

CEA-R 3160

ENGELHARDT (Hans-Dieter).-

Réalisation d'un ensemble d'analyse biparamétrique.
Application à l'étude de la désintégration du niveau
de 16,11 MeV du C-12.-
Saclay (Essonne), Centre d'études nucléaires, Service
de documentation du Commissariat à l'énergie atomique,
1967.- 27 cm, 61 p., fig.

(Thèse. Univ. Grenoble. Sc. 1966.)

CEA-R 3160 - ENGELHARDT Hans-Dieter

REALISATION D'UN ENSEMBLE D'ANALYSE BIPARAMETRIQUE.
APPLICATION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION DU NIVEAU
DE 16,11 MeV DU ^{12}C

Sommaire. - On a mis au point un dispositif d'analyse biparamétrique de spectres α - α en coïncidences (résolution $2\tau = 10$ ns). On a étudié, à l'aide de ce dispositif et d'un accélérateur Van de Graaff, la corrélation d'énergie et angulaire entre les particules α de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à une énergie de protons $E_p = 163$ keV. On a mis en évidence la désintégration séquentielle du $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) par les états (0^+ et 2^+) du ^8Be . La contribution d'un niveau (4^+) du $^8\text{Be}^*$ ou d'une désintégration simultanée du $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) en 3α ne peut pas être exclue.

1967

67 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 3160 - ENGELHARDT Hans-Dieter

CONSTRUCTION OF A BIPARAMETRIC ANALYSIS SYSTEM. APPLICATION
TO THE STUDY OF THE BREAK-UP OF THE 16.11 MeV ENERGY LEVEL
OF ^{12}C

Summary. - A biparametric analysis system has been assembled to measure α - α spectra in coincidence (resolution $2\tau = 10$ ns). The correlations in energy and angle of the α -particles emitted from the reaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ have been studied using 163 keV protons produced by a Van-de-Graaff accelerator. Evidence has been obtained for the sequential decay of $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) via the 0^+ and 2^+ states of ^8Be . Contributions from the $^8\text{Be}^*(4^+)$ level or from the simultaneous break-up of $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) into three α -particles cannot be excluded.

1967

67 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

**REALISATION D'UN ENSEMBLE
D'ANALYSE BIPARAMETRIQUE**

**APPLICATION A L'ETUDE
DE LA DESINTEGRATION
DU NIVEAU DE 16,11 MeV DU ^{12}C**

par

Hans-Dieter ENGELHARDT

Rapport CEA - R 3160

1967

Fa

THESES

PRESENTEES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Hans-Dieter ENGELHARDT

PREMIERE THESE

REALISATION D'UN ENSEMBLE D'ANALYSE BIPARAMETRIQUE
APPLICATION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION DU NIVEAU
DE 16,11 MeV DU ^{12}C

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 5 novembre 1966 devant la Commission d'Examen

MM. R. BOUCHEZ	}	Président
P. DEPOMMIER		Examineurs
J.P. LONGUEUE		
E. COTTON		Membre invité

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble
Laboratoire de Physique Nucléaire

REALISATION D'UN ENSEMBLE D'ANALYSE BIPARAMETRIQUE
APPLICATION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION
DU NIVEAU DE 16,11 MeV DU ^{12}C

par

Hans-Dieter ENGELHARDT

TABLE DES MATIERES

	Pages
I - LA DESINTEGRATION $^{12}\text{C}^*(16,11 \text{ MeV}, 2^+)$ EN 3α	1
I.1 Les niveaux du ^{12}C dans la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$	1
I.2 Expériences du groupe de Marburg ($E_p = 163 \text{ keV}$)	2
I.3 Expérience de Grenoble ($E_p = 163 \text{ keV}$)	4
I.4 Expériences de Rice University à $E_p > 2 \text{ MeV}$	5
I.5 Conclusion	6
II - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL	9
II.1 Introduction	9
II.2 L'analyseur biparamétrique	10
II.3 Dispositif de corrélation dans l'espace	26
II.4 Etalonnage par la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 680 keV	27
III - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESINTEGRATION DU $^{12}\text{C}^*(16,11 \text{ MeV}, 2^+)$ PAR LA REACTION $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ A 163 keV	29
III.1 Disposition particulière à l'étude des corrélations de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV	29
III.2 Etalonnage du dispositif	32
III.3 Détermination du taux de coïncidences fortuites	35
III.4 Résultats expérimentaux à 163 keV	36
III.5 Conclusion	55
CONCLUSION	57
BIBLIOGRAPHIE	59

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble. Je prie Monsieur le Professeur NEEL, Membre de l'Institut, Directeur du C.E.N.G. de bien vouloir trouver ici l'expression de ma plus profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur BOUCHEZ m'a accueilli dans son laboratoire comme assistant. L'intérêt qu'il a toujours porté à mon travail et ses suggestions m'ont été d'une grande utilité. Je le prie de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je remercie Monsieur DEPOMMIER, Professeur, pour les nombreuses discussions intéressantes sur ce travail et sur d'autres problèmes de physique nucléaire qu'il a bien voulu m'accorder.

Je remercie Monsieur LONGQUEUE, Maître de Conférences, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail d'enseignement et de recherche et pour ses nombreuses suggestions concernant le travail présenté ici. Pendant les stades critiques des expériences décrites dans cette thèse, j'ai toujours pu profiter de ses conseils et de ses encouragements.

La Section des Accélérateurs du C.E.N.G. a assuré le fonctionnement de l'accélérateur Van de Graaff de 2 MeV. Je prie Monsieur GERBIER, Chef de la Section des Accélérateurs de trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur EYMERY qui a su assurer le fonctionnement parfait de l'accélérateur dans des conditions d'utilisation extrêmes (163 keV).

La Section d'Electronique Rapide du C.E.N.G. a réalisé une partie de l'électronique utilisée pour ce travail. Je prie Monsieur MEY, Chef de la Section d'Electronique Rapide, ainsi que Monsieur LAVAITTE, de trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur FONTENILLE, de sa collaboration à la réalisation de l'électronique et pendant toute la durée des expériences.

Je remercie le personnel des laboratoires de Physique Nucléaire (UNIVERSITE et C.E.N.G.) et de la Section des Accélérateurs qui m'a fourni une aide précieuse et tous ceux qui, à de multiples reprises, ont accepté d'effectuer des travaux supplémentaires de nuit pour assurer un fonctionnement continu des expériences.

CHAPITRE I

LA DESINTEGRATION $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV, 2^+) EN 3α

I.1 - LES NIVEAUX DU ^{12}C DANS LA REACTION $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$

La réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ a été l'une des premières réactions nucléaires observées dès 1932. THOMSON [1/ a mis en évidence l'existence du niveau de résonance étroit 2^+ à 163 keV et BECKMAN [2/ celle du niveau large 1^- à $E_p = 1,4$ MeV. Les nombreux travaux AJZENBERG-SELOVE [3/ (Fig. 1)

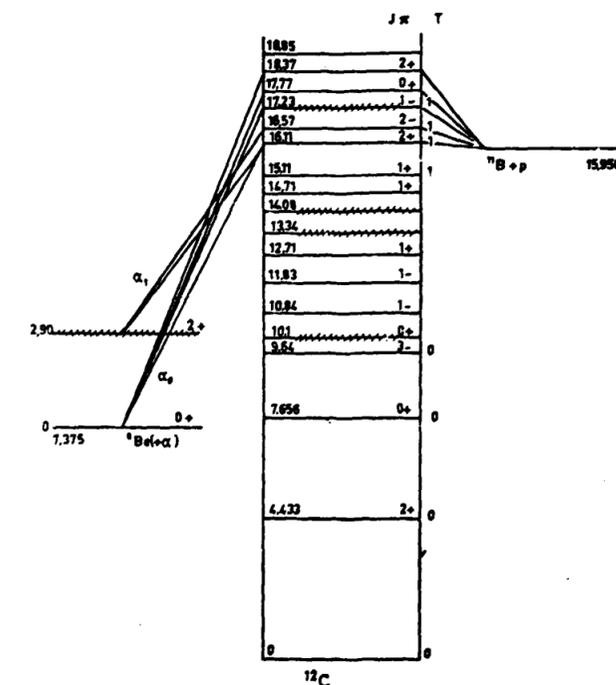


Fig.1 - Schéma expérimental des états excités du ^{12}C produits dans la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$

montrent que le spectre α est composé (Fig. 2) de la raie α_0 étroite à 5,82 MeV due à la désintégration vers l'état fondamental 0^+ du ^8Be et d'un continuum en-dessous de 5 MeV correspondant à la désintégration vers le niveau large du $^8\text{Be}^*$ à 2,9 MeV, le noyau de recul $^8\text{Be}^*$ se désintégrant en 2 α .

Ces dernières années, l'intérêt (KAMKE [4/], [7/], PHILLIPS [5/], [11/], BECKNER [6/], BRONSON et SIMPSON [8/], BOUCHEZ [9/], MOESNER [10/], VASIL'EV [14/], LASALLE [15/], Mac DONALD [25/], HARRINGTON [30/]) pour les systèmes à quelques nucléons a augmenté avec le développement d'appareils permettant une plus grande précision dans la recherche sur des réactions à trois particules dans l'état final. En particulier, l'étude du mode de désintégration en 3 α des niveaux du $^{12}\text{C}^*$ est intéressante, par analogie avec le problème à trois nucléons. Les travaux de PHILLIPS [8/], comportant une étude de la désintégration par analyse biparamétrique des niveaux du $^{12}\text{C}^*$ correspondant à des énergies de protons de 2,0 - 2,65 - 3,25 - 3,75 - 4,0 - 5,08 et 5,64 MeV, ainsi qu'à 680 keV et 1,4 MeV [11/], ont montré que la désintégration de ces niveaux peut être expliquée par une suite de désintégrations en deux corps, avec passage par les niveaux du ^8Be .

Seule la désintégration du niveau 2^+ de 16,11 MeV du $^{12}\text{C}^*$ produit dans la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ à $E_p = 163$ keV est actuellement contestée : le groupe de Marburg [7/], [12/], [13/] et JONES [16/] concluant à une désintégration en 3 α non corrélés, tandis que le groupe de Rice University [17/] concluant, comme pour les autres niveaux du ^{12}C , à une suite de désintégrations en deux corps et formation des objets $^8\text{Be}(0^+, 2^+ \dots)$.

I.2 - EXPERIENCES DU GROUPE DE MARBURG ($E_p = 163$ keV)

La désintégration du niveau 2^+ de 16,11 MeV du $^{12}\text{C}^*$ obtenu par la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ à la résonance $E_p = 163$ keV a été interprétée par KAMKE [4/] dès 1959, puis confirmée par DEHNHARD [13/] en 1964, en supposant un mécanisme de désintégration différent à la résonance et en dehors de la résonance. La désintégration du $^{12}\text{C}^*$, en dehors de la résonance de

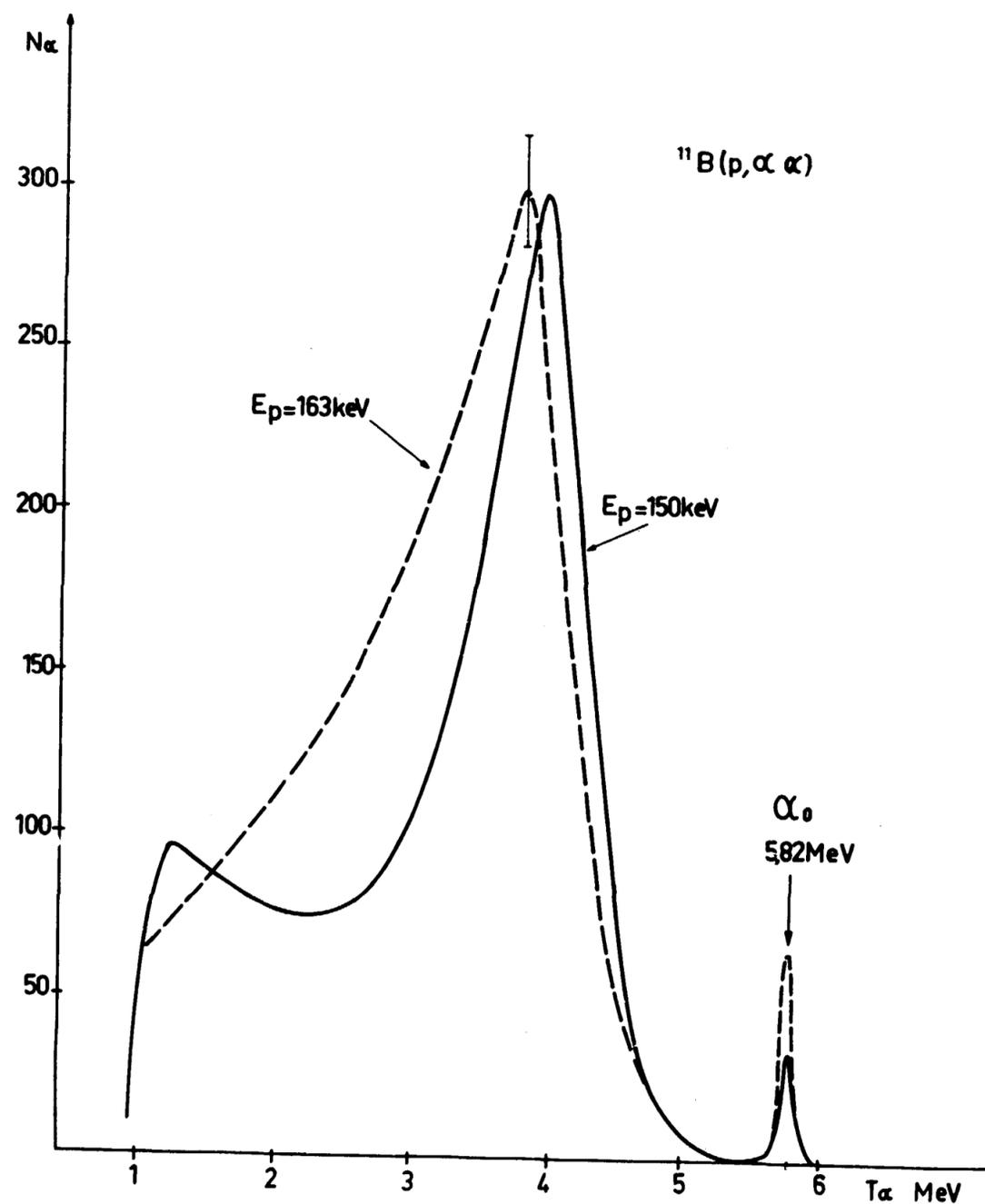


FIG. 2 — Spectre des particules α de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ à la résonance $2^+(16,11\text{MeV})$ pour $E_p=163\text{keV}$, en dehors de la résonance à $E_p=150\text{keV}$, montrant l'augmentation de l'intensité des α de 2 à 3 MeV apparaissant à la résonance (d'après nos mesures).

163 keV, se produirait uniquement en passant par l'intermédiaire des niveaux du ^8Be , tandis qu'à la résonance une désintégration simultanée en 3α serait prépondérante. DEHNHARD [13/ a présenté des résultats expérimentaux obtenus par deux méthodes :

a) Mesure d'un seul spectre α de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$

Les spectres des impulsions provenant d'un seul détecteur α étaient enregistrés par un sélecteur multicanaux dont la porte était ouverte par la coïncidence $\alpha\alpha$ d'un événement $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$. Ces deux détecteurs α étaient placés dans un plan perpendiculaire au faisceau, l'angle entre eux étant θ . L'électronique utilisée comprenait une chaîne lente-rapide avec une résolution en temps de 80 ns. Des spectres α ont ainsi été tracés pour les angles $\theta = 180^\circ, 170^\circ, 160^\circ, 150^\circ, 140^\circ, 130^\circ$ et 120° , correspondant à la projection d'un spectre biparamétrique sur un axe d'énergie. Pour augmenter le taux N de comptage, le détecteur α avait un angle solide de 10° réalisé par la mise en parallèle de deux jonctions, ce qui augmentait aussi le bruit-de-fond relatif par un facteur $\sqrt{2}$ et diminuait la résolution en énergie des détecteurs.

b) Analyse biparamétrique en coïncidence avec 32×32 canaux pour les angles $\theta = 180^\circ, 150^\circ, 120^\circ, 90^\circ$.

DEHNHARD donne ses résultats expérimentaux sous forme de deux diagrammes de Dalitz triangulaires (distribution des événements $p,\alpha\alpha$ en dehors de la résonance et à la résonance de 163 keV); de la distribution uniforme des points, l'auteur tirait la conclusion qu'une désintégration simultanée en 3α serait prépondérante à 90%. En dehors de la résonance de 163 keV, la désintégration du $^{12}\text{C}^*$ se produirait uniquement en passant par le niveau fondamental et le niveau excité de 2,9 MeV du ^8Be .

I.3 - EXPERIENCE DE GRENOBLE ($E_p = 163$ keV)

LONGEQUEUE [18/,[19/ a étudié la désintégration du $^{12}\text{C}^*$ à la résonance de 163 keV, par une méthode des coïncidences additives à

$\theta = 180^\circ$. Par comparaison entre les spectres α simples et en coïncidence, à la résonance de 163 keV et en dehors à 350 keV, il en résulte que la désintégration du $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV), avec passage par le ^8Be , est plus probable que la désintégration directe en 3α ; le niveau de 16,11 MeV aurait donc principalement une structure $|\alpha\text{-}^8\text{Be}\rangle$, toutefois une structure en 3α correspondant à 40% des cas ne pouvant cependant pas être exclue.

I.4 - EXPERIENCES DE RICE UNIVERSITY à $E_p > 2$ MeV

PHILLIPS [11/ et BRONSON [8/ ont étudié la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ pour des énergies de protons de 0,68 - 2,00 - 2,65 - 3,25 - 3,73 - 4,00 - 5,08 et 5,64 MeV. La cinématique de la réaction a été complètement déterminée par détection en coïncidence de deux des 3α dans l'état final. Un mécanisme en deux corps a été trouvé avec passage par les niveaux $0^+, 2^+$ à 2,9 MeV et éventuellement 4^+ du ^8Be .

Les désintégrations $\alpha_0\text{-}^8\text{Be}(0^+)$ et $\alpha_1\text{-}^8\text{Be}(2^+)$ ont été clairement vues et ont contribué, en grande partie, à la section efficace à tous les angles et aux énergies étudiées; la contribution de la désintégration $\alpha_2\text{-}^8\text{Be}(4^+)$ est inférieure à 10%. En outre, les événements avec émission α_0 et α_1 semblent montrer des effets d'interférence importants, attribués à l'identité des trois particules α dans l'état final et à l'incertitude de leur ordre d'émission. Au maximum, 5% de la section efficace expérimentale pourraient être attribués à une désintégration simultanée en 3α non corrélés. Le mécanisme de désintégration du $^{12}\text{C}^*$, pour une énergie d'excitation entre 16,5 et 21 MeV, serait donc une suite de désintégrations en deux corps avec une section efficace totale de l'ordre de 100 à 200 mb et comparable à la section efficace géométrique. Ces faits impliquent, qu'à ces énergies, le $^{12}\text{C}^*$ a une configuration en amas d'une particule α plus un noyau de ^8Be dans l'état fondamental ou excité de 2,9 MeV (2^+); la configuration $|\alpha\text{-}^8\text{Be}(4^+)\rangle$ est possible, mais pas nettement montrée.

Récemment, PHILLIPS et CHEN [17/ viennent de reprendre l'étude de la

désintégration du niveau 2^+ de 16,11 MeV du ^{12}C produit à la résonance de 163 keV dans la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$; leur conclusion qui sera étudiée à la fin de ce travail laisse aussi peu de place à l'émission de 3α non corrélés.

I.5 - CONCLUSION

Le niveau 2^+ de 16,11 MeV du ^{12}C , produit à la résonance de 163 keV par réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$, serait le seul niveau qui pourrait ne pas se désintégrer entièrement par émission α vers les états du ^8Be et par conséquent se désintégrer dans une importante proportion en trois particules α , sans corrélation entre elles. Cette désintégration en 3α non corrélés impliquerait que la structure de cet objet ^{12}C (2^+ 16,11 MeV) aurait un coefficient de parenté important $\langle 3\alpha | ^{12}\text{C } 2^+ \rangle$ correspondant à une structure $|3\alpha\rangle$ en trois particules α sans corrélation, c'est-à-dire aussi que les interactions entre les trois corps s'effectueraient d'une manière instantanée par rapport aux interactions à deux corps. Or, l'on ne connaît pas actuellement de telles interactions à trois corps et l'observation de la désintégration de ce niveau du ^{12}C en 3α non corrélés est un phénomène important.

Les expériences du groupe de Marburg méritent donc d'être reprises. Nous avons effectué [24], à chaque fois, une mesure complète en mesurant pour chaque géométrie (ω_P, ω_M) l'énergie (T_P, T_M) de deux particules α , l'une donnée par le détecteur fixe F, l'autre par le mobile M, permettant de reconstituer complètement l'évènement. L'on a d'abord repris (Fig. 3) les mêmes géométries (ω_P, ω_M) faites par le groupe allemand en 1964 [13] dans le plan perpendiculaire au faisceau incident de protons pour $\theta = 120^\circ, 135^\circ$ et 150° , mais en utilisant une résolution un peu améliorée (100 keV de résolution et 64×64 canaux). L'on a aussi repris la géométrie 180° (centre de masse) et perpendiculaire au faisceau incident, étudiée seulement en coïncidences additives

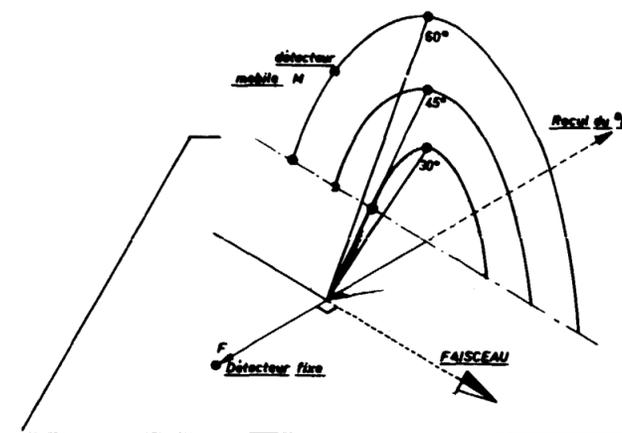


FIG. 3

par LONGQUEUE en 1963 [19]. Enfin, l'on a effectué trois mesures en dehors du plan perpendiculaire au faisceau incident, dans les mêmes conditions de résolution améliorée et en multiparamétrique.

Indiquons de suite que l'on observe, dans les amas d'évènements analysés, des microstructures dues à la cascade $\alpha_1-^8\text{Be}(2^+)$, en plus de la cascade $\alpha_0-^8\text{Be}(0^+)$, mais que l'on ne peut encore exclure une partie de désintégration en 3α non corrélés, toutefois avec une proportion plus faible que celle donnée par le groupe allemand.

C H A P I T R E II

DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II.1 - INTRODUCTION

L'ensemble d'analyse biparamétrique utilisé pour l'étude des réactions nucléaires avec 3 particules chargées dans la voie de sortie, comprend deux spectromètres α à semi-conducteur avec préamplificateurs de charge, un dispositif de coïncidences rapides à faible bruit-de-fond, un analyseur 4 096 canaux, et des éléments de lecture et d'enregistrement.

Le dispositif expérimental a été conçu pour étudier aussi les réactions $^{11}\text{(p,}\alpha\text{)}$ pour des énergies de protons incidents de 680 keV et 1,4 MeV. Les protons diffusés par diffusion Coulombienne ne pouvant pas être arrêtés par des écrans devant les détecteurs, il était nécessaire d'avoir une bonne résolution en temps du circuit de coïncidences rapides ($2\tau = 5$ ns). Le dispositif expérimental ainsi réalisé permet d'obtenir des spectres biparamétriques de la réaction $^{11}\text{B(p,}\alpha\text{)}$ à $E_p = 680$ keV, avec un taux de coïncidences fortuites négligeable.

Dans l'étude de la réaction $^{11}\text{B(p,}\alpha\text{)}$ à 163 keV, qui constitue l'objet de ce travail, il était facile d'arrêter les protons diffusés par des écrans et une résolution en temps de quelques nanosecondes n'était pas indispensable ; il était par contre souhaitable d'avoir de faibles seuils de détection.

La boîte à cible utilisée était conçue à l'origine pour l'étude de distributions angulaires de réactions nucléaires. Nous y avons

adapté un dispositif permettant la détection de particules en coïncidences entre un détecteur fixe et un détecteur mobile pouvant tourner dans l'espace autour d'un axe défini par le détecteur fixe et le point d'impact du faisceau et de la cible.

Nous avons utilisé l'ensemble Accélérateur-Monochromateur Van-de-Graaff de 2 MeV du laboratoire, donnant une précision sur l'énergie des protons incidents de ± 1 keV dans la gamme de 150 keV à 2 MeV.

II.2 - L'ANALYSEUR BIPARAMÉTRIQUE

II.2.1 - Choix de l'ensemble de détection et d'analyse

Nous disposons de détecteurs-jonction à barrière de surface, de préamplificateurs de charge lents (Ortec 103) et d'un bloc mémoire 4 096 canaux "Intertechnique" avec un convertisseur analogique-digital (CA12). Aucun circuit rapide n'existant, nous avons le choix entre l'utilisation, soit d'un système semi-rapide remplissant les fonctions de spectrométrie en énergie et en temps, soit d'un système rapide-lent utilisant comme voies lentes des chaînes Ortec et comme voies rapides des amplificateurs du type Lavaitte (temps de montée 5 ns) suivis de circuits de coïncidence à réaliser. La résolution en énergie d'un système semi-rapide aurait été suffisante pour une analyse biparamétrique par 64×64 canaux, mais sa résolution en temps ($2\tau = 50$ à 100 ns) nous a paru insuffisante pour rendre le taux de coïncidences négligeable, dès qu'on ne peut plus arrêter les protons diffusés par des écrans ($E_p > 250$ keV).

Les utilisateurs de systèmes semi-rapides doivent en effet utiliser des circuits pour soustraire statistiquement les fortuites, ce qui présente l'inconvénient de doubler le nombre de circuits de coïncidence et de nécessiter une très grande stabilité de ces circuits.

Nous avons donc étudié un ensemble de coïncidences rapide-lent, dont le signal de coïncidences ouvre la porte du convertisseur analogique-digital, séparant la fonction spectrométrie en énergie et spectrométrie en

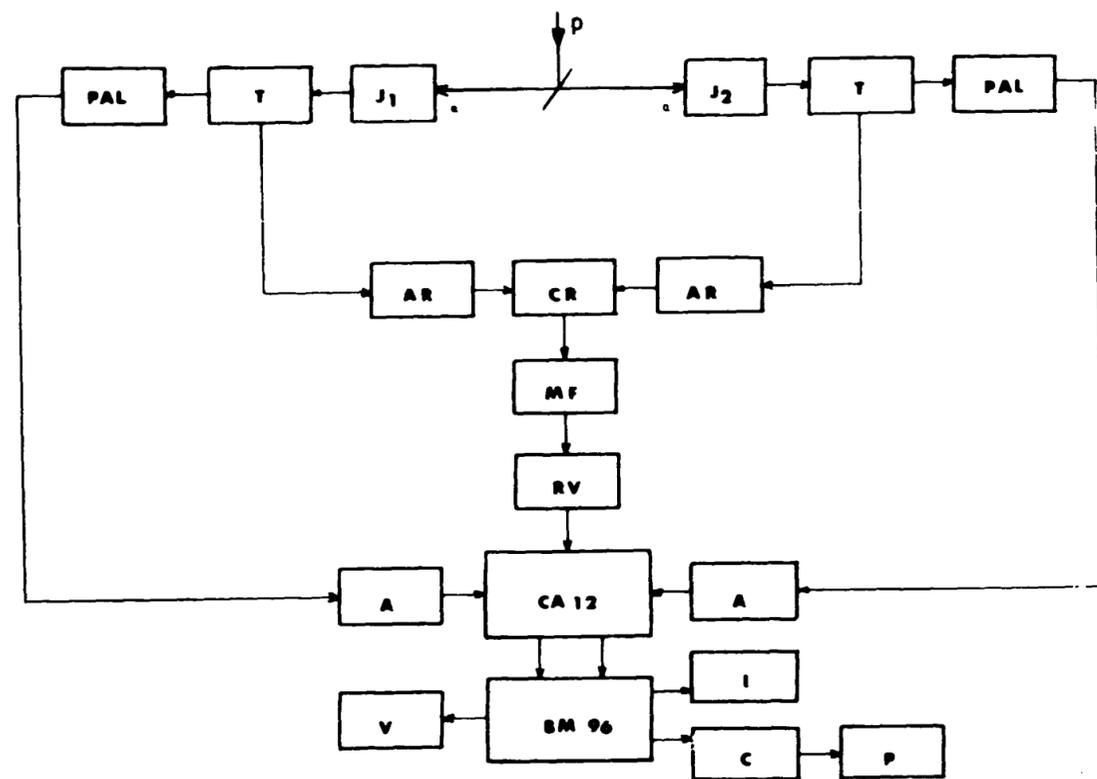
temps. Nous avons ainsi obtenu une résolution en énergie optimale pour les détecteurs utilisés et une résolution en temps pouvant aller jusqu'à 4 ns, donc 10 à 20 fois supérieure à celle d'un système semi-rapide. Le principe de notre dispositif d'analyse biparamétrique est indiqué figure 4.

II.2.2 - Le spectromètre α

Le spectromètre α comprend le détecteur-jonction et le préamplificateur de charge, dont le signal de sortie, après mise en forme, a une amplitude proportionnelle à l'énergie de la particule ralentie dans la jonction. Nous avons utilisé des préamplificateurs de charge à tubes du type "Ortec 103" dont la réponse en temps est lente (largeur du signal : $200 \mu s$ avant la mise en forme, $3 \mu s$ après la mise en forme).

A $E_p = 163$ keV le taux de comptage sur les voies simples était suffisamment faible (≈ 100 événements par seconde), pour que les empilements d'impulsions soient négligeables.

Les préamplificateurs "Ortec" ont une très bonne stabilité et linéarité et un bruit de fond faible. Avec les détecteurs-jonction à barrière de surface utilisés (fabriqués au laboratoire par M. SANDON) et les préamplificateurs "Ortec", nous avons mesuré une résolution de 40 keV pour les α du ^{210}Po . La polarisation des détecteurs était juste suffisante pour que les α de 8,8 MeV du ThC perdent toute leur énergie dans la zone dépouillée du détecteur. Pour le vérifier, on traçait systématiquement la courbe de linéarité pour les α de 5,3 MeV du Po et de 6,1 MeV et 8,8 MeV du ThC. Nous avons essayé des jonctions fabriquées à partir de Silicium de basse résistivité ($75 \Omega \cdot \text{cm}$) et de plus haute résistivité ($3\ 000 \Omega \cdot \text{cm}$). Nous avons constaté qu'avec des jonctions fabriquées à partir de Si de $3\ 000 \Omega \cdot \text{cm}$ les temps de montée des impulsions rapides à la sortie des préamplificateurs étaient de 7 ns contre 5 ns avec des jonctions à base de Silicium de $75 \Omega \cdot \text{cm}$; en outre l'amplitude de l'impulsion secondaire (suivant la première impulsion) était de l'ordre de 20 % de la première impulsion avec des jonctions à haute résistivité, contre 5 à 10 % avec des jonctions utilisant du Silicium de $75 \Omega \cdot \text{cm}$.



- J₁ jonction 1
- J₂ jonction 2
- T "time pick-off"
- PAL préamplificateur lent (Ortec 103)
- AR amplificateur rapide gain 2 000
- CR coincidence rapide (2T ≈ 5ns)
- MF mise en forme
- RV retard variable
- CA 12 bi-convertisseur analogique digital
- A atténuateur
- BM 96 bloc mémoire 4096 canaux
- V visualisation XY 64 x 64 canaux
- I imprimante
- C transcodeur
- P perforatrice

Fig. 4 - Schéma de principe de l'analyseur bi-paramétrique.

Nous avons fait les essais avec les α de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à $E_p = 680 \text{ keV}$ à l'aide de jonctions de Si de $75 \Omega\cdot\text{cm}$. Pour des raisons de fabrication, l'étude de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV a été faite à l'aide de jonctions de Si de $3\,000 \Omega\cdot\text{cm}$. Ceci nous a obligés à diminuer la résolution de la coïncidence rapide, ce qui n'était pas gênant, le taux de comptage étant très faible, des écrans arrêtant les protons diffusés. Pour diminuer le bruit-de-fond et pour atténuer des parasites à haute fréquence se propageant par le secteur, nous avons pris les précautions suivantes :

a) Les tensions de polarisation des jonctions et la haute tension d'alimentation des préamplificateurs à tubes étaient fournies par une alimentation stabilisée.

b) Les tensions de polarisation des détecteurs-jonction étaient filtrées individuellement par des filtres en $\pi(\text{C-L-C})$, très près des détecteurs. Ceci était nécessaire, car les alimentations se trouvaient dans la salle de commande de l'accélérateur à une distance de 20 m de l'expérience et des mesures de bruit-de-fond avaient montré que des tensions (50 Hz du secteur et régimes transitoires dus au claquage d'autres accélérateurs dans le même bâtiment) étaient induites dans les câbles d'alimentation. L'influence de ces tensions a ainsi été fortement diminuée.

c) Les tubes des préamplificateurs étaient chauffés par courant continu filtré par des circuits en $\pi(\text{C-L-C})$. Ceci a fait disparaître le signal de 50 Hz observé à la sortie des préamplificateurs "Ortec".

II.2.3 - L'électronique rapide de coïncidences

Nous avons choisi en fonction des caractéristiques physiques des sous-ensembles déjà existants (amplificateurs, "prise-de-temps") et avons demandé la réalisation du circuit de coïncidences rapides à la Section d'Electronique Rapide du CEN-G (qui a par ailleurs fourni les amplificateurs et "prises-de-temps"). Notre travail a consisté à mettre au point l'ensemble de ces circuits dans les conditions de l'expérience.

L'ensemble de coïncidences comprend deux voies rapides, constituées

chacune d'une "prise-de-temps", d'un amplificateur à large bande passante (200 MHz) de gain 2 000 et d'une coïncidence rapide, (résolution $2\tau = 5$ ns), dont les signaux de sortie sont mis en forme (largeur 1 μ s) et envoyés sur le convertisseur CA12 pour ouvrir sa porte linéaire.

a) "Prises de temps" passives

Les impulsions de courant dues au signal fourni par la jonction ont un temps de montée très bref. Nous n'avons pas pu le mesurer. TOVE et FALK /20/ ont calculé, MARTINI, al /21/ ont mesuré le temps de montée des impulsions dues à des détecteurs-jonction fabriqués à partir de Silicium de 1 800 Ω .cm. Ils trouvent un temps de montée de 2 à 3 nanosecondes. Ces impulsions de courant induisent des impulsions dans le secondaire d'un transformateur d'impulsions (câble coaxial, bobiné en 3 ou 4 spires sur un tore de ferrite). Le temps de montée des impulsions à la sortie du transformateur est sensiblement le même que celui des impulsions de courant, la bande passante du transformateur étant de l'ordre de 10^9 Hz, et l'atténuation est pratiquement nulle. Le circuit est fermé sur haute impédance à l'entrée du préamplificateur de charge. Le secondaire du transformateur d'impulsions est fermé sur une impédance adaptée (câble 50 Ω , entrée de l'amplificateur rapide de 50 Ω). Le système est donc sans réflexion.

b) "Prises-de-temps" actives (type Lavaitte)(Fig.5)

Nous avons d'abord utilisé des "Prises-de-temps" passives et ensuite des "Prises-de-temps" actives à gain de courant, ce qui nous a permis en saturant les amplificateurs rapides, d'augmenter le rapport signal/bruit d'un facteur 2 et de diminuer le temps de montée apparent du signal. La "Prise-de-temps" active est constituée d'un transformateur d'impulsions identique à celui de la "Prise-de-temps" passive et d'un amplificateur à courant de gain 4 à deux étages adapté à l'entrée et à la sortie. Le transistor T_1 est monté en base commune, son impédance d'entrée est faible, son gain en courant inférieur à 1. Le transistor T_2 est monté en émetteur-suiveur pour adapter la sortie à l'impédance du câble. Son gain en tension est inférieur à 1, mais son gain en courant est important. La "Prise-de-temps" active a un bruit-de-fond propre très faible.

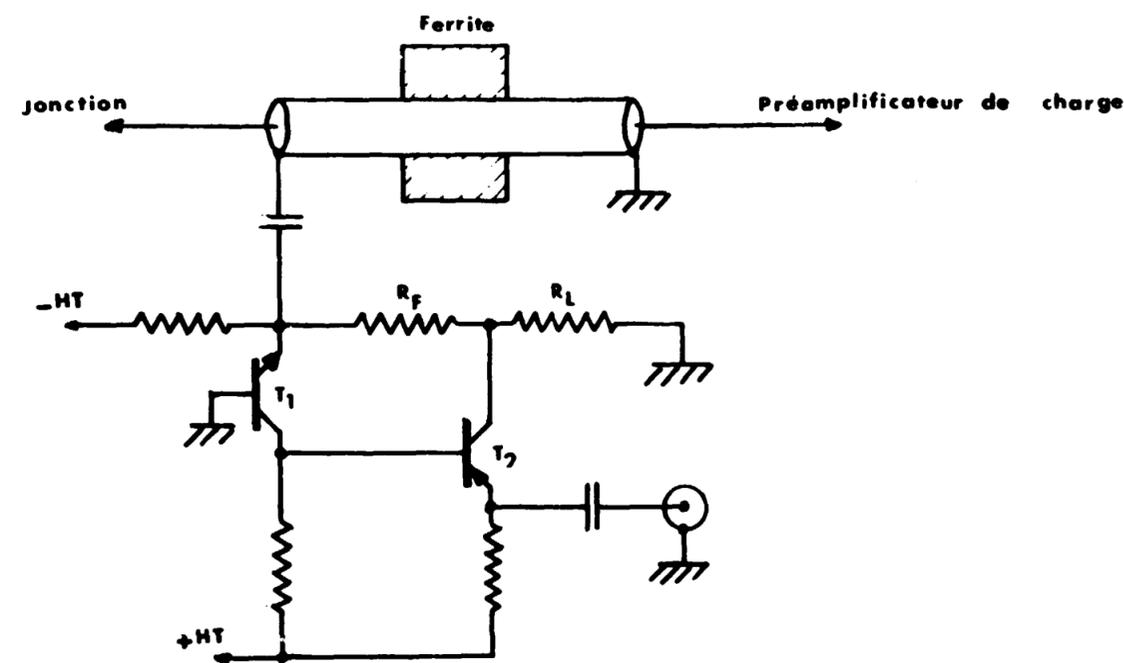


Fig.5 Prise-de-temps active (Gain 4)

c) L'amplificateur rapide à gain 2 000 (type Lavaitte)

Cet amplificateur à bande passante 200 MHz est représenté en schéma figure 6. C'est un montage ayant un gain 2 000 en tension et un bruit-de-fond particulièrement bas (bruit-de-fond à la sortie de l'amplificateur, valeur crête à crête : 200 mV). C'est l'amplitude crête à crête du bruit-de-fond de l'amplificateur rapide qui détermine le seuil inférieur de la coïncidence rapide.

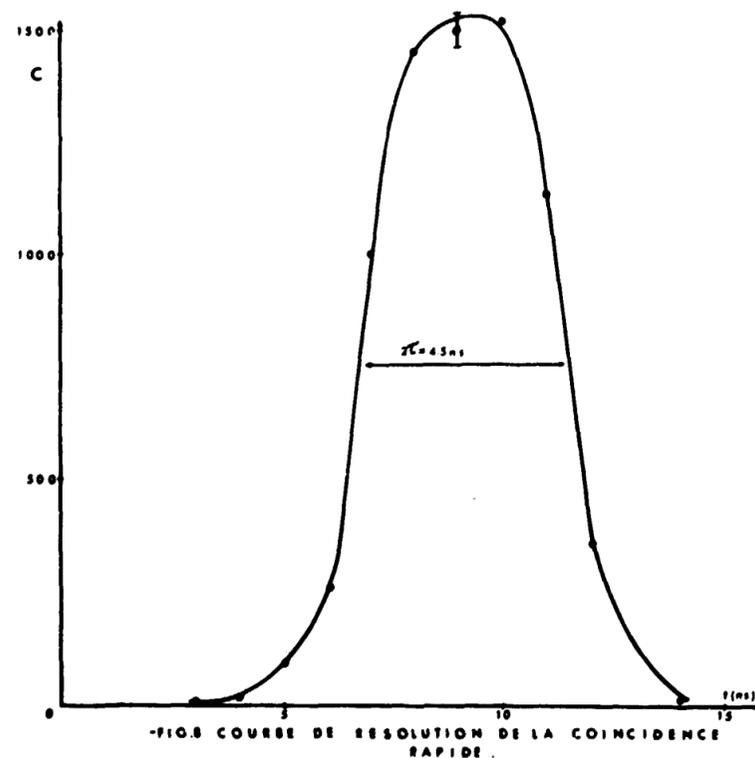
En utilisant des "Prises-de-temps" passives, l'amplitude du signal due à un α de 5,3 MeV du Po est de 750 mV à la sortie de l'amplificateur rapide. Le seuil minimum de détection de particules α en coïncidence rapide est ainsi de 1,5 MeV, l'amplificateur rapide étant assez linéaire (10 à 20 %). Nous avons essayé de diminuer le bruit-de-fond en refroidissant les amplificateurs rapides à -40°C . Il en résultait une légère diminution du bruit-de-fond des amplificateurs (10 % environ), mais le rapport signal/bruit était constant dans toute la gamme des températures essayées ($+30^\circ\text{C}$ à -40°C).

variable (résolution minimale $2\tau = 4\text{ ns}$). Elle est essentiellement constituée de deux discriminateurs de type Van Zurk, à diodes tunnel. Le signal du premier discriminateur est mis en forme par un câble court-circuité de $50\ \Omega$ d'impédance caractéristique. La largeur du signal est proportionnelle à la longueur du câble.

La coïncidence est faite sur une troisième diode tunnel montée en discriminateur, par superposition de la première impulsion longue et d'une deuxième impulsion courte (largeur $t \approx 2\text{ ns}$).

On fait varier les seuils par variation de l'amplitude de la polarisation continue des diodes tunnel des discriminateurs 1 et 2. Le signal de coïncidence déclenche un univibrateur à transistors ayant une constante de temps de $1\ \mu\text{s}$. Ce signal lent est ensuite retardé de 300 à 400 ns pour compenser le retard introduit par les voies lentes ; ce circuit de retard est constitué d'un univibrateur à constante de temps réglable, d'un circuit différenciateur et d'un deuxième univibrateur de mise en forme, dont le signal de sortie a une largeur de $3\ \mu\text{s}$. Ce signal est envoyé pour ouvrir la porte du convertisseur CA12.

Courbe de coïncidences



La figure 8 montre la courbe de résolution ($2\tau = 4,5\text{ ns}$) obtenue pour la coïncidence rapide, en enregistrant les deux particules α en coïncidence de la réaction ${}^7\text{Li}(p,\alpha\alpha)$ à $E_p = 1\text{ MeV}$ et en faisant varier le retard entre les 2 voies par pas de 1 nanoseconde.

Coïncidences fortuites

A $E_p = 163\text{ keV}$ le taux de coïncidences fortuites est négligeable (protons diffusés arrêtés par des écrans). A $E_p = 680\text{ keV}$ le taux de coïncidences fortuites est encore inférieur à 1 % pour un faisceau de protons de $1\ \mu\text{A}$. Pour pouvoir travailler éventuellement avec des courants plus élevés, nous avons fait un essai de soustraction automatique des coïncidences fortuites ; nous avons utilisé en parallèle avec le premier un deuxième appareillage identique de coïncidence rapide ayant la même résolution. Une voie sur la deuxième coïncidence est retardée d'un temps supérieur au temps de résolution. Les signaux de sortie de la deuxième coïncidence correspondent donc au taux de coïncidences fortuites d'une manière statistique. Ces signaux sont inversés et appliqués au convertisseur CA12 pour obtenir une soustraction statistique des coïncidences fortuites. Le dispositif fonctionne correctement, mais nous ne l'avons pas utilisé pour l'étude de la réaction ${}^{11}\text{B}(p,\alpha)$, le taux de fortuites étant négligeable.

II.2.4 - Amélioration du rapport signal/bruit et protection contre les parasites pour les chaînes rapides

Le circuit de coïncidences rapides s'est montré particulièrement sensible aux parasites de haute fréquence dus aux claquages d'accélérateurs électrostatiques fonctionnant dans l'air ou à la haute fréquence des sources d'ions de ces accélérateurs. En outre l'énergie minimale, à laquelle des α pouvaient être détectés, dépendait directement du niveau du bruit-de-fond des ensembles détecteurs-jonction et amplificateurs, ainsi que des parasites induits sur les câbles et les masses entre détecteurs et amplificateurs.

Pour étudier la réaction ${}^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV , il est nécessaire de détecter des α d'énergie aussi faible que possible. Nous avons donc entrepris

une étude systématique des sources de bruit et des pertes d'amplitude du signal sur les voies rapides. Nous avons trouvé que le bruit-de-fond électronique est surtout dû aux amplificateurs à bande passante large (l'amplitude moyenne de la tension de bruit-de-fond est proportionnelle à $\sqrt{\Delta f}$, c'où $|\bar{U}|^2 \sim \Delta f$). Donc toute augmentation d'amplitude du signal avant les amplificateurs à gain 2 000 améliorera le rapport signal/bruit.

Dans notre étude les "Prises-de-temps" étaient placées à l'extérieur de la boîte à cible et la liaison avec la jonction faite par un câble coaxial de 10 cm, puis un passage en ligne parallèle de 3 cm à travers la paroi de la boîte à cible. Un calcul montre qu'on gagnerait 2 dB en reliant la "Prise-de-temps" à la jonction à l'intérieur de la boîte à cible et en transmettant le signal à l'entrée de l'amplificateur par un câble coaxial comme auparavant. Ceci nécessite le passage de la paroi de la boîte à cible par une prise coaxiale étanche au vide dont nous n'avons pu disposer à cette époque. Une mesure a montré par ailleurs que le gain effectif est seulement de 1dB sur l'amplitude du signal, ne justifiant pas une modification difficile.

Le remplacement des "Prises-de-temps" passives par des éléments actifs à amplification de courant a par contre amené un gain de 6dB sur le rapport signal/bruit pour des impulsions dues à des α de faible énergie. Les impulsions d'amplitude maximale saturaient l'amplificateur à gain 2 000, ce qui diminue leur temps de montée apparent, augmente leur largeur apparente et ainsi supprime les impulsions associées. Pour les faibles taux de comptage de notre expérience ($E_p = 163$ keV), la saturation ne présente aucun inconvénient et nous avons donc adopté la solution "Prise-de-temps" active à amplification de courant de saturation des amplificateurs.

Les principales sources extérieures de bruit-de-fond sont dues aux sources HF d'accélérateurs électrostatiques fonctionnant à l'air libre, aux claquages de la haute tension de ces accélérateurs et au fonctionnement de relais électromécaniques sur notre machine. Nous avons réussi à rendre l'influence de ces parasites négligeable, en opérant de la façon suivante :

- Réalisation d'une masse unique
- Utilisation de tresses de masse, la résistance des prises coaxiales

étant trop importante en Haute-Fréquence.

- Découplage des circuits en Haute-Fréquence, le blindage du câble coaxial faisant toujours antenne.

- Blindage de la boîte à cible et de l'électronique rapide et lente par une cage de Faraday.

II.2.5 - Analyse des impulsions des spectromètres α

a) Le Convertisseur

Nous disposons d'un biconvertisseur (CA12 Intertechnique) qui fait la conversion d'amplitude-temps des impulsions (trains de sinusoides d'amplitude constante et de fréquence 2 MHz). Une coïncidence lente (résolution 2 à 3 μ s), déclenchée par le signal venant de la coïncidence rapide, autorise le fonctionnement des 2 voies du biconvertisseur, si deux impulsions des préamplificateurs de charge arrivent pendant le temps de résolution.

Le taux de coïncidences fortuites introduites par la porte du biconvertisseur est négligeable, si la porte est déclenchée par le signal d'une coïncidence rapide. L'entrée est double acceptant des signaux positifs et négatifs, ce qui permet la soustraction des coïncidences fortuites d'un spectre biparamétrique en cours d'enregistrement dans la mémoire d'un bloc d'exploitation numérique.

b) Mémoires

Nous avons utilisé un bloc d'exploitation numérique du type BM96 (Intertechnique). Ce bloc comprend une mémoire de 4 096 adresses, de capacité 10^5 chacune. Vingt tores sont affectés à chaque adresse (code binaire décimal). Le temps complet d'accès à la mémoire est de 16 μ s.

Principe de l'appareil : (Fig. 9) On sélectionne, dans la mémoire à tores, le numéro du canal en code binaire, dans lequel l'information sera classée. Le numéro du canal résulte de la position de 12 bistables constituant le registre d'adresses.

La rangée de tores, affectée à l'adresse indiquée, possède une configuration représentant le contenu de cette adresse. Cette configuration est

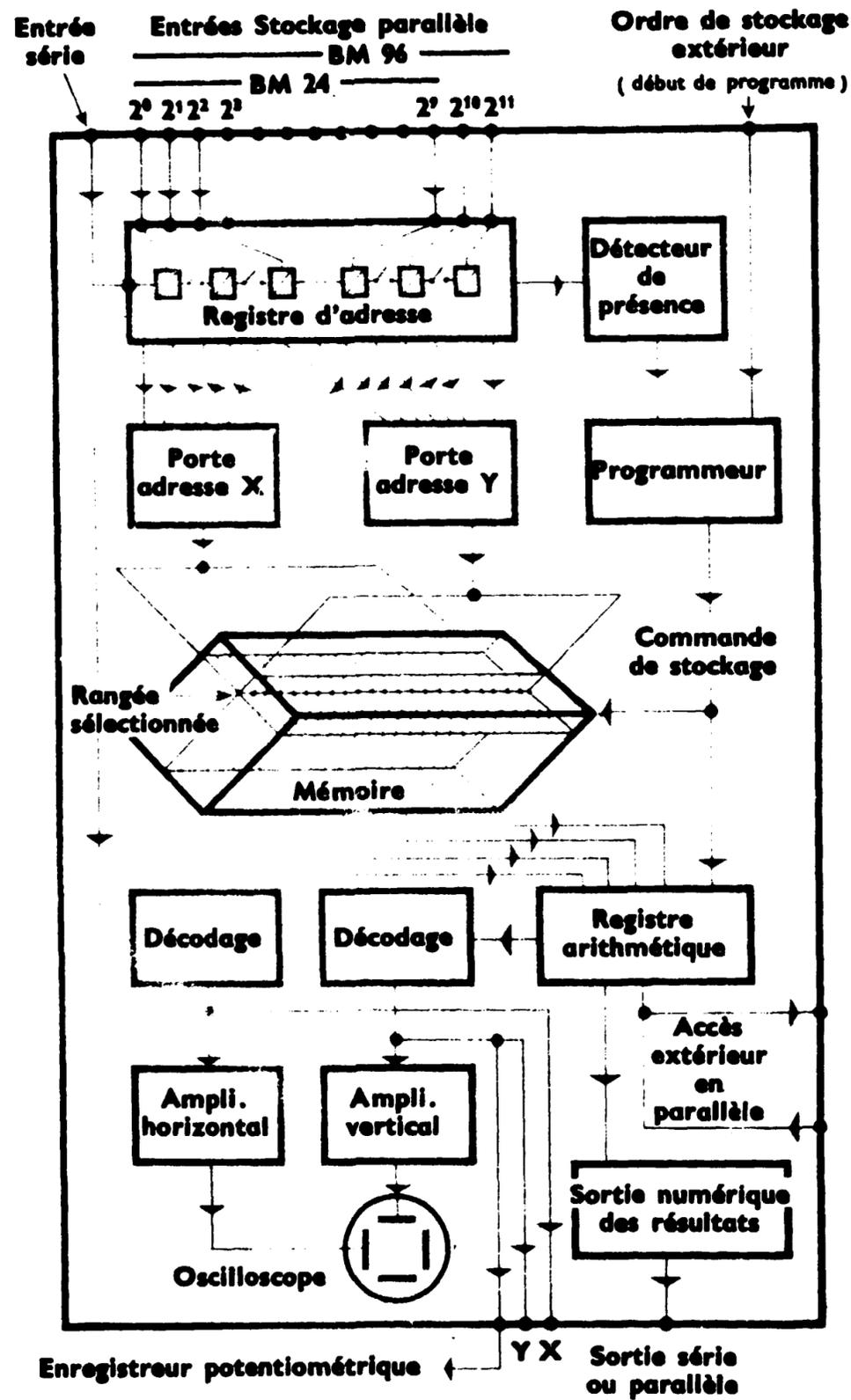


FIG. 9 SCHEMA DE PRINCIPE DU BM 96.
(d'après Intertechnique)

transférée dans le registre arithmétique fonctionnant en code binaire-décimal. Ce transfert constitue l'opération de lecture de la mémoire. C'est sur le registre arithmétique que s'effectue l'opération désirée, c'est-à-dire addition ou soustraction de 1 ou de 0. Le contenu du registre ainsi modifié est mis en mémoire dans la même rangée de tores, c'est l'opération élémentaire de stockage.

Pendant et après stockage, on peut prendre connaissance des informations inscrites dans la mémoire par présentation sur un oscilloscope. Après stockage, on peut enregistrer les informations sur imprimante, bande perforée ou bande magnétique (nous n'avons pas cette dernière possibilité).

En affectant 6 bistables aux informations d'un convertisseur 1(x), les 6 autres aux informations d'un convertisseur 2(y), nous avons programmé le bloc mémoire de telle sorte qu'il classe les informations provenant de deux signaux détectés simultanément. Ce dispositif constitue un ensemble d'analyse x-y de 64 x 64 canaux.

c) Traitement de l'information

Une unité de visualisation x-y rendait visible le contenu de la mémoire du BM96 sous forme de spectre biparamétrique (soit en perspective, soit en projection par surbrillance). La figure 10 montre une photographie en projection par surbrillance d'un spectre de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV aux angles $90^\circ - 85^\circ$ dans le plan horizontal du faisceau. La figure 11 montre le spectre de la même réaction aux angles $90^\circ - 60^\circ$ dans l'espace.

Nous avons sorti le contenu de la mémoire sur bande perforée, qui était ensuite lue par la machine à calculer Gamma 30 du C.E.N.G. Cette machine imprimait le contenu de la bande (64 spectres à 64 canaux) sous forme de spectres biparamétriques. Un programme pour visualisation en perspective du contenu de la bande a également été fait par le Laboratoire de Calcul Numérique du C.E.N.G.

II.2.6 - Critique du dispositif biparamétrique et améliorations

Pour beaucoup d'expériences avec des particules chargées, dès que leur énergie dépasse 1 à 2 MeV, l'utilisation de 64 canaux par voie

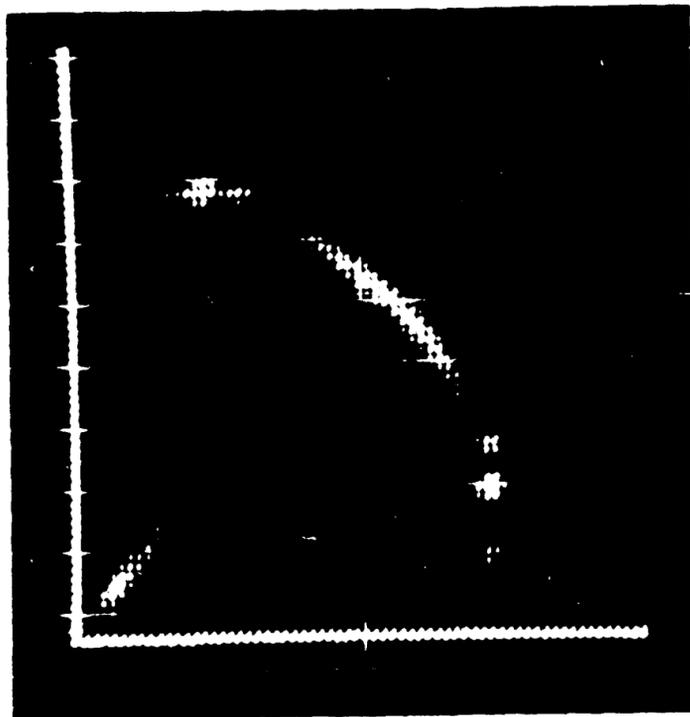


Fig.10 - SPECTRE DE LA REACTION $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ A 163 keV
(90°-85° DANS LE PLAN)

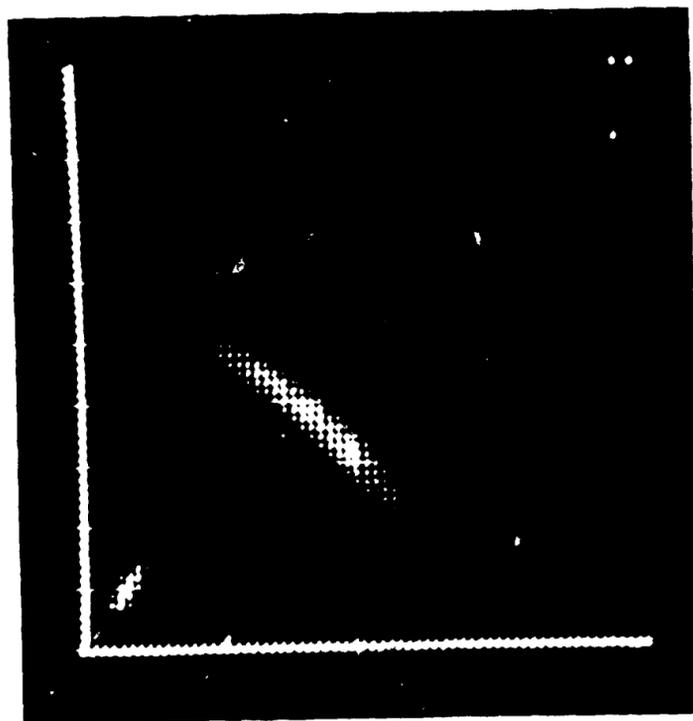


Fig.11 - SPECTRE DE LA REACTION $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ A 163 keV
(90°-60° DANS L'ESPACE)

donne une résolution insuffisante et inférieure à la résolution des détecteurs-jonction (20 à 30 keV).

Pour des expériences à faible taux de comptage (de l'ordre d'un évènement par seconde) on pourrait utiliser des codeurs permettant beaucoup plus de canaux sur chaque voie, la bande perforée servant de mémoire.

Pour des expériences à taux de comptage plus élevé, on devrait utiliser des bandes magnétiques. Pour les employer d'une manière rationnelle (temps de lecture minimal), on doit utiliser une mémoire à faible capacité et à accès et lecture rapides (mémoire en tampon) entre les codeurs et l'enregistreur à bande magnétique. Les bandes perforées ou les bandes magnétiques seront ensuite lues par une machine à calculer.

Si l'on dispose d'une machine à calculer, on peut aussi enregistrer l'information venant des codeurs sur une mémoire intermédiaire à capacité moyenne et à temps de stockage et de lecture modeste (exemple : mémoire à disques) qui, suivant le taux de comptage, transfère son contenu à la mémoire de la machine à calculer en ligne.

En parallèle avec le système à codeurs et à bande magnétique, on peut utiliser le bloc mémoire BM96 et la visualisation x-y comme système de visualisation continu à nombre de canaux réduits.

Signalons que des améliorations concernant des systèmes à analyse multi-dimensionnelle ont été présentées au dixième symposium sur des détecteurs à scintillations et à semi-conducteurs [22],[23].

a) L'analyse associative

Le nombre de canaux disponibles est utilisé d'une manière plus rationnelle que dans des systèmes classiques. La mémoire est organisée de telle manière que toute la capacité de la mémoire peut être utilisée, même si l'information est située dans peu de canaux. Les évènements sont enregistrés dans une mémoire intermédiaire et, ensuite, attribués à une partie inoccupée de la mémoire principale. L'inconvénient de la méthode est l'augmentation du temps mort de l'enregistreur par le temps nécessaire à la recherche de canaux inoccupés.

b) Sélection de zone

La sélection de zone (I.N. HOOTON Harwell) réduit le temps de recherche demandé pour trouver des positions de mémoire inoccupées. Cette technique utilise le fait que, dans beaucoup d'expériences, l'information apparaît seulement dans certains groupes de canaux. La mémoire est divisée dans des zones identiques, chacune comportant un certain nombre de canaux.

Si l'information arrive dans un canal quelconque à l'intérieur d'une zone, la position de la zone est retenue par une mémoire associée et une partie déterminée de la mémoire principale est attribuée à l'enregistrement de cette information. La mémoire associée a seulement la fonction d'une liste de référence entre les zones et les groupes d'évènements enregistrés. C'est donc un système utilisant des fenêtres digitales à autosélection, avec conversion automatique du numéro du canal dans le champ de zones à la position d'enregistrement des évènements dans la mémoire.

Cette technique a été appliquée à une mémoire de 4 096 mots à 18 bits. Ce bloc de mémoire peut être utilisé comme sélecteur à 4 096 canaux pour une analyse conventionnelle. En utilisant des conditionneurs et la technique de sélection de zones, la mémoire à 4 096 mots permet d'analyser $4 \cdot 10^6$ canaux. Le temps d'analyse (temps-mort) est le même que celui d'un bloc mémoire 4 096 canaux (de l'ordre de 10 μ s).

11.3 - DISPOSITIF DE CORRELATION DANS L'ESPACE

Pour l'étude des corrélations angulaires dans l'espace, nous avons transformé une chambre à réactions construite à l'origine pour l'étude des distributions angulaires. Cette chambre possédait un fond tournant dans l'espace, et nous l'avons complétée par un dispositif permettant le mouvement d'un détecteur en demi-cercle autour d'un axe décrit par un détecteur fixe. La hauteur de la boîte à cible limitait ce mouvement du détecteur mobile à 60° au-dessus du plan de diffusion.

La figure 12 montre une photographie de l'intérieur de la boîte à cible avec le dispositif permettant des mesures dans l'espace. Pour les différents angles, nous avons utilisé des demi-cercles à rayon différent. La distance de la jonction de la cible pouvait être réglée à l'aide d'un réglage fin.

Nous avons effectué toutes les mesures en fonction de l'angle à la même distance, donc avec le même angle solide.

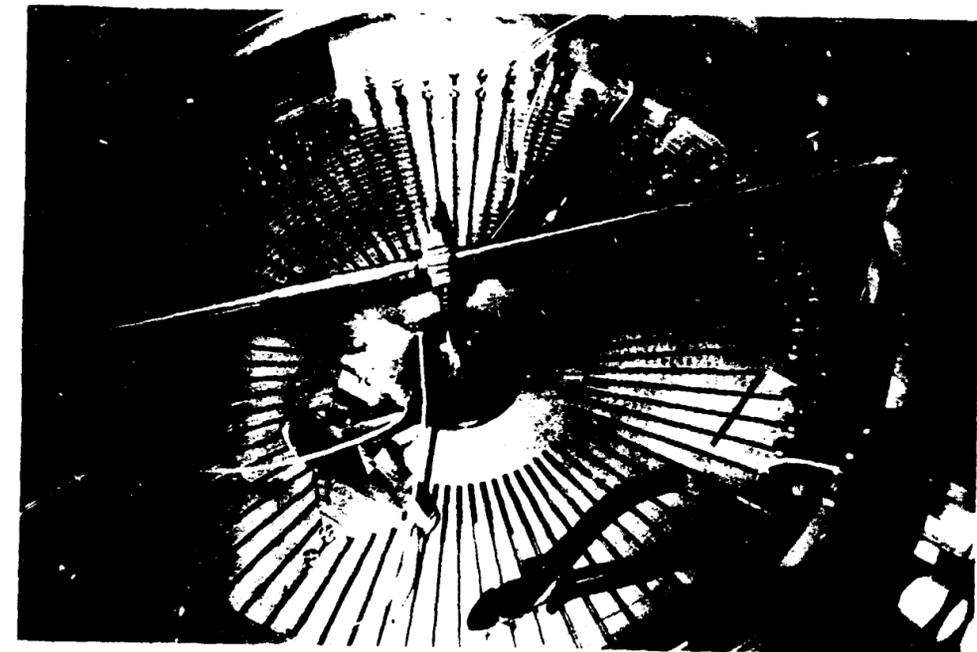


Figure 12 : Chambre à réactions avec dispositif de mesure dans l'espace.

11.4 - ETALONNAGE PAR LA REACTION $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ A 680 keV

Nous avons mesuré la corrélation d'énergie entre les particules α de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 680 keV, entre un détecteur fixe F à 90° du faisceau dans le plan horizontal et un détecteur mobile M à -80° du faisceau également dans le plan horizontal. Les seuils d'énergie sur chaque voie étaient alors 1,5 MeV, le temps de l'expérience environ de 15 heures et

le courant moyen de protons incidents de 1 μ A. La figure 13 montre le spectre ainsi obtenu.

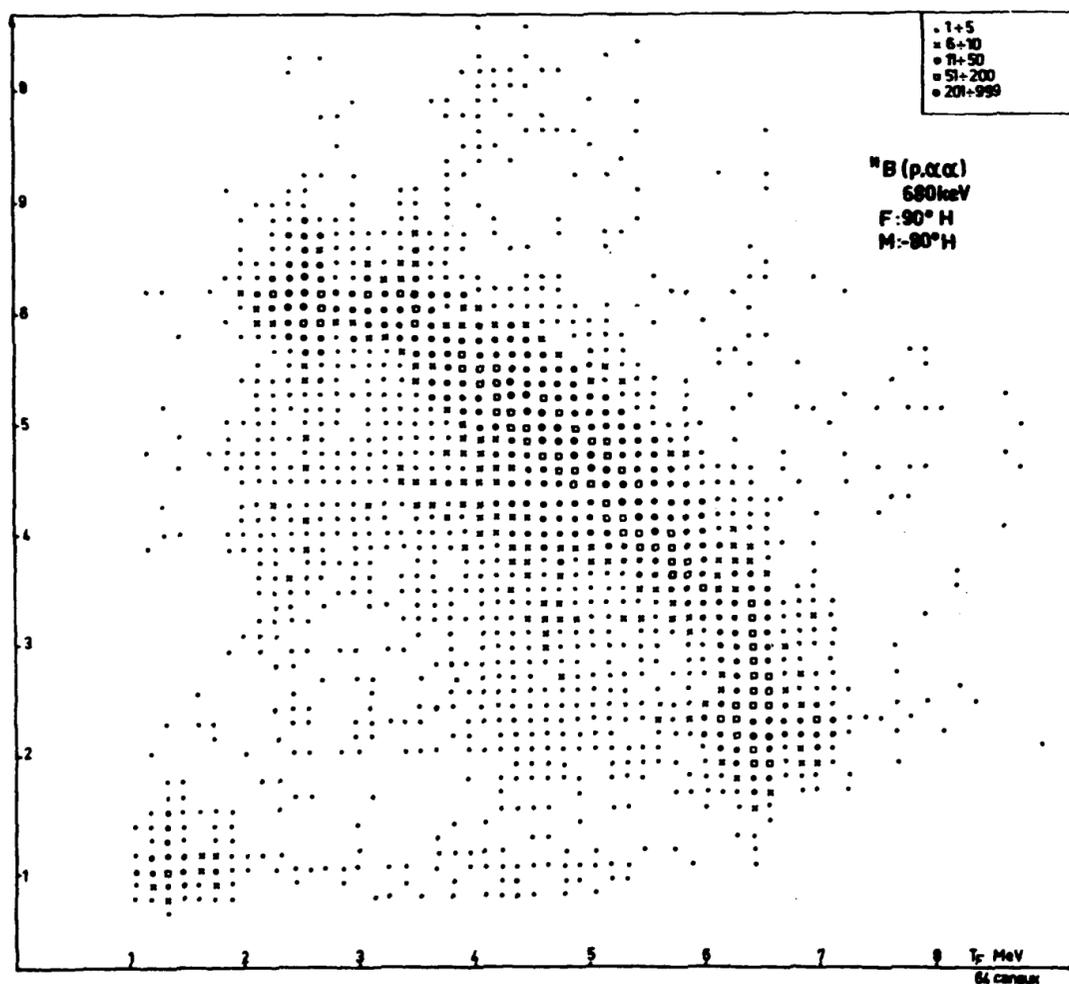


FIG.13

C H A P I T R E III
 ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESINTEGRATION
 DU $^{12}\text{C}^{\text{m}}$ (16,11 MeV, 2^+) PAR
 LA REACTION $^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)$ A 163 keV

Nous avons utilisé le dispositif biparamétrique pour mesurer des corrélations angulaires et d'énergie des α de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)$ à 163 keV, dans le plan et en dehors du plan de diffusion.

Les résultats sont donnés sous la forme de spectres biparamétriques, chaque spectre représentant 1 200 à 5 000 événements en coïncidences. Le taux de coïncidences fortuites était inférieur à 1,5 % pour les spectres mesurés à l'aide de la coïncidence rapide, et inférieur à 10 % pour les spectres obtenus avec la coïncidence lente. Les seuils étaient de 1,25 MeV (coïncidences rapides) et 0,75 MeV (coïncidences lentes).

III.1 - DISPOSITION PARTICULIERE A L'ETUDE DES CORRELATIONS DE LA REACTION $^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)$ A 163 keV

Géométrie :

Pour mesurer la corrélation entre deux α de la réaction $^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)$, le détecteur-jonction F est fixe à 90° par rapport au faisceau incident de protons dans le plan horizontal et à une distance de 58 mm du point d'impact du faisceau sur la cible. L'autre détecteur M mobile pouvait se déplacer dans l'espace autour de l'axe de recul du ^8Be et se trouvait (Fig. 3) à la même distance du point d'impact sur la cible. Nous avons utilisé une chambre à réaction de diamètre 50 cm et le dispositif

permettant le déplacement de la jonction mobile a été décrit au chapitre II.

Détecteurs-jonction à barrière de surface :

Les détecteurs utilisés étaient des jonctions à barrière de surface, faites à partir de Silicium de résistivité 3 000 Ω .cm fabriqués au laboratoire. La tension de polarisation utilisée, de 50 à 80 volts, correspond au minimum de l'amplitude du bruit-de-fond. La région dépouillée avait alors une épaisseur supérieure au parcours des particules de 8,8 MeV du ThC dans le Silicium, la zone morte de l'ordre de 500 Å, correspondant à quelques keV pour la détection de particules α de 8,8 MeV. La capacité des jonctions était de 25pF environ. Nous avons sélectionné les jonctions par paires, d'après les deux critères suivants :

- Résolution en énergie de 40 à 50 keV avec les α du ^{210}Po .

- Temps de montée des impulsions identiques dans les deux voies rapides.

Cette condition est imposée par la nécessité d'avoir un seuil le plus bas possible et identique dans les deux voies.

Les détecteurs avaient une surface d'un cm^2 . Ils étaient montés sur un support relié à la masse et derrière un diaphragme d'un diamètre de 8 mm. Le rôle du diaphragme est d'empêcher la détection de particules sur les bords de la jonction, où la région dépouillée est inhomogène. L'angle sous lequel du point d'impact on voit la jonction (munie de son diaphragme), à une distance de 58 mm, est de 8° . Les protons diffusés sont arrêtés par des écrans de Formvar de $140 \mu\text{g}/\text{cm}^2$; il y a alors production d'électrons secondaires collectés par des déflecteurs électrostatiques. Les écrans nécessaires pour arrêter les protons de 163 keV diminuent peu la résolution des jonctions et ne produisent qu'un faible déplacement du spectre α . L'élimination des protons diffusés évite tout empilement d'impulsions dans les préamplificateurs (le nombre d' α par seconde est de l'ordre de 1 000), ce qui nous a permis d'obtenir certains spectres en utilisant une électronique lente ($\tau = 2,5 \mu\text{s}$). A plus haute énergie l'utilisation d'écrans devient impossible. Notre dispositif expérimental permet (chapitre II) d'obtenir des spectres biparamétriques avec un

très faible taux de coïncidences fortuites à 680 keV. Signalons que nous avons dû changer les jonctions deux fois au cours de nos expériences, la couche d'or à la surface des jonctions étant détruite par les vapeurs résiduelles de Hg après quelques centaines d'heures de fonctionnement.

Cible de Bore :

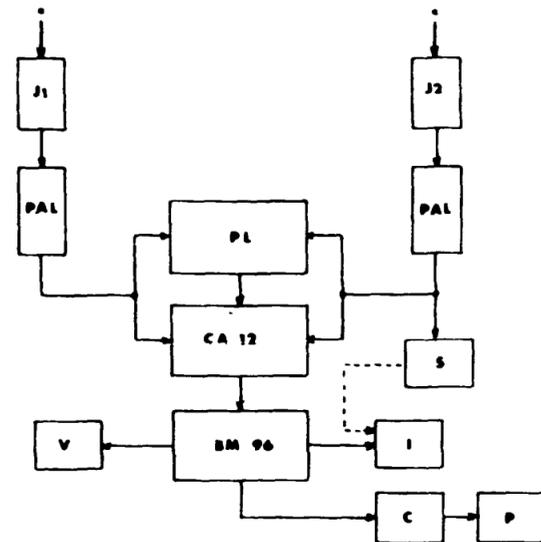
Les cibles minces de bore étaient fabriquées au laboratoire par évaporation sous vide de bore chimiquement pur (81,17 % de ^{11}B et 18,83 % de ^{10}B). Un essai d'utilisation de cible autoporteuse de bore a été fait. Mais pour que ces cibles aient une bonne résistance mécanique, elles devaient avoir une épaisseur provoquant un ralentissement des protons très supérieur à la largeur de la résonance. Par ailleurs, leur durée de vie était relativement faible (quelques heures). Dans ces conditions, nous avons utilisé [18] des cibles de bore déposé sur du carbone qui nous ont permis de déterminer la résonance de 163 keV avec une précision $\Delta E/E = \pm 0,3 \%$. Toutes les expériences à 163 keV ont été faites avec la même série de cibles.

Appareillage électronique :

a) Coïncidences lentes 2,5 μs , seuil α 750 keV

Dans une première série d'expérience (A) nous avons mesuré neuf spectres biparamétriques avec des chaînes de détection lentes et la porte lente ($\tau = 2,5 \mu\text{s}$) du convertisseur CA12.

Ce dispositif avec coïncidences lentes permet de détecter des α à partir de 600 keV ; mais la coupure du seuil n'est pas nette, le seuil moyen étant environ de 750 keV. En outre, le nombre de coïncidences fortuites est trop élevé.



- J1 jonction1
- J2 jonction2
- PAL préamplificateur lent
- PL porte lente
- CA 12 convertisseur analogique digital
- V visualisation X-Y 64 x 64 canaux
- BM 96 bloc memoire 4096 canaux
- I imprimante
- C transcodeur
- P perforatrice
- S sélecteur 400 canaux

Fig. 14. Schéma de principe de l'expérience $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV :
coïncidences lente

b) Coïncidences rapides 10 ns, seuil α 1,25 MeV

Dans une deuxième série d'expériences (B), nous avons utilisé (chapitre II), avec l'analyseur biparamétrique, deux ensembles de coïncidences lents-rapides pour diminuer le taux de coïncidences fortuites ; la résolution du système de coïncidences rapides était de $2\tau = 10$ ns, pour un seuil de 1,25 MeV et une analyse pouvant aller jusqu'à 12 MeV.

III.2 - ETALONNAGES DU DISPOSITIF

Avant et après chaque mesure d'un spectre en coïncidences de durée 16 à 24 heures, nous avons effectué un étalonnage en énergie du

spectromètre α et de l'analyseur biparamétrique, à l'aide de sources α de Po et ThC. Après chaque changement de détecteurs-jonction, nous avons refait ces étalonnages. Pour les spectres en coïncidences rapides-lentes, nous avons mesuré, avant et après chaque mesure, le temps de résolution de la coïncidence rapide. Le retard entre le signal venant de la coïncidence rapide et les signaux des chaînes de spectrométrie a été ajusté à l'aide de la réaction $^7\text{Li}(p,\alpha)$ à 1 MeV. Les signaux à analyser, provenant des deux préamplificateurs de charge, ont été constamment surveillés à l'aide d'un oscilloscope.

Etalonnage en énergie

Nous avons étalonné l'ensemble détecteur-analyseur à l'aide de sources de Po et de ThC, mises à la place de la cible dans la chambre à réaction. Avec une analyse par 64 canaux, l'erreur maximale sur la linéarité est de ± 70 keV pour les α de 8,8 MeV du ThC, soit de $\pm 0,8\%$. Pour effectuer des étalonnages entre les mesures sans introduire des sources dans la chambre à réaction, nous avons utilisé la réaction $^6\text{Li}(p,\alpha)^3\text{He}$ possédant à 163 keV une section efficace du même ordre de grandeur que celle de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$. Les raies α (1,79 MeV) et ^3He (2,39 MeV) et α_0 de $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)$ à 163 keV servaient d'étalonnages ; si elles se déplaçaient de plus d'un canal entre le début et la fin d'une mesure, le spectre était rejeté. Signalons que des variations brusques se sont parfois produites dues à un changement de sensibilité du codeur CA12 et que les spectres correspondants ont été éliminés.

Etalonnage des voies rapides

L'amplitude d'un signal rapide provenant d'une jonction étant fonction du temps de montée de l'impulsion, nous devions choisir les jonctions par paires et surveiller leur temps de montée. La mesure fréquente (chapitre II) de la courbe de résolution de la coïncidence rapide, dont les diodes tunnel étaient souvent endommagées par des parasites produits par d'autres accélérateurs, nous a permis d'effectuer toutes les mesures de spectres en coïncidences avec une résolution en temps pratiquement identique. Le retard nécessaire entre les

voies rapides et lentes, pour l'analyse des événements en coïncidence, a été ajusté de la manière suivante. Par réaction ${}^7\text{Li}(p,\alpha\alpha)$ deux particules α sont émises à 180° dans le centre de masse, soit à 90° et -85° par rapport au faisceau. Toutes les particules α vues par un détecteur étaient alors en coïncidence avec celles vues par l'autre détecteur, et le taux de comptage simple était presque identique pour les deux détecteurs. Nous avons ensuite mesuré les α en coïncidences, en ajustant le retard entre l'électronique rapide et lente de telle sorte que la perte d'événements en coïncidence devienne minimale. Nous avons pu obtenir des taux de comptage en coïncidences de $90\% \pm 1\%$ des taux de comptage simples. Nous étions donc sûrs de ne pas perdre de coïncidences, la différence étant due à la résolution angulaire ($\approx 5\%$) des détecteurs.

Etalonnage en énergie du faisceau de protons

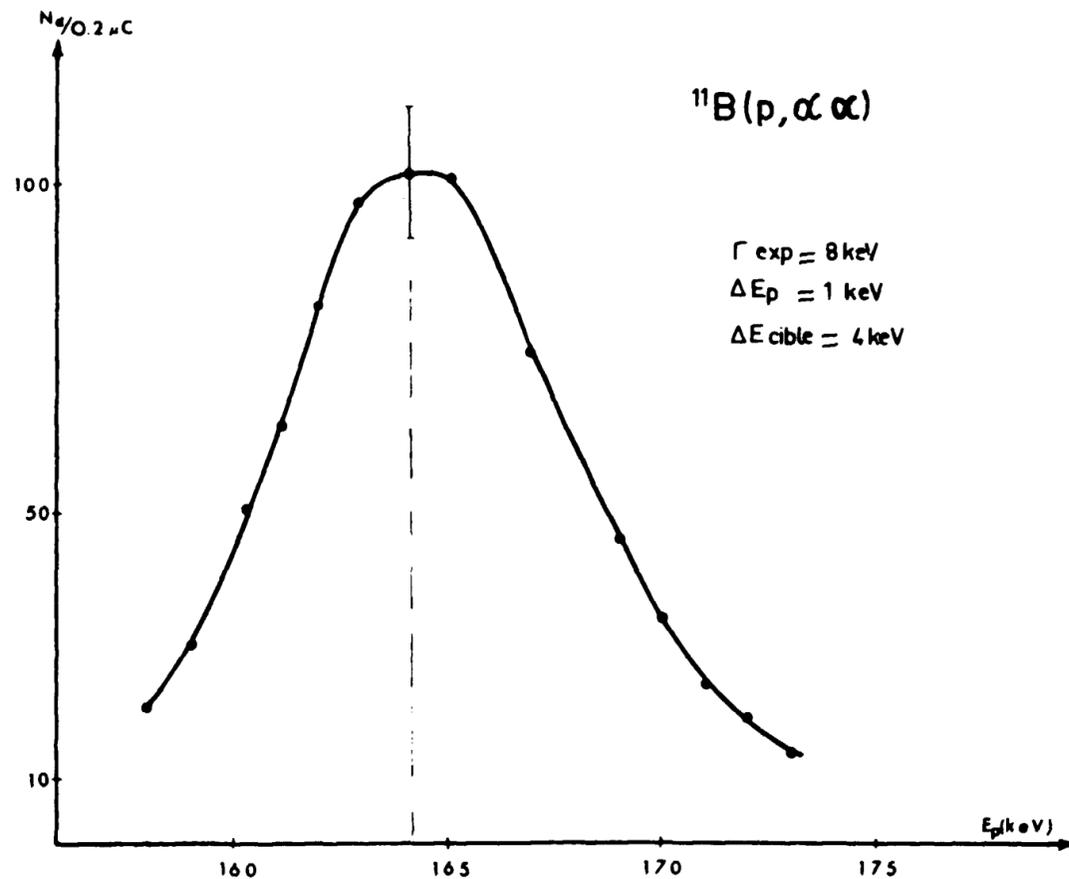


Fig.15_ COURBE DE RESONANCE TRACEE A L'AIDE D'UN DETECTEUR_ JONCTION (RESOLUTION $\Delta E \approx 40$ keV) ET UTILISANT UNE CIBLE MINCE DE BORE ($40 \text{ à } 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$)

Avant chaque mesure, nous avons tracé (Fig. 15) une courbe d'excitation de la réaction ${}^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ autour de la résonance de 163 keV par pas de 1 keV. La position du maximum de la courbe d'excitation a permis l'étalonnage en énergie de l'accélérateur compte tenu de l'épaisseur des cibles. Notons que la résolution est moins bonne que celle obtenue par LONGUEUE [18] qui utilisait des cibles plus minces (< 1 keV) et un faisceau dont la résolution en énergie était de 10^{-3} . En dehors de la résonance, l'énergie du faisceau était repérée avec précision par résonance magnétique.

III.3 - DETERMINATION DU TAUX DE COINCIDENCES FORTUITES

Le nombre d'impulsions à détecter à 163 keV est faible ($\approx 1\ 000$ événements par seconde), en raison de la faible section efficace de la réaction ${}^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ et la présence d'écrans pour arrêter les protons diffusés. Nous n'avons donc pas de problèmes d'empilement des impulsions dans les préamplificateurs de charge.

Cas des coïncidences rapides

Dans le cas des expériences faites en coïncidences rapides ($\tau = 10$ ns) le nombre de coïncidences fortuites est négligeable (< 1 événement par canal), ce qui ne justifie pas une suppression globale par soustraction électronique des coïncidences fortuites, cette soustraction pouvant introduire une erreur de l'ordre d'un événement par canal.

Cas des coïncidences lentes

Les expériences faites en coïncidences lentes ($\tau = 2,5 \mu\text{s}$) ont été des expériences préliminaires ayant pour but de mieux mettre en évidence la partie de basse énergie des spectres, les seuils du système lent étant plus bas (750 keV) que les seuils du système rapide (1,2 MeV). Par contre avec les coïncidences lentes, la soustraction électronique des coïncidences fortuites n'est pas

pratique si l'on veut garder la qualité de faible seuil. Avec un faisceau de protons de 1 μ A, le nombre de coïncidences fortuites n'étant pas négligeable, nous avons évalué (\approx 5 à 10 % près) le taux des coïncidences fortuites en comparant les spectres obtenus en coïncidences lentes avec les spectres mesurés en coïncidences rapides.

III.4 - RESULTATS EXPERIMENTAUX A 163 keV

Le détecteur-jonction F a été placé à une position fixe faisant un angle de 90° par rapport au faisceau de protons incidents dans le plan horizontal de diffusion. Le détecteur-jonction M mobile a été placé successivement à 7 angles près de l'axe de recul, puis autour de cet axe. Les amplitudes des impulsions en coïncidences produites par les détecteurs ont alors été enregistrées par l'analyseur biparamétrique décrit au chapitre II, donnant finalement la répartition des événements $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ dans le plan $T_F T_M$, T_F et T_M étant l'énergie cinétique des particules α analysées par le détecteur fixe F et mobile M.

Spectres en coïncidences lentes

Nous avons mesuré la corrélation d'énergie entre particules α de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV, pour des angles de 175°, 150°, 135° et 120° entre le compteur fixe et le compteur mobile, dans le plan de réaction et en dehors de ce plan, à l'aide de l'analyseur biparamétrique et du dispositif à coïncidences lentes ($\tau = 2,5 \mu\text{s}$).

C'étaient des expériences préliminaires qui permettaient d'utiliser des seuils d'énergie bas (750 keV) sur les deux voies F et M. Les événements fortuits étant de l'ordre de 5 à 10 % du nombre total d'événements, la dispersion des points mesurés est importante ; nous ne présentons pas ces spectres. Nous avons répété toutes ces mesures à l'aide du dispositif à coïncidences rapides, avec des seuils plus élevés (1,0 à 1,2 MeV).

Spectres en coïncidences rapides

Utilisant l'ensemble lent-rapide de ($2 \tau = 10 \text{ ns}$), décrit au chapitre II pour mesurer la corrélation d'énergie avec deux détecteurs placés aux mêmes angles que dans le cas précédent, nous avons obtenu avec un faisceau de protons de 1 μ A environ 250 événements par heure (2 000 à 12 000 événements vrais, et 50 à 100 événements par canal dans les pics), le taux de coïncidences fortuites étant inférieur à 1 %. Le nombre total N_c de coïncidences indiquées sur les spectres (Fig. 16 à 21) est donc le nombre total d'événements enregistré sur l'analyseur biparamétrique. Les spectres tracés ont été normalisés à $N_\alpha = 10^6$ événements α détectés sur la voie M. Tous les spectres ont été enregistrés à la fois sur bande imprimée et sur bande perforée. Les bandes perforées ont été lues sur machine à calculer (Gamma 30 du C.E.N.G.) et leur contenu imprimé sous la forme de matrice de 64×64 canaux. Nous avons tracé ces spectres sur un diagramme de Dalitz $N = f(T_F, T_M)$ en tenant compte de l'étalonnage des voies (fixe F et mobile M) obtenu en spectrométrie α . A titre de contrôle, nous avons également tracé plusieurs spectres à partir du contenu des bandes imprimées. La visualisation x-y de la mémoire du bloc BM96 nous a servi à effectuer des contrôles fréquents en cours d'expérience.

Nous avons enregistré les résultats intermédiaires et finaux de chaque expérience à l'aide d'un appareil photographique (à film polaroïde ou à plaque), voir chapitre II. Cette méthode de contrôle nous a permis de détecter tout changement de forme du spectre en cours d'expérience. Avant et après chaque mesure, le dispositif expérimental a été étalonné en énergie à l'aide de sources de Po et ThC.

Spectres α simples en dehors et pour la résonance de 163 keV

L'étude détaillée de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV, (DEHNHARD [7/], [12/], LONGEQUEUE [18/], [19/]) a pour origine la difficulté d'expliquer la forme du spectre α à cette résonance. Nous avons une nouvelle fois mesuré ce spectre α simple de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV et à 150 keV (Fig. 2), en plaçant un détecteur à 90° par

rapport à la direction du faisceau et en utilisant la même cible mince de Bore ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). La résolution en énergie de nos détecteurs a permis une séparation nette de la voie α_0 de 5,8 MeV. La forme de spectres est en accord avec les résultats de DEHNHARD [13]. Nous avons observé une importante modification de la forme du spectre et un très faible déplacement (60 keV) du maximum à 163 keV par rapport au maximum à 150 keV. Notons que DEHNHARD avait utilisé une cible épaisse pour la mesure du spectre $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 150 keV, tandis que nous avons gardé la même cible mince pour les mesures à la résonance et à 150 keV. C'est précisément la grande proportion relative des α de faible énergie (2 à 3 MeV) à la résonance qui est à l'origine des travaux de DEHNHARD, puis de LONGEQUEUE. Nous savons maintenant que ces α de faible énergie apparaissent surtout associés aux α_1 dans une direction perpendiculaire au plan de diffusion.

Spectres α - α obtenus [24]

Nous avons tracé la distribution des événements correspondant à chaque spectre de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV dans un diagramme en fonction de T_M et T_F . Les points expérimentaux se placent sur la ligne cinématique, tracée sur les mêmes diagrammes. Nous avons aussi projeté les spectres biparamétriques sur les axes d'énergie T_M et T_F du diagramme de Dalitz, et les avons comparés avec la distribution dans l'espace des phases qu'on obtiendrait s'il n'existait pas de corrélation entre particules α (en faisant l'approximation d'un problème sans spin) ; il a également permis de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux de DEHNHARD [13]. Les corrélations d'énergie E_{12} , E_{13} , E_{23} entre deux des trois particules α dans l'état final en fonction de l'énergie d'excitation du $^8\text{Be}^*$ ont été calculées et tracées également sur les diagrammes (T_F, T_M) ; on a utilisé la notation du groupe de Rice University :

- 1) particule α détectée par F
- 2) particule α détectée par M
- 3) particule α non détectée.

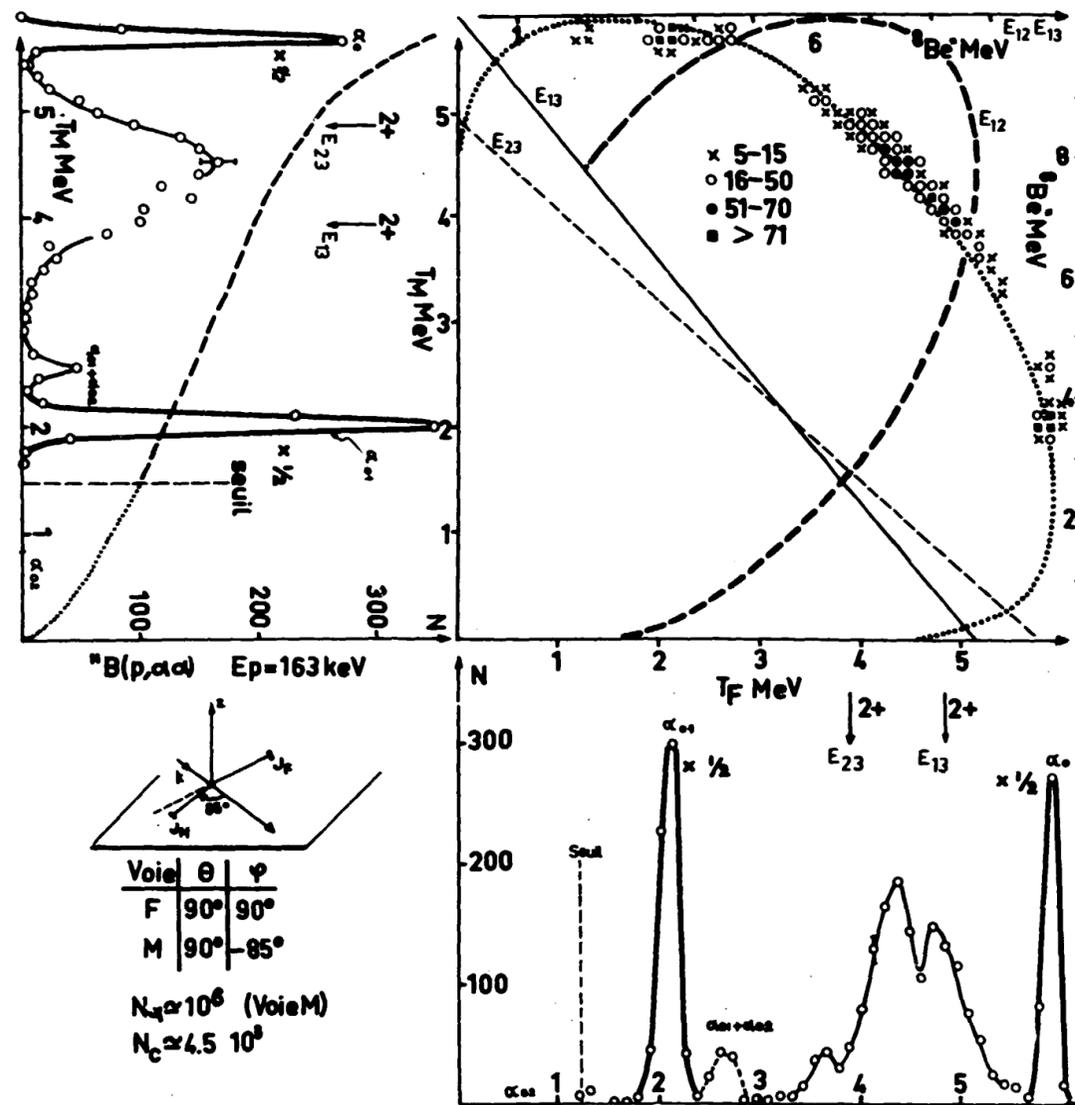


FIG.16

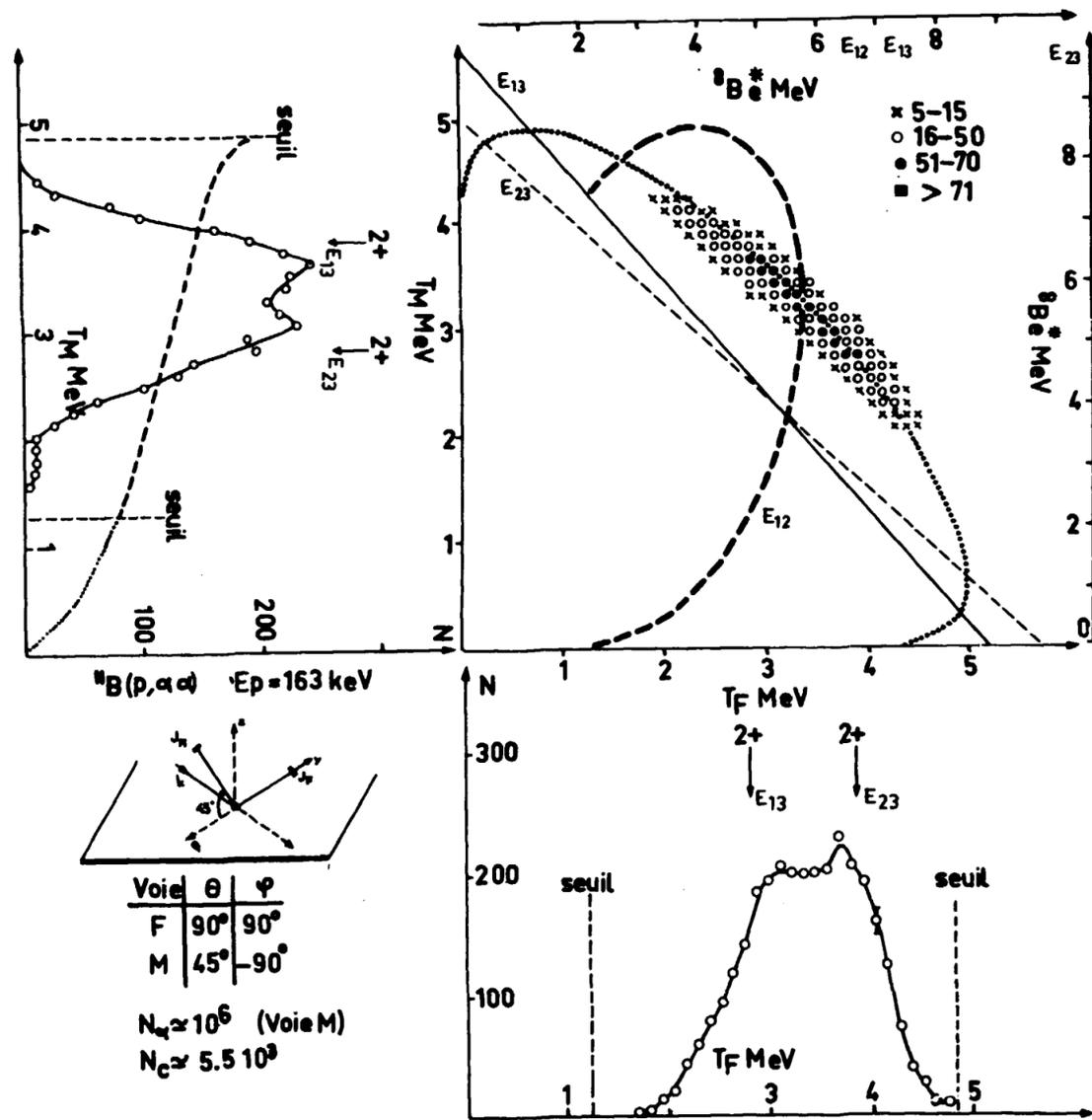


FIG. 19

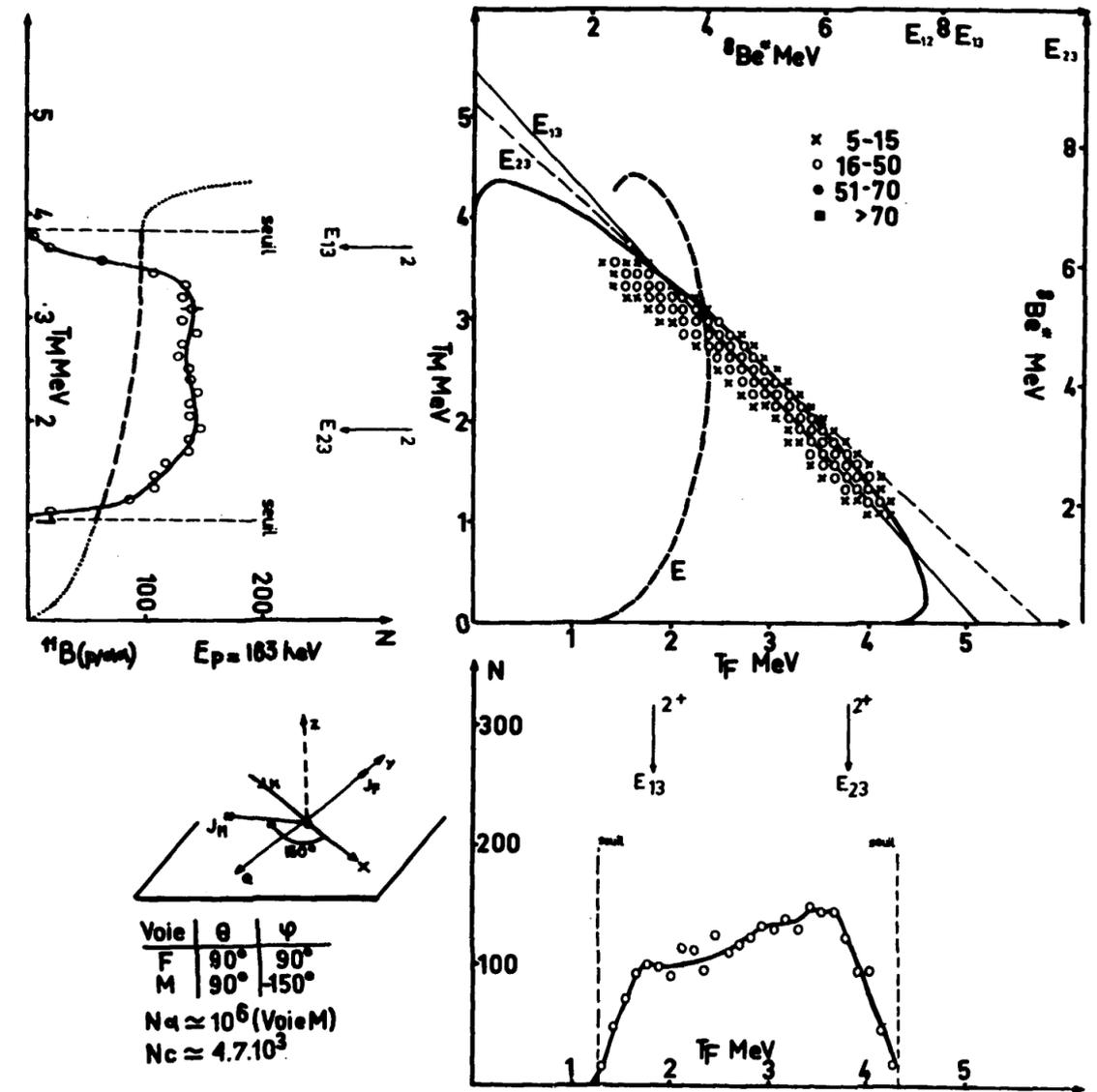


FIG. 20

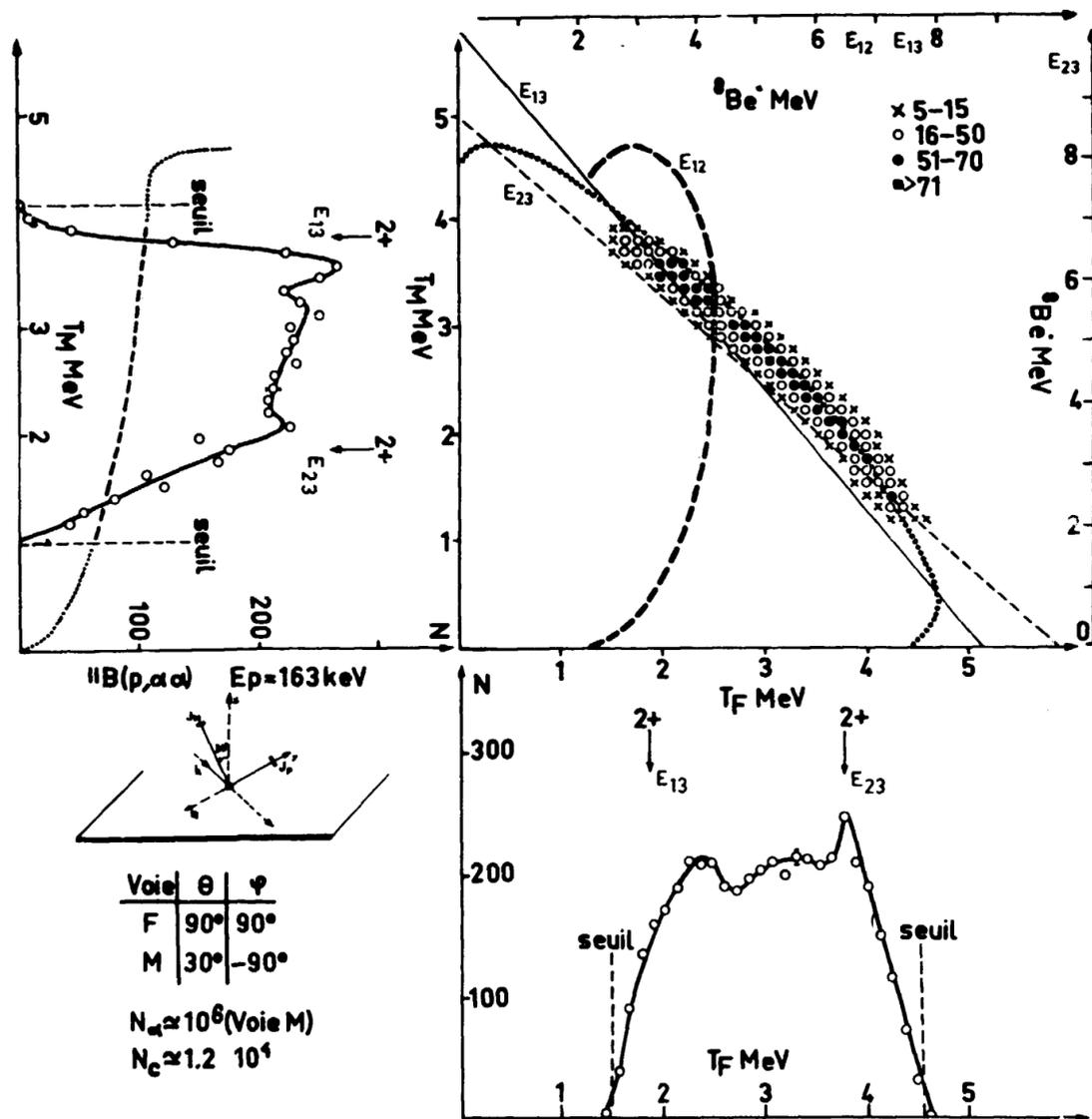


FIG. 21

III.4.i - Discussion des résultats expérimentaux

Rappelons brièvement les éléments cinématiques et géométriques de la réaction à trois corps $^{11}\text{B}(p, \alpha\alpha)$ à 163 keV analysés dans les spectres (Fig. 16 à 21) et correspondant à la désintégration α du $^{12}\text{C}(16,11 \text{ MeV } 2^+)$.

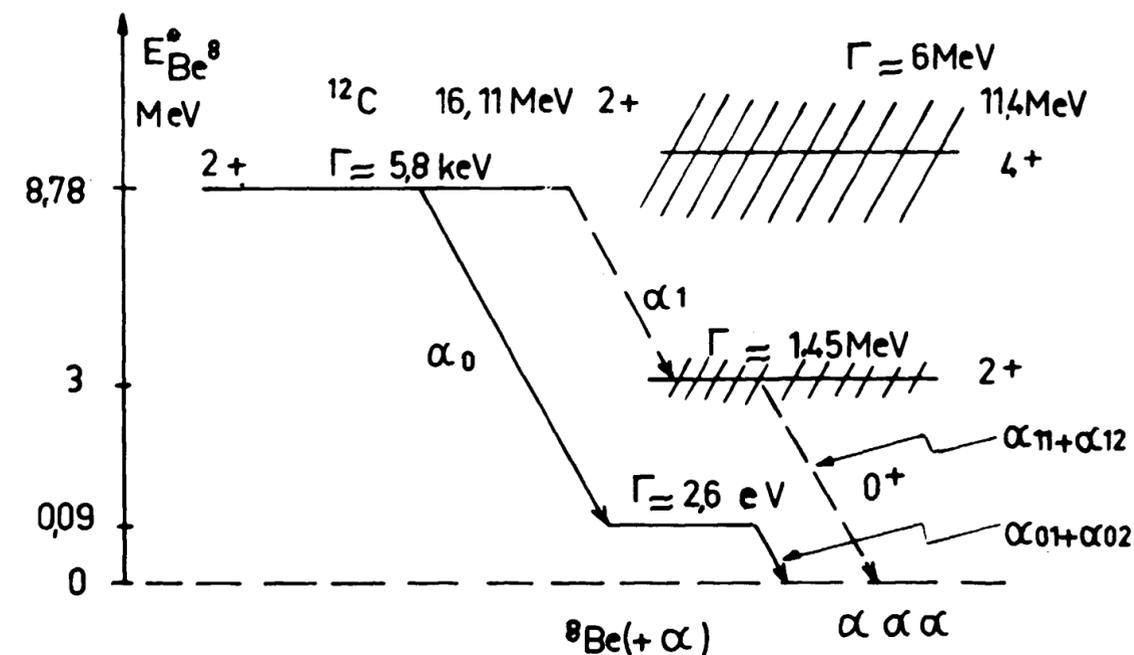


FIG. 22

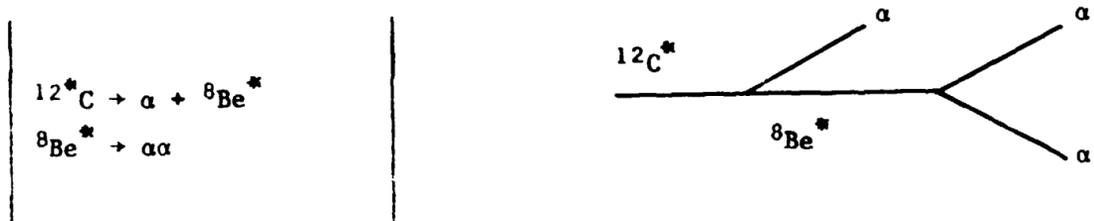
la réaction ayant lieu par formation du système composé $^{12}\text{C}^*(16,11 \text{ MeV})$ de largeur $\Gamma = 5,8 \text{ keV}$ à la résonance de 163 keV (Fig. 15).

Cette désintégration α peut se produire suivant deux mécanismes essentiels qui dépendent de la configuration du système $^{12}\text{C}^*(16,11 \text{ MeV})$ au moment de la désintégration, soit par émission α - ^8Be , soit par émission simultanée des trois particules α . Lors d'une émission α simultanée sans corrélation entre les trois particules α



la probabilité de transition est proportionnelle au volume de l'espace des phases pour les paramètres (angles et énergie T_F , T_M) considérés, dans une première approximation en négligeant les termes dus au moment angulaire du système se désintégrant en trois α ; les courbes correspondantes ont été comparées aux spectres expérimentaux $W = f(T_M)$ (Fig. 16 à 21) projetés sur l'axe T_M .

Lors d'une suite d'émission en deux corps, au contraire il y a forte corrélation entre les particules α , et l'on peut considérer la cascade de réactions



avec formation du système de $2\alpha({}^8\text{Be}^*)$ dans l'état 0^+ , 2^+ ou 4^+ ; la particule α d'abord émise possède alors l'énergie cinétique correspondant à une réaction à deux corps :

$$T_0 \approx 5,8 \text{ MeV pour } \alpha_0 - {}^8\text{Be}(0^+)$$

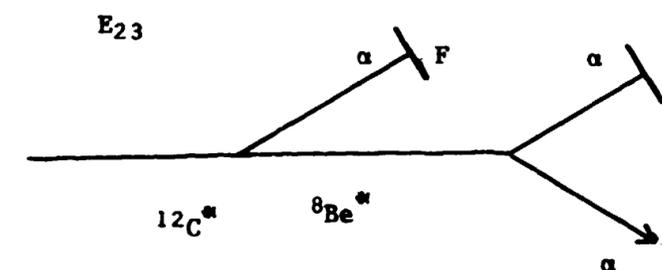
$$T_1 \approx 3,9 \text{ MeV pour } \alpha_1 - {}^8\text{Be}(2^+)$$

en prenant, pour le système ${}^8\text{Be}(2^+)$, son énergie la plus probable $E(2^+) \approx 3 \text{ MeV}$, les deux autres particules $\alpha(\alpha_{01}$ et $\alpha_{02})$, résultant de la désintégration du ${}^8\text{Be}^*$, se partageant au maximum l'énergie cinétique $R = T/2$ de recul du ${}^8\text{Be}^*$ augmentée de son énergie interne ($E(0^+) \approx 90 \text{ keV}$ et $E(2^+) \approx 3 \text{ MeV}$). Il en résulte que, dans l'émission par cascade, les spectres α doivent présenter une structure de raies associée aux modes $\alpha_0 - {}^8\text{Be}(0^+)$, $\alpha_1 - {}^8\text{Be}(2^+)$ ou $\alpha_2 - {}^8\text{Be}(4^+)$ et caractérisée par l'énergie interne du ${}^8\text{Be}^*$:

$$E(0^+) \approx 90 \text{ keV}, \quad E(2^+) \approx 3 \text{ MeV} \text{ ou } E(4^+) \approx 11,5 \text{ MeV}$$

Il faut en outre tenir compte que chaque particule (par exemple α_0 , α_{01} ou α_{02} dans la désintégration $\alpha_0 - {}^8\text{Be}(0^+)$) peut être détectée par le compteur F, le compteur M, ou peut ne pas être détectée ; l'énergie interne $E({}^8\text{Be}^*)$, paramètre essentiel de l'émission en cascade, peut donc être déterminée à partir des possibilités expérimentales suivantes :

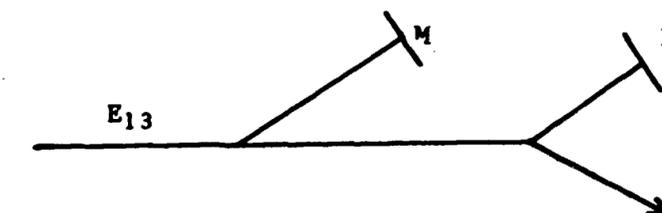
Premier cas :



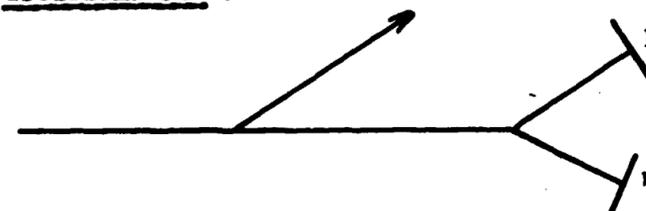
Le compteur F détecte la particule α de désintégration du ^{12}C , le compteur M détecte un des 2 α du ${}^8\text{Be}^*$. En notant PHILLIPS /11/ :

1) la particule α détectée par F, 2) celle détectée par M et 3) celle non détectée, l'énergie interne des deux α du ${}^8\text{Be}$ (s'il existe) est alors donnée par E_{23} , fonction de T_F (ou T_M) représentée sur les spectres biparamétriques, la position $E_{23}(2^+)$ étant donnée aussi sur les spectres projetés.

Deuxième cas :



Troisième cas :



Ce cas est double, E_{12}^+ et E_{12}^- , les deux particules α de la désintégration du ${}^8\text{Be}^*$ n'ayant pas la même

énergie cinétique dans le système du laboratoire. Les valeurs de E_{12} , E_{23} , E_{13} fonctions de T_F (ou T_M) ont été portées sur chaque diagramme (T_F , T_M) pour comparer avec les résultats expérimentaux.

Remarquons que les α_{11} et α_{12} de la désintégration du niveau 2^+ (2,9 MeV) du $^8\text{Be}^*$ (s'il existe), correspondant au cas E_{12} , ne peuvent être détectés en coïncidence que dans un cône d'ouverture angulaire de 105° , compte tenu de la résolution finie des détecteurs, si le seuil de détection est de 1,2 MeV et si l'on prend, pour l'énergie d'excitation du $^8\text{Be}^*(2^+)$, sa valeur la plus probable (2,9 MeV). Nous avons effectué les mesures de corrélation entre α à des angles de 175° à 120° entre les deux détecteurs et nous n'observons donc pas de coïncidence entre α_{11} et α_{12} (cas E_{12}). Si l'on tient compte de la largeur importante du niveau $^8\text{Be}^*(2^+)$ ($\Gamma \approx 1,45$ MeV), une très faible contribution (quelques pour-cent) de coïncidences $\alpha_{11} - \alpha_{12}$ au nombre d'évènements total est possible au voisinage des seuils, dans le cas de la géométrie 120° entre le détecteur fixe et le détecteur mobile.

Cette contribution nous a paru trop faible pour en tenir compte dans l'interprétation des spectres mesurés à 120° .

Géométrie coplanaire ($90^\circ - 85^\circ$) (Fig. 16)

Ce compteur F est toujours à 90° . Cette disposition coplanaire (plan horizontal de diffusion) correspondrait dans le cas d'une désintégration en deux corps $\alpha - ^8\text{Be}^*$ à un angle de 180° entre les deux corps dans le repère C du centre de masse ; ceci reviendrait dans ce cas à placer le second détecteur dans la direction de recul du $^8\text{Be}^*$ (s'il existe). Par exemple pour $^8\text{Be}(0^+)$, les deux α de désintégration du ^8Be sont émis dans un cône d'ouverture de 10° et à 180° par rapport à la direction du premier α . Pour cette géométrie, on ne peut pas séparer les deux α du $^8\text{Be}^*(0^+)$ avec notre dispositif expérimental.

La distribution des évènements observés ne correspond pas à la "distribution de l'espace des phases" (courbes pointillées) dans le plan $N = f(T_M)$. Cette distribution de l'espace des phases est celle d'un problème cinématique à trois particules identiques, sans corrélation

entre elles et sans tenir compte des moments angulaires. La distribution expérimentale est nulle sur une partie de la ligne cinématique (Fig. 16 - diagramme $T_F T_M$) et il est probable que la distribution statistique de l'espace des phases doit être faible et par conséquent que la désintégration en 3 α doit aussi être très faible. Au contraire, la distribution expérimentale est en grande partie explicable par les désintégrations $\alpha_0 - ^8\text{Be}(0^+)$ et $\alpha_1 - ^8\text{Be}(2^+)$. L'on observe d'abord les deux importants amas d'évènements localisés à :

$$T_F = 2,0 \pm 0,1 \text{ MeV} \quad T_M = 5,8 \pm 0,1 \text{ MeV}$$

$$\text{et } T_F = 5,8 \pm 0,1 \text{ MeV} \quad T_M = 2,0 \pm 0,1 \text{ MeV}$$

et correspondant exactement aux valeurs calculées pour la désintégration $\alpha_0 - ^8\text{Be}(0^+)$:

	α_0	α_{01}	α_{02}	$\sum T_\alpha$
T_{MeV}	5,81	2,0	0,93	8,78

Remarquons sur la figure 16 que les quelques évènements à $T_F \approx 1,2$ MeV, près du seuil, peuvent correspondre à la traînée (en pointillé sur le spectre en T_F) du pic $\alpha_0 = 0,93$ MeV vu par F associé à $\alpha_0 = 5,8$ MeV vu par M.

Remarquons aussi que les petits amas à $T_F = 2,8$ MeV et $T_M = 2,5$ MeV sont dus à la détection simultanée par un seul compteur des deux α (α_{01} et α_{02}) de désintégration du $^8\text{Be}(0^+)$, l'autre compteur en coïncidence détectant la particule α_0 associée, ceci étant dû au faible angle ($\approx 10^\circ$) entre α_{01} et α_{02} , l'angle vu par le détecteur est $\approx 10^\circ$.

En ce qui concerne les évènements entre 3 et 5,5 MeV, ils forment un important amas s'annulant à chaque extrémité et dont la structure fine peut être vue sur la projection sur T_F , comprenant au moins deux raies d'environ 1 MeV de largeur en T_F . L'erreur due à la résolution finie des détecteurs et à la résolution limitée de l'analyseur 64×64 canaux est de ± 100 keV et il est donc difficile d'analyser la structure fine des évènements situés entre 3 et 5,5 MeV. La raie vers 4,9 MeV correspond cinématiquement à la désintégration en deux corps

$\alpha_1 - {}^8\text{Be}(2^+)$ lorsque (cas E_{13}) la particule α_1 de 3,9 MeV est détectée par M et α_{11} de 4,86 MeV étant vue par F (α_{12} a alors une faible énergie de 50 keV et ne peut pas être détectée):

	α_1	α_{11}	α_{12}	$\sum T_\alpha$
T_{MeV}	3,86	4,87	0,05	8,78

${}^8\text{Be}(2^+)$

$$R_1 = 1,94 \text{ MeV}$$

$$T_\alpha = 3,9 \text{ MeV}$$

$$\left(\frac{v}{c}\right)_{R_1} \approx \frac{2}{8} \cdot \frac{1940}{10^6}$$

$$\approx 2 \cdot 10^{-3}$$

Conclusion :

Il y a indication de structure due à $\alpha_1 - {}^8\text{Be}(2^+)$; mais :

- 1) on ne comprend pas le déplacement de deux pics ;
- 2) il faut refaire l'expérience avec une résolution meilleure, au moins 200×200 canaux, tout en conservant la résolution des α d'au moins de 40 keV et en augmentant la statistique.

Géométries coplanaire $90^\circ - 120^\circ$ et non-coplanaire $60^\circ - 90^\circ$ (Fig. 17, 18)

Ces dispositions coplanaire et dans l'espace correspondent à un angle de 150° entre deux α détectés. Les spectres mesurés avec le détecteur M dans le plan de diffusion et en dehors du plan sont semblables.

Dans le cas d'une désintégration en deux corps $\alpha - {}^8\text{Be}^*$, le détecteur M se trouve trop loin de la direction de recul du ${}^8\text{Be}^*$ et les α_{01}, α_{02} de la désintégration du ${}^8\text{Be}(0^+)$ ne peuvent pas être détectés en

coïncidences avec les α_0 .

Au contraire, les α_1, α_{11} et α_{12} de la désintégration en cascade par le ${}^8\text{Be}^*(2^+)$, (s'il a lieu) ont des énergies de 3,9 MeV, 3,7 MeV et 1,2 MeV pour le cas des coïncidences entre α_1 et α_{11} , (cas $E_{13} E_{23}$), quand on prend pour l'énergie d'excitation du ${}^8\text{Be}^*(2^+)$ sa valeur la plus probable (2,9 MeV). On ne détecte alors pas la particule α_{12} .

Le cas E_{12} (coïncidences entre α_{11} et α_{12}) ne peut pas être observé, l'angle de 150° entre le détecteur fixe et le détecteur mobile étant supérieur à l'angle limite (105°) pour lequel des α_{12} de 1,2 MeV peuvent être détectés en coïncidences avec des α_{11} de 3,7 MeV.

L'on observe un très important amas d'évènements localisés à ($T_F = 3,9 \pm 0,1 \text{ MeV} \mid T_M = 3,9 \pm 0,1 \text{ MeV}$) de largeur de la raie de $1,0 \pm 0,1 \text{ MeV}$ et correspondant (cas $E_{13}, E_{23}, \alpha_{12}$ pas détecté) à la désintégration $\alpha_1 - {}^8\text{Be}^*(2^+)$:

	α_1	α_{11}	α_{12}	$\sum T_\alpha$
T_{MeV}	3,9	3,7	1,2	8,8

Sur les projections en T_F et T_M , on observe des raies dissymétriques, correspondant à la détection de α_1 (3,9 MeV) par le détecteur M et de α_{11} (3,7 MeV) par le détecteur F (cas E_{13}), et à la détection de α_{11} (3,7 MeV) par M et de α_1 (3,9 MeV) par F (cas E_{23}), la particule α_{12} n'étant pas détectée.

La distribution des évènements observés ne correspond pas à la distribution de l'espace des phases (courbes pointillées) dans le plan $N = f(T_M)$. La distribution expérimentale est nulle sur une grande partie de la ligne cinématique (Fig. 17, 18, diagramme T_F, T_M) ; la distribution statistique de l'espace des phases doit donc être très faible.

KRAMER /26/ indique, que pour le problème d'un système possédant un moment angulaire et se désintégrant en trois particules α , la distribution purement statistique de l'espace des phases n'est pas valable :

KRAMER [26] a calculé la distribution théorique en faisant intervenir les moments orbitaux et il a donné les résultats en forme de diagramme de Dalitz triangulaire, pour la désintégration en trois particules α du $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV).

La distribution calculée par KRAMER [26] ne diffère que peu d'une distribution statistique de l'espace des phases. Nous faisons donc l'approximation de comparer nos résultats expérimentaux avec la distribution purement statistique de l'espace des phases, tracée en pointillés dans nos diagrammes. La distribution expérimentale est en très grande partie explicable par la désintégration $\alpha_1 - ^8\text{Be}(2^+)$.

Remarquons aussi qu'une contribution aux spectres peut être due à la désintégration du niveau $^8\text{Be}^*(4^+)$, dont la traînée est atteinte par la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV.

Géométrie 45° - 90° : (Fig. 19)

Cette disposition dans l'espace correspond à un angle de 135° entre deux α détectés. La distribution des événements observés se situe sur une large partie de la ligne cinématique avec un amas à ($T_F = 3,5 \pm 0,5$ MeV, $T_M = 3,2 \pm 0,5$ MeV). Dans le cas d'une désintégration $\alpha_1 - ^8\text{Be}^*(2^+)$ on détecterait des α_1 de ($3,9 \pm 0,1$ MeV) et des α_{11} de ($2,9 \pm 0,1$ MeV), (cas E_{13} et E_{23}), les α_{12} (cas E_{12}) ne pouvant pas être détectés à cause de la géométrie.

	α_1	α_{11}	α_{12}	$\sum T_\alpha$
T_{MeV}	3,9	2,9	2,0	8,8

La distribution expérimentale diffère d'une distribution statistique dans l'espace des phases, car elle est nulle sur une partie de la ligne cinématique ; il en résulte que la distribution statistique de l'espace des phases est faible et par conséquent que la désintégration en 3α ne peut pas être prépondérante. Par contre, considérant que le niveau $^8\text{Be}^*(2^+)$ est large ($\Gamma = 1,45$ MeV) et que

la contribution du niveau $^8\text{Be}^*(4^+)$ de largeur $\Gamma = 6$ MeV (s'il existe) ne peut pas être négligée, la distribution expérimentale est en grande partie explicable par les désintégrations $\alpha_1 - ^8\text{Be}^*(2^+)$ et $\alpha_2 - ^8\text{Be}^*(4^+)$. Néanmoins, une faible contribution de la désintégration en 3α ne peut pas être exclue, compte tenu de la large distribution des événements sur la ligne cinématique.

Géométries 90° - 150°, 30° - 90° : (Fig. 20, 21)

Ces géométries coplanaire et dans l'espace correspondent à un angle de 120° entre deux α détectés en coïncidences. Cette géométrie correspond au centre du diagramme de Dalitz triangulaire. Dans le cas d'une désintégration simultanée en trois corps, les 3α sont émis à des angles symétriques de 120° avec équipartition d'énergie. Une géométrie correspondant au centre du diagramme de Dalitz favorisait [25],[26],[27] la désintégration en 3α . La distribution expérimentale se répartit presque uniformément sur la ligne cinématique. La diminution du nombre d'événements près des seuils est due à la coupure imparfaite des seuils.

Un spectre mesuré en coïncidences lentes avec des seuils plus bas montre que la limite de la distribution expérimentale sur la ligne cinématique n'a pas de raison physique, mais qu'elle est due à la coupure des seuils. L'on observe des événements jusqu'à des énergies de 750 keV, limite imposée par les seuils sur les voies lentes. La distribution expérimentale a une faible structure en raies, superposées à un continuum, avec des maximums correspondant à la désintégration $\alpha_1 - ^8\text{Be}(2^+)$.

Avec l'angle diminuant entre les détecteurs F et M, l'énergie des α_{11} détectés en coïncidences avec les α_1 diminue, et pour des angles inférieurs à 150° la distance en T_F et T_M de raies dues à α_1 et à α_{11} (cas E_{13} et E_{23}) s'agrandit. Pour le cas de la désintégration du $^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) par le niveau du $^8\text{Be}^*(2^+)$ et pour la géométrie des figures 20 et 21, on observait des raies α_1 (3,9 MeV) et α_{11} (1,9 MeV), le α_{12} ne pouvant pas être détecté en coïncidence avec le α_{11} (exclusion du cas E_{12} dû à la géométrie) :

	α_1	α_{11}	α_{12}	$\sum T_\alpha$
T_{MeV}	3,9	1,9	3,0	8,8

On observe ces raies à ($T_P = 3,8 \pm 0,1$ MeV, $T_M = 2 \pm 0,1$ MeV)
 et à ($T_P = 2,2 \pm 0,1$ MeV, $T_M = 3,7 \pm 0,1$ MeV)
 superposées à un fond continu important et qui pourraient correspondre à
 une désintégration $\alpha_1 - {}^8\text{Be}^*(2^+)$.

Cependant l'important fond continu ne peut pas être expliqué par
 cette désintégration. Par contre, le niveau ${}^8\text{Be}(4^+)$ de largeur $\Gamma = 6$ MeV
 peut contribuer à une distribution large. Un calcul en cours a pour but
 de déterminer la contribution des niveaux (2^+) et (4^+) du ${}^8\text{Be}^*$ à la dis-
 tribution des événements sur la ligne cinématique, en fonction de l'angle
 de détection entre deux α .

La distribution expérimentale, de forme assez peu différente de la
 distribution statistique dans l'espace des phases, se situe tout au long
 de la ligne cinématique ; il en résulte que la distribution statistique
 de l'espace des phases peut être importante et par conséquent que la
 désintégration en 3α ne peut pas être exclue. Le résultat expérimental
 pour cette géométrie-ci ne nous permet donc pas de faire simplement un
 choix entre la désintégration en 3α et une désintégration séquentielle
 par les niveaux du ${}^8\text{Be}$. L'étude à des géométries autour de cet angle se
 poursuit.

Nous avons mesuré des spectres biparamétriques dans le plan de
 diffusion et dans une géométrie 4π pour déterminer une asymétrie
 éventuelle du taux de comptage entre le plan et l'espace. Pour le
 détecteur mobile à 30° et 45° , en dehors du plan de diffusion,
 nous avons constaté une symétrie parfaite. Pour un angle de 60° par
 contre, l'asymétrie du taux de comptage entre le plan et l'espace était
 de 20 %, après normalisation. Cette asymétrie nous a paru trop faible
 pour pouvoir en déduire des conclusions.

III.5 - CONCLUSION

Les spectres biparamétriques de la réaction ${}^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)$ à 163 keV
 montrent la formation d'états $(0^+, 2^+, 4^+)$ du ${}^8\text{Be}$ (structure en raies) ;
 seul le spectre, mesuré à une géométrie symétrique correspondant à
 120° entre deux α détectés (centre du diagramme de Dalitz triangulaire),
 montre une distribution statistique d'événements sur la ligne cinéma-
 tique et ne peut pas encore être expliqué par une désintégration sé-
 quentielle du ${}^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) par les niveaux $(2^+, 4^+)$ du ${}^8\text{Be}^*$. Les
 spectres mesurés ne montrent pas l'évidence d'une désintégration si-
 multanée du ${}^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) en 3α ; cependant à la géométrie symé-
 trique (centre du diagramme de Dalitz) une contribution de la désin-
 tégration simultanée ne peut pas être exclue. L'étude se poursuit avec
 une meilleure résolution angulaire et d'énergie. Le déplacement des raies
 que nous avons observé peut être dû soit à un déplacement des résonances
 $\alpha-\alpha$, à cause de la troisième particule, soit à un des effets signalés
 par BRONSON /8/.

Nos résultats expérimentaux semblent donc indiquer, à la résonance
 de 163 keV, qu'avec la précision angulaire et d'énergie de nos mesures
 (quelques 10^{-2}), le mode de désintégration du ${}^{12}\text{C}^*$ (16,11 MeV) est sé-
 quentiel, avec la restriction qu'à la géométrie symétrique (centre du
 diagramme de Dalitz) nous ne pouvons pas simplement faire un choix entre
 une désintégration séquentielle et une désintégration simultanée en 3α .
 A l'exception de ce cas, nos résultats sont en accord avec les résultats
 à plus haute énergie de BECKNER /6/ et de PHILLIPS /11/ et avec le tra-
 vail de CHEN /17/. En suivant la suggestion de DUCK /28/, /29/, la désin-
 tégration d'états du ${}^{12}\text{C}^*$ possédant un spin $0^+, 1^-$ et 2^+ est séquentielle
 par les états du ${}^8\text{Be}$, une désintégration séquentielle pure indiquant que
 ces états du ${}^{12}\text{C}^*$ sont parfaitement décrits comme des états de la struc-
 ture en amas du noyau (cluster model), avec une particule α liée à un
 noyau du ${}^8\text{Be}$.

CONCLUSION

Le but de notre travail a consisté à réaliser un appareillage permettant une analyse biparamétrique des réactions à trois corps du type (p,α) .

L'étude de la réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha)$ à 163 keV montre que le niveau 2^+ de 16,11 MeV du ^{12}C se désintègre avec passage par des niveaux du noyau ^8Be et que la désintégration simultanée en 3α de ce niveau ^{12}C semble peu probable, en accord avec les résultats de PHILLIPS à Rice University.

REFERENCES

- /1/ THOMSON (D.M.), COHEN (A.V.), FRENCH (A.P.), HUTCHINSON (G.W.). - The angular distribution of long-range alpha-particles from the bombardment of boron-11 by protons. Proc. Phys. Soc. A65, pp. 745-752.
- /2/ BECKMAN (O.), HUUS (T.), ZUPANCIC (C.). - Excitation curves of α particles from ^{11}B bombarded with protons. Phys. Rev. 91 (1953), pp. 606-609.
- /3/ AJZENBERG-SELOVE (F.), LAURITZEN (T.). - Energy levels of light nuclei. Nucl. Phys. 11 (1959), pp. 1-340.
- /4/ KAMKE (D.). - Energiespektrum und Winkelverteilung der α -Teilchen der Reaktion $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$ (2,9 MeV) in der Umgebung der 163 keV-Resonanz. Zeitschrift für Physik 156 (1959), pp. 603-632.
- /5/ PHILLIPS (G.C.), TOMBRELLO (T.A.). - Two-body cluster states in nuclei. Nucl. Phys. 19 (1960), pp. 555-578.
- /6/ BECKNER (E.H.), JONES (C.M.), PHILLIPS (G.C.). - Evidence for sequential two-body decay in three-body decay of ^{12}C and ^{10}B . Phys. Rev. 123 (1961), pp. 255-261.
- /7/ DEHNHARD (D.), KAMKE (D.), KRAMER (P.). - Three-alpha decay of ^{12}C (16,11 MeV). Z. Naturforsch. 16a, pp. 1245-1246.
- /8/ BRONSON (J.D.), SIMPSON (W.D.), JACKSON (W.R.), PHILLIPS (G.C.). - Three α -particle decay of ^{12}C . Nucl. Phys. 68 (1965), pp. 241-269.
- BRONSON (J.D.). - Three-alpha decay of ^{12}C . Thesis Rice University, may 1964.
- SIMPSON (W.D.). - The three-nucleon system. Thesis Rice University, may 1965.

- /9/ BOUCHEZ (R.), GONDRAND (J.C.), PERRIN (P.), PERRIN (C.), GIORNI (A.), QUIVY (P.), DUBUS (M.). - Mise en évidence d'états excités du ^9Be et du ^8Be dans la réaction $^9\text{Be}(n,2n)$ avec des neutrons de 14 MeV. C.R. Acad. Sc. Paris 1964, 259, 3501-3503.
- /10/ MOESNER (J.), SCHMIDT (G.), SCHINTLMEISTER (J.). - Untersuchung der Reaktion $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$. Nucl. Phys. 75 (1966), pp. 113-127.
- /11/ PHILLIPS (G.C.). - Sequential decay of ^{12}C into three α particles. Rev. Mod. Physics 37 (1965), pp. 409-417.
- /12/ DEHNHARD (V.D.), KAMKE (D.), KRAMER (P.). Verallgemeinerte Dalitz-Diagramme in der Niederenergie-Kernphysik. Physics Letters, 3 (1962), pp. 52-55.
- /13/ DEHNHARD (V.D.). - Der Zerfall von Kohlenstoff 12 in drei α -Teilchen bei der Kernreaktion $^{11}\text{B}(p,\alpha)2\alpha$ ($E_p = 0,1 \dots 0,2$ MeV) Thèse Université de Marburg, janvier 1964.
DEHNHARD (V.D.), CRAMER (J.G.). - Eine Reaktionskammer Zur Messung Komplexer Kernreaktionen. Nucl. Instr. Meth. 26 (1964), pp. 337-339.
- /14/ VASIL'EV (S.S.), KOMAROV (V.V.), POPOVA (A.M.). - Energy states of ^8Be in the désintégration of ^{12}C into three α -particles under bombardment with protons and neutrons. Bull. Ac. Sc. USSR. 24 (1960), 9, pp. 1151-1153.
- /15/ LASALLE (R.A.), CRAMER (J.G.), EIDSON (W.W.). - Correlation studies of the α -particle breakup of the 9,6 MeV 3^- state in ^{12}C induced by (α,α') scattering. Physics Letters, 5 (1963), pp. 170-172.
- /16/ JONES. - Notes on $^{11}\text{B}+p \rightarrow 3\alpha$ experiment. Private communication (1964).
- /17/ CHEN (Y.S.), EMERSON (S.T.), JACKSON (W.R.), SIMPSON (W.D.), PHILLIPS (G.C.). - $^{11}\text{B}(p,2\alpha)^4\text{He}$ at 163 keV. Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966), p. 26.
CHEN (Y.S.). - $^{11}\text{B}(p,2\alpha)^4\text{He}$ Reaction at 163 keV. Thesis Rice University, may 1966.
- /18/ LONGQUEUE (J.P.). - Contribution à l'étude des niveaux excités du ^{12}C obtenus par les réactions $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)$ et $^{11}\text{B}(p,\alpha_1)$. Thèse d'Etat, Université de Grenoble (1963). Rapport CEA-R 2416.
- /19/ LONGQUEUE (J.P.), LONGQUEUE (N.), BEAUMEVIEILLE (H.). - Désintégration (α - ^8Be) du niveau 16,11 MeV (2^+) du ^{12}C . Physics Letters (1964), 9, pp. 171-173.

- /20/ TOVE (P.A.), FALK (K.). - Pulse formation and transit time of charge carriers in semiconductor junction detectors. Nucl. Instr. Meth. 29, pp. 66-68.
- /21/ QUARANTA (A.A.), CASADEI (G.), MARTINI (M.), OTTAVIANI (G.), ZANARINI (G.). - On the information available from the rise-time of the charge pulse supplied by semiconductor particle detectors. Nucl. Instr. Meth. 35 (1965), pp. 93-99.
- /22/ GLOS (M.B.). - Improved detectors and circuits spur nuclear-particle research. Nucleonics, 24 (1966), pp. 44-51.
- /23/ HEATH (R.L.), BLACK (W.), CLINE (J.E.). - Designing semiconductor systems for optimum performance. Nucleonics, 24 (1966), pp. 52-56.
- /24/ LONGQUEUE (J.P.), ENGELHARDT (D.), GIORNI (A.), PERRIN (C.), BOUCHEZ (R.). - La réaction $^{11}\text{B}(p,\alpha\alpha)^4\text{He}$ à 163 keV. C.R. Ac. Sc. Paris, 262, pp. 1162-1165.
- /25/ Mac DONALD (N.). - Dalitz diagrams and decay of ^{12}C states. Physics Letters, 19 (1965), pp. 293-294.
- /26/ KRAMER (P.). - Angular momenta and Pauli principle in nuclear reactions $a+A \rightarrow C^* \rightarrow b_1+b_2+b_3$. Rev. Mod. Physics, 37 (1965), pp. 346-349.
- /27/ KAMKE (D.). - Private communication (1966).
- /28/ DUCK (I.). - Angular distributions in $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Nucl. Phys. 57 (1964), pp. 643-657.
- /29/ DUCK (I.). - Angular distributions in three-alpha and three-nucleon systems. Rev. Mod. Physics. 37 (1965), pp. 418-429.
- /30/ HARRINGTON (D.R.). - Three-alpha model for ^{12}C . Phys. Rev. Letters, 16 (1966), 20, A2.
- /31/ QUEBERT (J.L.), COSTE (M.), MARQUEZ (L.). - Etude de la réaction en deux étapes $^6\text{Li}(^6\text{Li},\alpha)^8\text{Be}^*$, $^8\text{Be}^* = 2\alpha$. Nucl. Phys. 54 (1964), pp. 257-264.
- /32/ BALLINI - Communication Privée (1966).