de l'effet Doppler atténué (DSAM) et par la méthode de plunger trouvent que l'incertitude que les mesures par la méthode DSAM peut atteindre 100 % et qu'elle est souvent supérieure à 25 %.

* Par contre Fisher et al. (Fi 73) trouvent une incertitude dans les valeurs de durées de vie mesurées par la méthode DSAM inférieure à 15 % et attribuent le désaccord entre leurs résultats et ceux de Broude et al. (Br 73) en partie à la formation sur la cible et le support d'une couche d'oxyde.

Dans la méthode du centre de gravité appliquée à la désexcitation γ aux niveaux à 656 keV du ^{20}F (Fig. 28) les calculs de la fonction $F(\tau)$ ont été entrepris avec un programme écrit par H. Ronsin (Ro 74) qui tient compte de l'existence de plusieurs éléments dans le milieu ralentisseur et des modifications apportées par Blaugrund (Bl 66) à la théorie de Lindhard. La figure ci-dessous montre les variations de $F(\tau)$ pour un ion ^{20}F ralenti dans une cible de C_2F_6 .



La durée de vie mesurée pour l'état excité à $E_x = 656$ keV du ^{20}F est égale à $\tau = 0.56 \pm 0.16$ ps qui est en bon accord avec celle ($\tau = 0.42 \pm 0.05$ ps) mesurée par la méthode de la forme de la raie avec plusieurs supports par Warburton et al. (Wa 72).



La méthode phénoménologique (forme de la raie) n'impose ni la mesure du déplacement du centre de gravité ni la connaissance du facteur K_n , et permet d'obtenir des indications expérimentales sur la valeur des facteurs d'arrêt. Le facteur K_e est donné par la théorie de Lindhard. La forme théorique de la raie est obtenue en ajustant les deux paramètres τ et $\frac{\alpha}{\tau}$ par un test du χ^2 . Cette méthode est d'autant plus précise que l'écart entre composante rapide et arrêtée est important. Les calculs ont été effectués par un programme SHAPE modifié pour tenir compte de la distribution angulaire des noyaux de recul, le programme SHAPE non publié a été écrit par Warburton. Les durées de vie obtenues par cette méthode sont comparées à celles obtenues par d'autres auteurs utilisant la méthode du déplacement du centre de gravité.

E_x en keV	Résultats	τ en ps précédents	ce travail
984	1.8 ± 0.4	(Ho 70)	2.1 ± 0.4
	1.3 ± 0.4	(He 69)	
1057	9.045 ± 0.01	(Ho 70)	0.02 ± 0.01
	< 0.086	(He 69)	
1309	0.8 ± 0.3	(Ho 70)	0.7 ± 0.2
	1.1 ± 0.2	(He 69)	

Le désaccord substantiel obtenu par le niveau $E_x = 1057$ provient du faible déplacement obtenu par effet Doppler pour des durées de vie aussi faibles.

V-4 DISCUSSION

4.1. Niveau excité à 0.82 MeV

L'étude de ce niveau par la mesure des sections efficaces différentielles en valeurs relatives de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ a amené certains auteurs à conclure à un mécanisme de stripping et à attribuer à ℓ_n les valeurs 0 (Lo 64) ou 2 (El 56, Ro 63). Cette variation de l'allure des distributions angulaires avec l'énergie incidente rend contestable l'interprétation des données expérimentales obtenues à basse énergie par un mécanisme de stripping. A $E_d < 3$ MeV, le mécanisme direct est probablement négligeable : la section efficace différentielle expérimentale est faible et fluctue avec l'énergie (Za 70) ; ainsi aucune valeur de ℓ_n ne peut être proposée.

L'étude de la réaction $^{18}\text{O}(\text{He}^3, p\gamma)$ a permis à Quin et al. (Qu 70) de ne conserver que les valeurs $J^\pi = 2^+$ et 4^+ pour ce niveau. A $\bar{E}_d = 2.16$ MeV, la valeur $J = 2$ donne des sections efficaces différentielles et totale théoriques en désaccord flagrant avec les résultats expérimentaux. Au contraire, la valeur $J = 4$ conduit à un bon accord entre les valeurs expérimentale et théorique (voir tableau 4 et Fig. 33). Ces conclusions sont également suggérées par l'analyse Hauser-Feshbach de la section efficace totale de la réaction $^{22}\text{Ne}(d, \alpha_2)^{20}\text{F}$ (Mo 72). Ainsi, on est conduit à admettre que le spin de l'état du ^{20}F à $E_x = 0.82$ MeV est très probablement 4. Cette conclusion est d'ailleurs cohérente avec la suggestion de Spilling et al. (Sp 68) déduite de l'analyse de la réaction $^{19}\text{F}(n, \gamma)^{20}\text{F}$. De même, Pearson et al. (Pe 64) après avoir identifié le niveau isobarique analogue de l'état fondamental du ^{20}Ne à $E_x = 10.27$ MeV, proposent un niveau 4^+ , $T = 1$ à $E_x = 11.08$ MeV dans le ^{20}Ne , ce qui correspond à un niveau 4^+ du ^{20}F aux environs de 0.8 MeV.

Il convient de noter qu'Halbert et al. (Ha 66) utilisant un modèle en couches, ont montré l'existence d'un état de spin 4 à une énergie d'excitation $E_x \approx 1$ MeV.

4.2. Niveau excité à 2.195 MeV

Les mesures de durée de vie et des rapports d'embranchements (Qu 70, Ch 64, Ho 69) indiquent que le spin de ce niveau caractérisé par une transition $\ell_n = 2$, ne doit pas différer de plus d'une unité des spins de l'état fondamental et du niveau excité à 0.82 MeV ; $J^\pi = 4^+$, la valeur $J^\pi = 3^+$ peut donc être attribuée au niveau excité à 2.195 MeV.

4.3. Niveau à 2.865 MeV

Ce niveau est faiblement alimenté dans la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$. Aux énergies plus élevées, il n'y a pas d'évidence claire pour un mécanisme d'interaction directe : à $E_d = 16$ MeV, la très faible excitation de cet état n'a pas permis d'extraire la distribution angulaire correspondante (Fo 72). L'analyse DWBA de la distribution angulaire à 12 MeV (Fo 74) requiert un moment angulaire de transfert $\ell = 3$ avec un facteur spectroscopique $(2J + 1)S = 0.046$. Dans la région d'énergie sous-coulombienne, la composante d'interaction directe calculée avec cette valeur du facteur spectroscopique est négligeable (Fig. 32). Par ailleurs, l'asymétrie observée dans la distribution angulaire moyenne de la réaction, $^{19}\text{F}(d,p_{11})^{20}\text{F}$ ($E_x = 2.865$ MeV) n'est pas très significative en raison des erreurs statistiques importantes dues au très faible taux de comptage pour ce groupe de protons. Finalement les sections efficaces différentielles moyennes et totales - expérimentales - ont été comparées à celles prévues par la théorie

statistique de Hauser-Feshbach pour différentes valeurs du spin de l'état résiduel et avec les valeurs du coefficient de normalisation déterminée précédemment ; dans ces calculs, seule la parité positive a été considérée car un changement de parité n'influe pratiquement pas sur la valeur de la section efficace calculée.

Cette comparaison (Fig. 32) permet d'exclure les valeurs $J > 4$ pour le spin du niveau à 2.865 MeV et de limiter les valeurs les plus probables pour le spin de cet état à $J = 1$ ou 2 . Combinant ce résultat avec celui déduit de l'étude à 12 MeV (Fo 74) de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ qui requiert $J^\pi = 2^-, 3^-$ ou 4^- , les caractéristiques les plus probables pour l'état du ^{20}F à 2.865 MeV sont $J^\pi = 2^-$.

4.4. Niveau excité à 2.966 MeV

La section efficace absolue du groupe de protons conduisant à ce niveau, mesurée à $E_d = 3$ MeV, montre que le mécanisme direct est peu probable ; les valeurs de ℓ_n précédemment attribuées (El 56, Ro 63, Lo 64) sont donc contestables. La valeur la plus probable pour le spin de cet état est 3 (voir fig.33). Cependant, les valeurs 0, 1, 2 et 4 ne peuvent être exclues. La valeur $J^\pi = 4^-$ a récemment été proposée par Bishop et Fortune (Bi 75).

4.5. Niveau excité à 3.175 MeV

La distribution angulaire du groupe de protons correspondant mesurée à $E_d = 3$ MeV, ne fait pas apparaître un mécanisme de stripping. Par suite la valeur $\ell_n = 0$ fixée précédemment (Lo 64) à $E_d = 1.5$ MeV est sujette à caution. La comparaison des sections efficaces totales expérimentale et théorique (Fig. 33) conduit à rejeter les valeurs de spin 1,2 et $J > 5$ pour ce niveau.

Ce niveau est très faiblement excité dans la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$. A $E_d = 12$ MeV (Fo 74), la distribution angulaire de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ ($E_x = 3.17$ MeV) est bien ajustée avec $\ell = 2$ mais ce résultat n'est pas corroboré à 16 MeV (Fo 72). La Fig. 32 indique que la contribution du processus direct pour cette réaction dans la zone d'énergie sous-coulombienne est négligeable. La comparaison entre les sections efficaces différentielles moyenne et totale, expérimentales et celles calculées par la théorie de Hauser-Feshbach (Fig. 32) indique que les valeurs $J = 0$ ou 3 sont seules à retenir pour le spin de l'état excité du ^{20}F à 3.16 MeV.

Combinant ce résultat avec celui déduit de l'étude à 12 MeV (Fo 74) de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ qui requiert $J^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$, les caractéristiques les plus probables pour l'état du ^{20}F à 3.165 MeV sont $J^\pi = 3^+$.

CONCLUSION

L'analyse DWBA des distributions angulaires de certains groupes de la réaction $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$ à $E_d = 3$ MeV a permis de confirmer les valeurs de ℓ_n pour la plupart des groupes, mais avec quelques réserves pour les groupes de protons P_{12} ($E_x = 2.967$ MeV) et P_{16} ($E_x = 3.587$ MeV). Cependant, les valeurs de ℓ_n précédemment attribuées aux groupes de protons correspondant aux niveaux excités à 1.309, 2.967 et 3.175 MeV peuvent être considérées comme peu probables en raison des effets de noyau composé prépondérants dans ces groupes. Par ailleurs, les sections efficaces totales des groupes de protons pour lesquels les distributions angulaires ne montrent pas d'allure de stripping aux différentes énergies $E_d < 3$ MeV ont été analysées avec succès par la théorie statistique. Ce travail a permis d'établir la valeur $J = 4$ pour le niveau excité à $E_x = 0.823$ MeV.

Des informations plus précises ont ainsi pu être apportées concernant les valeurs des spins des états du ^{20}F à 2.865 ($J = 1$ ou 2) et 3.175 MeV ($J = 0$ ou 3).

Les mesures de durées de vie moyenne ont permis de confirmer certaines valeurs en particulier pour les niveaux excités à $E_x = 0.984$, 1.057 et 1.309 MeV.

Les résultats encourageants obtenus au cours de cette étude montrent l'intérêt de ce genre d'analyse dans la région sous-coulombienne où la section efficace décrite par la théorie de Hauser-Feshbach montre une grande dépendance avec le spin de l'état final.

R E F E R E N C E S

- Aj 71 F.AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. A166 (1971) 67
F.AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. A190 (1972) 1
- Au 70 N.AUSTERN, Direct Nuclear Reaction Theories (John Wiley et Sons,
Inc New-York 1970) 162.
- Ba 68 R. BALLINI, J.P. FOUAN et R. KAMOUN, Coll. Int. Elect. Nucl.
Versailles (68) 107.
- Ba 74 R. BALLINI, N. BENDJABALLAH, B. DELAUNAY et S.A. LARIBI,
Note (C E A N 1700) 74.
- Ba 74a R. BALLINI, N. BENDJABALLAH, B. DELAUNAY et J.P. FOUAN,
Note (C E A N 1700) 75.
- Bi 67 G.A. BISSINGER, R.M. MULLER, P.A. QUIN et P.R. CHAGNON,
Nucl. Phys. A90 (1967) 1.
- Bi 69 M. BISTER, A. ANTILLA, J. RASANEN, Can. Jour. Phys. 47 (1969) 2539.
- Bl 66 A.E. BLAUGROND, Nucl. Phys. 88 (1966) 501.
- Bo 58 F. BOEHM, V. SOERTEL et B. STECH, Phys. Rev. Letts. 1 (1958) 77.
- Bo 36 N. BOHR, Nature 137 (1936) 344.
- Bo 67 M.C. BOUTEN, J.P. ELLIOT et J.A. PULLEN, Nucl. Phys. A97 (1967) 113.
- Br 67 D.M. BRINK et E. BOEKER, Nucl. Phys. A91 (1967) 1.

- Bi 75 J.N. BISHOP et H.T. FORTUNE, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1350.
- Br 73 C. BROUDE, F. BECK et P. ENGELSTEIN, Nucl. Phys. A216 (1973) 603.
- Ca 68 G. CALVI, S. CAVALLARO, A.S. FIGUERA, M. SANDOLI, Nuo. Cim. 53B (1968) 485.
- Ch 64 P.R. CHAGNON, Nucl. Phys. 59 (1964) 257.
- Ch 69 Y. CHANUT, D. DRAIN et C. MEYNADIER, Nucl. Inst. 75 (1969) 74.
- Co 68 S. COHEN, E.C. HALBERT et S.P. PANDYA, Nucl. Phys. A114 (1968) 353.
- Co 66 M. CORTI, G.M. MARCAZZAN, L. MILAZZO CODLI et M. MILAZZO, Nucl. Phys. 77 (1966) 625.
- Co 71 G. COSTA, Thèse Université de Strasbourg - 1971.
- Cr 66 J.P. CREMET, M. LANBERT, G. LEFEVRE et L. RAÏS, Rev. Phys. Appl. 1 (1966) 267.
- Cu 69 W.M. CURRIE, L.G. EARWAKER et J. MARTIN, Nucl. Phys. A135 (1969) 325.
- Da 67 M. DANOS et V. GILLET, Phys. Rev. 161 (1967) 1034.
- De 70 D. DEHARD et M. HINTZ, Phys. Rev. 1 (1970) 460.
- Du 67 G. DUMAZET - Rapport Interne I.E.N. (1967).
- El 56 F.A. EL-BEDEWI, Proc. Phys. Soc. A69 (1956) 221.
- El 64 A.Z. NASSEF et I.I. ZALOUBOVSEY, Nucl. Phys. 56 (1964) 224.
- El 68 A. EL-HOSHY et J. GIBBONS, Phys. Rev. 173 (1968) 454.
- Fe 60 H. HESHBACH, Nuclear Spectroscopy, part B (Academic Press) New-York, 1960) 665.

- Fi 59 D.B. FIRSOV, J E T P 9 (1959) 1076.
- Fi 73 T.R. FISHER et P.D. BOND, *Particles and Fields* 6 (1973) 119.
- Fo 70 H.T. FORTUNE, R.C. BEARSE, G.C. MORISSON, J.L. YNTEMA
et B.H. WILDENTHAL, *Bull. Am. Phys. Soc.* 15 (1970) 483.
- Fo 71 H.T. FORTUNE, J.D. GARRETT, J.P. POWER et R. MIDDLETON, *Phys. Rev.* 4 (1971) 850.
- Fo 72 H.T. FORTUNE, G.C. MORISSON, R.C. PEARSE, J.L. INTEMA
et B.H. WILDENTHAL, *Phys. Rev. C6* (1972) 71.
- Fo 74 H.T. FORTUNE et R.R. BETTS, *Phys. Rev. C10* (1974) 1292.
- Fr 61 E. FREIDBURY et V. SOERGER *Z., Phys.* 162 (1961) 114.
- Ga 67 E. GADIOLI, I. IORI, *Nucl. Cim.* 51B (1967) 100.
- Go 69 V. GOMES PORTO, N. VETA, R.A. DOUGLAS, D. SALA, D. WILMORE
B.A. ROBSON et P.E. HODGSON, *Nucl. Phys.* A136 (1969) 385.
- Go 40a S. GOUDSMIT et J.L. SAUDERSON, *Phys. Rev.* 57 (1940) 24.
- Go 40b S. GOUDSMIT et J.L. SAUDERSON, *Phys. Rev.* 58 (1940) 38.
- Ha 73 M. HADDAD et S.A. LARIBI, *Communication interne* I E N 72.
M. HADDAD *Note interne* I E N 74.
- Ha 66 E.C. HALBERT, *Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys. Gathinburg 1966*
(Academic Press - New-York) p. 531.
- Ha 69 R. HARDELL et A. HASSELGREN, *Nucl. Phys.* A123 (1969) 215.

- Ha 73a K.A. HARDY et Y.K. LEE, Phys. Rev. C7 (1973) 1441.
- Ha 73b F. HAAS, R.M. FREEMAN, J. FERNANDEZ-CASTILLO et A. GALLMAN,
Phys. Rev. C8 (1973) 2169.
- He 72 J. HERRY et S.A. LARIBI - Communication interne I E N 72
- He 72a J. HERRY, Communication interne I E N 72
- He 72b J. HERRY, S.A. LARIBI et M. SCHMITT - Communication interne IEN 72
- He 69 R.L. HERSHBERGER, M.J. WOZNIAK et D.J. DONAHUE, Phys. Rev.
186 (1969) 1167.
- Ho 67 P.E. HODGSON et D. WILMORE, Proc. Phys. Soc. 90 (1967) 361.
- Ho 69 T. HOLTEBEKK, S. TRYTTI, G. KAMRAAK, Nucl. Phys. A134 (1969) 353.
- Hu 60 S.E. HUNT et al. , Phys. Rev. 120 (1960) 1740.
- Hv 68 P. HVELPLUND et B. FALSTRUP, Phys. Rev. 165 (1968) 408.
- Ja 64 M.F. JAHNS, J.B. NELSON et E.M. BERNSTEIN, Nucl. Phys.
59 (1964) 314.
- Jo 68 K.W. JONES, A.Z. SCHWARZSCHILD, E.K. WARBURTON et P.B. FOSSAN,
Phys. Rev. 178 (1968) 1773.
- La 62 M. LAMBERT, Thèse Université de Paris - 1962 -
- La 59 D.W. LANG et K.J. LE COUTEUR, Nucl. Phys. 13 (1959) 32.

- La 72 S. LARIBI, H. BEAUMEVIEILLE, N. BENDJABALLAH, D. LALANNE,
J.F. ALLARD et B. FAID, Nucl. Phys. A191 (1972) 368.
- La 75 S.A. LARIBI - Note interne SATIC, I E N (75)
- Le 70 G. LEFEVRE, D. GRIOT, Y. FLAMMANT et G. SALMER, Nucl. Inst
and Meth. 79 (1970) 219
- Le 50 H.W. LEWIS, Phys. Rev. 78 (1950) 526.
- Li 63 J. LINDHARD, M. SCHARFF et H.E. SCHIOTT, Math. Fys. Medd.
33, n° 10, n° 14 (1968).
- Lo 73 D.S. LONGO, J.C. LAWSON, L.A. ALEMANDER, B.P. HICHWA et P.R. CHAGNON,
Phys. Rev. C8 (1973) 1847.
- Lo 64 M.E.O. DE LOPEZ, J. RICHARDS et M. MAZARI, Nucl. Phys. 51 (1964) 321.
- Lo 68 P. LOTFAGER et HERMAN, Phys. Lett. 21 (1968) 1623.
- Ly 67 LYCEN - Rapport 6738 (1967) Colloque Lyon.
- Ma 60 M.H. MACFARLANE et J.B. FRENCH, Rev. Nucl. Phys. 32 (1960) 578.
- Ma 65 L.G. MANN et B.D. BLOOM, Phys. Rev. 139 (1965) 540.
- Me 67 M.K. MEHTA, W.E. HUNT et R.H. DAVIS, Phys. Rev. 160 (1967) 791.
- Me 71 C. MEYNADIER - Thèse Université d'Alger - 1971 .
- Mo 69 C. MORAND - Thèse 3^e Cycle Alger 1969.
- Mo 72 C. MORAND - Communication privée 1972.

- Ne 65 R.W. NEWSOME, Nucl. Phys. 71 (1965) 353.
- Ng 67 NGUYEN VAN SEN, Thèse Université de Grenoble (1967).
- Or 65 J.H. ORMROD, J.R. MACDONALD et H.E. DUCK, Worth Can. J. of Physics 43 (1965) 275.
- Ou 73 OUIGUINI et LEFEVRE, Communication I E N (1973).
- Pe 64 J.D. PEARSON et R.H. SPEAR, Nucl. Phys. 54 (1964) 434.
- Pe 63 F.G. PEREY, Phys. Rev. 131 (1963) 745.
- Pe 65 A.R. POLETTI et E.K. WARBURTON, Phys. Rev. 137B (1965) 595.
- Pr 73 J.G. PRONKO, Phys. Rev. C7 (1973) 127.
- Qu 70 P.A. QUIN, G.A. BISSINGER et P.R. CHAGNON, Nucl. Phys. A155 (1970) 495.
- Ri 60 J. RICKARDS, Rev. Mex. Fis. 9 (1960) 35.
- Ro 74 H. RONSIN , Note C E A -N- 1715.
- Ro 53 M.E. ROSE, Phys. Rev. 91 (1953) 610.
- Ro 67 H.J. ROSE et BRINK, Rev. Nucl. Phys. 39 (1967) 306.
- Ro 61 L. ROSEN, J.E. BROLLEY et L. STEWART, Phys. Rev. 121 (1961) 1423.
- Ro 63 V.M. ROUT, W.M. JONES et D.G. WATERS, Nucl. Phys. 45 (1963) 369.

- Ry 70 F. RYBICKI, T. TAMURA et G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. A146 (1970) 659.
- Sa 64 G.R. SATCHLER, Nucl. Phys. 55 (1964) 1.
- Sa 66 G.R. SATCHLER - Lectures in Theoretical Physics VIII-C (University of Colorado Press, Boulder) 1966.
- Sc 71 M. SCHMIT, J. HERRY et FLAMANT, Nucl. Inst. and Meth. 97 (1971) 321.
- Se 70 G. SENTIS et R. VAN ZURK, Nucl. Inst. and Meth. 76 (1970) 154.
- Se 57 F.D. SEWARD, I. SLAUS et H.W. FULBRIGHT, Phys. Rev. 107 (1957) 159.
- Si 59 A. SILVERSTEIN, Nucl. Inst. Meth. 4 (1959) 366.
- Sp 68 P. SPILLING, H. GRUPPELADR, H.F. VRIES et A.M.J. SPITS, Nucl. Phys. A113 (1968) 395.
- Va 67 R. VAN ZURK, Nucl. Inst. and Meth. 53 (1967) 45.
- Vo 66 W. VON WITSCH, P. VON BRENTANO, T. MAYER-KUCKUL et A. RICHTER, Nucl. Phys. 80 (1966) 394.
- Wa 67 E.K. WARBURTON, J.W. OLNESS et A.R. POLETTI, Phys. Rev. 160 (1967) 938).
- Wa 72 E.K. WARBURTON, J.W. OLNESS, G.A.P. ENGELBERTINK et T.K. ALEXANDER, Phys. Rev. C7 (1973) 1120.
- Za 70 V.M. ZABEGAÏ, A.E. MELENEVSKII, D.F. NEMETS et V.N. NEMYKIN, Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 155.