

T H E S E  
présentée  
A L'UNIVERSITE DE BORDEAUX I  
pour l'obtention du titre de  
DOCTEUR EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Mademoiselle Fatina EL HAGE SLEIMAN

---

MESURE DE LA PARTIE BASSE ENERGIE DU SPECTRE DES  
PARTICULES  $\alpha$  DE TRIPARTITION DANS LA FISSION DE  $^{235}\text{U}$   
INDUITE PAR NEUTRONS THERMIQUES.

---

soutenue le 30 Septembre 1980 devant la commission d'examen

Président	M. P. MENNRATH	Professeur
Examineurs	N. CÂRJAN	Chargé de Recherche C. N. R. S.
	T. P. DOAN	Chargé de Recherche C. N. R. S.
	B. LEROUX	Professeur
	L. MARQUEZ	Maître de Recherche C. N. R. S.

La partie expérimentale de ce travail a été effectuée sur le spectromètre de masse LOHENGRIN installé auprès du Réacteur à Haut Flux de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble.

Cette thèse a été préparée sous la direction de Monsieur le Professeur B. LEROUX. Je suis très heureuse de le remercier pour m'avoir accueillie au sein de son Groupe de Recherche, et prodigué son enseignement tout au long de ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur P. MENNRATH de me faire l'honneur de présider le Jury.

Je suis reconnaissante à Monsieur T. P. DOAN, Chargé de Recherche au C. N. R. S., et dont les conseils avisés m'ont souvent été précieux, d'avoir accepté de faire partie de ce Jury.

Je remercie également Monsieur L. MARQUEZ, Maître de Recherche au C. N. R. S., ainsi que Monsieur N. CÂRJAN, Chargé de Recherche au C. N. R. S., d'avoir accepté d'être membres du Jury.

Je tiens à remercier, Mademoiselle F. CAÏTUCOLI, ainsi que Monsieur G. BARREAU, Chargé de Recherche au C. N. R. S., et Monsieur A. SICRE, Chargé de Recherche au C. N. R. S., pour l'aide qu'ils m'ont apportée lors de l'expérience.

Je ne saurais assez remercier, Monsieur T. BENFOUGHAL, Assistant Associé à l'Université de Bordeaux I, de m'avoir conseillée et assistée tout au long de ce travail.

Je pense également à Monsieur DIEN QUOC THAN ainsi qu'à Monsieur P. AUDOUARD pour leur aide et leur sympathie.

Je tiens à remercier chaleureusement Madame FRAIGNEAU, Mademoiselle CARIN et Mademoiselle GARRABOS ainsi que Monsieur BRUT, pour le dévouement total dont ils ont fait preuve tout au long de ce travail.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du C. E. N. B. G. qui ont participé de près ou de loin à ce travail.

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION. 1.

### CHAPITRE I .

- Situation expérimentale antérieure -

I - Travaux antérieurs -	5.
I.1 Méthode de "Catcher foil".	5.
I.2 Mesures à l'aide d'un télescope (E. ΔE)	9.
II - Conclusion -	13.

### CHAPITRE II .

- Dispositif expérimental -

I - Description du spectromètre Lohengrin -	14.
I.1 Caractéristiques du secteur magnétique.	18.
I.2 Caractéristiques du secteur électrique.	18.
II - Cible de $^{235}\text{U}$ utilisée -	21.
III - Le vide de l'appareil -	21.
IV - Système d'acquisition et traitement des données -	25.

### CHAPITRE III .

- Simulation de l'expérience par le calcul -

I - Hypothèses adoptées pour la simulation des conditions expérimentales -	26.
II - Géométrie du dispositif expérimental -	27.
III - Mouvement de la particule $\alpha$ dans les secteurs magnétique et électrique -	
IV - Description du programme et simulation -	29.
IV.1 Entrée de l'ensemble des données concernant la géométrie du spectromètre.	29.
IV.2 Calcul des rigidités magnétique et électrique et de la vitesse des particules $\alpha$ .	29.
IV.3 Méthode de "Monte-Carlo" .	30.

IV. 4	Calcul des composantes de la vitesse de la particule $\alpha$ à l'entrée de l'aimant.	31.
IV. 5	Trajectoire de la particule dans le secteur magnétique.	32.
IV. 6	Caractéristiques de la trajectoire à l'entrée du condensateur .	34.
IV. 7	Calcul du champ électrique .	35.
IV. 8	Trajectoire de la particule $\alpha$ dans le champ électrique.	35.
IV. 9	Coordonnées du point d'impact dans le plan focal .	38.
V -	Problème de la focalisation du faisceau des particules -	39.
VI -	Présentation des résultats de calcul -	39.
VI. 1	Principe de la séparation en masse du spectromètre.	39.
VI. 2	Détermination de la parabole de masse à l'aide du programme de simulation .	41.
VI. 3	Evolution de la parabole de masse en fonction des valeurs de $B_0$ et $E_0$ .	41.
IV. 4	Simulation des spectres expérimentaux. .	45.

#### CHAPITRE IV .

##### - Déroulement de l'expérience et méthode d'analyse des résultats expérimentaux -

I -	Déroulement de l'expérience et mesures -	49.
II -	Méthode d'analyse des données expérimentales -	52.
III -	Corrections apportées aux résultats expérimentaux -	54.
IV -	Présentation des résultats expérimentaux -	61.
CONCLUSION .		62.

-----

## INTRODUCTION

---

Depuis sa première observation par ALVAREZ en 1943, la fission avec émission d'une particule légère chargée a fait l'objet de très nombreux travaux tant expérimentaux que théoriques. Ce mécanisme, appelé tripartition, a par rapport à la fission binaire habituelle une faible probabilité de réalisation (0,2% dans le cas de la fission induite par neutrons thermiques de  $^{235}\text{U}$ , et 0,3% dans le cas de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ ). Dans 95% des cas, la particule légère émise est une particule alpha dont les caractéristiques expérimentales sont les suivantes (en négligeant 6% des particules  $\alpha$  dites polaires, qui sont émises dans la direction d'émission des fragments) :

- Le spectre en énergie de ces particules  $\alpha$  présente une distribution quasi-gaussienne, centrée autour de 16 MeV, avec une largeur à mi-hauteur d'environ 10 MeV ;
- Leur distribution angulaire favorise très fortement l'émission de ces particules  $\alpha$  perpendiculairement à la direction d'émission des deux gros fragments de fission.

Ces données expérimentales suggèrent que ces particules sont émises à partir d'une zone comprise entre les deux fragments de fission, à un instant voisin de l'instant de scission du noyau fissionnant. Du fait de cette position privilégiée, l'étude du comportement de ces particules  $\alpha$  de tripartition constitue un excellent outil pour atteindre la configuration dynamique du point de scission et en déduire des informations sur l'aspect dynamique du mécanisme de fission, qui est encore très mal connu.

En effet la distribution en énergie et la distribution angulaire de ces particules  $\alpha$  sont très sensibles à la configuration des deux fragments naissants et à leur énergie cinétique de translation. En outre, la similitude des caractéristiques expérimentales des gros fragments dans le cas de la fission binaire et dans le cas de la tripartition montre qu'il ne s'agit pas de deux processus différents ; et les informations obtenues dans l'étude de la tripartition peuvent donc être utilisées pour la compréhension de la fission habituelle. Dans la mesure où l'expérience peut fournir des informations précises concernant les directions, les masses et les énergies cinétiques finales de la particule  $\alpha$  et des deux gros fragments, il est possible de remonter aux conditions initiales de scission en calculant les trajectoires de ces particules chargées dans leurs champs nucléaires et coulombiens mutuels par différentes hypothèses concernant ces conditions initiales, et en confrontant les distributions finales ainsi obtenues aux résultats expérimentaux.

Jusqu'à ces dernières années, ces résultats expérimentaux étaient beaucoup trop imprécis pour extraire sans ambiguïté la configuration dynamique du noyau au point de scission.

Grâce aux progrès effectués au cours des dix dernières années dans les techniques expérimentales (obtention de sources de  $^{252}\text{Cf}$  propres et très intenses et de très haut flux de neutrons, avènement des détecteurs à semi-conducteur de haute résolution, amélioration de la précision dans les mesures de vitesses de particules...), la qualité des résultats expérimentaux a été considérablement améliorée dans le cas de la tripartition spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  (FK 73), et dans le cas de la tripartition de  $^{235}\text{U}$  induite par neutrons thermiques (GS 79).

Dans l'état actuel de la situation expérimentale, les distributions angulaires des particules  $\alpha$  sont connues avec une très bonne résolution angulaire ; le spectre en énergie de ces particules  $\alpha$  est également très bien établi au-delà d'une dizaine de MeV ; par contre, la partie basse énergie de ce spectre reste mal connue et les quelques mesures effectuées fournissent des résultats contradictoires. La raison pour laquelle cette partie basse énergie du spectre est aussi mal établie provient du fait que le détecteur (ou le télescope) destiné à l'enregistrement des particules  $\alpha$

est dans la plupart des expériences protégé par un écran pour arrêter les fragments de fission et les  $\alpha$  de radioactivité naturelle afin d'éviter la dégradation de ce détecteur et les effets d'empilements. L'utilisation d'un tel écran de protection empêche la détection des particules  $\alpha$  dont l'énergie est inférieure à une certaine valeur (liée à l'épaisseur de l'écran), ce qui entraîne la coupure du spectre en énergie dans sa partie basse, et une certaine dégradation de la partie du spectre effectivement mesurée, puisqu'elle doit être corrigée pour tenir compte de la perte d'énergie de la particule  $\alpha$  dans l'écran.

Cette méconnaissance de la partie basse énergie du spectre des particules  $\alpha$  de tripartition constitue un lourd handicap pour la compréhension du mécanisme d'émission de ces particules ; en effet, comme l'a souligné CARJAN (Ca 76), le taux de production et la forme du spectre complet en énergie de ces particules  $\alpha$  sont des éléments déterminants pour tester les différents modèles élaborés pour expliquer ce mécanisme. Or les taux de production publiés ont toujours été extraits des mesures par extrapolation de la partie basse énergie du spectre, et cette extrapolation a toujours été faite en supposant le spectre purement gaussien, ce qui n'est peut-être pas le cas. Le fait que le spectre complet en énergie soit ou non symétrique constitue également un test important.

Afin de combler cette lacune, nous avons donc entrepris la mesure de la partie basse énergie du spectre des particules  $\alpha$  de tripartition dans le cas de la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par neutrons thermiques, en utilisant le spectromètre de masse LOHENGRIN construit auprès du réacteur à haut flux de Grenoble pour analyser des fragments de fission ; ce spectromètre est parfaitement adapté à cette mesure puisqu'il permet d'analyser les particules  $\alpha$  jusqu'à une énergie maximum de 11,5 MeV, énergie à partir de laquelle le spectre en énergie des particules  $\alpha$  de tripartition a été mesuré d'une manière très précise à l'aide des télescopes.

La présentation de ce travail comprend quatre chapitres :

Dans le Chapitre I, nous ferons le point sur la situation expérimentale actuelle concernant cette partie basse énergie du spectre des particules  $\alpha$  de tripartition.

Le Chapitre II sera consacré à la présentation des techniques expérimentales et en particulier à la description du spectromètre LOHENGRIN.

Nous étudierons, dans le troisième Chapitre, le fonctionnement du spectromètre à l'aide d'un programme de simulation de l'expérience basé sur la méthode de Monte Carlo.

Le dernier Chapitre sera consacré à la présentation et à l'analyse des résultats expérimentaux.

---



CHAPITRE I

---

**Situation expérimentale antérieure**

---

Dès la mise en évidence du phénomène de tripartition, de nombreux auteurs se sont intéressés aux caractéristiques du spectre en énergie des particules  $\alpha$  de tripartition. Les premières mesures ont été effectuées à l'aide d'émulsions photographiques (TW 46) ; elles ont été reprises par la suite à l'aide de détecteurs à semi-conducteur. Tous ces travaux ont abouti à des caractéristiques très semblables quant au spectre en énergie de ces particules  $\alpha$ , quelque soit le noyau fissionnant étudié :

La forme du spectre est sensiblement gaussienne, avec un maximum centré autour de 16 MeV et une largeur à mi-hauteur voisine de 10 MeV.

L'allure quasi-gaussienne du spectre peut être attribuée au fait que l'énergie finale de la particule  $\alpha$  dépend de plusieurs variables aléatoires indépendantes. Par contre, la partie basse énergie du spectre ( $E_{\alpha} < 8$  MeV) a été rarement mesurée à cause des difficultés expérimentales (bruit de fond à basse énergie dans les émulsions photographiques, utilisation d'écrans de protection des semi-conducteurs), et les quelques résultats expérimentaux obtenus sont très contradictoires, comme nous allons le constater en les passant en revue.

## I - TRAVAUX ANTERIEURS -

Le principe de ces mesures est basé essentiellement sur deux méthodes. La première consiste à utiliser un spectromètre de masse afin de déterminer l'abondance des particules  $\alpha$  dans un empilement de feuilles de plomb entourant le dépôt fissile. La deuxième méthode met en oeuvre un télescope (E.  $\Delta E$ ) à semi-conducteur permettant l'identification des particules légères émises au cours de la tripartition.

### I.1 Méthode de "Catcher foil" :

Evitant des systèmes de détection faisant intervenir un télescope (E.  $\Delta E$ ) à semi-conducteur, qui nécessitent souvent l'utilisation d'un écran de protection des détecteurs (afin d'éliminer la contribution des fragments de fission), KUGLER et CLARKE (KC 72), grâce à la

technique du spectromètre de masse, ont pu observer les particules  $\alpha$  de faible parcours ( $E_{\alpha} < 7,7 \text{ MeV}$ ). Le résultat troublant de leurs travaux réside dans le taux de production de ces particules qu'ils estiment égal à celui des particules  $\alpha$  de long parcours ( $E_{\alpha} > 8 \text{ MeV}$ ). Leur expérience consistait à mesurer la teneur en  ${}^4\text{He}$  de chacune des feuilles de plomb d'un empilement entourant une source de  ${}^{235}\text{U}$  de  $1 \text{ mg/cm}^2$  d'épaisseur, après que cet ensemble ait été soumis pendant dix jours à un flux de neutrons thermiques de  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ . Les onze feuilles de plomb de  $30 \text{ mg/cm}^2$  chacune, disposées de part et d'autre de la cible, permettaient de stopper les particules  $\alpha$  jusqu'à une énergie de  $40 \text{ MeV}$ . Afin de détecter également les particules  $\alpha$  de faible parcours, les empilements de plomb étaient arrangés de telle façon que l'abondance en  ${}^4\text{He}$  pouvait être mesurée dans chaque feuille individuellement.

La géométrie de l'arrangement est présentée sur la (Fig. 1.1). L'extraction des atomes  ${}^4\text{He}$  à partir des feuilles de plomb est effectuée par évaporation sous vide. Tout d'abord ces feuilles sont introduites dans un tube Mullite scellé sur le système d'introduction des

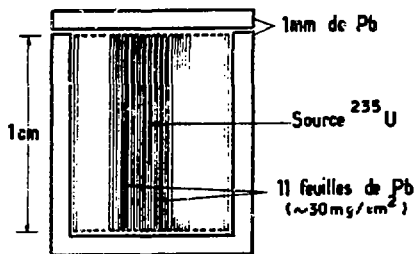


Fig. 1.1

Arrangement expérimental de l'empilement des feuilles de plomb et de la source de  ${}^{235}\text{U}$ .

échantillons et maintenu à une température constante ( $\sim 750^\circ\text{C}$ ) grâce à un four à résistance et l'hélium se répand dans le spectromètre. Par contre, le tritium est absorbé par un piège en titane à la température ambiante et les produits de fission gazeux ( $\text{Xe}$ ,  $\text{Kr}$ ) sont condensés dans un tube de récupération maintenu à  $-196^\circ\text{C}$ .

Cette méthode permet de mesurer la distribution des parcours intégrés des particules  $\alpha$ . Pour remonter à la distribution en énergie ces auteurs ont utilisé les relations parcours-énergie calculées par WIL LAMSON et BOUJOT (WB 66).

Cette procédure expérimentale a l'avantage d'atteindre une grande sensibilité de mesure, car elle ne nécessite l'utilisation d'aucun collimateur (les particules  $\alpha$  sont donc détectées dans l'angle solide  $4\pi$ ). Le nombre des particules  $\alpha$  présentes dans une feuille  $i$ , est donné par la relation :

$$N_i = A + B \left\{ \Delta t_i \int_{E(t_i)}^{\infty} \frac{n(E) dE}{R(E)} + \int_{E(t_{i-1})}^{E(t_i)} \frac{[R(E) - t_{i-1}] n(E) dE}{R(E)} \right. \quad (1.1)$$

où :

- A est le bruit de fond constant trouvé dans chaque feuille de plomb;
- B est une constante dépendant de l'intensité de la source;
- $\Delta t_i$  est l'épaisseur de la feuille  $i$ , déterminée par des mesures précises du poids des feuilles dont la surface est connue;
- $t_i$  est l'épaisseur totale des feuilles, de la 1ère à la  $i$ ème feuille
- $E(t_i)$  est l'énergie de la particule  $\alpha$  de parcours  $t_i$ ;
- $n(E)$  est la distribution en énergie des particules  $\alpha$ ;
- $R(E)$  est le parcours moyen d'une particule  $\alpha$  d'énergie  $E$ .

Les valeurs  $N_i$  sont obtenues par les mesures de spectrométrie de masse. Ensuite les paramètres qui caractérisent la distribution en énergie  $n(E)$  des particules  $\alpha$  peuvent être ajustés par un calcul de moindres carrés de manière à reproduire les valeurs de  $N_i$ .

Les auteurs ont choisi, pour représenter le spectre en énergie  $n(E)$  des particules  $\alpha$ , une gaussienne de la forme :

$$n(E) \sim \exp \left[ - (E - c_1)^2 / 2c_2^2 \right]$$

où  $c_1$  et  $c_2$  sont les deux paramètres à ajuster sur la distribution expérimentale de parcours intégrés.

Comme le montre la (Fig. I. 2) la teneur en hélium des différentes feuilles est tout à fait compatible avec la distribution en énergie gaussienne envisagée, à l'exception des deux feuilles adjacentes à la cible dont la teneur anormalement élevée en  $^4\text{He}$  met en évidence une composante de basse énergie ( $E_\alpha < 7,7 \text{ MeV}$ ) très importante, puisque son

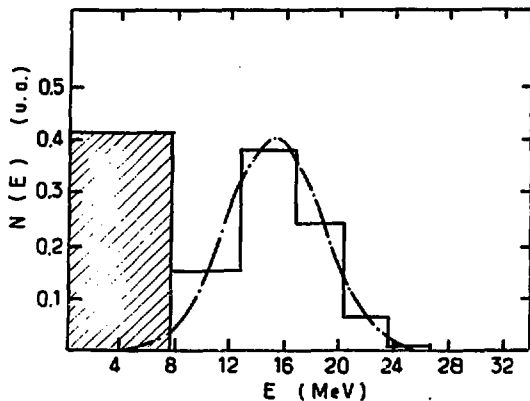


Fig. 1. 2

Spectre en énergie des particules  $\alpha$  observé au cours de la fission induite par neutrons thermiques de  $^{235}\text{U}$ .

La surface hachurée montre le taux de production élevé des particules  $\alpha$  de faible parcours.

intensité a sensiblement la même valeur que celle de la composante habituelle de grande énergie ( $E_{\alpha} > 7,7$  MeV). La teneur en  $^4\text{He}$  de ces deux feuilles correspond à un taux de production d'une particule  $\alpha$  pour  $(478 \pm 24)$  événements de fission. Cette valeur est approximativement égale au taux d'émission des particules  $\alpha$  de grande énergie, qui est voisin d'une particule  $\alpha$  pour  $(459 \pm 22)$  fissions. Ces résultats semblent donc mettre en évidence l'existence de deux groupes de particules  $\alpha$  distinctes. L'existence d'une composante de basse énergie aussi importante incitait naturellement à se poser quelques questions sur l'extrapolation gaussienne effectuée à basse énergie pour extraire le taux d'émission des particules  $\alpha$ .

Des fissions accompagnées de particules  $\alpha$  de faible parcours avaient déjà été observées il y a longtemps avec les émulsions photographiques, mais les traces attribuées à des  $\alpha$  pouvaient être également dues à des collisions des fragments de fission avec les constituants de l'émulsion.

Plusieurs expériences utilisant des télescopes (E, ΔE) non protégés par des écrans ont donc été réalisées pour étudier ce problème.

### I.2 Mesures à l'aide d'un télescope (E, ΔE) :

BAYER et ses collaborateurs <sup>Bc 74</sup>, effectuèrent une mesure dans le cas de la fission de <sup>235</sup>U induite par neutrons thermiques, mais ils ne purent ni confirmer ni infirmer le résultat de KUGLER et CLARKE à cause de la présence d'un bruit de fond important détériorant leurs résultats pour des énergies inférieures à 6 MeV, comme on peut le constater sur la (Fig. I.3).

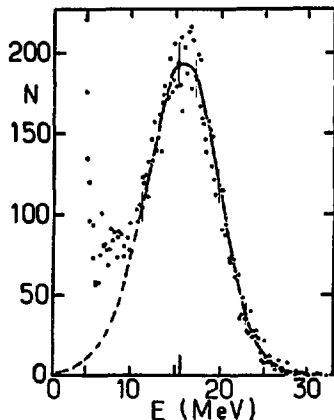


Fig. I.3

Spectre en énergie des particules alpha

LOVELAND <sup>Lo 73</sup>, a également effectué une mesure dans le cas de la fission spontanée du <sup>252</sup>Cf, afin de vérifier les conclusions tirées par KUGLER et CLARKE.

La méthode utilisée par LOVELAND consiste à utiliser une source de <sup>252</sup>Cf ( $10^6$  f/mn), placée sous vide au centre d'une chambre à diffusion en aluminium comme l'indique la (Fig. I.4) et à détec-

ter les particules  $\alpha$  à l'aide d'un télescope ( $\Delta E : 22 \mu\text{m}$ ,  $E : 750 \mu\text{m}$ ) en coïncidence avec un détecteur de fragments de fission (50 ns de résolution). Aucun écran de protection n'était placé entre la source et ces détecteurs afin d'explorer la partie basse du spectre en énergie des  $\alpha$ . Un circuit d'anticoïncidence renforce

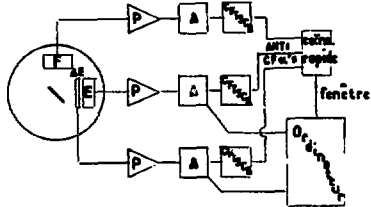


Fig. 1. 4

Schéma du dispositif expérimental

l'élimination des particules  $\alpha$  de radioactivité naturelle ( $E_{\alpha} \approx 6,1 \text{ MeV}$ ) du  $^{252}\text{Cf}$ . Ce circuit est déclenché par la détection d'un  $\alpha$  naturel par le détecteur E. Le taux des coïncidences fortuites a été calculé à partir des taux de comptage des voies directes. Ensuite ce calcul a été vérifié en enregistrant le spectre des coïncidences fortuites après avoir décalé la fenêtre de coïncidence. Les résultats obtenus dans les deux méthodes sont en accord à 1% près. Il faut noter que le fait de positionner le télescope à un angle droit par rapport à l'axe de fission élimine les alpha polaires, ce qui n'est pas gênant pour la mesure de la partie basse énergie du spectre, puisque ces  $\alpha$  polaires ont des énergies très élevées (22 - 23 MeV en moyenne).

Le spectre en énergie des particules  $\alpha$  est représenté sur la (Fig. 1. 5), après correction des coïncidences fortuites ( $\approx 20\%$ ). Les conclusions de ce travail sont les suivantes :

- 1) il n'existe pas un taux de production anormal des particules  $\alpha$  de faible énergie ( $0,5 \text{ MeV} < E_{\alpha} < 8 \text{ MeV}$ ) associées à la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$  ;
- 2) le spectre en énergie des particules  $\alpha$  est quasi-gaussien au-dessus de 12 MeV, et présente un nombre de particules  $\alpha$  de basse énergie un peu plus élevé que celui prévu par une allure gaussienne.

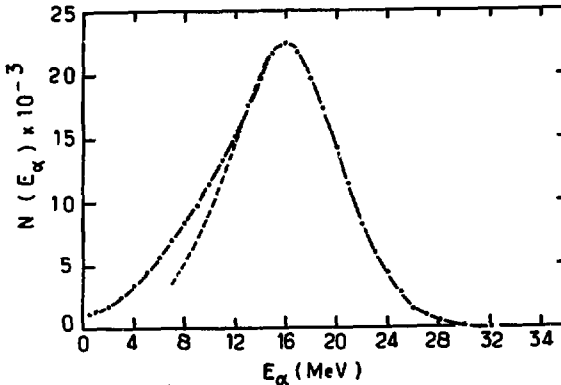


Fig. 1. 5

Spectre en énergie des particules  $\alpha$  observées lors de la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ .

- Résultats expérimentaux (Lo 73)
- - - Résultats expérimentaux de Cooper et coll. (CC 67)

Récemment, D'HONDT et ses collaborateurs <sup>DD 78)</sup> ont mesuré le rendement et le spectre en énergie des particules  $\alpha$  de tripartition dans la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par neutrons thermiques. Pour ce faire, ces auteurs ont utilisé un télescope  $(E, \Delta E)$  non protégé ; ceci a l'avantage de ne pas dégrader le spectre dans sa partie basse ; par contre l'inconvénient d'une telle procédure est la détérioration du détecteur  $\Delta E$  exposé constamment aux fragments de fission et aux particules  $\alpha$  de radioactivité naturelle, ce qui réduit par la suite le temps de vie de ce détecteur.

Grâce à l'utilisation d'un flux de neutrons extrêmement intense, l'épaisseur de la cible a été réduite d'un facteur 30 à 1.000 par comparaison aux expériences antérieures. Ces conditions permettent d'avoir un rapport favorable entre le nombre de particules  $\alpha$  de tripartition détectées et celui des particules  $\alpha$  de radioactivité naturelle : en plus, la faible épaisseur de la cible utilisée permet de réduire la perte en éner-



gie de ces particules  $\alpha$ . Dans ce travail, le télescope n'est pas en coïncidence avec un détecteur de fragments de fission, ce qui permet d'optimiser le taux de comptage, et d'obtenir éventuellement les particules  $\alpha$  provenant de la réaction  $^{235}\text{U}(n_{th}, \alpha)$ .

L'épaisseur du détecteur  $\Delta E$  ( $33.9 \mu\text{m}$ ), a été choisie de sorte que tous les fragments de fission et les particules  $\alpha$  de radioactivité naturelle ( $E_{\alpha} \simeq 4,77 \text{ MeV}$ ) y soient complètement arrêtés. Par conséquent, en réalisant la coïncidence entre E et  $\Delta E$ , seules les particules légères chargées émises durant la fission et les particules  $\alpha$  produites dans les réactions  $(n_{th}, \alpha)$  et  $(n_{th}, p)$  ont été enregistrées. Une telle procédure réduit considérablement le bruit de fond.

L'efficacité de cette méthode réside dans sa capacité d'identification des particules du fait de l'utilisation de la relation simple :

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

où T est l'épaisseur du détecteur  $\Delta E$ , a étant une constante spécifique de la particule.

Environ ( $6 \times 10^4$ ) particules  $\alpha$  ont été identifiées de cette façon, leur spectre en énergie est montré sur la (Fig. I.6).

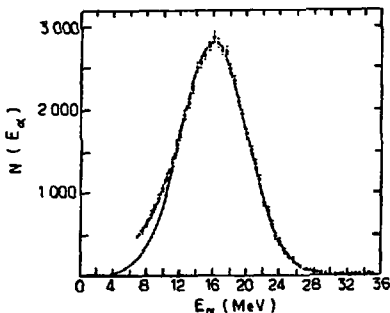


Fig. I. 6

Distribution en énergie des particules  $\alpha$  de long parcours.

- + Résultats expérimentaux de (DD 78)
- Gaussienne théorique d'ajustement.

Nous remarquons que l'allure de ce spectre est quasi-gaussienne, avec toutefois une déviation assez prononcée vers les basses énergies. Ce spectre en énergie est limité au domaine des énergies supérieures à 7,5 MeV.

## II - CONCLUSION -

Les quelques résultats que nous venons de présenter illustrent l'ambiguïté de nos connaissances actuelles concernant l'allure du spectre des particules  $\alpha$  de tripartition à basse énergie. Les travaux de KUGLER et CLARKE <sup>Kc 72)</sup>, ont mis en évidence une composante de basse énergie très importante dans la fission de <sup>235</sup>U induite par neutrons thermiques. LOVELAND <sup>Lo 73)</sup> n'a pas observé cette composante dans la tripartition spontanée du <sup>252</sup>Cf.

Bien qu'il s'agisse de deux noyaux fissionnants différents, il nous semble peu vraisemblable que leurs particules  $\alpha$  de tripartition aient des spectres aussi différents à basse énergie alors que leurs caractéristiques sont par ailleurs voisines.

Dans le but d'améliorer nos connaissances sur ce sujet et d'essayer de clarifier la situation, nous avons effectué une nouvelle mesure, dans le cas de la fission induite par neutrons thermiques de <sup>235</sup>U, en profitant des conditions expérimentales très favorables fournies par le spectromètre de masse LOHENGRIN installé auprès du réacteur à haut flux de Grenoble.

## CHAPITRE II

---

Dispositif expérimental

## I - DESCRIPTION DU SPECTROMETRE LOHENGRIN -

Ce spectromètre de masse, du type parabolique à champ magnétique et électrique croisés, a été installé auprès du réacteur à haut flux de l'Institut Laue-Langevin à Grenoble. Son implantation sur le site a commencé en automne 1971, et il est devenu opérationnel en Mars 1974. La (Fig. II. 1) donne la vue d'ensemble de l'appareil ainsi que son implantation auprès du réacteur. Cet appareil permet de séparer les produits de fission non ralentis. La longueur totale de la trajectoire moyenne depuis la cible jusqu'à la fente de sortie est de 23,1 m, ceci correspond à un temps de vol moyen pour les fragments de  $2 \frac{1}{2}$  s. Il comporte deux champs de déviation, constitués par un secteur magnétique et un secteur électrique séparés spatialement et dont les plans de déviation sont perpendiculaires entre eux ; il s'agit d'un spectromètre à double focalisation (Fig. II. 2).

Les caractéristiques de cet instrument sont données dans le Tableau 1. La combinaison de ces deux champs défecteurs permet d'obtenir une séparation en masse, en charge ionique et en énergie cinétique des ions issus de la cible. Les ions ayant le même rapport masse sur charge ionique ( $A/q$ ) atteignent le plan focal de l'appareil le long d'une même parabole. La position de ces particules le long de la parabole est définie par la valeur du rapport entre leur énergie cinétique et leur charge ionique.

La fente de sortie du spectromètre est située dans le plan focal ; elle a une longueur de 72 cm, ce qui permet de collecter les particules d'énergie cinétique  $E = E_0 \pm 5\%$ , avec  $\frac{\Delta E}{E} = 0,05$ ,  $E_0$  représentant l'énergie cinétique des ions atteignant le centre de cette fente de sortie.

Le pouvoir de résolution en masse  $A/\Delta A$  (où  $\Delta A$  représente la largeur à 1/10 de la hauteur) dépend de l'ouverture plus ou moins grande des différents diaphragmes et collimateurs situés sur le trajet du faisceau et de la dimension de la cible. Les tests effectués jusqu'alors ont montré que l'on pouvait atteindre des résolutions de l'ordre de 15.000.

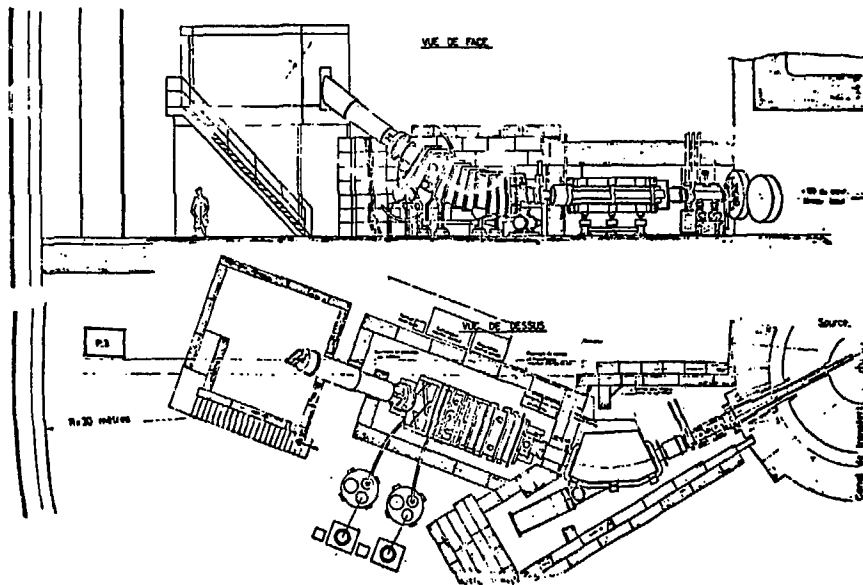


Fig. II. 1

Vue d'ensemble du Spectromètre

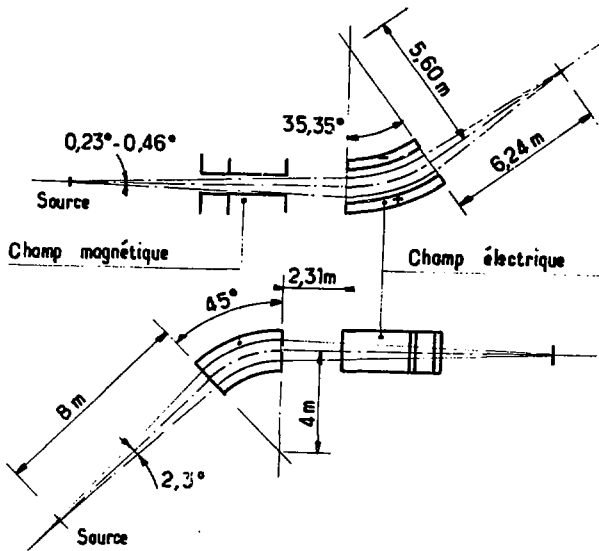


Fig. II. 2

Distance source-aimant	8 m
Angle de déviation dans le champ magnétique	45 °
Rayon de déviation dans le champ magnétique	4 m
Angle d'incidence de la trajectoire principale à l'entrée de l'aimant	0° (± 5° ajustable)
Angle d'émergence de la trajectoire principale à la sortie de l'aimant	0° (± 5° ajustable)
Rayon de courbure de la limite d'entrée du champ de l'aimant	β - 13,5 m
Rayon de courbure de la limite de sortie du champ de l'aimant	β' + 67 m
Distance aimant-condensateur	2,31 m
Angle de déviation dans le champ électrique	35,35 °
Rayon de déviation dans le champ électrique	5,6 m
Rayon de courbure de la limite d'entrée du champ électrique	∞
Rayon de courbure de la limite de sortie du champ électrique	1,33 m
Distance condensateur-parabole	5,24 m
Longueur totale du rayon principal	23,1 m
Longueur de la fente de sortie	0,72 m
Agrandissement perpendiculairement à la parabole	1,03
Agrandissement dans le sens de la parabole	0,72
Dispersion de masse pour une différence de masse de 1%	3,24 cm
Dispersion d'énergie pour une différence d'énergie de 1%	6,52 cm

	$\frac{M}{\Delta M} = 200$	$\frac{M}{\Delta M} = 800$
Longueur de la source	80 mm	40 mm
Largeur de la source	8 mm	1,5 mm
Angle d'ouverture horizontal	2,3 °	2,3 °
Angle d'ouverture vertical	0,46 °	0,23 °

TABLEAU 1

Caractéristiques de l'optique ionique du spectromètre Lohengrin

Naturellement une haute résolution s'accompagne d'une perte importante dans le taux de comptage, il convient donc de chercher le compromis permettant d'obtenir une activité maximale sans risque de contamination due aux paraboles voisines ( $A/q$  voisins).

Nous allons rappeler les caractéristiques essentielles du secteur magnétique et du secteur électrique.

### 1. 1 - Caractéristiques du secteur magnétique :

Le champ magnétique est produit par un aimant à secteur de  $45^\circ$  d'angle d'ouverture, pouvant fournir une induction magnétique maximale de l'ordre de 0,2 Tesla. Cet aimant est constitué d'une culasse en fer taillée en forme de C ; les pièces polaires sont plates et elles sont maintenues à une distance de 250 mm au moyen de quatre cales en aluminium (Fig. II. 3). Ces deux pôles sont entourés de bobinages de cuivre refroidis par circulation interne d'eau distillée. Un intervalle de 10 mm a été aménagé entre les pôles et la culasse pour améliorer l'homogénéité du champ d'induction magnétique.

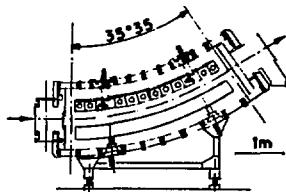
Afin de limiter la zone du champ de fuite (le champ d'induction magnétique décroît toujours au voisinage des bords des faces polaires) les arêtes des pôles ont été équipées de quatre anneaux de Rose de 5 mm de hauteur, destinés à augmenter le champ d'induction magnétique dans leur voisinage. Le champ d'induction magnétique est mesuré à l'aide d'une sonde à résonance magnétique nucléaire placée à proximité du faisceau principal.

### 1. 2 - Caractéristiques du secteur électrique :

Le champ électrique est produit par un condensateur constitué de deux électrodes de forme cylindrique, distantes de 300 mm (Fig. II. 4). Ces électrodes ont été forgées dans des métaux choisis en fonction des résultats fournis par plusieurs expériences ; l'acier inoxydable et l'aluminium ont été respectivement adoptés comme constituants pour l'anode et la cathode. Ces électrodes sont en principe capables de "tenir" une différence de potentiel de 800 kV.



Coupe longitudinal



Coupe verticale

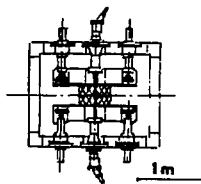


Fig.II. 3 - Secteur Electrique.

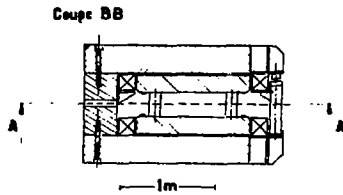
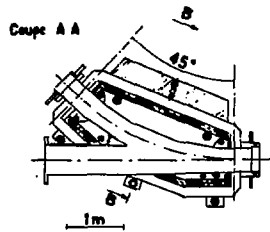


Fig. II. 4 - Secteur Magnétique .

## II - CIBLE DE $^{235}\text{U}$ UTILISEE -

La cible (Fig. II. 5), est constituée d'un dépôt de  $\text{UO}_2$  enrichi à 99,5% en  $^{235}\text{U}$  de  $420\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur ; elle a 7 cm de longueur et 0,3 cm de largeur. Cette cible a été évaporée par bombardement électronique sur un support de titane de  $420\mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur. Une couche de Titane de  $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$  a été évaporée sur la cible pour diminuer l'éjection de la matière fissile par les fragments de fission ; en effet ce transfert avait pour conséquence la dégradation de la cible et la contamination du spectromètre.

La cible est exposée à un flux de neutrons thermiques de  $5.10^{14}$  n/cm<sup>2</sup>.s, ce qui donne  $5,8.10^{11}$  fissions/sec. dans la cible.

Un dispositif permet de changer la cible au cours de l'expérience, même lorsque le réacteur fonctionne à sa puissance nominale de 57 MW. La cible est extraite du coeur du réacteur au moyen d'un chariot mobile ; une vanne isole le coeur du dispositif de changement de la cible ; un écran obture le faisceau et la nouvelle cible est introduite dès que la cible usagée a été enlevée.

## III - LE VIDE DE L'APPAREIL -

Le vide dans le spectromètre LOHENGRIN satisfait les critères suivants :

a) La charge ionique des produits de fission ne doit subir aucun changement surtout pendant leurs passages dans les champs de déviation magnétique et électrique ; cette condition est remplie lorsque la pression est inférieure ou égale à  $2 \times 10^{-6}$  Torr.

b) Afin de réduire l'absorption des gaz au niveau des électrodes du condensateur, la pression dans le condensateur doit être maintenue au-dessous de  $10^{-6}$  Torr.

c) Pendant le fonctionnement du réacteur, la pression dans le tube du faisceau ne doit pas être inférieure à  $10^{-2}$  Torr, pour éviter toute corrosion due à la formation des radicaux ionisés.

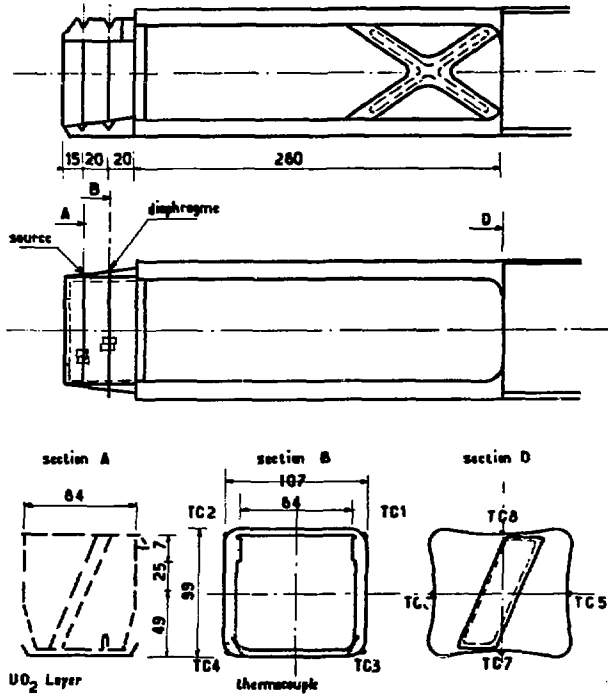


Fig.II. 5 - Cible d'  $^{235}\text{U}$ .

d) Tout le système du vide doit être hermétiquement clos pour éviter toute possibilité de pollution par des gaz radioactifs (Xe , Kr) créés pendant la fission.

Conformément à ces exigences, nous distinguerons trois zones du vide séparées les unes des autres par trois vannes : le tube du faisceau et le canal situé derrière l'aimant, la chambre à vide du condenseur, et enfin la sortie du faisceau. La pollution de l'ensemble par des hydrocarbures est évitée par l'utilisation de pompes turbo-moléculaires.

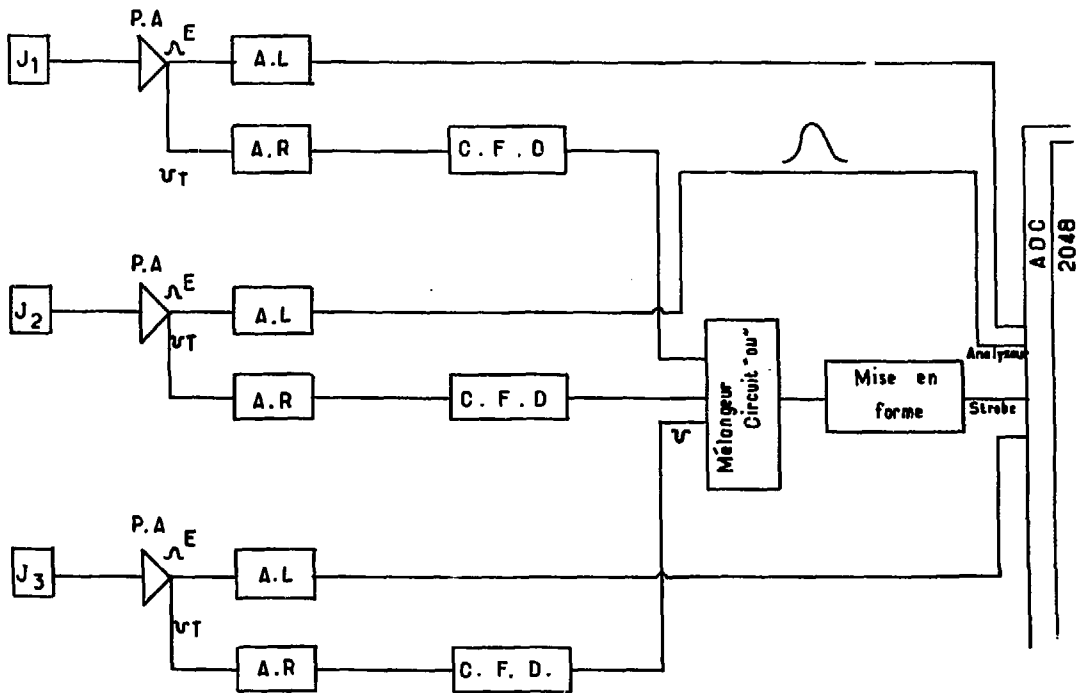
#### IV - SYSTEME DE DETECTION DES PARTICULES $\alpha$ DE TRIPARTITION -

La collection des particules  $\alpha$  était réalisée au moyen de trois détecteurs à barrière de surface de 2 cm de diamètre et de 700  $\mu$ m d'épaisseur placés côte à côte dans le plan focal du spectromètre, derrière un collimateur de 72 cm de longueur et d'ouverture variable de 0 à 30 mm . La distance entre les axes de deux détecteurs adjacents est de 4 cm . Les détecteurs et leur chaîne électronique associée avaient été préalablement étalonnés en énergie à l'aide de deux raies alpha de 6,06 MeV et 8,78 MeV fournies par une source de  $^{232}\text{Th}$  cc', et leur linéarité a été vérifiée au générateur d'impulsion.

#### V - ELECTRONIQUE ASSOCIEE -

L'appareillage électronique équipant le dispositif expérimental est représenté sur la (Fig. II. 6) . Chacun des détecteurs à semi-conducteur utilisé est connecté à un préamplificateur de charge à faible bruit de fond. Des impulsions lentes délivrées par les préamplificateurs sont transmises à des amplificateurs linéaires (ORTEC 571), dont le signal attaque l'une des entrées d'un convertisseur analogique digital 8 voies (ORTEC 811, 2048 canaux). Les signaux que délivre ce codeur sont transmis par un chassis CAMAC à un ordinateur PDP 11/34, préalablement programmé pour assurer l'acquisition des événements.

Les impulsions rapides fournies par les préamplificateurs sont envoyées après amplification à des discriminateurs à fraction constante



— Fig. II. 6 — Schéma Electronique —

dont les impulsions sont transmises après mélange à un circuit de mise en forme qui ouvre la porte du convertisseur analogique digital.

VI - SYSTEME D'ACQUISITION ET DE TRAITEMENT DES DONNEES -

Les spectres en hauteur d'impulsion délivrés par les codeurs sont constitués dans 3 blocs mémoire du calculateur, et visualisés en continu sur un écran à plasma pour vérifier le bon fonctionnement de l'ensemble de l'appareillage.

Ces spectres sont ensuite transférés sur FLOPPY-disc, pour permettre une première analyse pendant la durée de l'expérience, puis transférés sur bande magnétique (800 BpI - 9 pistes).

L'analyse finale a été effectuée à Bordeaux sur l'ordinateur CDC 6600 du C. C. P. N. à partir de cette bande.

---

CHAPITRE III

---

Simulation de l'expérience par le calcul

---



Afin de mieux comprendre le fonctionnement du spectromètre LOHENGRIN et de définir les différentes corrections qui devront être apportées aux résultats expérimentaux bruts, nous avons simulé l'expérience par le calcul. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode de "Monte Carlo" pour représenter les conditions d'émission des particules  $\alpha$  au niveau de la cible, et nous avons mis au point un programme de calcul de trajectoires permettant de suivre les particules  $\alpha$  depuis la cible jusqu'au plan focal du spectromètre.

#### I - HYPOTHESES ADOPTEES POUR LA SIMULATION DES CONDITIONS EXPERIMENTALES -

Les hypothèses de base sur lesquelles repose le programme de calcul sont les suivantes :

- Nous avons supposé que tout point de la cible a la même probabilité d'émettre une particule  $\alpha$ , ce qui revient à admettre que le flux de neutrons est uniforme au niveau de la cible et que cette cible est elle-même uniforme et homogène.

- L'émission des particules  $\alpha$  est isotrope. En effet, les neutrons incidents et les noyaux-cibles ne sont pas polarisés ; comme ces neutrons incidents sont des neutrons thermiques, ils ne peuvent interagir avec un noyau-cible qu'avec un moment angulaire orbital  $\ell = 0$  ; il en résulte que les noyaux composés formés n'ont aucune orientation privilégiée ; les axes de fission de ces noyaux sont donc distribués au hasard, de même que la direction d'émission des particules  $\alpha$ . Compte tenu des faibles dimensions du diaphragme placé à l'entrée de l'aimant par rapport à la distance source-aimant, nous pouvons considérer que tout point du diaphragme a une égale probabilité de recevoir une particule  $\alpha$  émise par la cible.

- Dans notre programme, les conditions géométriques d'émission des particules  $\alpha$  (position, direction) sont déterminées d'une façon unique par les deux points tirés au hasard sur la cible et sur le diaphragme.

Cette procédure prend en compte seulement les particules  $\alpha$  qui arrivent sur le diaphragme, et permet de nous limiter à l'angle solide d'analyse du spectromètre, ainsi nous gagnons un temps de calcul appréciable.

## II - GEOMETRIE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

La (Fig. III. 1) présente les différents éléments du spectromètre, la trajectoire centrale des particules  $\alpha$  depuis la source jusqu'au plan focal en passant par les champs de déviation magnétique et électrique ainsi que le système de coordonnées dans lequel nous avons travaillé.

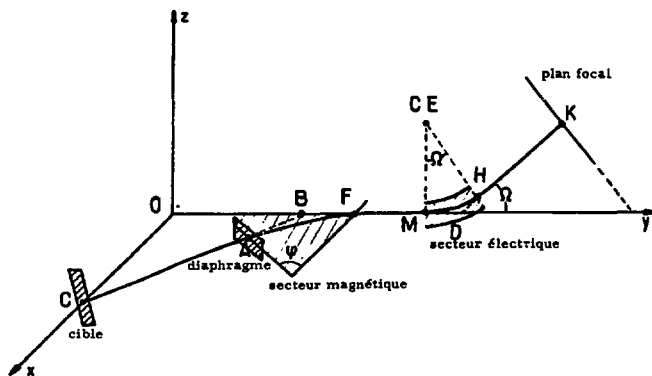


Fig. III. 1

La cible est rectangulaire ; elle a une longueur de 7 cm et une largeur de 3 mm ; elle est placée dans un plan parallèle à la face d'entrée de l'aimant, et sa grande longueur est inclinée de  $22^\circ$  par rapport à la verticale.

Le diaphragme placé à l'entrée de l'aimant, est rectangulaire avec une largeur de 32 cm et une hauteur de 8 cm. La cible est située à 8 m de ce diaphragme.

Le champ magnétique provoque une déflexion de  $45^\circ$  pour l'orbite centrale, le long d'un cercle de 4 m de rayon, et effectue ainsi la séparation en  $(\frac{A}{Q})$ . Le plan médian de l'aimant (plan XOY) est horizontal. La face d'entrée du condensateur est située à 2,31 m de la face de sortie de l'aimant ; ce condensateur, dont le plan médian est vertical (YOZ), produit une déflexion de  $35,35^\circ$  pour l'orbite centrale, le long d'un cercle de 5,60 m de rayon.

Le plan focal qui est normal à la trajectoire centrale, est situé à 6,42 m de la face de sortie du condensateur.

### III - MOUVEMENT DE LA PARTICULE $\alpha$ DANS LES SECTEURS MAGNETIQUE ET ELECTRIQUE -

Seule la trajectoire centrale présente des mouvements circulaires dans les secteurs magnétique et électrique. Les autres trajectoires y présentent des mouvements plus complexes. Dans un premier temps, nous avons négligé les champs de fuite à l'entrée et à la sortie de ces deux secteurs. Avec cette condition, le champ magnétique est uniforme et le champ électrique est radial. Dans le secteur magnétique, le mouvement des particules  $\alpha$  est hélicoïdal et peut se décomposer en un mouvement horizontal circulaire et un mouvement vertical uniforme qui sont indépendants l'un de l'autre.

Nous avons découpé le secteur électrique en N sous-secteurs de même ouverture et nous avons considéré que le mouvement était également hélicoïdal dans chacun de ces sous-secteurs (mouvement circulaire dans le plan (YOZ) et mouvement uniforme dans la direction OX) en tenant compte des éventuelles variations d'énergie des particules  $\alpha$  sous l'action du champ électrique. Des tests effectués avec des valeurs de N croissantes, ont montré que (N = 50) permet d'obtenir une précision largement suffisante.

IV - DESCRIPTION DU PROGRAMME DE SIMULATION -

IV.1 Entrée de l'ensemble des données concernant la géométrie du spectromètre.

- longueur et largeur de la cible : (LC , HC) et du diaphragme : (LD , HD)
- les distances : cible-diaphragme : (CD)  
sortie de l'aimant - entrée du condensateur : (FM)  
sortie du condensateur - plan focal : (HK)
- angles d'ouverture et rayons de courbures des secteurs magnétique et électrique : (PSI , RB) et (OMEGA , RE)
- les caractéristiques de la particule  $\alpha$  :  
son énergie : (EN) , sa charge : (q = CAL) et sa masse : (m = AM) .

IV.2 Calcul des rigidités magnétique et électrique et de la vitesse des particules  $\alpha$ .

Dans l'hypothèse relativiste, les rigidités magnétique (B. RM) et électrique (E. RE), ainsi que la vitesse des particules  $\alpha$  sont données par les relations suivantes, exprimées dans le système M. K. S. A. :

$$B. RM = \frac{1}{q \cdot CL} \sqrt{EN (EN + 2 E_0)} = CSTM$$

$$E. RE = \frac{1}{q} \frac{EN (EN + 2 E_0)}{EN + E_0} = CSTE$$

$$V = \frac{q \sqrt{EN (EN + 2 E_0)}}{E_0 + 2 EN}$$

où CL est la vitesse de la lumière et  $E_0$  l'énergie au repos de la particule  $\alpha$  .

### IV.3 Méthode de "Monte-Carlo".

Pour chaque test, nous étudions le comportement d'un grand nombre de particules  $\alpha$  représentant la situation expérimentale. Les conditions d'émission de ces particules  $\alpha$  sont choisies au hasard. Pour chaque particule  $\alpha$ , nous tirons au hasard un point d'émission sur la cible et un point d'impact au niveau du diaphragme pour représenter la distribution isotrope de ces particules.

La direction d'émission de la particule  $\alpha$  est déduite de ses coordonnées sur la cible et sur le diaphragme.

- Tirage d'un point d'émission sur la cible :

$$X' = \text{RANF} (1) \cdot LC - \frac{LC}{2}$$

$$Y' = \text{RANF} (1) \cdot HC - \frac{HC}{2}$$

(RANF) étant une fonction fournissant un nombre aléatoire compris entre 0 et 1.

Nous partons d'une configuration de cible rectangulaire (Fig. III.2) dans un plan vertical.

Pour ramener la cible à sa configuration réelle dans le spectromètre, nous faisons faire d'abord à ce rectangle une rotation de  $22^\circ$  par rapport à un axe  $OZ'$ . Les nouvelles coordonnées d'un point de la cible sont données par :

$$X1 = X' \cdot \cos (22^\circ) + Y' \cdot \sin (22^\circ)$$

$$Y1 = - X' \cdot \sin (22^\circ) + Y' \cdot \cos (22^\circ)$$

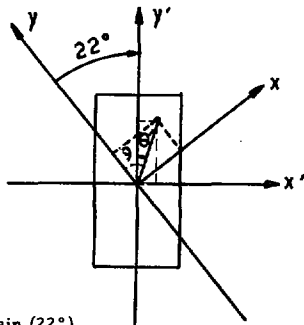


Fig. III. 2

Ensuite, nous effectuons une rotation de  $45^\circ$  du plan de ce rectangle, et une translation, pour amener le plan de la cible à sa position réelle.

Les coordonnées définitives  
sont les suivantes :

$$XC = YC + OC$$

$$YC = X1 / \sqrt{2}$$

$$ZC = Y1$$

C étant le centre de la cible  
(Fig. III. 3).

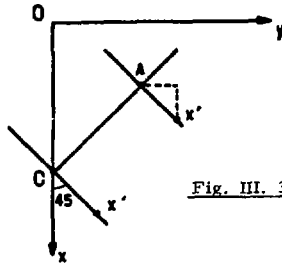


Fig. III. 3

- Tirage d'un point au niveau du diaphragme :

Nous partons d'un diaphragme rectangulaire se trouvant dans  
le plan  $X' O' Z'$  :

$$XD = RANF (1) . LD - \frac{LD}{2}$$

$$ZD = RANF (1) . HD - \frac{HD}{2}$$

Pour ramener le diaphragme à sa position réelle, nous effectuons  
une rotation de  $45^\circ$  suivie d'une translation ( $\vec{OA}$ ).

$$XD = XD . \cos (45^\circ) + XA$$

$$YD = X1 . \sin (45^\circ) + YA$$

#### IV. 4 Calcul des composantes de la vitesse de la particule $\alpha$ à l'entrée de l'aimant.

A la sortie de la  
cible, la vitesse  $V$  de la  
particule  $\alpha$  a deux com-  
posantes, comme le mon-  
tre la (Fig. III. 4)  $V_{XY}$  dans  
le plan  $XOY$  et  $V_Z$  dans  
la direction  $OZ$  données  
par :

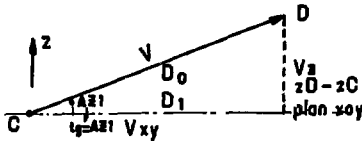


Fig. III. 4

$$D_0 = \sqrt{(X_D - X_C)^2 + (Y_D - Y_C)^2 + (Z_D - Z_C)^2}$$

$$D_1 = \sqrt{(X_D - X_C)^2 + (Y_D - Y_C)^2}$$

$$D_2 = \sqrt{(Y_D - Y_C)^2 + (Z_D - Z_C)^2}$$

donc :

$$V_{XY} = v \cdot \frac{D_1}{D_0}$$

$$V_Z = v \cdot \frac{D_2}{D_0}$$

L'angle (AY1) que fait la projection horizontale de la trajectoire avec l'axe OY est donné par :

$$AY1 = \text{Arc tg.} \left( \frac{X_C - X_D}{Y_D - Y_C} \right)$$

L'angle (AZ1) que fait la trajectoire avec sa projection horizontale est tel que :

$$\text{tg AZ1} = \frac{Z_D - Z_C}{D_1}$$

#### IV. 5 Trajectoire de la particule $\alpha$ dans le secteur magnétique.

Cette trajectoire est hélicoïdale, sa projection sur le plan horizontal XOY est un cercle (Fig. III. 5) de rayon :

$$RM = \left( \frac{CSTM}{BM} \right) \cdot \frac{V_{XY}}{V}$$

BM étant l'induction magnétique dans l'aimant ; l'équation de ce cercle est donnée par :

$$X'^2 + Y'^2 = RM^2$$

où X' et Y' sont les coordonnées de la particule dans un système d'axes lié au centre de courbure de la trajectoire :

$$X' = X - X_{CM}$$

$$Y' = Y - Y_{CM}$$

où X<sub>CM</sub> et Y<sub>CM</sub> sont les coordonnées du centre de courbure de la trajectoire données par :

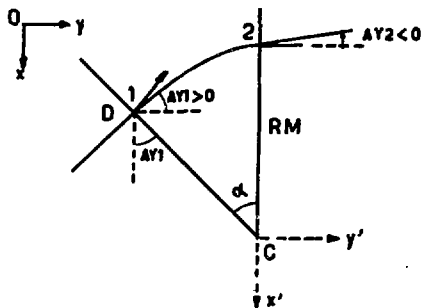


Fig. III. 5

$$X_{CM} = X_D + R_M \cdot \cos(A_{Y1})$$

$$Y_{CM} = Y_D + R_M \cdot \sin(A_{Y1})$$

Les coordonnées du point(2) (projection sur le plan XOY de l'intersection de la trajectoire avec la face de sortie de l'aimant) sont obtenues en considérant l'intersection de la droite de sortie  $Y = OF$  avec le cercle défini précédemment.

La projection horizontale de la portion de la trajectoire parcourue dans l'aimant est :

$$DLM = R_M \cdot \alpha$$

la valeur de l'angle  $\alpha$  peut être calculée en considérant le triangle

C 1 2 :

$$\alpha = \text{Arc cos} \left( 1 - \frac{DM12}{2R^2} \right)$$

où  $DM12 = (Y_2 - Y_1)^2 + (X_2 - X_1)^2$  ;  $X_1 = X_D$  ;  $Y_1 = Y_D$  ;  $Z_1 = Z_D$ .

Les coordonnées de la particule dans le plan de sortie de l'aimant sont données par les expressions :

$$X_2 = \frac{B + \sqrt{\Delta}}{A}$$

avec  $\Delta = B^2 - A \cdot C$

e.  $B = XC$  ;  $A = 1$  et  $C = XC^2 + OF^2 + YC^2 - 2 \cdot OF \cdot YC - R^2$

$$Y_2 = OF$$

$$Z_2 = Z_D + DLM \cdot AZ_1$$

La projection horizontale de la direction de la particule à la sortie de l'aimant fait avec la direction OY l'angle (AY2) tel que :

$$A_{Y2} = \text{Arc tg} \left( \frac{Y_2 - Y_C}{X_C - X_2} \right)$$



IV. 6 Caractéristiques de la trajectoire à l'entrée du condensateur.

Entre la sortie de l'aimant et l'entrée du condensateur les particules  $\alpha$  ont un mouvement rectiligne et uniforme ; la projection de cette portion de trajectoire sur le plan horizontal XOY est donnée par l'équation :

$$Y = aX + b$$

avec  $a = \text{Arc tg}(\frac{\pi}{2} - AY2)$  ;  $b = Y2 - a \cdot X2$ .

Les coordonnées de la particule à l'entrée du condensateur sont donc :

$$X3 = (OM - b) / a$$

$$Y3 = OM$$

et  $Z3 = Z2 + D32 \cdot AZ1$

où  $D32 = \sqrt{(X3 - X2)^2 + (Y3 - Y2)^2}$

À la sortie de l'aimant les composantes de la vitesse de la particule  $\alpha$  suivant la direction OX, (Fig. III. 6), et dans le plan YOZ sont respectivement données par les relations :

$$VT = V \cdot \cos[\text{Arc tg}(AZ1), \sin(AY2)]$$

$$VYZ = \sqrt{V^2 - VT^2}$$

L'angle (AY3) que fait la vitesse de la particule  $\alpha$  avec sa projection VYZ sur le plan vertical YOZ est tel que :

$$\text{tg}(AY3) = \frac{VT}{VYZ}$$

et l'angle (AZ3) que fait l'axe OY avec la projection VYZ est donné par :

$$AZ3 = \text{Arc tg} \left( \frac{AZ1}{\cos(AY2)} \right).$$

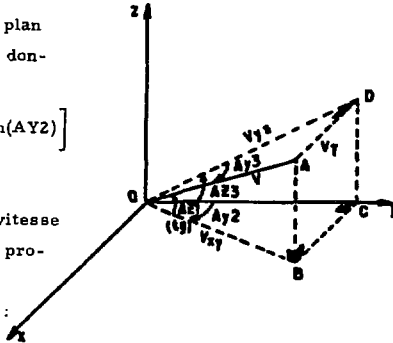


Fig. III. 6

IV.7 Calcul du champ électrique.

Le champ électrique qui règne entre les armatures du condensateur est radial et présente une symétrie cylindrique. Le théorème de Gauss appliqué à un secteur cylindrique de rayon  $r$  ayant le même axe que les armatures permet d'écrire :

$$E(r) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 r}$$

La différence de potentiel entre les deux armatures du condensateur (Fig III. 7) est donnée par la relation :

$$\Delta v = - \int_{R2}^{R1} \vec{E} \cdot d\vec{r} = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \log \frac{R2}{R1}$$

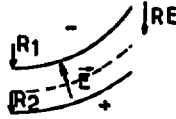


Fig. III.7

où :  $R1 = RE - \frac{ENTPLA}{2}$  si (ENTPLA) est la distance qui sépare les deux électrodes.  
 $R2 = RE + \frac{ENTPLA}{2}$

En chaque point du cylindre de rayon  $RE = \frac{R1 + R2}{2}$ , l'intensité du champ électrique est donnée par l'expression :

$$E_0 = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0 RE}$$

Nous obtenons donc :

$$v = E_0 \cdot RE \cdot \log \frac{R2}{R1}$$

d'où l'on tire la valeur du champ électrique :

$$E(r) = E_0 \cdot \frac{RE}{r} \quad \text{avec} \quad E_0 = \frac{\Delta v}{RE \cdot \log \frac{R2}{R1}}$$

IV.8 Trajectoire de la particule  $\alpha$  dans le secteur électrique.

Comme nous l'avons déjà indiqué, le condensateur est divisé en 50 petits secteurs dans chacun desquels la trajectoire peut être considérée comme hélicoïdale (mouvement circulaire dans le plan YOZ et mouvement uniforme dans la direction OX). La direction et la vitesse des particules  $\alpha$  à l'entrée de chaque petit secteur sont définies par

les angles (AZ3) et (AY3), et les vitesses VYZ et VT (les trois premières grandeurs étant réinitialisées pour chaque sous-secteur).

Pour une particule  $\alpha$  se présentant à l'entrée d'un secteur donné, le champ électrique présente une composante radiale (Fig. III. 8) :

$$E_R = E_1 \cdot \cos \alpha$$

et une composante tangentielle

$$E_T = E_1 \cdot \sin \alpha$$

$$\text{avec : } E_1 = E_0 \cdot \frac{R_E}{DMCE}$$

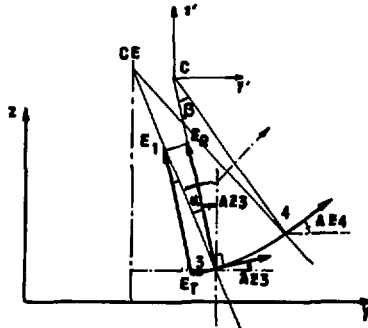


Fig. III. 8

où DMCE représente la distance du point d'entrée au centre de courbure des armatures du condensateur :

$$DMCE = \sqrt{(YCE - Y_3)^2 + (ZCE - Z_3)^2}$$

La valeur du rayon de courbure de la projection verticale circulaire est :

$$R = \left( \frac{GSTE}{E_R} \right) \cdot \frac{VYZ^2}{v^2}$$

L'équation du cercle dans le plan YOZ est définie par :

$$y'^2 + z'^2 = R^2$$

$y'$  et  $z'$  étant les coordonnées de la particule dans un système d'axes lié au centre de courbure C de la trajectoire.

$$y' = YC - Y$$

$$z' = ZC - Z$$

YC et ZC sont les coordonnées du centre de courbure de la trajectoire données par :

$$YC = Y_3 - R \cdot \sin(AZ_3)$$

$$ZC = Z_3 + R \cdot \cos(AZ_3)$$

Les coordonnées du point (4) (projection sur le plan YOZ de l'intersection de la trajectoire avec la face de sortie du petit secteur)

sont obtenues en considérant l'intersection de la droite de sortie

$$(Y = AP2 \cdot Z + BP2 \text{ où } AP2 = - \operatorname{tg}(I \cdot PAS) \text{ ;}$$

$$PAS = \frac{\text{OMEGA}}{N} \text{ ; } I = 1 \text{ à } 50 \text{ et } BP2 = YCE - AP2 \cdot ZCE)$$

avec le cercle déjà défini ; nous obtenons :

$$Z4 = \frac{B1 - \sqrt{A}}{A1}$$

$$\text{avec } A = B1^2 - A1 \cdot C1$$

$$\text{et où } B1 = ZC - AP2 \cdot BP2 + AP2 \cdot YC$$

$$C1 = BP2^2 - 2 \cdot BP2 \cdot YC + YC^2 + ZC^2 - R^2$$

$$A1 = 1 + AP2^2$$

$$Y4 = AP2 \cdot Z4 + BP2$$

La projection verticale de la portion de la trajectoire parcourue dans ce secteur est :

$$DP = R \cdot \beta$$

La valeur de l'angle  $\beta$  peut être calculée en considérant le triangle (C34) :

$$\beta = \operatorname{Arc} \cos \left( 1 - \frac{DE34}{2R^2} \right)$$

$$\text{où } DE34 = (Z4 - Z3)^2 + (Y4 - Y3)^2.$$

La projection de la trajectoire sur le plan vertical YOZ fait avec la direction OY à la sortie de ce secteur un angle (AZ4) dont la valeur est :

$$AZ4 = \operatorname{Arc} \operatorname{tg} \left[ \left( \frac{YC - Y4}{Z4 - ZC} \right) \right]$$

La composante tangentielle du champ électrique tend à retarder (ou à accélérer) la particule  $\alpha$ , sa vitesse à la sortie du condensateur est donnée par :

$$VYZS = VYZ - \frac{q \cdot E \cdot T \cdot T}{m} (LC)^2$$

$$T \text{ étant le temps : } T = \frac{DP}{VYZ}$$

$$X4 = X3 + T \cdot VT$$

IV.9 Coordonnées du point d'impact dans le plan focal.

A la sortie du condensateur, le mouvement de la particule  $\alpha$  redevient rectiligne et uniforme. Sa projection dans le plan vertical YOZ (Fig. III. 9) est portée par la droite :

$$z = ay + b$$

avec  $a = \text{tg}(AZ4)$  et  $b = Z4 - a \cdot Y4$

Les coordonnées du point d'impact S peuvent être obtenues en faisant l'intersection de la droite SK avec la droite

$$z = ay + b.$$

Equation de la droite SK :

$$z' = a'y' + b'$$

avec  $a' = \text{tg}(\Omega - \frac{\pi}{2})$  et

$$b' = ZK - a' \cdot YK$$

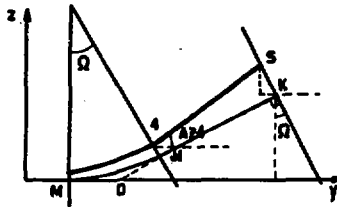


Fig. III. 9

Les coordonnées du point K sont données par :

$$YK = OM + MD + (DH + HK) \cdot \cos(\text{OMEGA})$$

$$ZK = (DH + HK) \cdot \sin(\text{OMEGA})$$

Les coordonnées du point S sont :

$$YS = \frac{b' - b}{a - a'}$$

$$ZS = a \cdot YS + b$$

A partir de ces données, nous pouvons calculer les coordonnées du point d'impact dans le plan focal XSD et YSD :

$$XSD = X4 + DS3 \cdot AY3$$

$$\text{où : } DS3 = \sqrt{(YS - Y4)^2 + (ZS - Z4)^2}$$

$$YSD = (YK - YS) / \sin \Omega .$$

## V - PROBLEME DE LA FOCALISATION DU FAISCEAU DES PARTICULES -

Avec les hypothèses adoptées, la focalisation du faisceau est parfaitement assurée dans le plan horizontal, ce qui est tout à fait naturel puisque cette focalisation est essentiellement due au secteur magnétique, et que le fait d'avoir négligé les champs de fuite à l'entrée et à la sortie a une très faible incidence sur les projections horizontales de la trajectoire (les tests que nous avons effectués en utilisant des champs de fuite dont le profil était décrit par une fonction sigmoïde ont confirmé ce point de vue ; c'est la raison pour laquelle nous avons négligé ces champs de fuite).

Il en va tout autrement dans le plan vertical ; en effet la focalisation y est assurée non seulement par le secteur électrique, mais également par les champs de fuite à l'entrée et à la sortie de l'aimant et du condensateur.

En l'absence d'une connaissance exacte de ces champs de fuite, nous avons assuré la focalisation du faisceau dans le plan vertical en modifiant les angles d'entrée et de sortie de la trajectoire avec les plans d'entrée et de sortie du condensateur d'une quantité définie empiriquement et dépendant de la position et de l'inclinaison de la trajectoire considérée avec l'orbite centrale.

## VI - PRESENTATION DES RESULTATS DE CALCUL -

### VI.1 Principe de la séparation en masse du spectromètre.

Le principe de la séparation en masse du spectromètre LOHENGRIN est donné par les équations décrivant le mouvement des ions dans les deux champs électrique et magnétique ; si nous considérons en première approximation que les trajectoires sont circulaires dans les secteurs magnétique et électrique, nous pouvons écrire les relations :

$$B \cdot R M \simeq \frac{AV}{q}$$
$$E \cdot R E \simeq \frac{AV^2}{q}$$

A, V et q étant respectivement la masse, la vitesse et la charge ionique de la particule soumise à l'induction magnétique B et au champ électrique E.

RM et RE sont respectivement les rayons de courbure des ions dans les secteurs magnétique et électrique. Pour une charge ionique donnée q, le secteur magnétique constitue donc un filtre d'impulsion, alors que le secteur électrique constitue un filtre d'énergie.

Les déplacements des particules X1 et X2 (Fig. III.10) dans les secteurs magnétique et électrique sont données en première approximation par les équations suivantes :

$$X1 = C_{mag} \cdot B \cdot \frac{q}{AV}$$

$$X2 = C_{él} \cdot E \cdot \frac{q}{AV^2}$$

(C<sub>mag</sub> et C<sub>él</sub> étant deux constantes dépendant seulement de la géométrie du spectromètre).

En éliminant la vitesse V entre les deux équations précédentes, nous aurons l'équation de la parabole :

$$X2 = \frac{C_{él}}{C_{mag}} \times \frac{E}{B^2} \times \frac{A}{q} X1^2 \quad (III.1)$$

En première approximation le lieu géométrique des points d'impact des particules caractérisées par un rapport  $(\frac{A}{q})$  donné est donc une parabole donnée.

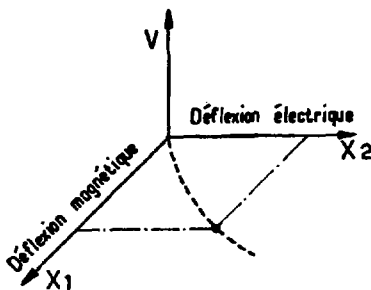


Fig. III. 10

### VI.2 Détermination de la parabole de masse à l'aide du programme de simulation.

Nous avons tout d'abord déterminé par approximations successives l'intensité du champ d'induction magnétique  $B_0$  et la différence de potentiel appliquée au condensateur  $E_0$  permettant de focaliser les particules  $\alpha$  de 6 MeV au centre de la fente de sortie du spectromètre, c'est-à-dire au point K de la (Fig. III. 1). Nous avons trouvé les valeurs suivantes :  $B_0 = 0,88226$  Tesla et  $E_0 = 341,245$  kV ; valeurs qui sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux. Pour ces valeurs de  $B_0$  et  $E_0$ , nous avons calculé les trajectoires des particules  $\alpha$  présentant des énergies croissantes au voisinage de 6 MeV avec un pas de 6 keV. Le résultat de ce calcul est présenté sur la (Fig. III. 11) par les points noirs ; comme nous pouvons le constater, la portion de la parabole ( $\frac{A}{q} = 2$ ) est pratiquement linéaire dans la zone utile du plan focal, et elle fait un angle de  $(42,45^\circ)$  avec le plan horizontal.

### VI.3 Evolution de la parabole de masse en fonction des valeurs de $B_0$ et $E_0$ .

La (Fig. III. 12) présente les points d'impact avec le plan focal des particules  $\alpha$  présentant des énergies voisines de 6 MeV pour différentes valeurs du champ d'induction magnétique  $B_0$  autour de  $B_0 = 0,88226$  Tesla. Comme nous pouvons le constater les variations de  $B_0$  se traduisent par une translation horizontale de la parabole de masse (8,725 cm pour une variation de  $B_0$  de 1%).

La (Fig. III. 13) représente les points d'impact de ces mêmes particules  $\alpha$  pour différentes valeurs de la différence de potentiel  $E_0$  appliquée aux armatures du condensateur. Les variations de  $E_0$  se traduisent par une translation verticale de la parabole de masse (4,362 cm pour une variation de  $E_0$  de 1%).

L'équation de la parabole de masse (Fig. III. 1) montre que, pour un type de particules donné, la parabole de masse conserve la même



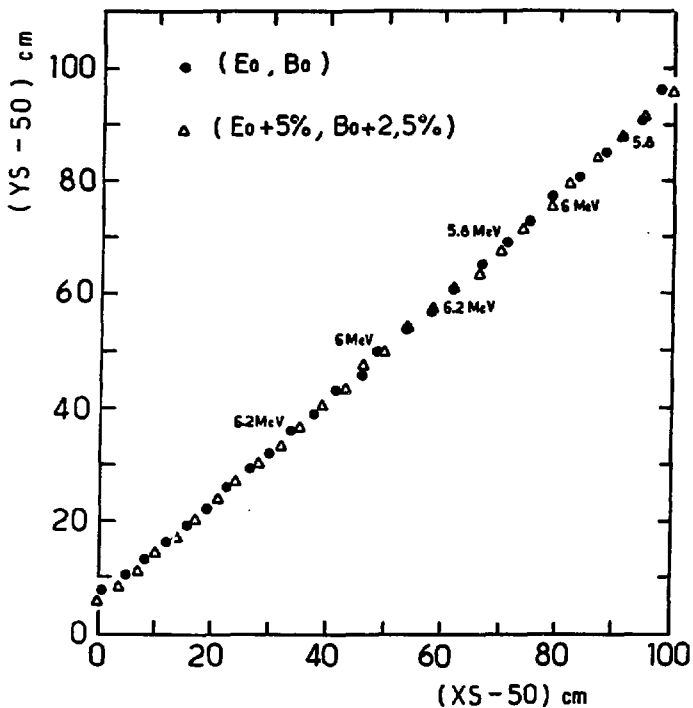


Fig. III. 11

Parabole de masse de Lohengrin;

$XS$  et  $YS$  sont les coordonnées du point d'impact des particules  $\alpha$  dans le plan focal.

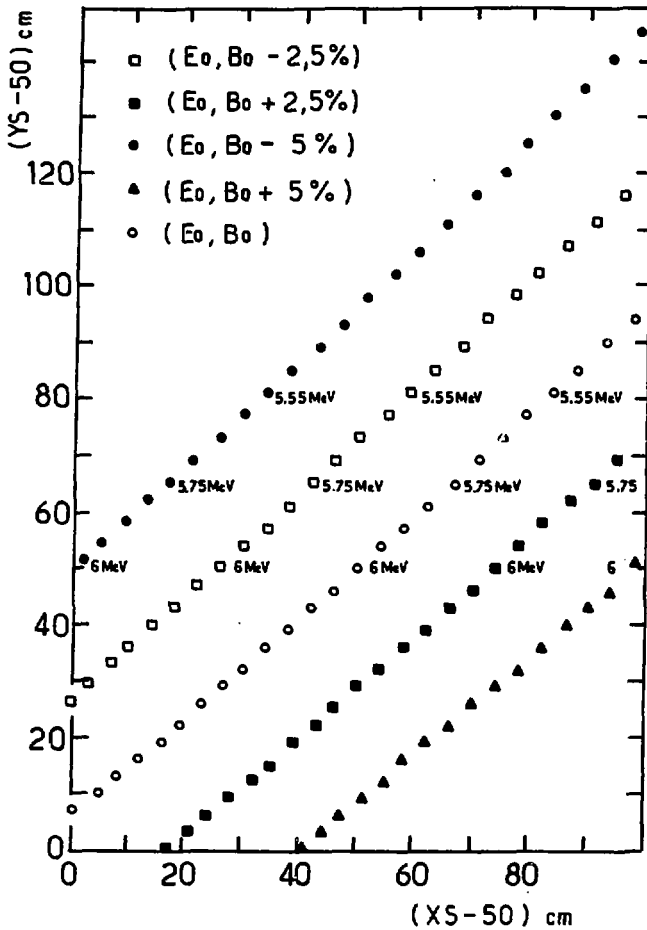


Fig. III. 12

Evolution de la parabole de masse en fonction  
de la valeur de B<sub>0</sub>.

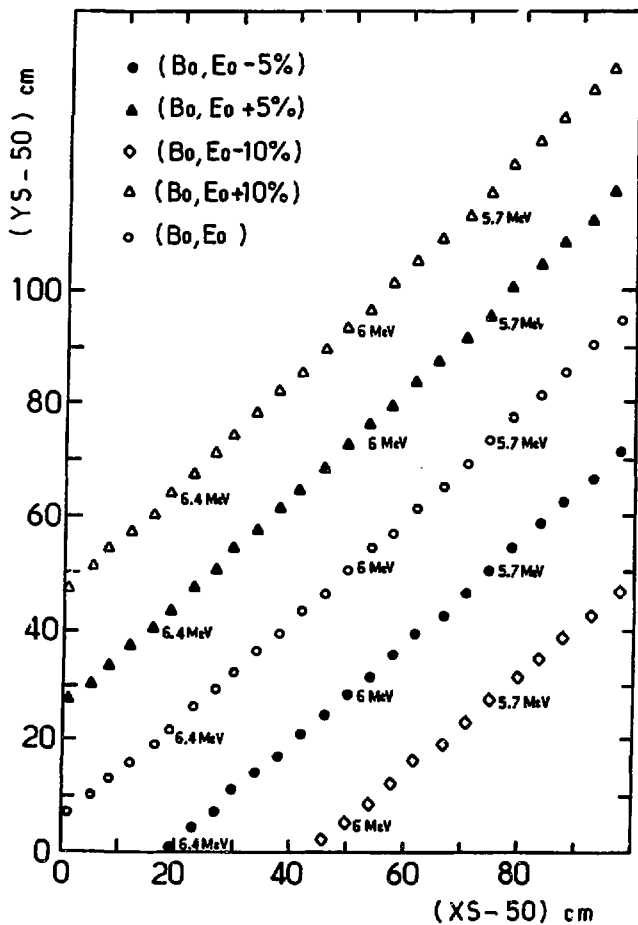


Fig. III. 13

Evolution de la parabole de masse en fonction de la valeur de  $E_0$ .

géométrie tant que le rapport  $\left( \frac{E_0}{B_0^2} \right)$  est conservé.

Comme nous pouvons le constater sur la (Fig. III.11) les points noirs et les triangles qui représentent respectivement les points d'impact des particules  $\alpha$  pour deux couples de valeurs de  $E_0$  et  $B_0$  différentes, mais présentant le même rapport  $\left( \frac{E_0}{B_0^2} \right)$ , se trouvent bien sur la même parabole de masse.

Nous observons toutefois un glissement des énergies le long de la parabole de masse. L'énergie des particules qui atteignent le centre de la fente de sortie ( $XS = YS = 0$ ) est proportionnelle à la tension appliquée  $E_0$  ou au carré du champ magnétique  $B_0$ .

La distance séparant les points d'impact des particules  $\alpha$  de 5,5 MeV et 6,5 MeV est égale à 1,10 m, ce qui conduit à une séparation géométrique moyenne de l'ordre de 6,6 cm pour une variation en énergie de 1%.

Compte tenu de ces informations, nous pouvons donc amener la parabole de masse correspondant à n'importe quel type de particules caractérisées par  $\left( \frac{A}{q} \right)$  entre les lèvres de sortie du spectromètre, par ajustement des valeurs de  $E_0$  et  $B_0$ ; cette opération étant effectuée, nous pouvons faire glisser le point d'impact correspondant à une énergie particulière au centre de la fente de sortie, en faisant varier  $E_0$  et  $B_0$ , tout en conservant le rapport  $\left( \frac{E_0}{B_0^2} \right)$  constant.

#### IV.4 Simulation des spectres expérimentaux.

Les particules  $\alpha$  susceptibles d'atteindre les quatre détecteurs disposés dans le plan focal du spectromètre pour un réglage donné de celui-ci ( $E_0$ ,  $B_0$ ), auront des énergies voisines (l'écart maximum sera de 2,12%).

Dans ces conditions, nous pouvons donc considérer que le spectre des particules  $\alpha$  est uniforme dans notre simulation.

Pour une énergie donnée des particules  $\alpha$  ( $E_\alpha$ ), nous déterminons les valeurs du champ d'induction magnétique  $B_0$  et de la tension  $E_0$  appliquée aux armatures du condensateur de telle sorte que

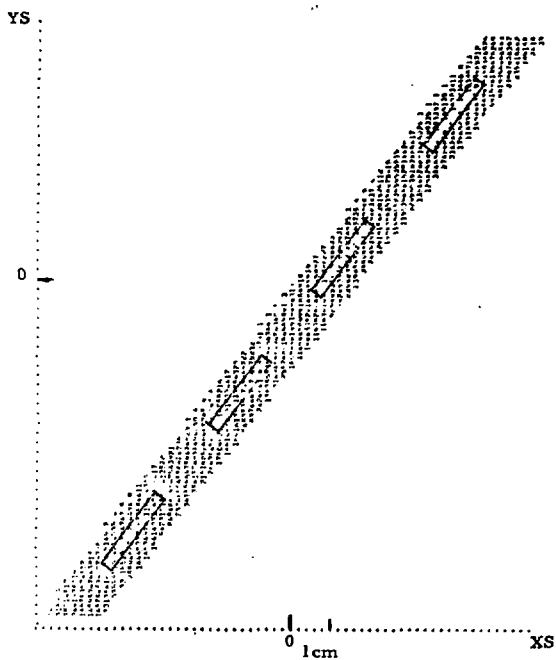


Fig. III. 14

Visualisation du diaphragme et des détecteurs  
dans le plan focal.

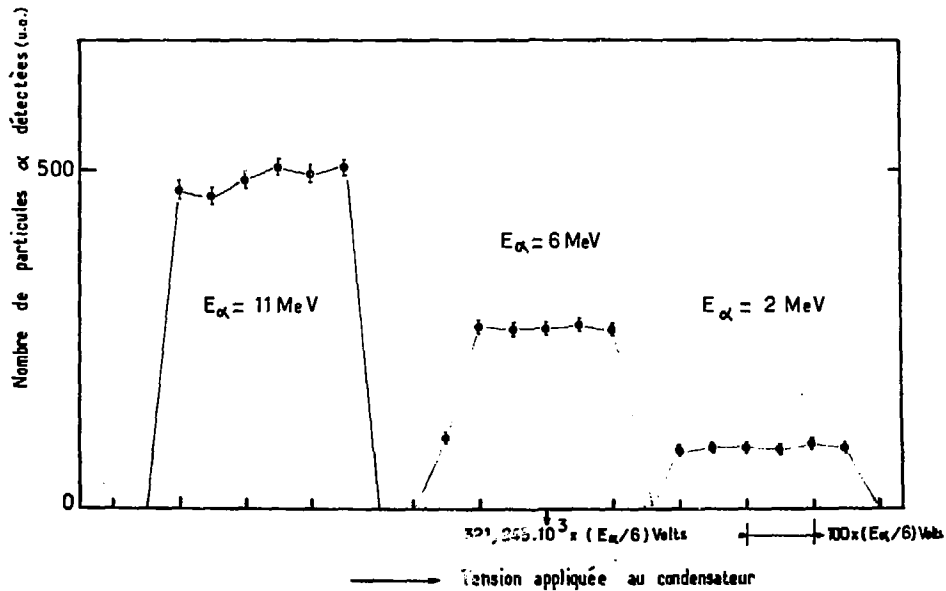


Fig. III. 15

Variation du nombre de particules  $\alpha$  en fonction de la tension appliquée au condensateur.

les particules  $\alpha$  soient focalisées au centre des lèvres de sortie c'est-à-dire au point K. Ensuite nous tirons au hasard l'énergie des particules  $\alpha$  de telle sorte que leur spectre soit uniforme et nous faisons varier la valeur de la tension autour de  $E_0$  par pas de  $(100 \cdot \frac{E_\alpha}{6} \text{ (MeV)})$  Volts, et nous comptabilisons les particules  $\alpha$  qui atteignent les quatre détecteurs après avoir traversé le diaphragme de 3 mm d'ouverture.

La (Fig. III. 14) représente les points d'impact des particules  $\alpha$  dans le plan focal. Afin de visualiser le diaphragme et les détecteurs, nous avons éliminé les particules  $\alpha$  qui atteignent les détecteurs après avoir traversé le diaphragme.

La (Fig. III. 15) représente le nombre des particules  $\alpha$  détectées en fonction de la tension appliquée au condensateur pour 3 valeurs différentes du champ d'induction magnétique correspondant aux énergies des particules  $\alpha$  :  $E_\alpha = 11$  ; 6 et 2 MeV. Le nombre d'évènements tirés au hasard était naturellement le même pour chaque valeur de l'énergie de l' $\alpha$  et pour chaque valeur de la tension appliquée au condensateur. L'échelle des tensions est une échelle relative permettant de regrouper les positions des différents spectres (le fait qu'ils soient séparés provient de la variation de la masse de l' $\alpha$  par effet relativiste). Comme nous pouvons le constater, la largeur de ces spectres est la même aux fluctuations statistiques près; compte tenu du choix de l'échelle en tension, la largeur des spectres est donc proportionnelle à l'énergie  $E_\alpha$ , la hauteur de ces spectres est également proportionnelle à l'énergie  $E_\alpha$ ; nous devons tenir compte de ces informations dans l'analyse des spectres expérimentaux.

---

## CHAPITRE IV

---

Déroulement de l'expérience et méthode d'analyse  
des résultats expérimentaux

---



Dans ce chapitre nous allons décrire le déroulement de l'expérience et la méthode d'analyse des données que nous avons utilisée. Ensuite, nous présenterons nos résultats et nous les discuterons.

### I - DEROULEMENT DE L'EXPERIENCE ET MESURES -

L'ouverture du collimateur placé juste devant le plan focal du spectromètre a une largeur ajustable de 0 à 30 mm . Nous avons effectué une série de tests permettant d'avoir le meilleur compromis entre la résolution en masse et le taux de comptage. Le choix a été fait après plusieurs essais réalisés avec successivement : 9,004 mm ; 5,923 mm ; 3,0 mm et 1,212 mm . Comme le montre la (Fig. IV. 1) , le taux de comptage maximum est obtenu pour une ouverture du collimateur de 3 mm , ce qui n'est pas surprenant puisque la largeur de la cible est de 3 mm et que le grandissement transversal du spectromètre est très voisin de 1 .

Avec une telle ouverture, la variation en fonction de la tension appliquée aux électrodes du condensateur du taux de comptage des particules  $\alpha$  (obtenu par intégration des pics  $\alpha$  des spectres fournis par les différents détecteurs) présente une allure quasi-gaussienne avec une largeur proportionnelle à  $E_\alpha$  , conformément aux résultats de notre calcul de simulation.

Les particules ayant sensiblement le même rapport  $(\frac{A}{q})$  que les particules  $\alpha$  arrivent sur la même parabole de masse dont la géométrie est définie par le rapport  $(\frac{E_0}{B_0^2})$  (où  $E_0$  est la tension appliquée aux électrodes du condensateur et  $B_0$  la valeur de l'induction magnétique) ; il est très facile de discriminer les particules  $\alpha$  des autres particules ayant le même rapport  $(\frac{A}{q} = 2)$  grâce au paramètre énergie ; en effet les particules qui atteignent l'un des détecteurs ont le même rapport  $(\frac{A}{q})$  et la même vitesse, donc des énergies proportionnelles à  $A$  . Au cours de l'expérience nous avons observé seulement des particules  $\alpha$  , des deutons et des ions  $^{12}\text{C}^{+++}$  . La (Fig. IV. 2) qui est présentée à titre d'exemple, représente le spectre en énergie. La

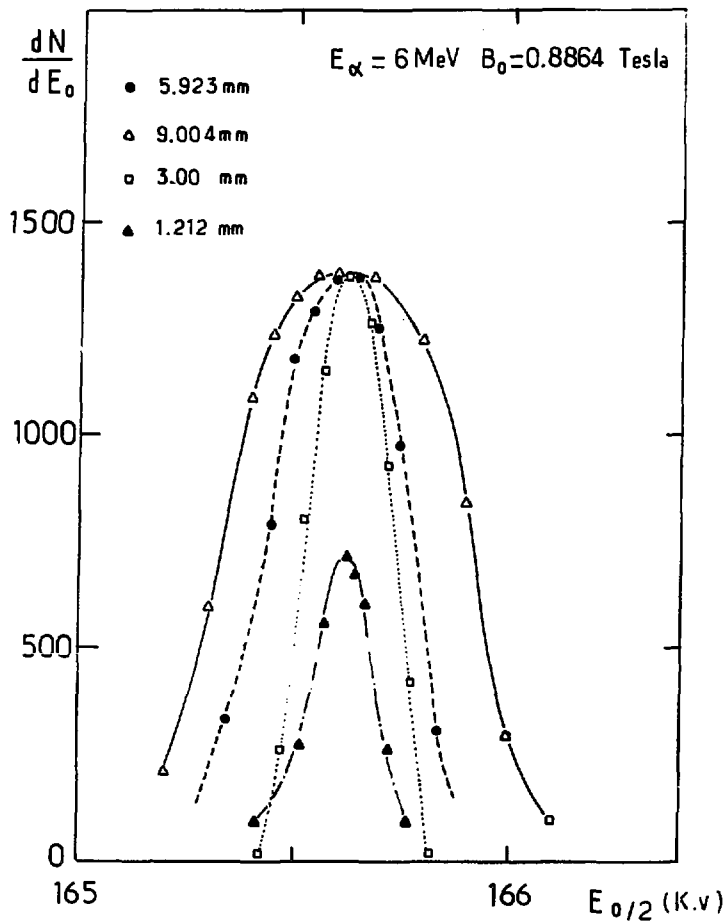


Fig. IV. 1

Variation du nombre de particules  $\sigma$  en fonction de l'ouverture du diaphragme et de la valeur de la tension  $E_0$  appliquée aux armatures du condensateur.

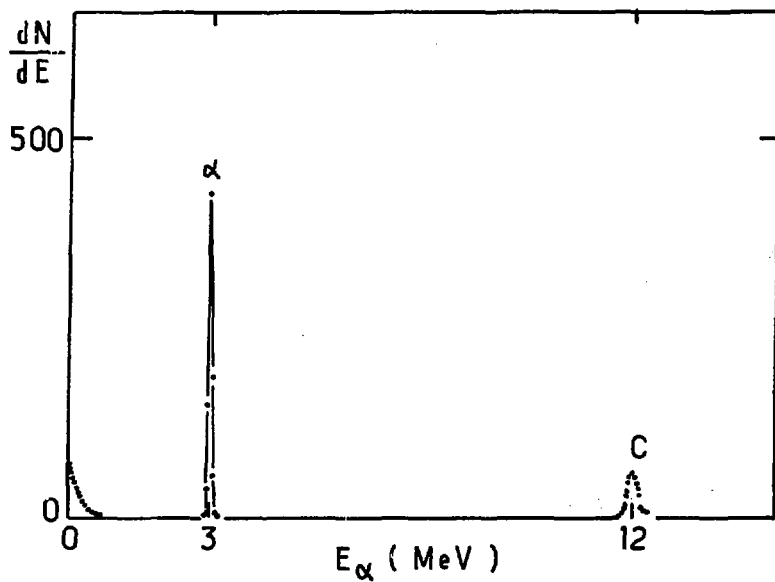


Fig. IV . 2

Spectre en énergie des particules  $\alpha$  et du  $^{12}\text{C}^{+++}$ .

mesure du spectre en énergie des particules  $\alpha$  a été effectuée entre 2 MeV et 11,5 MeV . La limite supérieure de cette gamme d'énergies est due à la tension que l'on peut appliquer aux électrodes du condensateur sans claquage. La limite inférieure est due à un bruit de fond rendant les mesures imprécises, nous en reparlerons ultérieurement.

Ces mesures ont été effectuées par pas de 500 keV , en ajustant la valeur du champ électrique et la valeur du champ magnétique aux valeurs correspondant à l'énergie cinétique choisie pour les particules  $\alpha$  . A chaque point de mesure correspondant à une énergie donnée des particules  $\alpha$  , nous avons fixé la valeur du champ d'induction magnétique, et nous avons fait un balayage du champ électrique autour de la valeur calculée de manière à faire défiler la parabole de masse correspondant aux particules  $\alpha$  devant les détecteurs. Pour chaque énergie  $E_\alpha$  , le balayage comportait en moyenne une vingtaine de points de mesure dont la durée moyenne était d'environ 150 secondes .

Nous avons adopté un balayage électrique au lieu du balayage magnétique qui est habituel sur cet instrument pour la raison suivante : pour  $E_\alpha < 5$  MeV ,  $B_0$  est très faible, et la sonde à résonance magnétique nucléaire ne fonctionne plus ; la sonde à effet "Hall" qui prend le relais n'est pas assez précise pour permettre un balayage magnétique linéaire.

## II - METHODE D'ANALYSE DES DONNEES EXPERIMENTALES -

Pour chaque séquence de mesure ( $E_0$  et  $B_0$  sont alors fixés), nous avons déterminé le nombre de particules  $\alpha$  enregistrées par simple intégration des pics  $\alpha$  fournis par les différents détecteurs, et par sommation. Pour les énergies  $E_\alpha$  les plus faibles, les pics  $\alpha$  étaient parfois superposés au bruit de fond des détecteurs ; les spectres en hauteur d'impulsion ont alors été analysés par la méthode des moindres carrés en considérant un bruit de fond exponentiel et un pic  $\alpha$  gaussien, de manière à soustraire la contribution du bruit de fond.

Comme nous pouvons le constater sur la (Fig. IV. 3) la variation du nombre de particules  $\alpha$  enregistrées en fonction de la tension appliquée  $E_0$  est sensiblement gaussienne. Nous l'avons donc ajustée par une gaussienne.

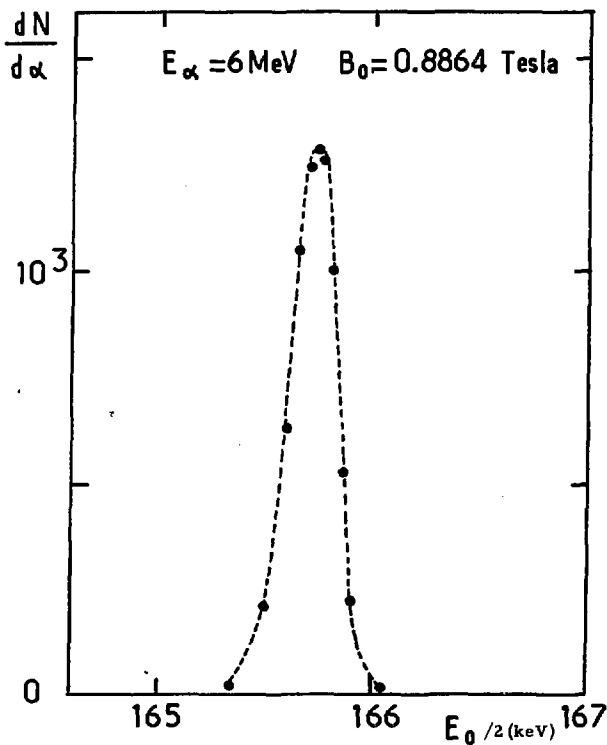


Fig. IV. 3

Variation du nombre des particules  $\alpha$  d'énergie 6 MeV en fonction de la valeur de la tension  $E_0$  appliquée aux armatures du condensateur.

Cet ajustement, effectué par la méthode des moindres carrés pondérés par le poids de chaque point de mesure, nous a permis de déterminer les caractéristiques de la gaussienne :

- sa valeur la plus probable  $X_0$
- sa déviation standard  $\sigma$
- sa hauteur  $H$ .

Cet ajustement a pu être fait sans difficulté pour les distributions mesurées dans la gamme d'énergie comprise entre 5 MeV et 11,5 MeV. En effet, les courbes expérimentales présentent dans ce cas des pics physiques nets et bien localisés sans contamination appréciable due au bruit de fond. La variation de la déviation  $\sigma$  en fonction de l'énergie des  $\alpha$  est montrée sur la (Fig. IV. 4). Nous observons une croissance pratiquement linéaire.

Pour les énergies des particules  $\alpha$  comprises entre 2 MeV et 5 MeV, les distributions obtenues sont perturbées par un bruit de fond assez important dû à la contamination du nez du spectromètre par des émetteurs  $\alpha$  (Fig. IV. 5), par conséquent il nous a été très difficile de déduire directement les caractéristiques de la gaussienne d'ajustement ; pour ces énergies, nous avons donc fixé la déviation standard  $\sigma$  par extrapolation linéaire de la courbe  $\sigma(E_\alpha)$  représentée sur la (Fig. IV. 4), et nous avons soustrait un piédestal estimé grâce à des mesures effectuées après avoir masqué la cible.

### III - CORRECTIONS APORTEES AUX RESULTATS EXPERIMENTAUX -

L'analyse des données expérimentales a nécessité quatre corrections :

#### 1 - Correction due à l'évolution de la cible :

Cette correction a été apportée pour tenir compte de la diminution de la quantité d'uranium-235 déposée sur la cible due au vieillissement de la cible sous irradiation. La dégradation de la cible est occasionnée principalement par l'expulsion d'agrégats d'uranium entraînés par les produits de fission et par la fission elle-même.

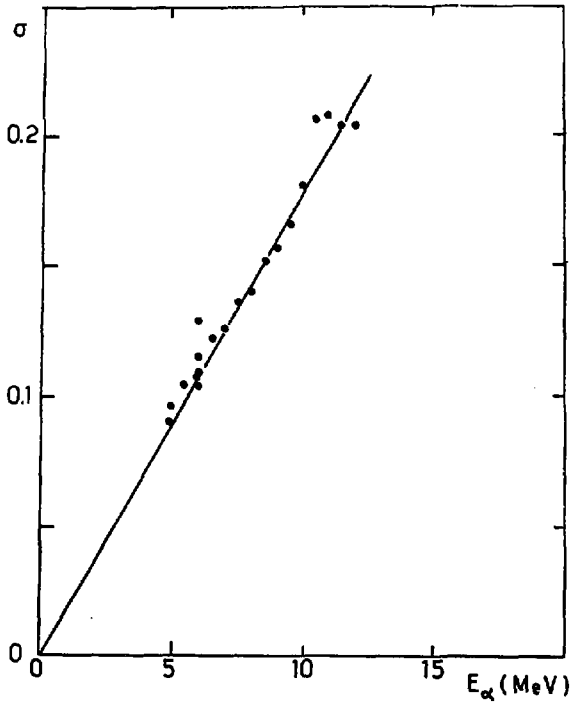


Fig. IV. 4

Variation de la hauteur  $H$  de la gaussienne d'ajustement  
en fonction de l'énergie des particules  $\alpha$ .

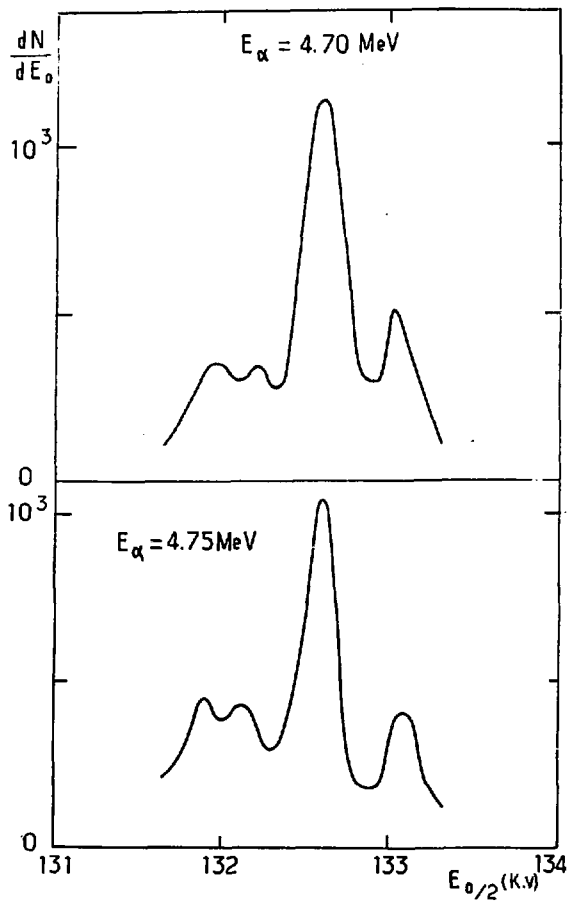


Fig. IV. 3

Variation du nombre de particules  $\alpha$  en fonction de la valeur de la tension  $E_0$ .



Pour suivre l'évolution de la cible en fonction du temps tout le long de l'expérience, nous avons effectué périodiquement une mesure de calibration pour une énergie des particules  $\alpha$  de 6 MeV. Au bout d'une semaine, nous avons constaté une diminution du taux de comptage d'environ 30% comme le montre la (Fig. IV. 6). Les hauteurs des distributions fournies par les balayages effectués avec différentes énergies ont été corrigées pour tenir compte de cet effet.

#### 2 - Correction associée au fonctionnement du spectromètre :

Comme nous l'avons vu dans le calcul de simulation, les balayages fournissent pour un spectre uniforme des taux de comptage proportionnels à  $E_\alpha$ , nous avons donc divisé les hauteurs des gaussiennes d'ajustement par  $E_\alpha$  pour tenir compte de cet effet.

#### 3 - Correction due à l'état de charge des ions hélium :

Une petite correction a également été apportée pour tenir compte du fait que certaines particules  $\alpha$  sont émises par la cible sous forme d'ions  $\text{He}^+$ ; cette correction, qui atteint 6% à 2 MeV devient pratiquement négligeable vers 3 ou 4 MeV.

#### 4 - Correction de perte d'énergie des particules $\alpha$ dans la cible :

Ces particules  $\alpha$  produites dans la cible perdent de l'énergie en traversant une partie du dépôt fissile et l'écran de protection en titane avant d'entrer dans le spectromètre. Nous avons donc augmenté l'énergie  $E_\alpha$  pour tenir compte de cet effet. La perte d'énergie a été calculée en utilisant la relation parcours-énergie de ZIEGLER (Zi 77), et en supposant que les particules  $\alpha$  sont émises au milieu de la couche fissile  $\text{UO}_2$ . Dans ces conditions, la perte d'énergie totale calculée dans cette couche et dans la couverture de titane varie de 80 keV à 195 keV dans la gamme d'énergie de 11,5 à 2 MeV, comme le montre la (Fig. IV. 7).

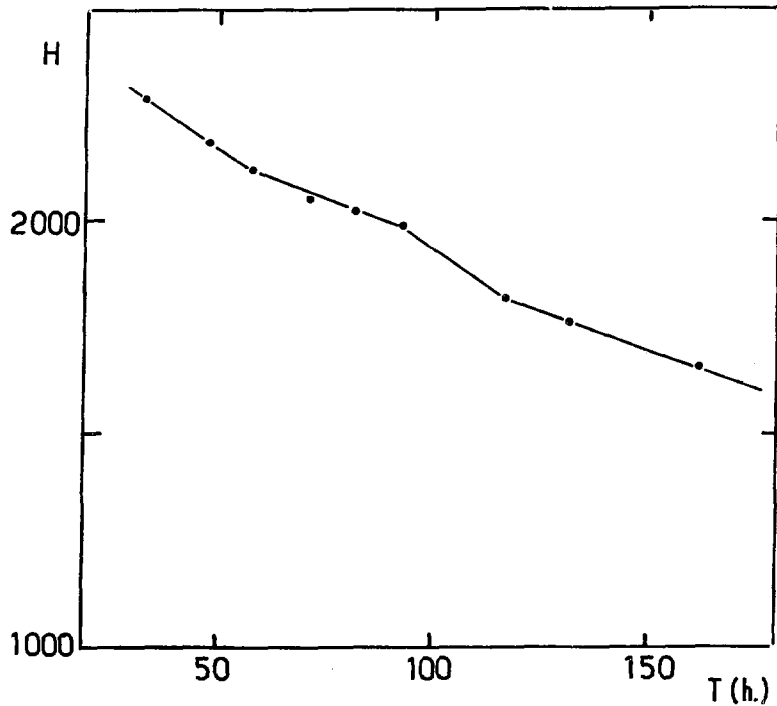


Fig. IV. 6

Variation de la hauteur H de la gaussienne d'ajustement en fonction du Temps T pour  $E_{\alpha} = 6$  MeV.

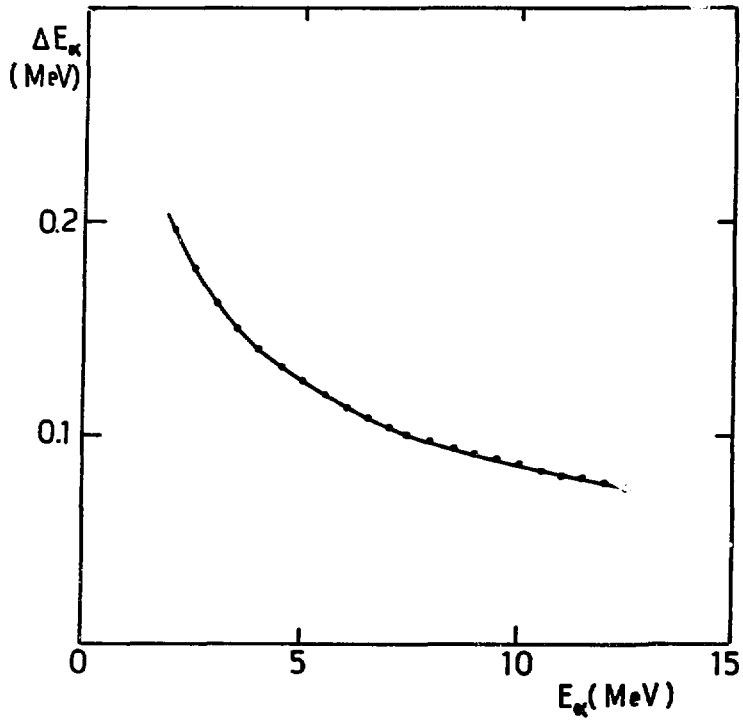


Fig. IV. 7

Courbe représentant la perte d'énergie  $\Delta E_{\alpha}$  de la particule  $\alpha$   
en fonction de son énergie.

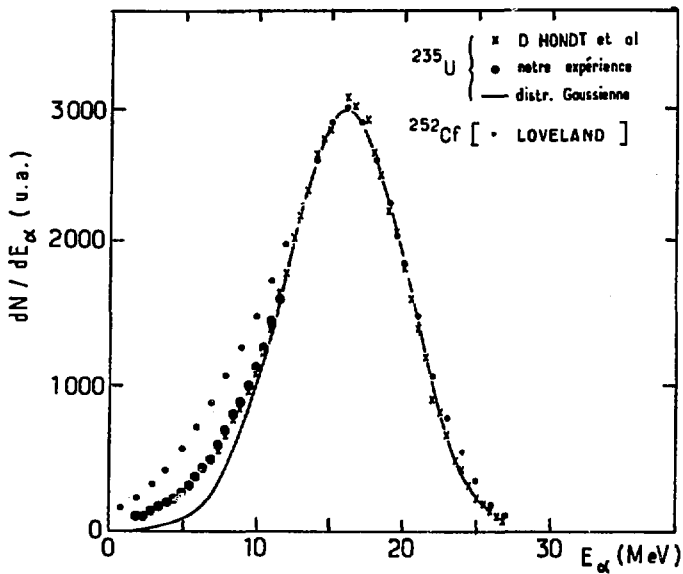


Fig. IV. 8

Spectre en énergie des particules  $\alpha$ .

#### IV - PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX -

Au total, environ 50 000 particules  $\alpha$  de tripartition ont été ainsi analysées dans la gamme d'énergie s'étendant de 2 MeV à 11,5 MeV. Ensuite nous avons ajusté nos résultats entre 7,5 MeV et 11,5 MeV aux résultats récemment obtenus par D'HONDT et ses collaborateurs (DD 78) à l'aide d'un télescope non protégé pour nous raccorder à la distribution des  $\alpha$  de long parcours.

Comme nous pouvons le constater sur la (Fig. IV. 8) il y a un excellent accord entre les formes des deux spectres entre 7,5 MeV et 11,5 MeV ; le spectre des particules  $\alpha$  au-dessous de 12 MeV présente une légère asymétrie par rapport à la gaussienne ajustant les données expérimentales au-delà de cette énergie. Le nombre des particules  $\alpha$  de basse énergie observées est supérieur de 6% au nombre qui résulterait d'une distribution purement gaussienne.

Il en résulte que toutes les valeurs publiées du rapport  $\frac{N_{\alpha}}{N_F}$  entre la section efficace de fission accompagnée d'une particule  $\alpha$  et la section efficace de fission, doivent être multipliées par 1,06 pour tenir compte de cette asymétrie dans le cas de la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par neutrons thermiques. Par exemple, la valeur récente obtenue par WAGEMANS et DERUYTTER (WD 75) devient après correction pour cet effet :

$$R = 1/580 \pm 21 .$$

## CONCLUSION

L'objet de ce travail a été de mesurer la partie basse énergie du spectre des particules  $\alpha$  de tripartition émises au cours de la fission induite par neutrons thermiques de  $^{235}\text{U}$ .

En effet la situation expérimentale était très confuse puisque les quelques résultats expérimentaux qui fournissaient des informations sur cette partie basse énergie sont tout à fait contradictoires. Or cette partie basse énergie a une incidence sur le taux de production des particules  $\alpha$  de tripartition qui est un paramètre très important pour tester les différents modèles proposés pour décrire le mécanisme de tripartition. Il est également nécessaire de connaître la forme exacte du spectre pour tester ces modèles qui y sont très sensibles.

Pour éviter d'utiliser les systèmes de détection pouvant entraîner la dégradation en énergie ou la troncature du spectre dans sa partie basse énergie, nous avons jugé utile de refaire cette mesure en utilisant le spectromètre LOHENGRIN installé auprès du réacteur à haut flux de Grenoble.

Afin de bien comprendre le fonctionnement du spectromètre, nous avons développé un calcul de "Monte Carlo". Le rendement des particules  $\alpha$  a été mesuré de 2 MeV à 11,5 MeV par pas de 500 keV. Les particules  $\alpha$  analysées par le spectromètre peuvent avoir pour origines :

- La tripartition de  $^{235}\text{U}$  par des neutrons thermiques dont la section efficace est d'environ 1 barn.
- La réaction  $(n, \alpha)$  dans le support de (Ti) de la cible de  $^{235}\text{U}$  : des essais effectués sur des cibles de (Ti) vierges ont montré que la contribution d'une telle réaction peut être négligée.
- La radioactivité  $\alpha$  de la cible : des mesures soigneuses effectuées autour de l'énergie  $E_{\alpha} = 4,77$  MeV (énergie de la raie  $\alpha$  la plus intense de la cible due à la décroissance radioactive de  $^{234}\text{U}$ ) montrent que cette contribution n'était pas assez intense pour être observée.

- La réaction  $^{235}\text{U}(n, \alpha)$  : la section efficace de cette réaction étant très faible (de l'ordre de 0,66 mb), sa contribution peut également être négligée.

- Enfin la réaction  $^{16}\text{O}(n, \alpha)$  étant endothermique, elle ne peut être induite que par des neutrons rapides dont le flux, au niveau de la cible, est très faible par rapport au flux de neutrons thermiques, sa contribution est donc très faible.

Le résultat de cette mesure, que nous avons normalisé sur celui de D'HONDT et ses collaborateurs <sup>DD 78)</sup>, met en évidence une asymétrie de l'ordre de 6% en faveur de la partie basse énergie du spectre, qui n'est donc pas tout à fait gaussien. Il en résulte que les taux de production des particules  $\alpha$  de tripartition publiés doivent être multipliés par un facteur (1,06) puisqu'ils ont toujours été obtenus en utilisant une extrapolation gaussienne pour la partie basse énergie.

Plusieurs arguments peuvent être invoqués pour expliquer, au moins qualitativement, l'asymétrie observée dans la partie basse énergie du spectre. Les calculs de trajectoires faits dans le cadre d'une approche classique (trois points chargés) attribuent cette asymétrie à des particules  $\alpha$  émises vers l'axe de fission <sup>Ga 75)</sup>, mais ces calculs ne reflètent pas très bien la réalité. En effet N. CÂRJAN <sup>CB 80)</sup> a montré, à l'aide d'un modèle plus réaliste, que ces particules sont généralement absorbées par le potentiel nucléaire des fragments.

L'accroissement du nombre des particules  $\alpha$  peut également être dû à la contribution des particules  $\alpha$  provenant de la désintégration en vol de l'élément instable  $^5\text{He}$  en ( $^4\text{He} + n$ ); CHEIFETZ <sup>CE 72)</sup> rapporte, dans le cas du  $^{252}\text{Cf}$ , que 11% environ des particules  $\alpha$  observées ont pour origine ce phénomène.

### Références.

---

- FK 73 M. J. Fluss and L. B. Kaufman, E. P. Steinberg, and B. D. Wilkins, Phys. Rev. C 7, n°1, (1973) 353.
- GS 79 C. Guet, C. Signarbieux, P. Perrin, H. Nifenecker, M. Asghar, F. Cattucoli and B. Leroux, Nucl. Phys. A 314 (1979) 1.
- Ca 76 N. Cârjan, J. de Phys. 37 (1976) 1279.
- TW 46 Tsien San Tsiang, Ho Zoh Wein, L. Vigneron and R. Chastel, C. R. Acad. Sci. Paris 223 (1946) 1.
- KC 72 G. Kugler and W. B. Clarke, Phys. Rev. C 5 (1972) 551.
- WB 66 C. F. Williamson, J. P. Boujot and J. Picard, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, Report NO. CEA - R 3042, 1966.
- BC 74 R. Bayer, J. Cvanda, Z. Dlouhy, J. Kviteh and I. Wilhelm, Czech J. Phys. B 24 (1974) 743.
- Lo 73 W. Loveland, Phys. Rev. C 9 (1974) 395.
- CC 67 S. W. Cospser, J. Cerny and R. C. Gatti, Phys. Rev. 154 (1967) 1193.
- DD 78 P. D'Hondt, A. Declercq and A. J. Deruytter, C. Wagemans, M. Asghar, A. Emsallem, Nucl. Phys. A 303 (1978) 275.
- Zi 77 J. F. Zigler, Stopping powers and Ranges in All Elements, V.4 (1977) Pergamon Press.
- WD 75 C. Wagemans and A. J. Deruytter, Z. Phys. A 275 (1975) 149.
- CE 72 E. Cheifetz, B. Eylon, Z. Fraenkel and A. Gavron, Phys. Lett. 29 (1972) 805.
- CB 80 N. Cârjan et B. Leroux, Phys. Rev. (sous presse).
- Ga 75 A. Gavron, Phys. Rev. C 11 (1975) 580.



Vu et approuvé

Talence, le

Pour le Président de l'Université de Bordeaux I

Le Vice-Président