

CEA 2408 — CHAHRTACHE M.

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU PROCESSUS DE LA FISSION THERMIQUE DE L'URANIUM 235 (1964).

Sommaire :

Le présent rapport a pour objet l'étude de la distribution des masses des fragments émis lors de la fission du noyau U-236, formé par capture d'un neutron thermique par un noyau d'U-235.

La méthode expérimentale choisie consiste en la mesure simultanée — à l'aide de détecteurs à jonction p-n au silicium — des énergies des deux fragments émis en coïncidence. Cette mesure est d'abord effectuée par analyse conditionnée de l'énergie de l'un des fragments puis par analyse bidimensionnelle des énergies des deux fragments.

Des résultats systématiques sont obtenus sur les distributions des masses pour différentes valeurs de l'énergie cinétique totale. Les « structures fines » apparaissant tant sur les distributions des masses que sur celles des énergies des fragments sont également étudiées et discutées.

D'une façon générale, nos résultats sont en accord avec ceux obtenus par la méthode du temps de vol.

88 pages

1964

CEA 2408 — CHAHRTACHE M.

CONTRIBUTION TO THE STUDY OF THE THERMAL FISSION PROCESS FOR URANIUM 235 (1964).

Summary :

This report deals with the study of the distribution of the masses of the fragments produced by the disintegration of the U-236 nucleus, formed when a U-235 nucleus captures a thermal neutron.

The experimental method chosen consists in the simultaneous measurement — using p-n silicon junction detectors — of the energies of the two fragments emitted in coincidence. This measurement is first made by a conditioned analysis of the energy of one of the fragments and then by a two dimensional analysis of the energies of the two fragments.

Systematic results are obtained concerning the distribution of the masses for different values of the total kinetic energy. The five structures appearing both for the mass distributions and for the energies of the fragments are studied and discussed.

Generally speaking, our results are in agreement with those obtained by the time-of-flight method.

88 pages

1964

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU PROCESSUS
DE LA FISSION THERMIQUE
DE L'URANIUM-235**

par

Mostafa CHAHRTACHE

Rapport CEA - R 2408

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

1964

Ha

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, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII.*

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Mostafa CHAHRTACHE

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude du processus de la fission thermique
de l'uranium-235

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 13 Décembre 1963 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC

Président

LEFORT

JOLY

}

Examineurs

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur Francis PERRIN, Haut-Commissaire à l'Energie Atomique, qui m'a autorisé à poursuivre au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, les expériences qui font l'objet de cette Thèse.

Mon stage à Saclay n'a été possible que grâce à la compréhension de Monsieur le Professeur AZADE, Directeur du Centre Atomique de Téhéran, et je lui en suis profondément reconnaissant.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur TEILLAC, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris qui a bien voulu me faire l'honneur de patronner ma Thèse et qui m'a constamment prodigué son soutien.

Je prie, Monsieur René JOLY, Chef de la Section Autonome des Mesures Neutroniques Fondamentales, de croire en ma reconnaissance pour le soin qu'il a apporté à diriger mes études.

Je tiens également à remercier Monsieur GENIN ainsi que MM. SIGNARBIEUX, RIBRAG et NIFENECKER pour leur précieuse collaboration qui m'a permis de résoudre bien des problèmes techniques et pour le bénéfice que m'ont apporté les nombreuses discussions que nous avons eues.

De nombreux techniciens du Service, et plus particulièrement MM. BISENIUS, MATUSZECK et OLIVIER, m'ont apporté l'appui constant de leur compétence et de leur dévouement : tous savent combien je leur suis redevable. Enfin c'est grâce à l'efficacité du Secrétariat du Service, et notamment à Madame BOUCHE, que la présentation matérielle de ce travail a été possible.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

I - DEFINITION

La fission nucléaire est généralement décrite comme une réaction nucléaire où un noyau lourd se fragmente en deux noyaux dont les masses sont du même ordre de grandeur ; ces deux noyaux de masse moyenne sont appelés fragments de fission.

Cette définition met en relief l'importance du rôle des fragments de fission, puisque c'est leur existence même qui définit le phénomène, au regard d'autres particules qui apparaissent lors de la fission et qui sont essentiellement des neutrons, des gammas, des électrons.

II - HISTORIQUE DE LA FISSION

L'histoire de la découverte de la fission de l'Uranium-235, produite en bombardant des noyaux d'Uranium-235 par des neutrons lents, est trop connue pour qu'il soit nécessaire d'y revenir ici. Nous rappellerons seulement que le mérite de cette découverte revient aux deux chimistes HAHN et STRASSMANN [1], en 1939, et était l'aboutissement de plus de 4 années de travaux expérimentaux effectués par les radiochimistes dans le monde entier.

Or si la découverte de la fission avait demandé un long cheminement, dans les quelques mois qui suivirent les utilisations pratiques de la fission étaient déjà plus qu'entretenues, notamment par F. JOLIOT, et, par ailleurs, la théorie du phénomène était développée par BOHR et WHEELER [2] jusqu'à un point tel qu'elle a servi de base à toutes les études théoriques effectuées depuis sur ce sujet.

Ces études théoriques représentent cependant une masse considérable de travaux, visant essentiellement au départ à améliorer et à perfectionner le modèle de la goutte liquide de BOHR et WHEELER sous sa forme initiale. Depuis peu, toutefois, des développements originaux sont venus rénover le sujet, sans remettre en cause les idées de base ; les plus marquantes de ces idées nouvelles sont dues à A. BOHR [3] et J.A. WHEELER [4] d'une part et à P. FONG [5] d'autre part.

Parallèlement à ces études théoriques, des travaux expérimentaux d'une extrême variété étaient effectués : études sur la probabilité de fission de différents noyaux résiduels fournis par bombardements de différents noyaux cibles par des particules variées de diverses énergies ; études pour toutes ces réactions de la nature et de l'énergie des diverses particules émises : corrélations existant dans l'émission de ces particules etc, etc...

L'ensemble de ces travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, a donné lieu à différents articles de revues dont nous citerons seulement celui de HYDE [6] comme étant le plus récent et l'un des plus complets. Dans le cadre du présent travail, qui se limite à une étude de l'énergétique des fragments de fission émis lors de la fission du noyau U-235 formé par capture d'un neutron thermique par un noyau d'U-235, nous nous limiterons à quelques considérations sur le modèle de la goutte liquide de BOHR et WHEELER et sur le modèle statistique de P. FONG.

III - LE MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE DE N, BOHR et WHEELER [2]

1/ Caractéristiques générales du modèle :

Le phénomène de fission est si complexe et met en jeu un tel nombre de particules que, même si nous étions capable d'explicitier de façon rigoureuse l'Hamiltonien du système constitué par les

Ao nucléons du noyau subissant la fission, il est certain que nous ne pourrions pas traiter le problème de la fission, de façon rigoureuse. La nécessité de faire appel à un modèle nucléaire pour suppléer à notre méconnaissance des forces s'exerçant entre nucléons à l'intérieur d'un noyau et pour contourner des difficultés mathématiques insurmontables, s'impose donc dans ce cas plus encore que pour toute autre réaction nucléaire.

Le modèle de la goutte liquide est antérieure à la découverte de la fission [7] et il est suffisant de rappeler que, dans cette représentation, le noyau apparaît comme un édifice où s'exercent des forces répulsives et des forces attractives. Les forces répulsives sont dues aux interactions Coulombiennes entre protons et sont représentées par un terme de volume ; les forces attractives sont dues aux forces s'exerçant entre nucléons et sont schématisées par un terme de tension superficielle. Lorsqu'un tel noyau se trouve excité, des oscillations prennent naissance, amenant une déformation et une augmentation de la surface donc, par voie de conséquence, un accroissement de la tension superficielle. Les forces électrostatiques d'instabilité se trouvent ainsi augmentées et il peut arriver que, pour certaines déformations, elles surpassent la tension superficielle qui tendait à ramener le noyau vers sa forme primitive : la déformation ira alors en s'accroissant jusqu'à la division entre deux fragments ou plus.

Si cette forme descriptive de la fission paraît satisfaisante, l'exploitation de ce modèle ne va pas par contre, sans difficultés. Pour conduire les calculs de façon rigoureuse, il faut en effet écrire l'Hamiltonien de la goutte liquide déformée soit :

$$H(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \dots) = V(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, \dots) + T(\alpha_1', \alpha_2', \dots, \alpha_n', \dots) \quad (I, 1)$$

Dans cette expression V représente l'énergie potentielle de la goutte qui est une fonction des paramètres α caractéristiques de la déformation ; T représente l'énergie cinétique qui est fonction des dérivées par rapport au temps des variables α .

Une fois cet Hamiltonien calculé, il est possible de décrire complètement la fission du noyau considéré si l'on connaît les valeurs initiales des paramètres α et α' .

Dans la pratique, il n'en va pas aussi simplement, en effet :

a) Pour décrire une déformation arbitraire d'un noyau, il faut un nombre infini de paramètres et il est sans espoir de vouloir exprimer V et T dans ces conditions les plus générales.

b) Les conditions initiales, pour un ensemble de noyaux déterminés, sont évidemment très diverses et, il faudrait résoudre les équations du mouvement pour chacune de ces conditions.

Il faut donc encore simplifier et la façon de procéder la plus largement utilisée a été de négliger les effets dynamiques et, par ailleurs, de ne retenir que les types de déformations qui paraissent les plus vraisemblables. Ainsi simplifié, le problème revient à chercher les minima de la surface $V(\alpha_n)$ représentés dans l'espace à n dimensions des paramètres α_n caractéristiques du type de déformation considérée ; ces minima ou "points seuils" caractérisent l'énergie de déformation nécessaire pour que le noyau se scinde. L'arbitraire ainsi introduit par la discrimination opérée parmi tous les types possibles de déformation, rend douteuse la validité du "point seuil" ainsi trouvé, tant en ce qui concerne l'aspect de la déformation que l'énergie qui lui correspond. Quel que soit malgré son utilité tant pour la description générale du phénomène que pour les indications qualitatives auxquelles il conduit, il ne faut pas s'étonner des insuffisances de ce modèle. Nous ne mentionnerons que celles qui se rapportent à la distribution des masses des fragments de fission puisque c'est le sujet que traite le présent travail expérimental.

2/ Le modèle de la goutte liquide et la distribution des masses des fragments de fission.

Dès la découverte de la fission, il était apparu que le caractère essentiel de la distribution des masses des fragments, consistait en une très forte asymétrie, tout au moins en ce qui concerne la fission induite par des neutrons thermiques : dans ce cas, la division en une paire de fragments de même masse ne se produit qu'avec une fréquence de l'ordre de 1 000 fois inférieure à la division asymétrique la plus probable.

Or tous les calculs effectués à partir du modèle de la goutte, simplifié, il est vrai, comme il a été dit précédemment, semblent indiquer que la forme de cette goutte au point seuil le plus bas est symétrique. Pour rattraper ce désaccord, diverses tentatives ont été faites parmi lesquelles les plus réalistes sont :

a) L'introduction d'effets dynamiques [8] à l'intérieur de la goutte, ce qui revient à ne pas négliger le terme $T(\alpha_n')$ de l'Hamiltonien de la formule (I,1) ; avec ce perfectionnement apporté au modèle simplifié, la fission asymétrique apparaît comme la plus probable mais la probabilité relative expérimentalement observée n'est pas expliquée de façon quantitative.

b) La prise en considération des effets de couches nucléaires [9] qu'il est toutefois difficile d'introduire dans les calculs basés sur la notion classique de la goutte liquide c'est-à-dire sur un modèle collectif par essence.

En conclusion on peut dire que le modèle de la goutte s'avère incapable de rendre compte de l'aspect le plus élémentaire de la distribution des masses et il paraît légitime de penser que cet échec n'est pas le seul résultat de la simplification extrême qu'il a été nécessaire d'introduire pour rendre le modèle susceptible de calculs.

IV - LE MODELE STATISTIQUE DE P. FONG [5]

Des calculs statistiques peuvent être effectués à partir du modèle de la goutte : la mécanique statistique est en effet un moyen puissant pour obtenir des valeurs moyennes dans un tel cas où, comme nous l'avons signalé, la grande variété des conditions initiales conduirait à une masse de calculs impraticable. La théorie statistique de FONG présente toutefois vis à vis de ces développements du modèle de la goutte, un caractère tout à fait original : elle ignore tous les événements qui se produisent dans le noyau avant que celui-ci ne parvienne au "point critique" où il se fractionne en 2 fragments au contact; les modes de scission se trouvent ainsi entièrement déterminés par la configuration du noyau au moment même de sa coupure. Pour que cette hypothèse mise à la base de la théorie, soit valable, il faut admettre que le noyau passe du "point seuil" au "point critique" d'une façon suffisamment lente pour que, à chaque instant, un équilibre statistique s'établisse entre les nucléons à l'intérieur du noyau.

La probabilité d'un mode de fission donné se trouvera alors être proportionnelle à la densité d'états quantiques de la configuration ultime du noyau à l'instant même de la scission. Pour les calculs, cette configuration est représentée par deux noyaux déformés au contact et, suivant le modèle statistique du noyau, la densité d'états quantiques W est pour chaque fragment, reliée à son énergie d'excitation ϵ par la relation :

$$W(\epsilon) = c \cdot e^{2\sqrt{a}\epsilon} \quad (1,2)$$

où c et a sont des fonctions de la seule masse A du fragment considéré. La densité d'état quantique de la configuration représentée par les deux fragments déformés au contact, possédant une énergie totale d'excitation E est alors :

$$\rho(E) = \int_0^E c_1 \cdot e^{2\sqrt{a_1}\epsilon} \times c_2 \cdot e^{2\sqrt{a_2}(E-\epsilon)} d\epsilon \quad (1,3)$$

où les indices 1 et 2 se rapportent respectivement à chacun des deux fragments de la paire. La probabilité de chaque mode résultera donc de la détermination des paramètres a et c des deux fragments correspondants et de l'énergie d'excitation totale E .

La détermination de a et c peut être faite à partir de diverses données de la spectrométrie nucléaire : FONG utilise les résultats expérimentaux des mesures de sections efficaces de capture pour des neutrons rapides.

Le calcul de E nécessite diverses approximations. Désignant par F l'énergie libérée dans un mode de fission déterminée, par C l'énergie Coulombienne mutuelle des fragments au contact et par D_1 et D_2 leurs énergies de déformation respectives on a :

$$E = F - C - D_1 - D_2. \quad (1,4)$$

La détermination de F résulte du calcul des masses atomiques du noyau subissant la fission et des noyaux résiduels à l'aide de la formule semi empirique basée sur le modèle de la goutte (10) :

$$M(A, Z) = M_A + B_A (Z - Z_A)^2 + \delta_A. \quad (1,5)$$

où M_A , B_A , Z_A et δ_A sont des paramètres qu'il est possible d'ajuster à partir des données expérimentales obtenues par spectrométrie β ou par spectrométrie de masse, et si l'on veut obtenir des valeurs précises des masses, il faudra tenir compte des effets de couches.

Les énergies C , D_1 et D_2 sont calculées à partir du modèle de la goutte et, dans les calculs initiaux de FONG en supposant que la déformation, vis à vis de la forme sphérique, peut être représentée par un seul paramètre. Explicitement, la représentation radiale adoptée pour la goutte déformée, est :

$$r(\theta) = \frac{r_0}{\lambda} [1 + \alpha_3 P_3(\cos \theta)] \quad (1,6)$$

où r_0 est le rayon de la goutte sphérique non déformée λ est une constante déterminée par la condition d'incompressibilité de la goutte et P_3 est le polynôme de Legendre d'ordre 3.

Avec cette hypothèse, l'énergie potentielle totale $P = C + D_1 + D_2$ de la paire de fragments apparaît comme une fonction des deux coefficients $\alpha_{3,1}$ et $\alpha_{3,2}$ des deux fragments 1 et 2. Or, on peut montrer que c'est la valeur minimale de P qui est la plus probable. C'est donc en minimisant P que l'on obtiendra, pour chaque mode de scission, les valeurs les plus probables de C , D_1 et D_2 et, en combinant avec la valeur calculée de F , la valeur la plus probable de l'énergie d'excitation totale E donc de $\rho(E)$: la probabilité du mode de scission considéré en découle.

Le modèle de FONG et la distribution des masses des fragments

L'hypothèse de base de la théorie qui rejette toute corrélation entre le "point-seuil" et le "point critique" permet d'espérer que sera levée la contradiction entre une configuration symétrique au point seuil et une distribution asymétrique privilégiée des fragments. Au sujet des possibilités du modèle pour représenter quantitativement les phénomènes, il faut toutefois remarquer que des simplifications ont dû être faites pour rendre les calculs praticables. Nous avons signalé la plus importante qui est la restriction sur les types permis de déformations ; elle peut évidemment amener des erreurs sur les valeurs de C , D_1 et D_2 . Or la fonction $\rho(E)$, qui détermine entièrement le phénomène, est une fonction rapidement variable de E dont la valeur résulte de la différence entre deux quantités qui sont du même ordre de grandeur, à savoir F (de l'ordre de 200 MeV) et $P = C + D_1 + D_2$ (de l'ordre de 180 MeV). Une légère erreur sur P , ou sur F , amène donc une erreur considérable sur ρ . Malgré cela, il est remarquable de constater l'accord quantitatif obtenu par FONG sur les distributions des masses, des charges et de l'énergie cinétique totale des fragments émis lors de la fission de l'U-235 enduite par des neutrons thermiques [5]. Malheureusement, les succès de ce modèle ne se sont pas trouvés confirmés sur d'autres points ; nous nous bornerons à citer :

a) Le désaccord trouvé avec la distribution expérimentale des masses dans le cas de la fission du Pu-239, induite par des neutrons thermiques [11].

b) Le désaccord, plus fondamental, entre les prévisions de la théorie et les résultats expérimentaux pour ce qui concerne l'émission des neutrons prompts par les fragments. Ce désaccord mis en évidence pour la première fois dans le cas de la fission spontanée du Cf-252 [12] a été vérifié par la suite pour d'autres types de fission.

V. CONCLUSION

Nous nous trouvons donc dans une situation où nous disposons :

- d'un modèle, celui de la goutte liquide, peu aisé à manier, peu susceptible d'améliorations logiques et incapable de rendre compte d'un phénomène aussi fondamental que celui de l'asymétrie de la distribution des masses.

- d'un modèle, celui de FONG, permettant des calculs précis mais conduisant, après des succès prometteurs, à des conclusions erronées.

Le modèle de FONG se prête toutefois bien à l'introduction de "termes correctifs" ; il paraît par exemple possible d'améliorer la description des noyaux déformés en introduisant d'autres termes que celui en $P_3(\cos \theta)$ et en tenant compte des effets dynamiques. Peut être aussi serait-il nécessaire de revoir la formule semi-empirique permettant de calculer le terme F par l'intermédiaire des masses atomiques.

Dans une situation où un test sérieux du modèle s'impose, il paraît légitime de demander à l'expérimentation une description plus précise et plus fine des phénomènes. Les expériences décrites ici se rapportent à des mesures sur la distribution des énergies des fragments de la fission du noyau d'U-236 formé par capture d'un neutron thermique par un noyau d'U-235, ainsi qu'à l'exploitation de ces mesures d'énergie en vue de l'étude des masses des fragments de fission.

CHAPITRE II

ÉTUDE SUR LES DÉTECTEURS A JONCTION p - n

I - INTRODUCTION

Par suite de la large dispersion des énergies des fragments de même masse, les informations qu'il est possible d'obtenir en ne détectant qu'un seul des fragments d'une même paire, sont très limitées. Les mesures en coïncidence où les deux fragments sont étudiés simultanément sont beaucoup plus riches en informations. Les premières études de ce type utilisaient une "double chambre à grille" [13] formée de deux chambres d'ionisation ayant en commun leur cathode constituée par une feuille mince supportant un dépôt mince de l'élément fissile étudié ; dans un tel dispositif, chacune des deux chambres détecte un fragment de la paire et, moyennant un certain nombre de corrections (absorption dans le dépôt et son support ; défaut d'ionisation du gaz de remplissage) mesure l'énergie de ce fragment.

A l'époque où ces expériences ont été entreprises, un nouveau type de détecteurs de particules ionisantes commençait à être utilisé : il s'agissait du détecteur à jonction au Silicium dont les caractéristiques nous étaient apparues particulièrement adaptées à notre problème. Ce détecteur paraissait en effet plus simple à mettre en oeuvre que la double chambre à grille, et susceptible par ailleurs d'une résolution très élevée [14].

II - LE DETECTEUR A JONCTION

Le détecteur à jonction au Silicium est une véritable chambre d'ionisation solide. Nous rappellerons brièvement la constitution et le principe de fonctionnement de ce type de détecteur et nous insisterons plus particulièrement sur les caractéristiques liées à son utilisation par la spectrométrie des fragments de fission.

1/ Constitution du détecteur

On réalise un détecteur à jonction p-n en faisant diffuser une impureté de type n dans du Silicium de type p. Le matériau de base est donc un monocristal de Silicium contenant, en très petite quantité, un élément étranger comportant 3 électrons de valence (tels que Ga, In, etc.) alors que le Silicium en comporte 4 ; l'insertion d'atomes d'un tel élément dans la maille cristalline va y produire des lacunes ou "trous positifs" et les atomes responsables sont appelés "porteurs positifs" ou "atomes accepteurs".

Par diffusion dans la couche superficielle d'un tel cristal, d'un deuxième élément étranger comportant 5 électrons de valence ("atomes donneurs" ou "porteurs négatifs"), on peut compenser l'effet des porteurs positifs et, même si la concentration est suffisante, créer un excès de porteurs négatifs.

Dans un cristal ainsi traité, les deux zones au contact gardent chacune leurs porteurs en équilibre ce qui implique l'existence d'une barrière de potentiel à la limite de séparation ; cette barrière de potentiel s'explique en admettant l'apparition au voisinage de la jonction d'une charge d'espace, négative du côté p (départ de charges positives) et positive du côté n (départ de charges négatives) (fig. II-1). C'est de l'existence de cette jonction que le détecteur ainsi réalisé tire son nom : "diode à jonction p-n" ou plus simplement "jonction".

Si on applique à la diode une tension dans le sens inverse de la conduction, on augmente de part et d'autre du plan de jonction, la zone de charge d'espace qui, dans le cas décrit ci-dessus, s'accroît davantage du côté p qui est le moins chargé en impuretés. Cette zone se trouve ainsi comprise entre deux plans, parallèles au plan de la jonction et sur lesquels est appliquée la totalité de la tension extérieure, le champ électrique établi entre ces deux plans peut être considérable et atteindre des valeurs de l'ordre de 10^6 V/cm.

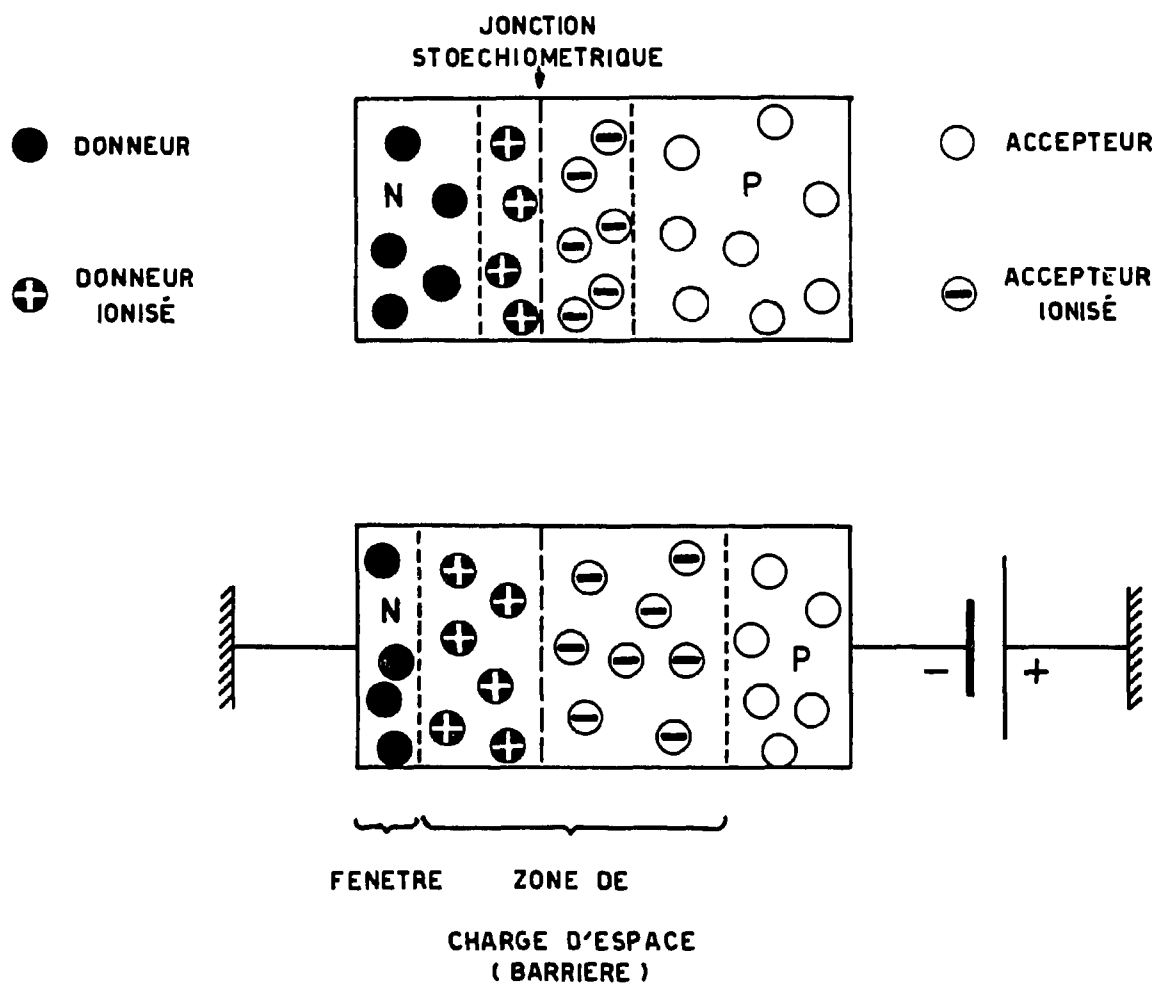


Figure II-1 Structure d'une jonction p-n

Schématiquement, on peut donc se représenter le détecteur comme un condensateur plan dont la distance entre plateaux est l'épaisseur de la zone de charge d'espace, dont la surface des plateaux est la surface du cristal de silicium et dont le diélectrique est le semi-conducteur ; la notion de capacité C du détecteur en résulte : elle est variable avec la profondeur de la zone de charge d'espace donc avec la tension appliquée.

Les valeurs du champ électrique E (en volts/cm) et de la profondeur D (en μ) de la zone de charge d'espace sont liées aux valeurs V (en volts) de la tension appliquée et ρ (en ohm/cm) de la résistivité du Silicium utilisé par les relations :

$$E = 4,2 \cdot 10^4 \left(\frac{V}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$D = 0,3 \sqrt{V \rho}$$

La capacité C varie donc comme $V^{-\frac{1}{2}}$

2/ Principe de fonctionnement

Lorsqu'une particule ionisante pénètre dans le semi-conducteur, elle perd son énergie en créant des paires électron-trou, à raison de 3,5 eV par paire. Si le détecteur a été préalablement polarisé,

en sens inverse de la conduction, nous avons vu qu'il existait alors 3 zones distinctes à l'intérieur du cristal et l'évolution du phénomène dépend de la zone concernée :

- dans la zone superficielle, fortement chargée en impuretés donc conductrice, la durée de vie des paires électron-trou est très brève et il n'y a aucune collection de charge : cette zone se comporte donc comme une zone morte et reçoit fréquemment le nom de "fenêtre", par analogie avec les détecteurs à ionisation classiques.

- dans la zone de charge d'espace, les électrons et les trous sont séparés grâce à la valeur intense du champ électrique, les "porteurs de charge" se déplaçant à des vitesses de l'ordre de 10^7 cm/s soit quelques 10^{-10} seconde pour parcourir les quelques dizaines de microns que représente l'épaisseur maximale des barrières pratiquement réalisées. Ce temps est négligeable relativement à la durée de vie des paires électron-trou (plusieurs μ sec.) dans cette région peu chargée en impuretés et une collection totale de la charge créée se trouve opérée dans cette zone. Il en résulte, dans le circuit extérieur, une impulsion de tension proportionnelle à l'énergie perdue dans la zone de charge d'espace qui apparaît ainsi comme la zone utile.

- dans la zone plus profonde, extérieure à la barrière, bien que la durée de vie soit élevée, la collection est peu importante et mal définie car le champ est très faible. Pour la spectrométrie, il convient donc d'éviter que les particules ionisantes n'atteignent cette zone en réalisant des détecteurs ayant une profondeur de barrière supérieure au parcours des particules étudiées.

3/ Utilisation des détecteurs à jonction pour la spectrométrie des fragments de fission

Les caractéristiques demandées aux détecteurs à jonction pour l'étude effectuée ici, découlent des considérations précédentes :

- a) L'épaisseur de la barrière doit être supérieure au parcours des fragments : cette condition n'a posé pratiquement aucun problème, car même au début de cette étude, il était possible de se procurer de tels détecteurs. Les parcours dans le Silicium n'excèdent pas en effet 16,6 et 12 microns pour les fragments léger et lourd respectivement [28].

- b) La fenêtre doit être aussi mince que possible : la perte d'énergie dans la fenêtre amène en effet une distorsion des spectres et il est difficile d'effectuer des corrections car les coefficients d'absorption en début de parcours sont très mal connus pour les fragments de fission. Pour réduire cette fenêtre, il faut utiliser des détecteurs ayant, en surface, une concentration peu élevée d'impuretés du type n donc partir d'un Silicium peu chargé en impuretés de type p. Il faut aussi que ces détecteurs puissent supporter une tension inverse élevée puisque, comme nous l'avons vu, la croissance de la barrière se fait en partie aux dépens de cette fenêtre. L'une et l'autre de ces deux conditions sont remplies lorsque le Silicium p utilisé présente une haute résistivité.

- c) La surface utile du détecteur doit être élevée : nous verrons en effet que les taux de comptage pour nos expériences sont très bas. Dans ces conditions, avec les seuls détecteurs disponibles au début (surface utile 4 mm²), les temps d'expérience étaient extrêmement longs et les résultats imprécis du fait d'instabilités de l'appareillage électronique. Nous ne ferons pas état ici de ces travaux préliminaires car les mesures ultérieures avec des détecteurs de 1 cm² ont permis d'améliorer beaucoup la précision.

- d) Enfin, la collection des charges dans la barrière pose des problèmes particuliers dans le cas des fragments de fission : en effet la densité d'ionisation est si grande en début de parcours, que le champ électrique de collection pénètre mal dans le plasma électron-trou permettant ainsi la recombinaison d'une certaine quantité de paires électron-trou.

Ce phénomène, dont l'existence n'était pas soupçonnée au début de ce travail [15] a été rapporté par quelques auteurs [16] : il semble dépendre plus de la charge du fragment que de son énergie et il est évidemment d'autant moins important que le champ électrique est plus intense, ce qui implique le choix d'un Silicium de faible résistivité.

En conclusion, pour la spectrométrie des fragments de fission, les détecteurs à jonction présentent ce que nous nommerons désormais un "défaut de réponse" comprenant à la fois l'effet de fenêtre et l'effet plasma. Ce défaut de réponse nécessite des corrections à apporter aux résultats bruts mesurés à l'aide de jonctions et il est clair qu'il y a intérêt à choisir des jonctions pour lesquels cet effet est le plus faible. Pour ce choix, nous nous heurtons à des arguments contradictoires puisque la réduction de l'épaisseur de la fenêtre paraît plus aisée à obtenir en utilisant du Silicium de haute résistivité tandis que, pour réduire l'effet plasma, il faut faire appel à du Silicium de faible résistivité. Comme l'effet de fenêtre est un phénomène aisément explicable et plus facile à corriger, il paraît en définitive souhaitable de chercher avant tout à minimiser l'effet plasma donc d'utiliser du Silicium à faible résistivité. Il reste néanmoins que, pour une même série de jonctions, les carac-

téristiques sont très dispersées et qu'il convient de déterminer la réponse de chaque détecteur avant son utilisation.

III - ETUDE EXPERIMENTALE DES DETECTEURS

Toutes les jonctions que nous avons utilisées sont du type p-n ; elles sont par contre, de marques et de dimensions différentes essentiellement du fait que, au début de cette étude, seules des jonctions de très petites dimensions se trouvaient être commercialement disponibles. Au fur et à mesure des possibilités, nous avons utilisé des jonctions de dimensions croissantes : cette évolution, faite au détriment de la résolution, s'est avérée nécessaire par suite des faibles taux de comptage inhérents à nos expériences.

1/ Etudes préliminaires sur les spectre α

L'étude des spectres α de la radioactivité naturelle offre un moyen simple et commode pour déterminer la "qualité" des jonctions et les meilleures conditions de leur utilisation.

a) Dispositif expérimental

Le dispositif électronique est représenté sur la (fig. II-2) : il utilise du matériel standard C.E.A. .

- la chaîne d'amplification est constituée soit d'un amplificateur C.E.A. type 2 Mc/s et du préamplificateur associé soit, pour les mesures plus récentes, d'un amplificateur C.E.A. type APT 21 et d'un préamplificateur sensible à la charge.

- le sélecteur d'amplitude multicanaux pour relever les spectres est soit un "sélecteur Intertechnique à 100 canaux" soit un sélecteur RCL à 256 canaux.

Le montage mécanique se limite à une enceinte à vide où la jonction était placée à une distance suffisante du dépôt pour assurer une collimation des α .

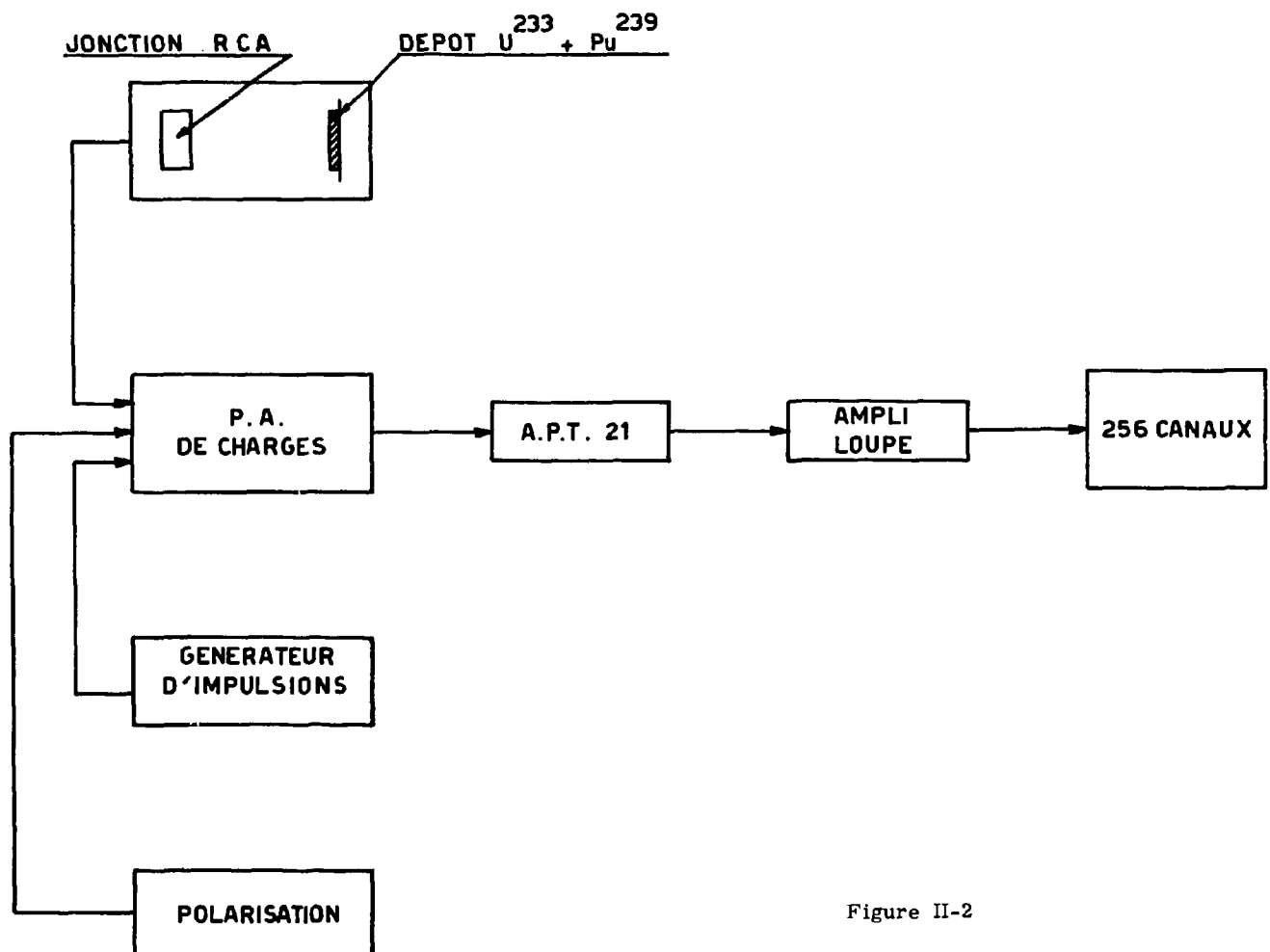


Figure II-2

b) Détermination de la tension de polarisation

Nous donnons, à titre d'exemple, les résultats obtenus dans le cas de l'une des toutes premières jonctions dont nous avons pu disposer (jonction Hughes type A-4 résistivité 4000 ohms-cm ; dimensions 2×2 mm) et relatifs à l'effet de la tension de polarisation sur la taille des impulsions et sur la résolution, définie comme étant le rapport de la largeur à mi-hauteur du pic α à l'amplitude de ce pic.

En ce qui concerne la taille des impulsions, la (fig.II-3) montre qu'elle est indépendante de la tension de polarisation dès que celle-ci dépasse (en valeur absolue) une dizaine de volts : cette limite correspond à la collection totale des charges.

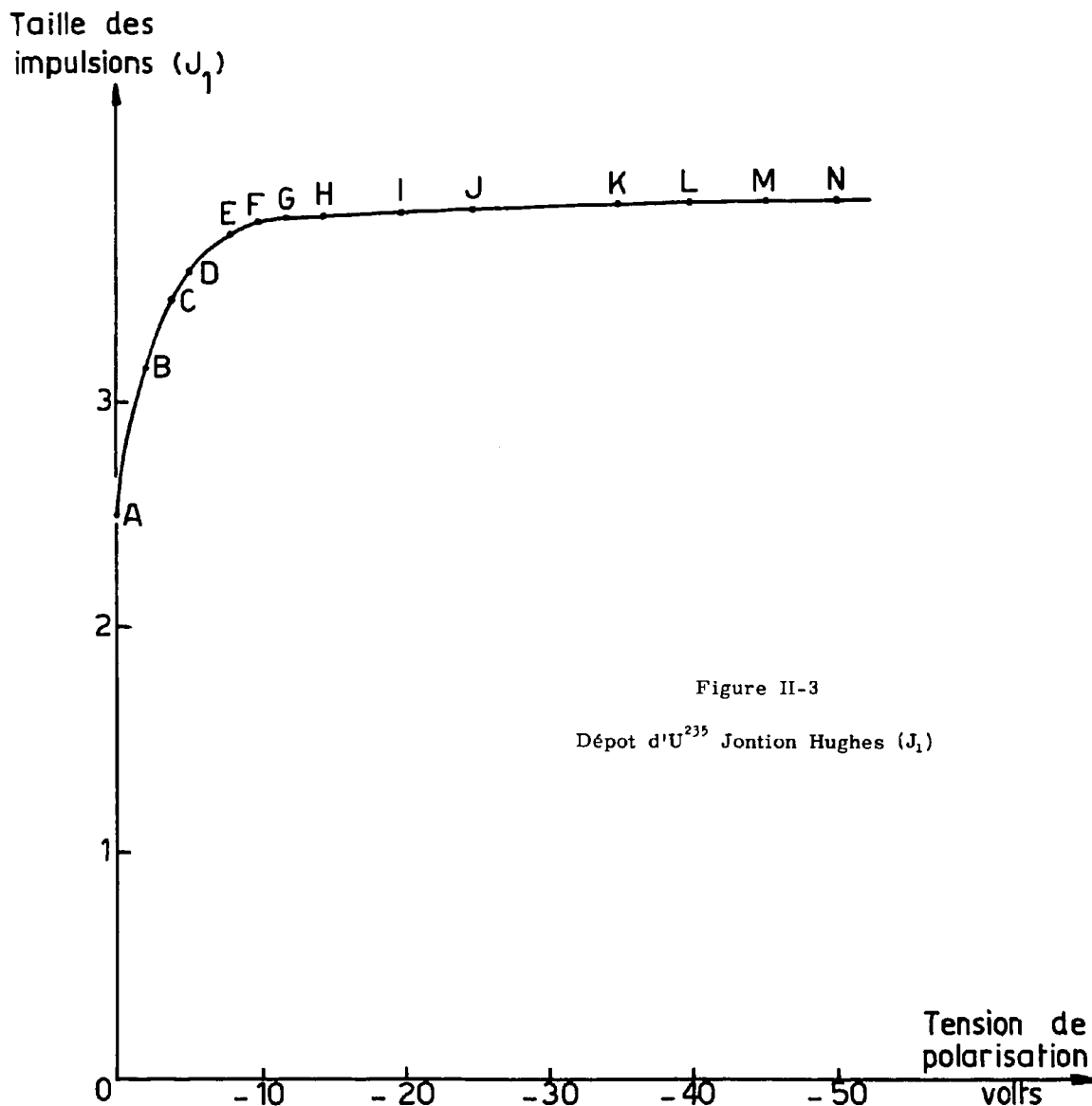


Figure II-3

Dépot d' U^{235} Jonction Hughes (J_1)

En ce qui concerne la résolution, la (fig.II-4) montre qu'il existe une plage optimale qui se situe, ici, entre -15 V et -35 V.

Pour toutes les jonctions étudiées, nous avons observé, de la même façon le rôle peu critique de la tension de polarisation pour la spectrométrie α .

Les valeurs de la résolution, obtenue avec les jonctions ayant conduit à des résultats dont il sera fait état plus loin, sont les suivantes :

- 2 jonctions Hughes type SDI (4000 ohms-cm ; 4 mm²) : $R = 0,7 \%$
- 2 jonctions Hughes du type SDI- 23 (4000 ohms-cm ; 1 cm²) : $R = 1,9 \%$
- 2 jonctions RCA type F (10000 ohms-cm ; 2 cm²) : $R = 2 \%$.

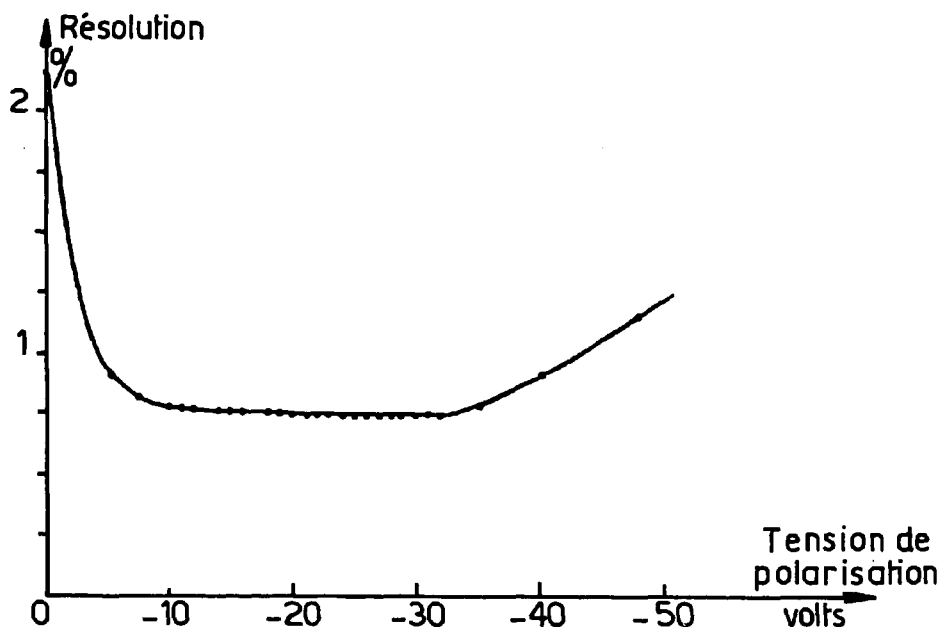


Figure II-4 Etude de la résolution (dépôt d' U^{233})

2/ Etudes de la réponse aux fragments de fission

La méthode que nous avons utilisé pour déterminer la réponse aux fragments de fission de nos différentes jonctions a toujours été la même dans son principe, soit, pour une série de valeurs de la tension de polarisation :

- détermination de l'épaisseur de la fenêtre en mesurant la réponse pour différentes raies α d'énergie connue.
- mesure du "défaut de réponse" global pour les fragments de fission, relativement à une raie α .

Nous décrivons ici, à titre d'exemple, l'ensemble des mesures effectuées sur l'une des jonctions RCA.

a) Mesure de l'épaisseur de la fenêtre :

Le dispositif expérimental (fig.II-2) est celui déjà décrit ; on notera simplement que :

- la source mince est un dépôt mixte U-233 - Pu-239, de façon à observer simultanément deux raies α (4,816 MeV et 5,147 MeV respectivement).
- un générateur d'impulsions permet d'injecter des impulsions calibrées à l'entrée du préamplificateur.

Le générateur d'impulsions permet de déterminer le zéro vrai du convertisseur du "sélecteur d'amplitude" ; la mesure des amplitudes des pics α de U-233 et Pu-239 détermine ensuite, en nombre de canaux, la perte d'énergie des α dans la fenêtre ; la traduction en énergie de cette quantité découle immédiatement du nombre de canaux séparant les deux pics.

Dans le cas de la jonction RCA étudiée ici, l'épaisseur (en KeV pour les α) de la fenêtre ne présente pas de variation significative pour tout le domaine exploré de la tension de polarisation (fig.II-5). En adoptant la valeur moyenne de 360 KeV, on trouve une épaisseur de fenêtre considérable de $2,5 \mu$, en supposant valables pour le Silicium les valeurs publiées des sections efficaces d'absorption de l'Aluminium [17] pour les α .

b) Mesure du défaut de réponse global pour les fragments de fission

Le dispositif expérimental est identique à celui utilisé ci-dessus : seul le dépôt a été remplacé par un dépôt d'Uranium enrichi contenant 99,51 % d'U-235 et dont la raie α la plus intense est celle de l'U-234 (4,768 MeV).

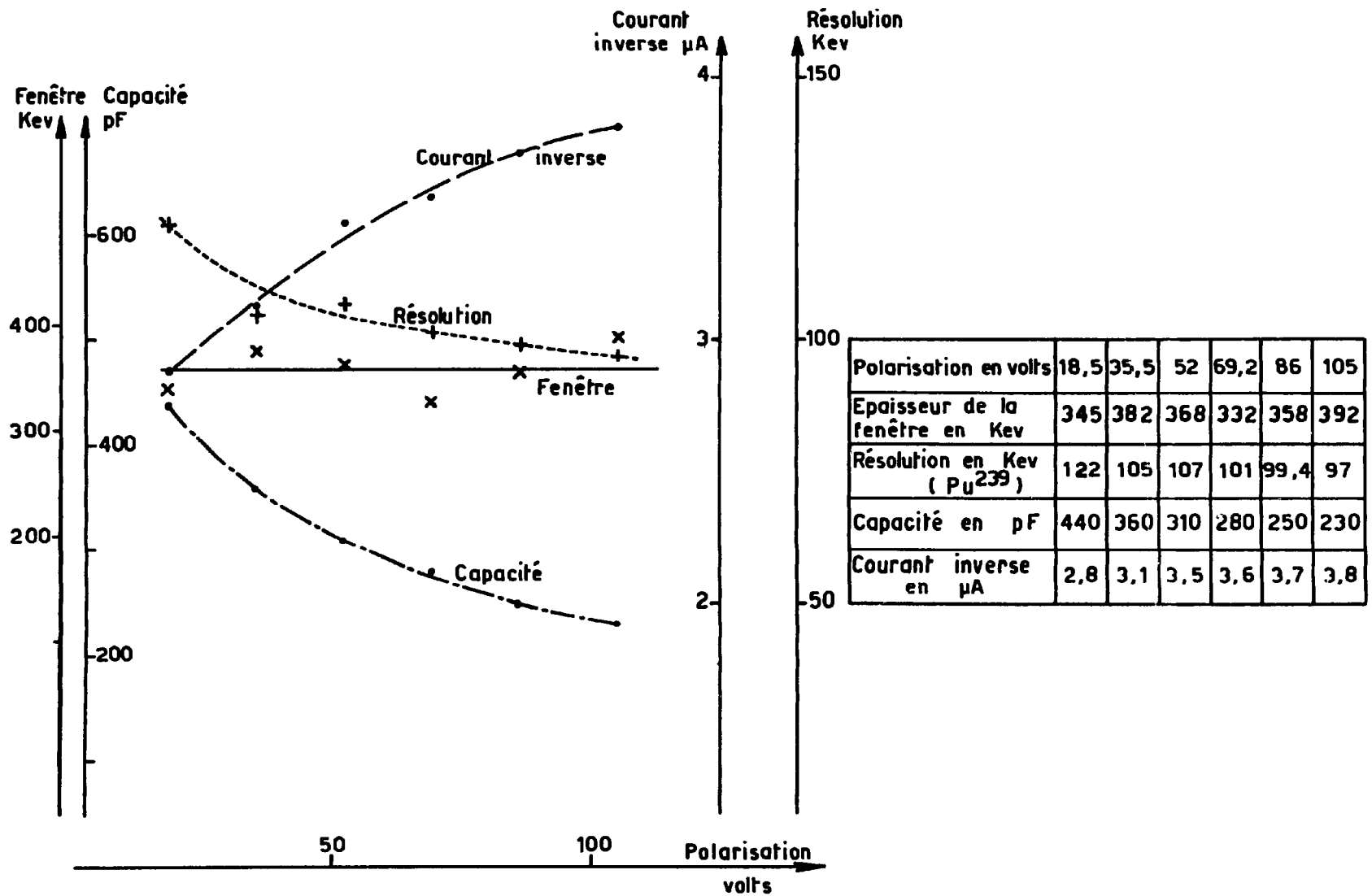


Figure II- 5 Caractéristiques de la jonction R.C.A

Nous plaçant dans les meilleures conditions d'utilisation de la jonction (soit, ici, tension de polarisation supérieure à ~ 70 V ; puisque, au-delà, la résolution ne varie pratiquement plus) nous avons déterminé successivement :

- la taille des impulsions dues aux α de l'U-234 auxquels a été attribué l'énergie 4,41 MeV, après diminution de la perte d'énergie dans la fenêtre précédemment mesurée.

- la taille des impulsions correspondant aux pics lourd et léger de la distribution des énergies de fragments de fission.

En admettant les valeurs déterminées, par ailleurs, des énergies de ces pics (67 MeV pour le pic lourd ; 98,5 MeV pour le pic léger), le défaut de réponse global de la jonction pour les fragments lourd et léger en résulte. La seule difficulté de la méthode tient à la différence importante entre les amplitudes des impulsions à comparer : cette comparaison est en fait réalisée par l'intermédiaire du générateur d'impulsions calibrées.

Pour la jonction RCA étudiée ici on arrive aux valeurs considérables suivantes de la perte d'énergie globale :

- fragment léger : de l'ordre de 24 MeV
- fragment lourd : de l'ordre de 28 MeV

L'ensemble des résultats obtenus concernant cette jonction sont récapitulés dans le tableau et la (fig.II-5). Outre la résolution et l'épaisseur de la fenêtre, on a également déterminé, en fonction de la tension de polarisation, les grandeurs importantes que sont le courant inverse et la capacité de la jonction ; pour cette dernière grandeur, on notera la variation en $V^{1/2}$ conforme à la théorie.

La conclusion pratique à tirer de cette étude est le peu d'aptitude de la jonction RCA aux mesures sur les fragments de fission en raison de la valeur excessivement élevée du défaut de réponse. En fait elle n'a été utilisée que pour quelques expériences portant sur la structure de la distribution des énergies des fragments de fission ; dans ce cas le domaine d'énergie exploré est suffisamment étroit pour que la variation de la perte d'énergie dans ce domaine - donc la distorsion introduite dans les mesures - soit peu importante. Pour toutes les autres mesures, nous avons préféré aux jonctions RCA, les jonctions Hughes SDI-23 de 1 cm² de surface pour lesquels :

- l'épaisseur de la fenêtre n'a pu être appréciée par la méthode utilisant les α
- le défaut de réponse global aux fragments de fission a été trouvé de :
 - 4 MeV pour le fragment léger
 - 4,5 MeV pour le fragment lourd.

3/ Etudes en coïncidence sur les fragments de fission

Nous avons précédemment souligné l'intérêt qu'il y avait à détecter simultanément les énergies des fragments émis lors d'un même événement de fission : pour cela, il faut non seulement que le dépôt du matériau fissile étudié soit mince mais aussi qu'il soit réalisé sur un support mince puisque, l'émission des fragments se faisant pratiquement à 180°, l'un des 2 fragments devra nécessairement traverser le support.

a) Préparation du dépôts :

La méthode utilisée est celle de la "projection électrostatique" [29] que nous avons utilisé suivant le dispositif de la (fig.II-6) ; le capillaire est rempli d'une solution de nitrate d'uranyl (Uranium enrichi à 45 % ou à 99,51 % en U-235) et placé horizontalement en face d'une feuille d'or, d'épaisseur 0,1 μ environ montée sur un cadre d'aluminium. Une différence de potentiel de 3000 volts est appliquée entre la feuille d'or et un fil de tungstène plongeant dans le capillaire jusqu'à son extrémité. L'appareillage réalisé permet d'imprimer un mouvement de va et vient au support de la feuille d'or afin d'améliorer l'homogénéité du dépôt : l'ensemble capillaire-support est enfermé dans un boîtier en plexiglas pour éviter la contamination de l'air ambiant. Des dépôts parfaitement homogènes (ainsi que l'ont révélé les spectres α) et d'épaisseur allant de quelques μ g/cm² à plusieurs dizaines de μ g/cm² ont été ainsi préparés ; l'épaisseur du support est de l'ordre de 180 μ g/cm² : la comparaison des spectres des fragments de fission mesurés respectivement côté dépôt et côté support (fig.II-7) d'une même source à l'aide d'une jonction Hughes de 1 cm² a montré que la perte d'énergie moyenne est assez faible et ne se traduit pas par un déplacement observable des pics léger et lourd, on note par contre un élargissement des pics et une "queue" importante du pic lourd dont l'effet est une perte de résolution dans les expériences effectuées dans ces conditions.

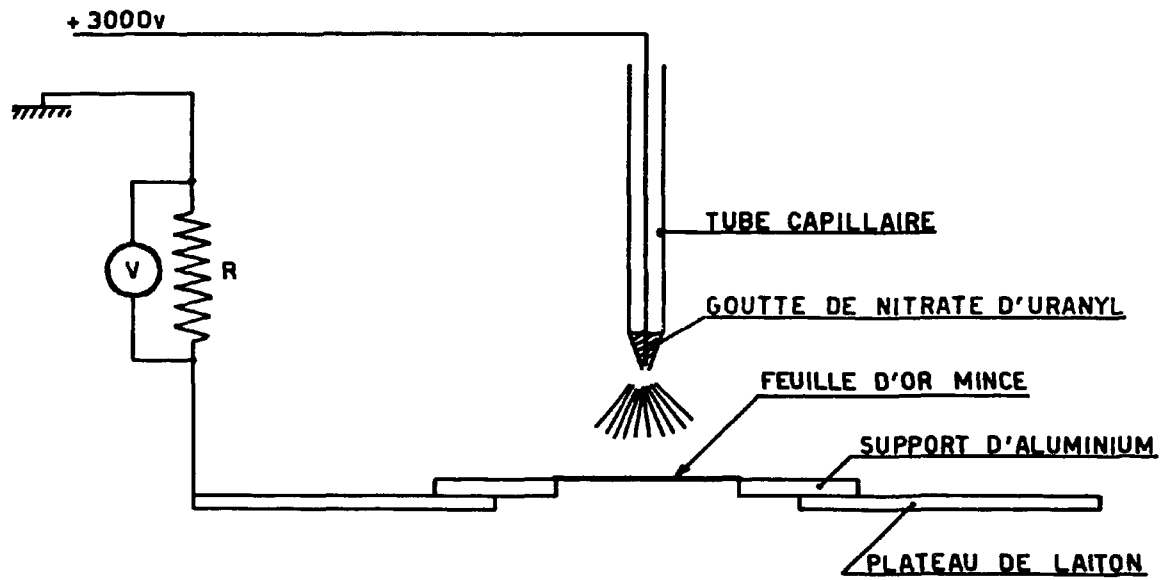


Figure II-6 Dispositif de préparation des dépôts

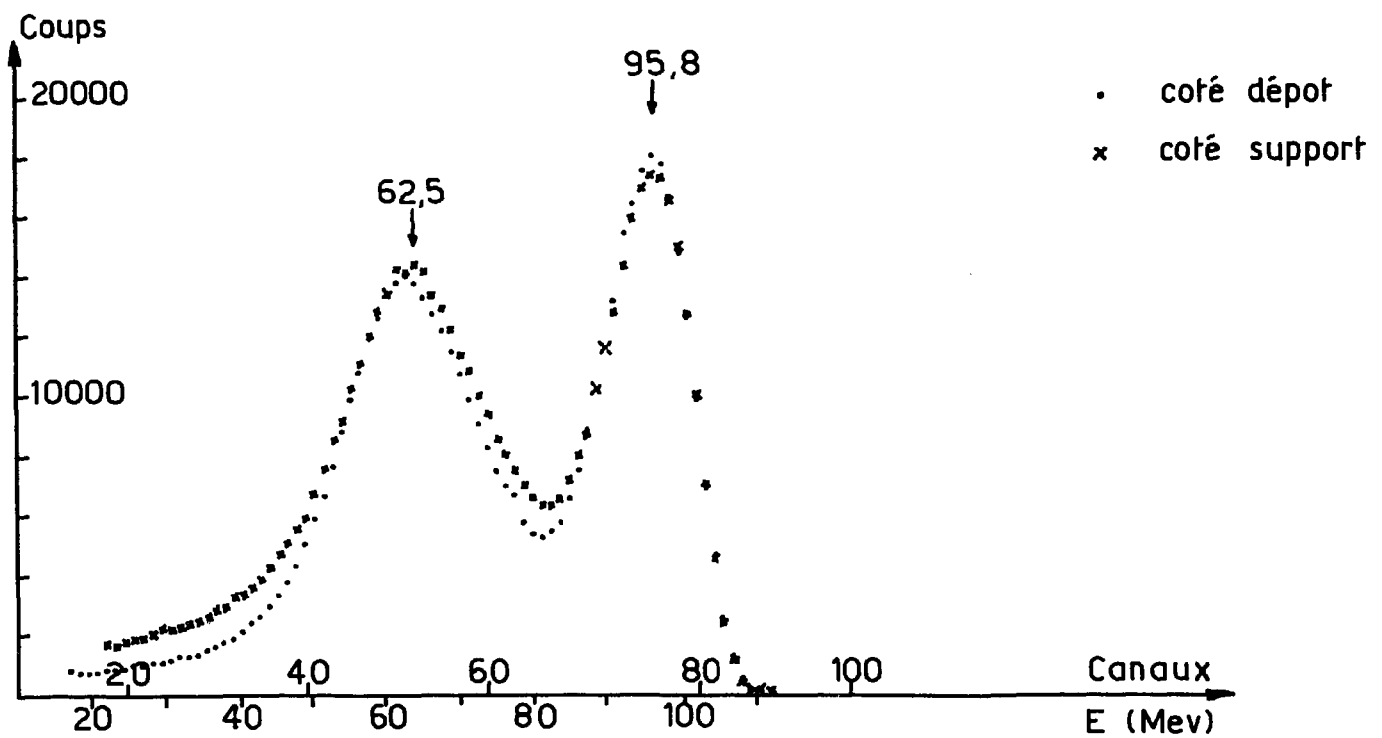


Figure II-7 Spectre d'énergie des Fragments de Fission de l' ^{235}U

Pour les mesures les plus récentes, nous avons pu bénéficier des résultats obtenus par M. LAUER au B.C.M.N. d'Euratom dans l'amélioration de cette technique : des dépôts ayant des épaisseurs allant de quelques $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ à une trentaine de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ nous ont été fournis sur des supports de VYNS métallisés à l'or représentant une épaisseur totale de l'ordre d'une vingtaine de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (par exemple support formé de $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de VYNS et $16 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'or).

b) Dispositif expérimental

Le montage mécanique est représenté sur le schéma IV-6. Le dépôt mince d'U-235 est placé en sandwich entre les deux jonctions J_1 et J_2 et l'ensemble est monté dans une enceinte étanche ou était réalisé un vide primaire.

Les fissions sont produites en plaçant le dispositif à la sortie de l'un des canaux radiaux de la pile EL-3 de Saclay. On évitait l'irradiation directe des jonctions par les neutrons et les γ issus du canal soit en inclinant le dépôt à 45° sur l'axe des jonctions comme indiqué sur la (fig. III-1) (ce qui présentait l'inconvénient d'accroître les épaisseurs traversées par les fragments) soit, mieux, en inclinant l'ensemble, aligné, de 45° sur l'axe du faisceau.

Une telle irradiation provoque en effet une dérive des caractéristiques et une détérioration irréversible des détecteurs.

La chaîne d'amplificateurs associée à chaque jonction était identique à celle décrite plus haut, de même que le dispositif d'enregistrement. Les appareils interposés entre l'amplificateur et l'enregistrement variaient suivant le type d'expérience : on a représenté le dispositif permettant de mesurer le spectre dans une voie en coïncidence avec tous les fragments détectés dans l'autre voie, cette mesure permettant de déterminer les taux de comptage des expériences en coïncidence.

c) Taux de comptage

Les premiers essais effectués utilisaient les jonctions Hughes de 4 cm^2 et des dépôts d'Uranium enrichi à 45 % ; la distance des jonctions au dépôt avait pu être ramenée à 1 cm, en les maintenant hors du faisceau direct grâce à l'inclinaison à 45° . Malgré cela, le taux de comptage en coïncidence n'excédait pas quelques coups/minute. C'est donc seulement lorsque nous avons pu disposer des jonctions de 1 cm^2 que nous avons pu effectuer les expériences que nous décrivons, le taux de comptage en coïncidence ayant été porté à 12 000 coups/minute. Ce résultat a été obtenu par les effets conjugués de l'accroissement de la surface des détecteurs et de la surface du dépôt, de l'enrichissement (porté à 99,51 %) de l'Uranium utilisé et aussi grâce à la mise au point d'un dispositif télécommandé permettant de positionner le détecteur dans le faisceau collimaté de neutrons, avec une grande précision.

CHAPITRE III

ÉTUDES SUR LA DISTRIBUTION DES MASSES DES FRAGMENTS DE FISSION PAR L'ANALYSE CONDITIONNÉE DE L'ÉNERGIE D'UN FRAGMENT

Nous nous proposons d'examiner d'abord les caractères généraux des distributions des masses, puis grâce à une analyse plus fine, la structure de ces distributions ainsi que celle des spectres des énergies des fragments.

A - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES MASSES

I - INTRODUCTION

1/ Etudes radiochimiques

Les premières données ont été obtenues par radiochimie ; jusqu'en 1945, c'est même la seule méthode qui ait été utilisée avec, comme objectif, la détermination non seulement des rendements correspondant aux diverses chaînes radioactives mais aussi des caractéristiques radioactives des différents éléments d'une même chaîne. La récapitulation faite à la fin de cette période [18] sur les travaux effectués aux Etats-Unis seulement, souligne de façon impressionnante l'importance de l'effort consenti dans ce domaine : en dépit de cet effort, il faut toutefois reconnaître que les divergences entre résultats expérimentaux n'étaient que rarement inférieures à 10 %. Ces divergences trouvent aisément leur explication dans les difficultés des techniques mises en oeuvre, qu'il s'agisse de la séparation radiochimique ou du comptage absolu des radioéléments séparés.

Les progrès faits depuis 1945, dans l'une et l'autre de ces techniques ont permis une amélioration sensible du niveau des connaissances acquises c'est toutefois l'application des techniques de spectrométrie de masse, utilisées pour la première fois par THODE et GRAHAM [19] qui a permis de faire un pas décisif.

Actuellement, [20] la connaissance des chaînes radioactives de $A = 72$ à $A = 161$ semble bien établie ainsi que celle des rendements de production de ces diverses chaînes, même lorsque ces rendements atteignent des valeurs aussi basses que quelques 10^{-3} .

Les mesures les plus précises révèlent de façon non ambiguë l'existence d'une structure fine dans les 2 pics de la courbe de rendement des masses [21]. L'existence et l'étude de cette structure fine peut être d'un intérêt considérable pour la compréhension du phénomène de fission. Il faut toutefois noter que l'information fournie par la radiochimie doit faire l'objet d'un certain nombre de corrections avant d'être susceptible d'une interprétation physique liée à l'étude du phénomène de fission. La radiochimie ne révèle pas en effet les rendements des masses au moment où se produit la fission mais seulement après émission par les fragments des neutrons prompts et retardés.

Pour obtenir des informations plus directement interprétables d'autres méthodes se sont parallèlement développées pour atteindre les distributions des fragments de fission. Elles peuvent être classées en deux catégories : les unes reposent sur la mesure de la vitesse des fragments, les autres sur la mesure de leur énergie.

2/ Etude des vitesses des fragments de fission.

Ces études ont été essentiellement développées aux laboratoires de LOS ALAMOS [22] et surtout de CHALK RIVER [23] [24].

Elles utilisent la technique dite du temps de vol, consistant en la mesure simultanée des temps mis par une paire de fragments de fission pour parcourir les distances séparant la source des détecteurs. De la mesure des temps de vol, résulte la détermination des vitesses V_L et V_H des fragments léger et lourd respectivement d'où les masses M_L et M_H de ces fragments à l'aide des relations :

$$M_L V_L = M_H V_H$$

$$M_T = M_H + M_L$$

M_T étant la masse du système subissant la fission.

Ces 2 relations expriment respectivement la conservation de la quantité de mouvement et de la masse dans la réaction.

Avec les dispositifs les plus élaborés [25] la résolution atteinte sur les mesures de temps était de 2,5 ns : elle permettait une résolution de 2 unités de masse, approchant celle des meilleures mesures utilisant la spectrométrie de masse.

Toutefois le grand intérêt de cette méthode ne réside pas dans la résolution qu'elle permet d'atteindre mais dans le fait qu'elle donne accès aux masses des fragments avant émission neutronique. Les relations ci-dessus sont en effet valables entre masses et vitesses des fragments avant cette émission ; comme toutefois la vitesse d'un fragment n'est pas modifiée en moyenne par l'émission neutronique, ces relations restent valables si l'on y introduit les vitesses mesurées des fragments.

3/ Etudes des énergies des fragments de fission

Ces études ont connu un développement considérable dès 1950 grâce aux travaux effectués à CHALK RIVER, et utilisant une double chambre à grille pour la détection et la mesure simultanées des deux fragments issus de la fission [13] [26]. Le développement récent des détecteurs à jonction a donné une nouvelle impulsion à ces études [15].

La détermination de la masse d'un fragment repose sur les relations suivantes :

$$M_L V_L = M_H V_H$$

$$E_L = \frac{1}{2} M_L V_L^2$$

$$E_H = \frac{1}{2} M_H V_H^2$$

d'où

$$\frac{E_H}{E_H + E_L} = \frac{M_L}{M_H + M_L} \quad (\text{III}, 1)$$

En supposant $M_H + M_L = M_T$ constant, indépendant du mode de fission, on voit que la mesure de l'énergie d'un fragment, pour une valeur constante donnée de l'énergie cinétique totale $E_T = E_H + E_L$ constitue une mesure de la masse de l'autre fragment.

L'utilisation des formules précédentes introduit deux approximations.

- Elles assimilent M_T à une quantité constante, indépendante du mode de fission et égale au nombre de masse du noyau subissant la fission, soit 236 dans le cas présent. L'erreur ainsi introduite sur les valeurs des énergies cinétiques est de l'ordre de $2 \cdot 10^{-4}$.

- Elles négligent les effets relativistes, introduisant sur les valeurs des énergies des erreurs de l'ordre de 10^{-3} .

Ces erreurs sont tout à fait négligeables vis à vis des erreurs instrumentales dont il sera question plus loin.

Si l'on dispose d'un détecteur dont la réponse W est proportionnelle à l'énergie E du fragment détecté, soit $W = k E$ on aura d'onc :

$$\frac{W_1}{W_1 + W_2} = \frac{M_2}{M_T}$$

les indices 1 et 2 se rapportant à une paire de fragments complémentaires.

Cette relation fondamentale peut être utilisée pratiquement de plusieurs manières :

a) On peut pour chaque couple d'impulsions W_1 et W_2 correspondant à une même fission, effectuer électroniquement les opérations $(W_1 + W_2)$ puis $\frac{W_1}{(W_1 + W_2)}$ on obtient ainsi la distribution globale des masses intégrée sur tous les événements de fission. Cette technique a été utilisée pour étudier une éventuelle variation du rapport pic sur creux de la courbe de distribution des masses de l'U-234 et de l'U-233, en fonction de l'énergie des neutrons induisant la fission [27].

Nous ne nous étendrons pas sur cette étude qui est en dehors du sujet traité ici ; notons toutefois que cette technique a l'avantage d'utiliser tous les événements où les deux fragments sont détectés mais que, par contre, elle ne conduit qu'à la seule donnée de la loi de distribution globale des masses.

b) On peut enregistrer séparément W_1 et W_2 en identifiant les paires correspondantes. On pourra par exemple, utiliser un sélecteur d'amplitude à plusieurs canaux effectuant l'analyse des impulsions W_2 en coïncidence avec les impulsions W_1 ayant une amplitude fixée. A partir des abaques représentant les distributions de W_2 pour les différentes valeurs de W_1 , il sera possible de reconstituer :

- les distributions des masses à énergie cinétique totale constante
- la distribution globale des masses.

Cette technique est donc, pour ce qui concerne le problème étudié ici, plus riche en renseignements que la première; par contre, un grand nombre d'informations est perdu puisque à chaque expérience on n'enregistre que les événements correspondant à une valeur déterminée de W_1 et qu'il faut répéter la mesure pour chaque valeur de cette grandeur. Cette perte d'informations peut être évitée si l'on dispose d'un sélecteur d'amplitude à deux dimensions, capable d'identifier et d'enregistrer les paires (W_1 , W_2). L'utilisation d'un tel "sélecteur bi-dimensionnel" a l'inconvénient de nécessiter un appareillage plus compliqué et plus coûteux ; elle implique en outre des moyens de calcul importants pour le décodage et pour la manipulation des données enregistrées. C'est pourquoi nous l'avons rejetée au début: comme nous le verrons plus loin, les avantages de cette méthode nous sont par la suite apparus tels que nous nous sommes appliqués à la développer.

c) On peut, enfin, faire la somme ($W_1 + W_2$) et analyser, à l'aide d'un sélecteur d'amplitude multi-canaux, les impulsions W_1 en coïncidence avec une impulsion somme ($W_1 + W_2$) ayant une amplitude fixée.

Cette méthode offre le même inconvénient (perte d'informations) que la précédente lorsque celle-ci est mise en oeuvre sans sélecteur à 2 dimensions. Elle donne moins de renseignements: par exemple, elle ne permet pas d'étudier la distribution des énergies pour un type de fragment à une énergie donnée du fragment correspondant. Par contre, si c'est la distribution des masses qui est recherchée, elle a l'avantage de conduire directement à cette donnée sans monitoring délicat. C'est pourquoi, pour l'étude faite ici, c'est à cette technique que nous nous sommes adressés.

II - MESURE DES DISTRIBUTIONS DES MASSES EN FONCTION DE L'ENERGIE CINETIQUE TOTALE DES DEUX FRAGMENTS.

1/ Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour ces études en coïncidence est représenté sur la (fig. III-1). Les détecteurs utilisés étaient nos jonctions Hughes SDI-22 de 1 cm². Le dépôt de 10 µg/cm² (Uranium à 99,51 % d'U-235) était réalisé sur une feuille d'or d'épaisseur 180 µg/cm² ; il était incliné à 45° par rapport à l'axe des jonctions situées de part et d'autre à une distance de 1 cm.

En ce qui concerne l'électronique il était fait appel à du matériel standard C.E.A., à l'exception du tiroir somme (fig. III-2). Ce tiroir est constitué par deux "cathode-follower de White", attaquées respectivement par les deux impulsions positives W_1 et W_2 . Ces "cathodes follower" débitent dans une même résistance et le signal prélevé au point milieu de cette résistance est égal, au gain près des deux voies, à la demi-somme des impulsions W_1 et W_2 . Le potentiomètre P de faible valeur intercalé au voisinage du point milieu de cette résistance, joue un rôle très important en permettant de compenser un petit déséquilibre dans les gains des deux chaînes d'amplification : or, il est essentiel d'avoir un alignement parfait des gains des deux voies.

2/ Résultats expérimentaux

a) Mesures effectuées

Le spectre somme est représenté sur la (fig. III-3). Il a été calibré en adoptant 166,6 MeV pour la valeur de l'énergie du pic, cette valeur nous paraissant un compromis valable entre les différentes valeurs publiées, soit 166,9 MeV pour les mesures effectuées à l'aide d'une chambre à grille [13] et 168,3 MeV pour les mesures effectuées par la technique du temps de vol, soit 166,5 MeV compte-tenu de l'émission des neutrons prompts, d'après la formule :

$$\bar{E}_t = \bar{E}_i \left(1 - \frac{\bar{v}}{M_T}\right)$$

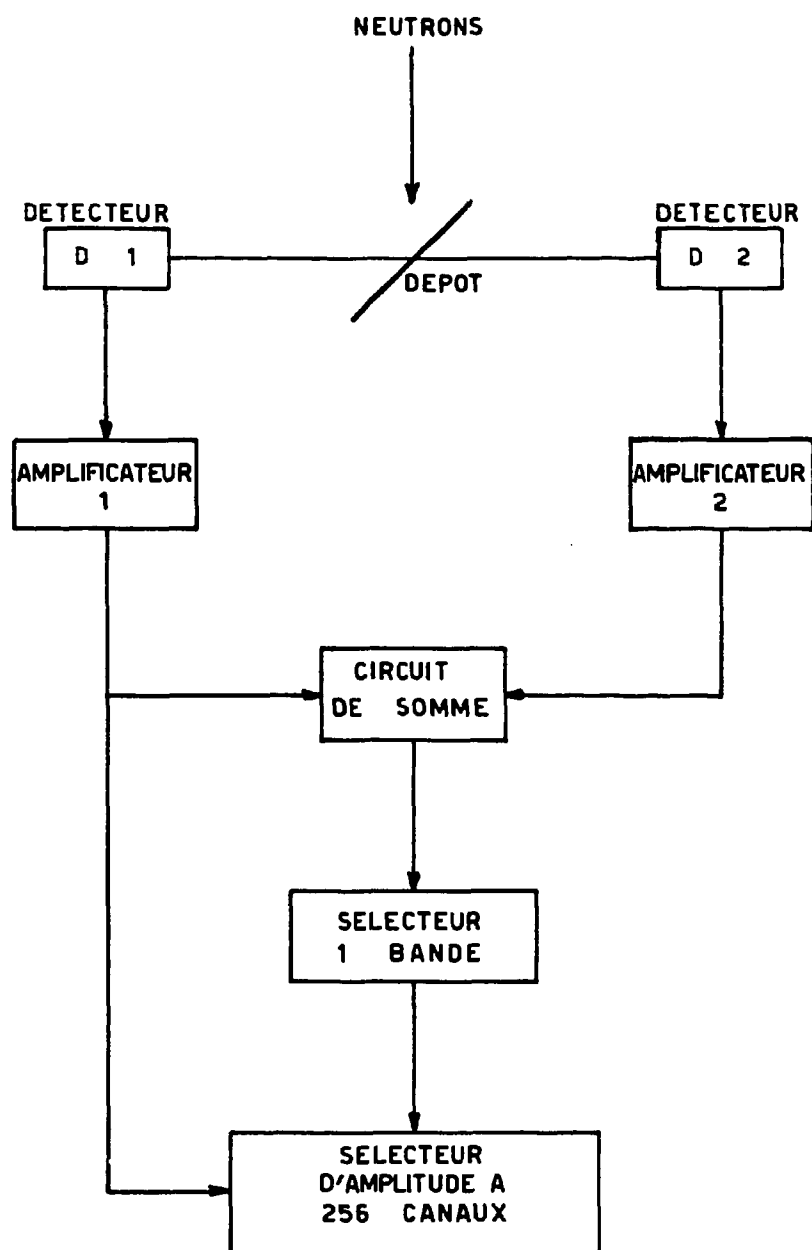


Figure III-1

où $\bar{E}_i$ et $\bar{E}_f$ sont les énergies cinétiques totales moyennes initiales et finales, M la masse totale et $\bar{\nu}$ le nombre moyen des neutrons prompts.

Le spectre somme a une forme sensiblement gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 41 MeV. Les mesures de distribution de masses ont été faites pour onze valeurs de l'énergie cinétique totale E_t : 147 MeV, 153 MeV, 155 MeV, 157 MeV, 160 MeV, 162 MeV, 166 MeV, 171 MeV, 173 MeV et 175 MeV.

Pour toutes ces mesures la bande d'énergie prise sur le spectre d'énergie cinétique totale était de $\pm 1,5$ MeV.

b) Présentation des résultats

Les distributions des masses, correspondant à chacune des valeurs précédentes de l'énergie cinétique totale, peuvent être théoriquement reconstituées à l'aide de la formule (III-2). En fait, cette formule appelle les remarques suivantes :

- Fondamentalement elle néglige l'émission des neutrons prompts ; elle assimile en effet l'énergie du fragment au moment de la détection à son énergie au moment de l'émission.

- Pratiquement, les grandeurs effectivement mesurées sont non pas les énergies mais les amplitudes des impulsions délivrées par les jonctions et la relation $W = kE$ de proportionnalité entre ces deux grandeurs n'est qu'une première approximation.

Par ailleurs, la source elle-même et son support causent une perte d'énergie aux fragments qui la traversent.

En représentant par ΔE_1 la perte d'énergie globale du fragment détecté par la jonction 1 et par ΔE_2 la perte d'énergie globale du fragment détecté par la jonction 2, nous pouvons écrire, en supposant que les gains des deux chaînes de détection sont identiques :

$$W_1 = k (E_1 - \Delta E_1)$$

$$W_2 = k (E_2 - \Delta E_2)$$

Négligeant les effets fondamentaux mentionnés ci-dessus, nous pouvons en déduire la relation :

$$\frac{W_1}{W_T} = \frac{M_2}{M_T} \left[1 + \frac{k (\Delta E_1 + \Delta E_2)}{W_T} \right] - \frac{k \Delta E_1}{W_T}$$

En travaillant à valeur constante de W_T , on voit que la distribution de W_1 représentera bien la distribution de M_2 , à la condition que ΔE_1 et ΔE_2 puissent être considérés respectivement comme indépendants de E_1 et E_2 . Il est évident qu'une telle hypothèse ne constitue qu'une première approximation, qui est d'autant plus valable que ΔE_1 et ΔE_2 sont plus petits et plus voisins. Dans le cas qui nous intéresse ici, le dépôt et le support sont minces et représentent pour les fragments une perte d'énergie calculée maximale de 1,8 MeV.

Par ailleurs les défauts de réponse ont été trouvés égaux à 4 MeV et 4,5 MeV pour les fragments légers et lourds respectivement. L'erreur introduite en prenant une valeur unique de ΔE pour chacun des deux types de fragments n'excède donc pas 0,5 % sur la valeur de la masse.

Cette erreur est à comparer avec la résolution de l'analyse qui est de 3,5 unités de masse par canal. Les distributions des masses pour les différentes valeurs de l'énergie cinétique totale énumérées ci-dessus ont été reconstituées à l'aide de la formule (II-2) en prenant en outre $M_1 + M_2 = 236$. L'ensemble de nos résultats expérimentaux figurent sur le tableau III-19. Les colonnes successives de ce tableau indiquent l'énergie cinétique totale, le nombre total de fissions enregistrées en coïncidence, le nombre de fissions correspondant respectivement aux pics léger et lourd, le rapport pic sur creux de la courbe de distribution à deux bosses, les masses correspondant aux deux pics ainsi que la largeur à mi-hauteur de ces pics. Un caractère remarquable immédiatement apparent est la variation des masses correspondant aux pics en fonction de l'énergie cinétique totale. Afin de repérer avec précision ce déplacement des pics, les mesures ont été reprises en portant une attention toute particulière à la stabilité de l'appareillage ; de plus ces mesures ont été faites pendant un temps court puisqu'il s'agissait uniquement de localiser les pics. L'ensemble des résultats de ces mesures est représenté sur la (fig. III-4).

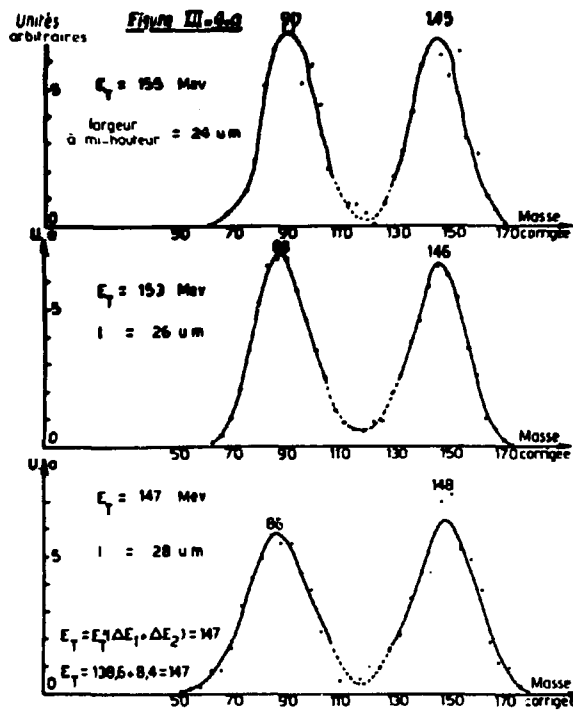


Figure III-4-c

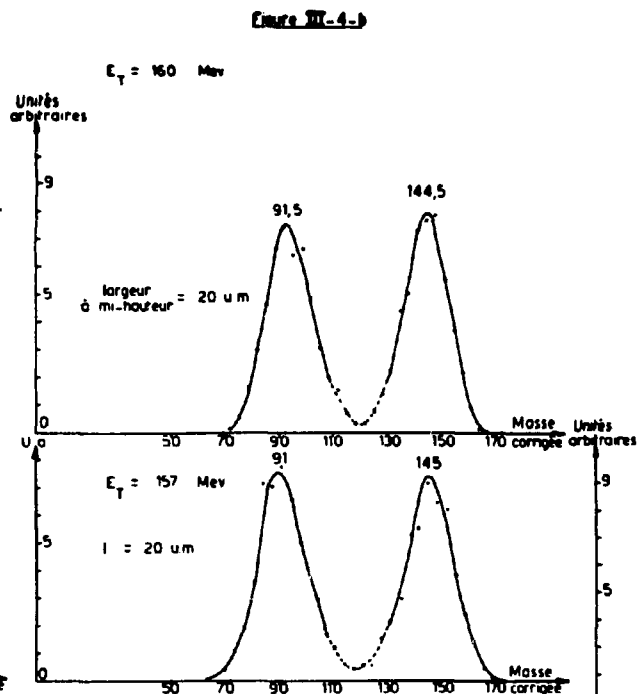
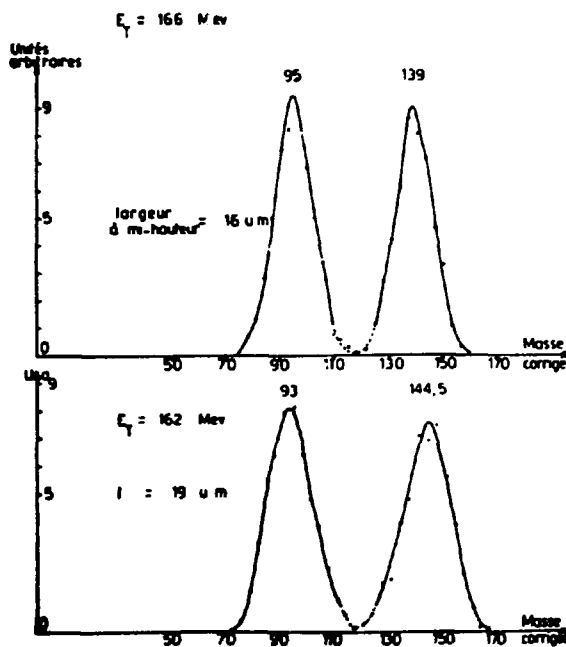
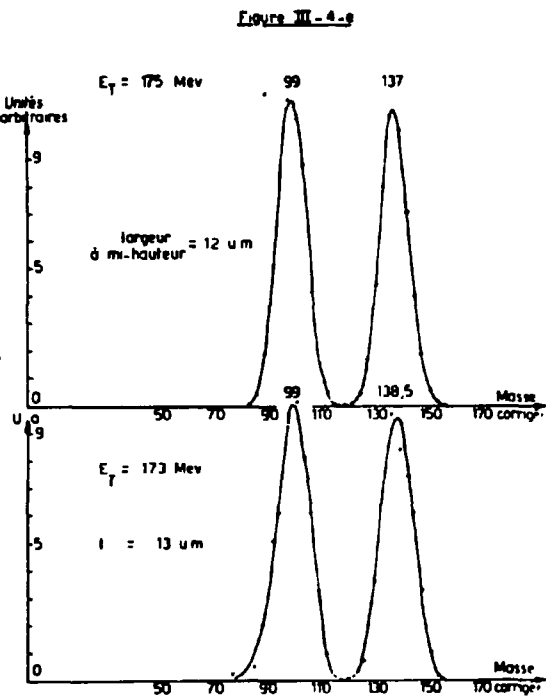
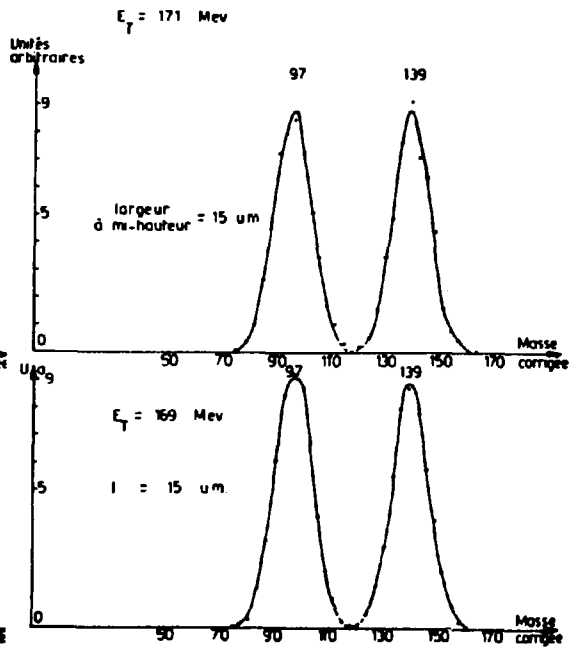


Figure III-4-d



3/ Discussion des résultats :

Du tableau III-19 et de l'ensemble des courbes III-4 on peut tirer les conclusions suivantes :

Tableau III-19

Energie MeV	N _r Coïnc.	N _r	N _l	Pic Creux	Masse Légère U. M.	Masse Lourde U. M.	Largeur Pic Léger	Largeur Pic Lourde	$\frac{M_l}{M_r}$
147	843	426	419	15	8,6	148	27,5	27,5	1,72
153	5065	2419	2419	27	88,5	156	26	26	1,65
155	1103	562	541	31	9,0	145	24	24	1,61
157	2354	1229	1119	46	9,1	144,5	20	20	1,6
160	2295	1142	1134	57	91,5	144,5	20	20	1,58
162	23289	11887	11347	103	9,3	139	19	19	1,55
166	2243	1140	1103	109	9,5	139	16	16	1,46
169	13546	7031	6501	179	9,7	138,5	15	15	1,44
171	3277	1684	1593	281	9,7	137	15	15	1,43
173	3950	1970	1970	245	9,9		13	13	1,4
175	11235	5460	5460	248	9,9		12	12	1,38

a) Rapport des nombres de coups dans les deux pics.

La (fig. III-5-a) représente en fonction de l'énergie cinétique totale le rapport du nombre de fragments légers au nombre de fragments lourds. On n'y remarque aucune indication d'un effet systématique de l'énergie cinétique totale sur ce rapport : or, le plus léger désalignement des gains des deux chaînes provoquerait un tel effet systématique et il est clair que les distributions des masses obtenues dans ces conditions, seraient entachées d'erreur.

b) Evolution du rapport pic sur creux

La (fig. III-5-b) représente la variation du rapport pic sur creux en fonction de l'énergie cinétique totale. Elle indique que la valeur de ce rapport augmente considérablement au fur et à mesure que l'énergie cinétique totale augmente. Utilisant une technique semblable à la nôtre, MELKONIAN [15] mesure les valeurs du rapport pic sur creux pour deux valeurs de l'énergie cinétique totale soit 166 MeV et 141 MeV. Les valeurs du rapport obtenues, 500 et 70 respectivement, vont dans le même sens que nos résultats, qui s'étendent par ailleurs au-delà du pic de la distribution de l'énergie cinétique totale. Des résultats identiques aux nôtres ont été obtenus par la technique signalée plus haut [25] du temps de vol des fragments.

La diminution de la probabilité de fission symétrique lorsque l'énergie cinétique totale augmente, se trouve ainsi établie de façon qualitative. Il n'est toutefois pas possible de tirer de nos mesures des informations quantitatives sur la probabilité de fission symétrique. Avec la largeur des canaux que nous avons utilisés (3,5 unités de masse), le nombre de canaux correspondant au creux de la courbe de distribution n'est que de 2 à 4, si bien que le nombre d'événements observés dans cette région dépend de façon très critique de la queue présentée par la fonction de résolution. L'existence de cette queue est certaine car les valeurs des rapports pic sur creux que nous avons mesurés ne sauraient rendre compte de la valeur trouvée par la radiochimie pour la distribution globale, soit 650 environ [20]. Son origine se trouve dans les variations de perte d'énergies des fragments dans le dépôt, dans son support et dans la fenêtre des jonctions ; les irrégularités dans la réponse des jonctions ainsi que le défaut de collimation apportent également une contribution de telle sorte qu'il ne paraît pas possible de déterminer cette queue de la fonction de résolution avec la précision qui serait requise eu égard à la faible importance des fissions symétriques.

c) Etude de la largeur des pics de la distribution des masses.

Du tableau III-19 il ressort que la largeur des pics augmente lorsque l'énergie cinétique totale diminue (fig. III-5-c) ; ce résultat est conforme aux observations faites précédemment [15] et aux résultats des études faites par temps de vol [25].

Figure III-5-b

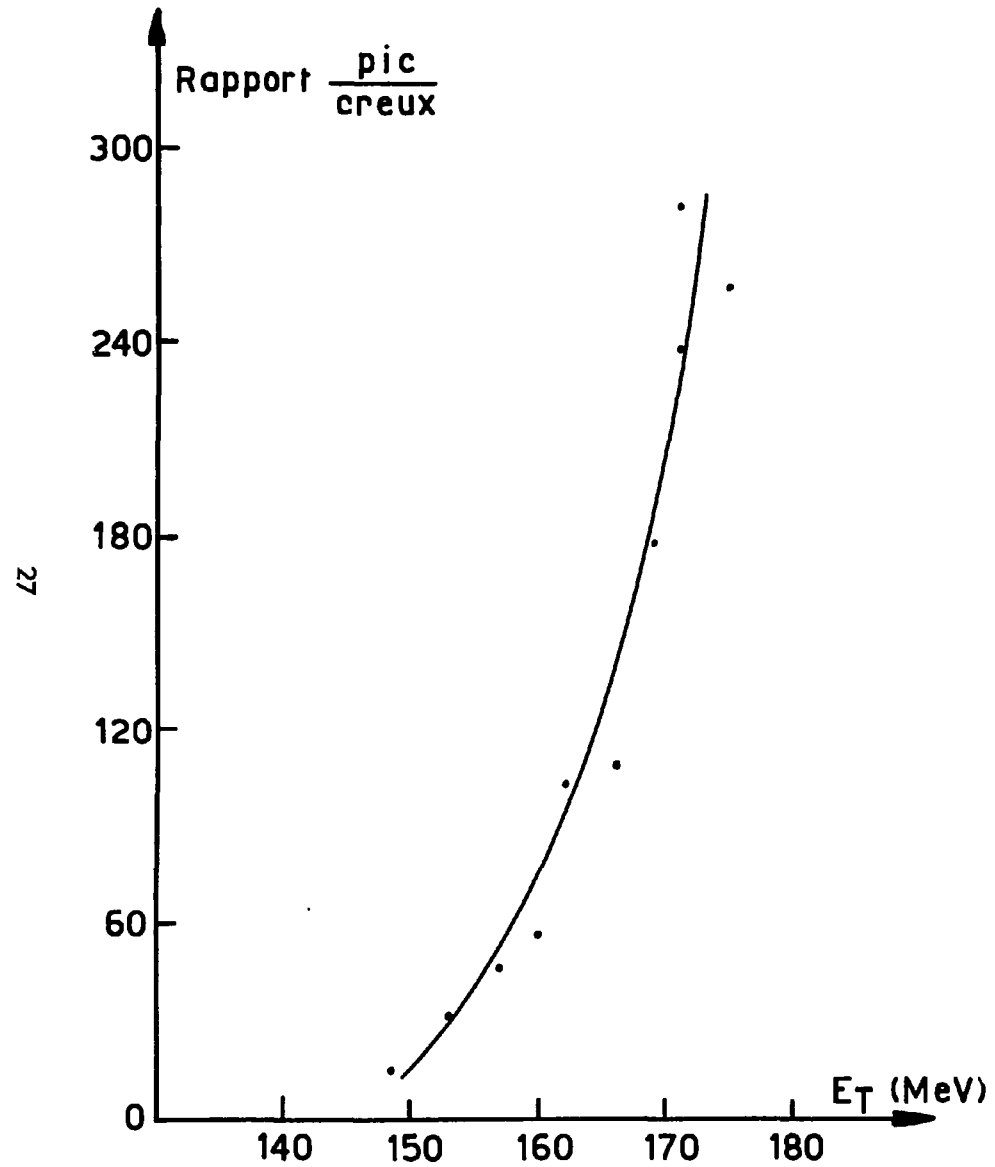


Figure III-5- a

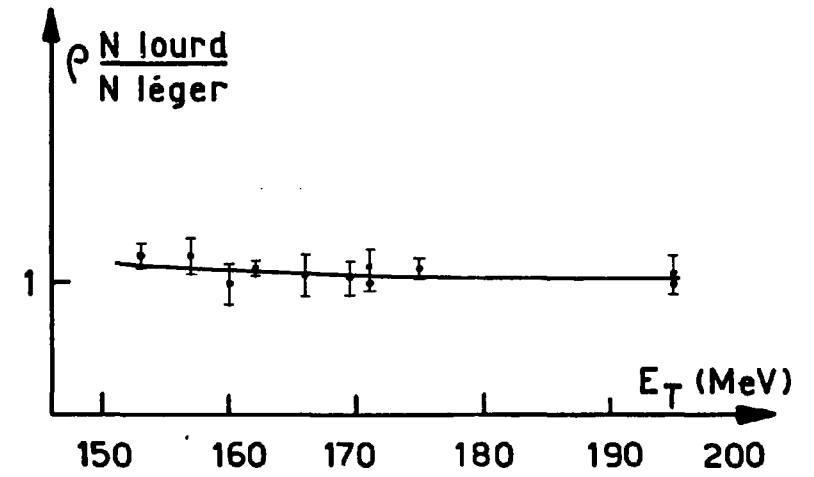
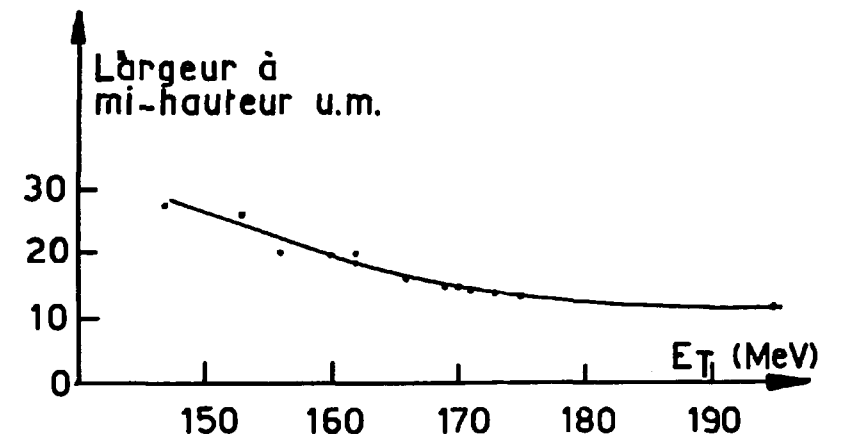


Figure III-5- c



d) Etude des masses les plus probables.

Les valeurs figurant dans le tableau III-19 des masses les plus probables des deux fragments, en fonction de l'énergie cinétique totale, sont représentées sur les (fig. III-6) (fragments légers) et III-7 (fragments lourds).

On voit que, lorsque l'énergie cinétique totale augmente, la masse la plus probable augmente pour le fragment léger et diminue pour le fragment lourd. Ces résultats peuvent être expliqués si l'on identifie l'énergie cinétique des fragments à l'énergie Coulombienne de répulsion des fragments au moment où se produit leur séparation. Assimilant en effet les deux fragments à deux gouttes de volume U_1 et U_2 chargées uniformément, cette énergie de répulsion est proportionnelle à la quantité $\frac{(U_1 \times U_2)}{D}$ où D est la distance des barycentres des deux charges au moment de la scission. U_1 et U_2 étant proportionnels aux deux masses M_1 et M_2 des fragments, on a donc :

$$E_T \propto M_1 \times M_2$$

comme :

$$M_1 + M_2 = M_T = 236$$

$$E_T \propto M_1 (M_T - M_1)$$

Les variations de M_1 en fonction de E_T sont représentées par un parabole : pour le fragment léger, on est sur la branche ascendante et, pour le fragment lourd sur la branche descendante.

Mais nous remarquons que pour les énergies cinétiques totales élevées (à partir de 180 MeV) les masses les plus probables restent les mêmes au voisinage de 135 et 101. Ce résultat intéressant sera étudié et précisé dans la suite.

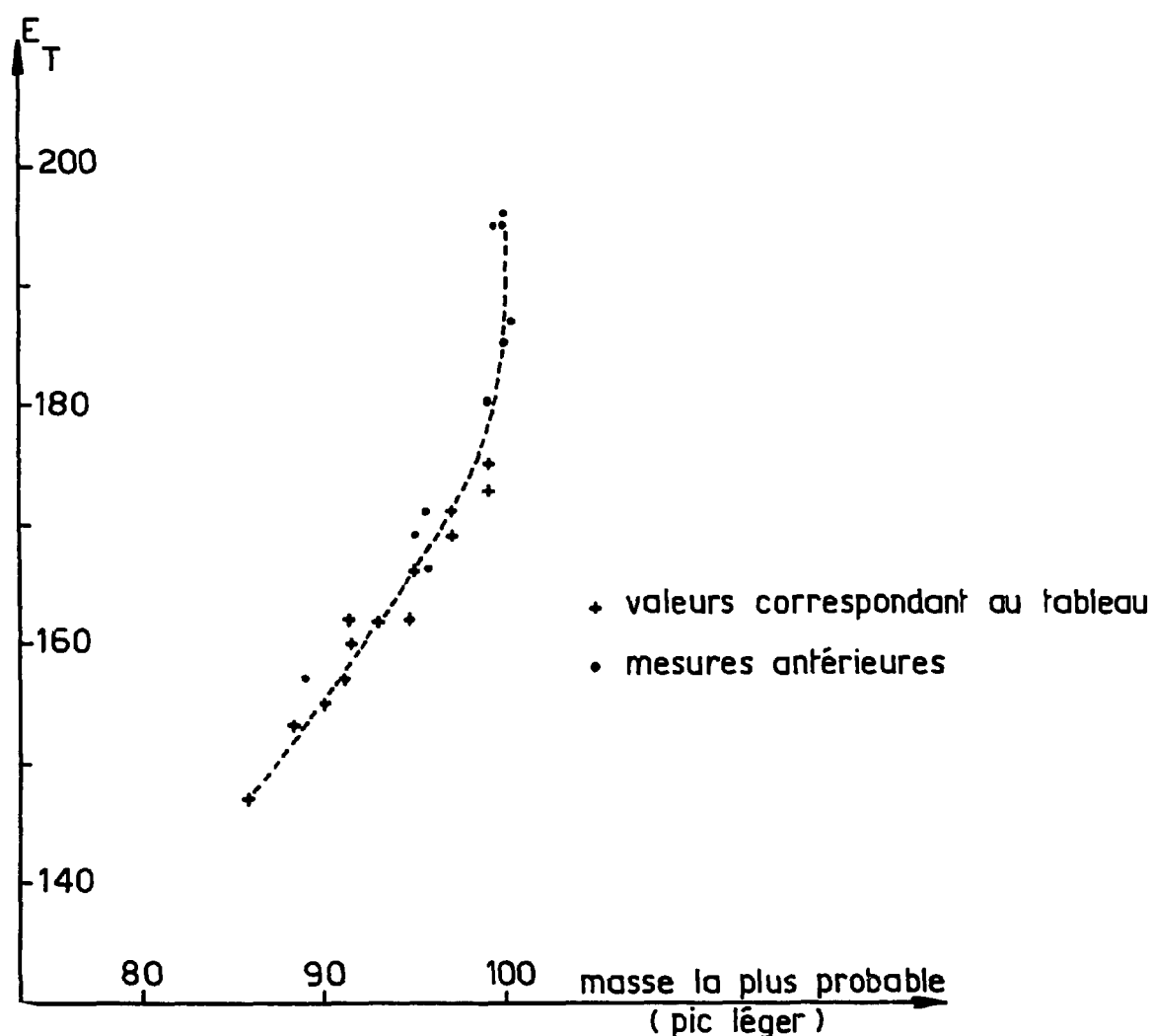


Figure III-6

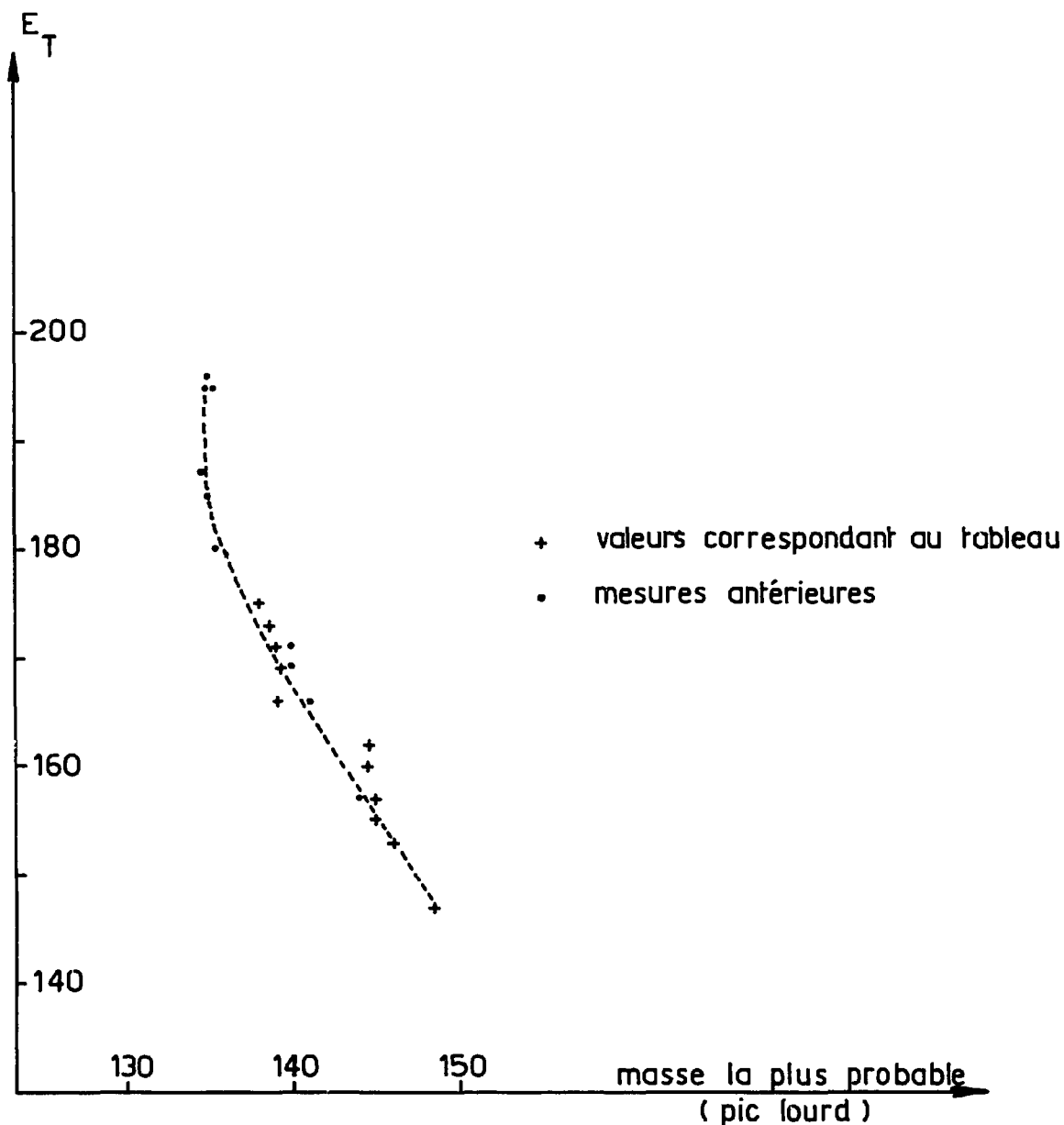


Figure III-7

B - ETUDE SUR LA STRUCTURE DE LA DISTRIBUTION DES MASSES DES FRAGMENTS

I - INTRODUCTION

Nous avons indiqué, au paragraphe précédent, que les méthodes de la radiochimie, appliquées à l'étude des rendements des masses lors du processus de fission, présentaient les deux inconvénients suivants :

- les informations sur les rendements ne s'appliquent pas au moment où se produit la fission mais seulement après que les événements secondaires que constituent les émissions de neutrons de fission aient eu lieu.

- ces informations sont globales, c'est-à-dire intégrées sur tous les processus de fission.

Rapport $\frac{\text{masse lourde}}{\text{masse légère}}$ le plus probable

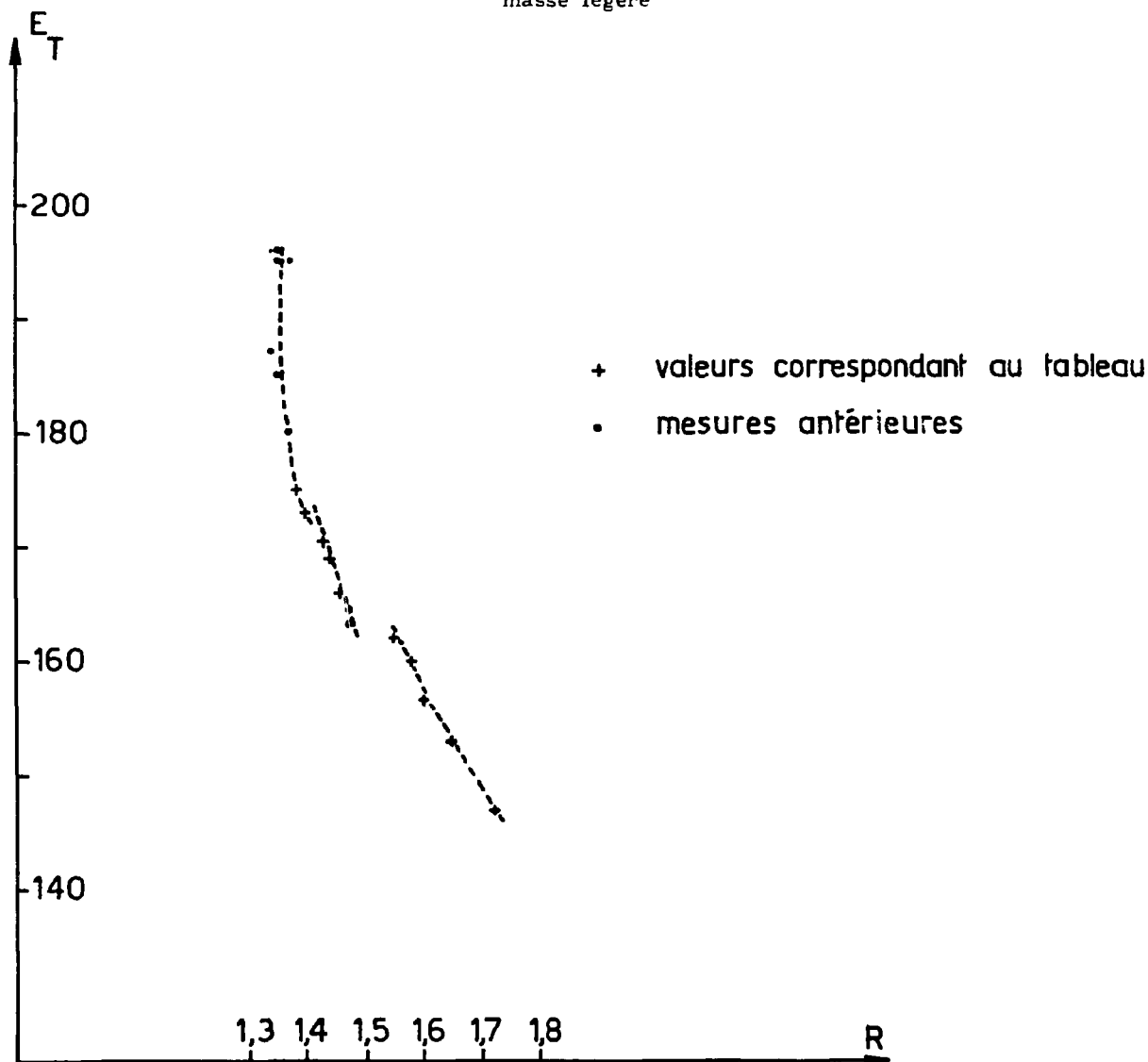


Figure III-8

Nous avons vu que les résultats obtenus dans ce domaine à partir des mesures d'énergie des fragments apportaient une foule d'informations complémentaires.

Sur beaucoup de points toutefois les découvertes de la radiochimie ont été le point de départ d'études sur la fission, poursuivies par d'autres méthodes : tel est le cas pour le phénomène de structure fine de la distribution des rendements des masses.

Nous avons déjà signalé que, dès 1950, la radiochimie avait prouvé l'existence d'une telle structure [21] ; ces premières études établissaient que les abondances de deux isotopes du Xénon, correspondant aux chaînes radioactives 133 et 134, étaient, respectivement de 20 % et 30 %, plus élevées qu'il n'apparaissait en lissant la courbe de rendement. Une quantité considérable de travaux expérimentaux, de plus en plus précis au fur et à mesure que se développaient les techniques expérimentales, a suivi cette première découverte. Nous pensons qu'il serait hors du sujet traité ici de les énumérer tous et nous nous contenterons de rappeler l'essentiel des résultats obtenus après que les rendements expérimentaux aient été corrigés pour tenir compte de l'émission des neutrons retardés [30] : cette émission constitue clairement un effet "parasite" vis à vis du processus primaire de fission qui nous importe ici. Ces résultats mettent en évidence les faits suivants :

1) En ce qui concerne les fragments lourds, trois "pics" apparaissent sur la distribution pour les valeurs suivantes des masses :

- $A = 134$: pic aigü et étroit ne s'étendant pas sur un domaine de plus de deux unités de masse.
- $A = 138$: pic large et peu prononcé intéressant environ quatre unités de masse.
- $A = 142$: pic se résumant à un épaulement sur la courbe de rendement, allant de 141 à 144.

2) En ce qui concerne les fragments légers, il y a aussi trois "pics" apparents pour les valeurs suivantes des masses :

- $A = 100$: pic aigü concernant seulement les masses 100 et 101.
- $A = 94 - 95$: pic large couvrant le domaine allant de $A = 92$ à $A = 98$.
- $A = 91$: pic se réduisant à un épaulement intéressant les masses 90, 91 et 92.

3) Si l'apparence des pics est réelle, il n'y a par contre aucune indication de chaînes radioactives spécialement défavorisées au voisinage des pics, qu'ils soient légers ou lourds.

L'explication de ces faits expérimentaux s'est développée, parallèlement à leur accumulation pendant la période débutant vers 1950. L'attention a été immédiatement attirée sur la liaison pouvant exister entre cette structure fine et la structure en couches des noyaux formés lors de la fission : le premier cas de rendement "anormal" (Xe-134) correspondait précisément en effet à la couche fermée à 50 neutrons. En bref, les discussions, relatives à la structure fine se sont cristallisées autour de deux explications possibles :

a) Les fragments de fission sont formés avec des rendements variant continûment, donc sans structure et c'est lors de l'émission neutronique par les fragments en vol que la structure apparaît. La structure serait alors le fait des fragments, qui présentent un excédent de un ou de quelques neutrons vis à vis des couches complètes et qui éjecteraient ces neutrons en surnombre pour revenir à la configuration magique voisine, très stable [31].

b) Les fragments de fission correspondant à des couches fermées de neutrons ou de protons sont formés de façon privilégiée au moment même de la fission [32].

Le choix entre l'une ou l'autre de ces deux explications de la structure fine n'apparaît pas clairement, en effet :

- si la structure tient à une "évaporation" de neutrons particulièrement intense pour les fragments quasi magiques, alors les chaînes radioactives correspondant à ces fragments devraient présenter des taux anormalement bas, ce qui n'est pas le cas.

- si la structure apparaît dès la fission, les pics légers et lourds devraient se correspondre. Il en est bien approximativement ainsi pour U-235 où, en particulier, le pic léger le plus apparent, à $A = 100$, trouve son homologue en le pic lourd à $A = 134$, très marqué lui aussi. Malheureusement, cette situation satisfaisante ne se retrouve ni pour la fission de U-233 [33] ni pour la fission de Pu-239 [34] : dans ces deux cas, se retrouve l'existence d'un pic à $A = 134$ pour les fragments lourds sans homologue léger ; par contre le pic léger à $A = 100$ subsiste.

II - LIMITATION DES METHODES RADIOCHIMIQUES

En dépit du haut degré de précision qu'elles ont atteint les méthodes radiochimiques ne paraissent pas constituer le meilleur moyen d'étude de la structure fine des rendements des masses lors de la fission.

Nous avons déjà signalé la nécessaire correction pour tenir compte de l'émission des neutrons retardés. Or, il se trouve que nos connaissances sur la filiation de ces neutrons sont loin d'être complètes ; les taux de production, voire l'identification même, des précurseurs restent douteux, sauf en ce qui concerne les périodes les plus longues correspondant à Br-87 et I-137. Les corrections à apporter aux rendements radiochimiques restent donc incertaines.

La limitation profonde des méthodes radiochimique n'est toutefois pas là, mais dans le fait déjà signalé qu'elles ne permettent pas d'accéder aux valeurs des masses au moment de la fission mais seulement après que les fragments aient évaporé leur excès de neutrons. Dans ces conditions, il

est évidemment impossible de décider si la structure est antérieure ou postérieure à l'émission neutronique.

Nous avons vu que l'étude des rendements par le biais des mesures d'énergie ne souffrait pas de cette limitation c'est pourquoi nous avons essayé d'appliquer cette méthode au problème discuté ici.

III - ETUDE DE LA STRUCTURE FINE DE RENDEMENT DES MASSES PAR L'INTERMEDIAIRE DES MESURES D'ENERGIE.

1/ Mesures effectuées

Ces expériences utilisent très exactement le même principe et le même dispositif que les mesures précédemment discutées ; elles permettront donc l'étude, non seulement de la structure fine de la distribution globale des masses, mais encore l'étude d'une telle structure pour différentes valeurs de l'énergie cinétique totale.

La seule différence avec les mesures précédentes consiste en une amélioration notable de la résolution : il est clair en effet que la résolution utilisée jusqu'ici (de l'ordre de 3,5 unités de masse) était insuffisante pour mettre en évidence une structure qui, dans le meilleur des cas, ne couvre pas un domaine de masses supérieur à 4 unités de masse. C'est en raison des très faibles taux de comptage, caractéristiques de ce type de mesures, que la résolution avait été limitée à cette valeur.

Pour les présentes mesures, utilisant toujours une bande d'énergie de $\pm 1,5$ MeV sur le spectre somme nous avons poussé la résolution d'analyse jusqu'à obtenir une valeur de ± 1 unité de masse.

Les spectres de la distribution des masses ont été relevés pour les valeurs suivantes de l'énergie cinétique totale : 157 MeV (fig. III-9), 169 MeV (fig. III-10), 195 MeV (fig. III-11), c'est-à-dire pour une valeur voisine du pic du spectre somme et pour deux valeurs de l'énergie cinétique totale encadrant ce pic.

$$E = 157 \text{ Mev}$$

$$\Delta E = \pm 1,5 \text{ Mev}$$

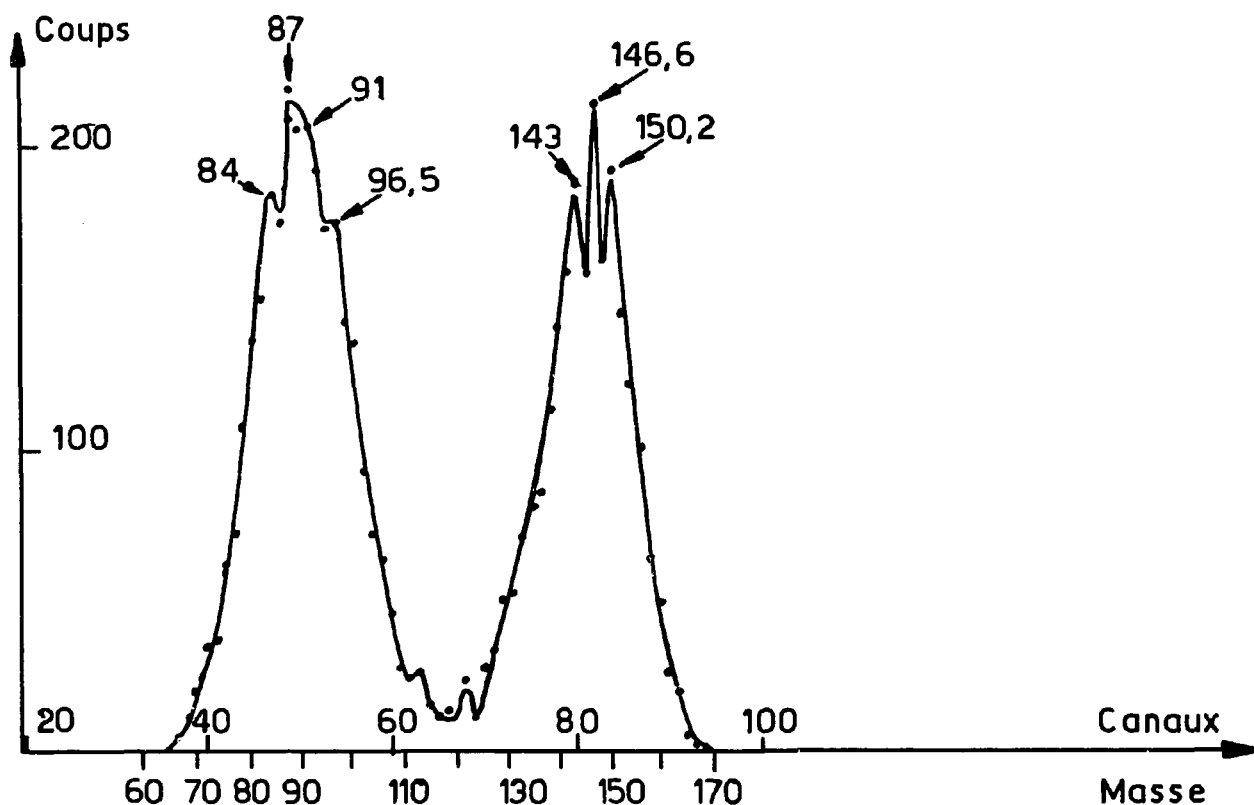


Figure III-9

Coups

$E = 169 \text{ Mev.}$

$\Delta E = \pm 1,5 \text{ Mev.}$

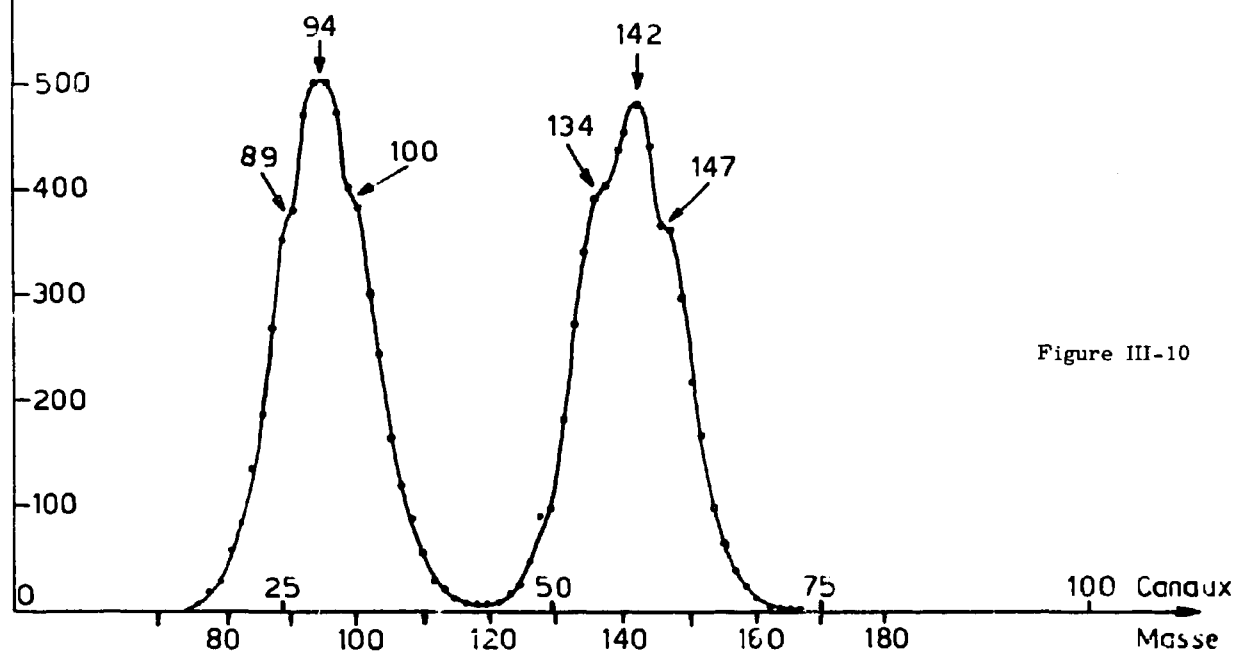


Figure III-10

N Coups

$E = 195 \text{ Mev}$

$\Delta E = \pm 1,35 \text{ Mev}$

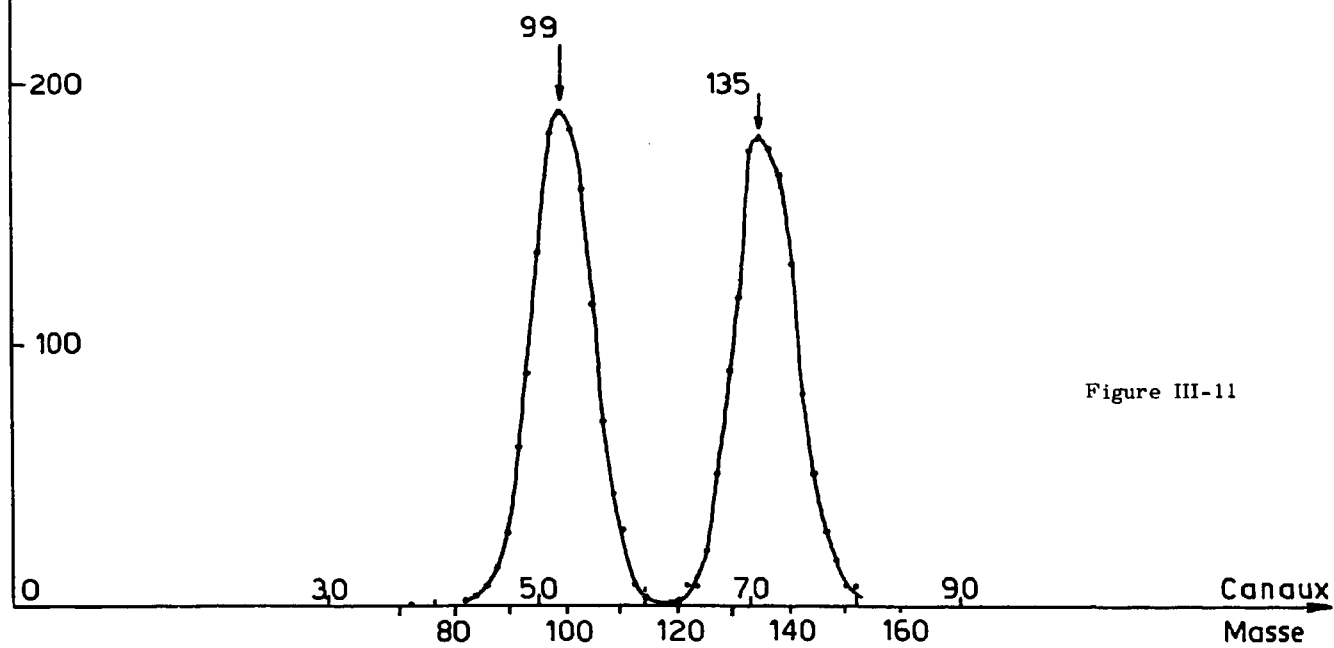


Figure III-11

2/ Résultats expérimentaux

Ces mesures font immédiatement ressortir l'apparence d'une structure, plus marquée à 157 MeV qu'à 169 MeV ; au contraire, à 195 MeV aucune structure n'est détectée. Sur chacune des figures on a porté les valeurs des masses correspondant aux différents pics ou épaulements ; ces valeurs ne tiennent pas compte des corrections dont il a été question plus haut et se trouvent de ce fait, entachées d'erreurs de l'ordre d'un pour cent, c'est-à-dire de l'ordre de la précision même sur la mesure des masses.

3/ Discussion des résultats

a) L'existence même de la structure, dans une expérience qui détermine les masses des fragments au moment de la fission, est évidemment en faveur de la deuxième hypothèse envisagée plus haut comme explication de la structure ; l'origine de celle-ci se trouverait ainsi liée à la formation, de façon privilégiée, de certains fragments au moment même de la fission. Pour confirmer complètement cette conclusion il faudrait évidemment que les différents pics légers ou lourds apparaissent comme complémentaires. Le tableau suivant indique les valeurs des masses des différents pics ainsi que les sommes des masses pour les pics qui peuvent être considérés comme homologues

TABLEAU

Energie cinétique	Masse des "pics" légers	Masse des "pics" lourds	Somme des masses homologuées
157 MeV	84	150,5	234,2
	89	146,6	235,6
	96,5	143	239,5
169 MeV	89	147	236
	94	142	236
	100	134	234

On voit que, à $E_f = 169$ MeV, la variation de la somme des masses des pics "homologues" n'est pas significative vis à vis de la précision des mesures (± 1 unité de masse par canal), $\Delta E_f = 157$ MeV, les variations sont plus importantes et la correspondance par paires des pics paraît douteuse. A notre connaissance, les seuls auteurs ayant traité explicitement le problème de la structure des courbes de rendement des masses pour différentes valeurs de l'énergie cinétique totale [35] ont conclu à des résultats différents des nôtres bien qu'ils aient utilisé une technique expérimentale très semblable : si leurs expériences ont bien mis en évidence une structure sur la distribution globale, intégrée sur tous les événements de fission, elles n'ont pas révélé de structure apparente sur les distributions différentielles.

b) Pour vérifier l'absence de structure de la distribution à cette énergie, nous avons répété la mesure à 195 MeV avec une résolution meilleure sur le spectre analysé soit $\pm 0,5$ unité de masse par canal. La bande d'énergie ΔE_f sur le spectre somme avait par ailleurs été diminuée jusqu'à 1,35 MeV. Le rôle de la résolution, pour la mise en évidence d'une structure semble en effet plus critique à énergie cinétique totale élevée où les largeurs des courbes de distribution des masses des fragments sont plus faibles. Pour de telles largeurs, avec la résolution utilisée précédemment, les sommets des courbes de distribution n'intéressent que 2 ou 3 canaux et la structure, si elle existe, peut se trouver dans les flancs des courbes et être de ce fait plus difficile à détecter.

Avec ces meilleures conditions expérimentales (fig. III-12), nous avons pu mettre en évidence un épaulement sur le pic léger ; par contre, avec la précision statistique de la mesure, il n'est pas possible d'affirmer l'existence d'une structure du pic lourd.

En conclusion, bien que l'existence d'une structure des courbes différentielles de rendement apparaisse comme un phénomène général, cette structure est nettement moins marquée pour les valeurs élevées de l'énergie cinétique totale.

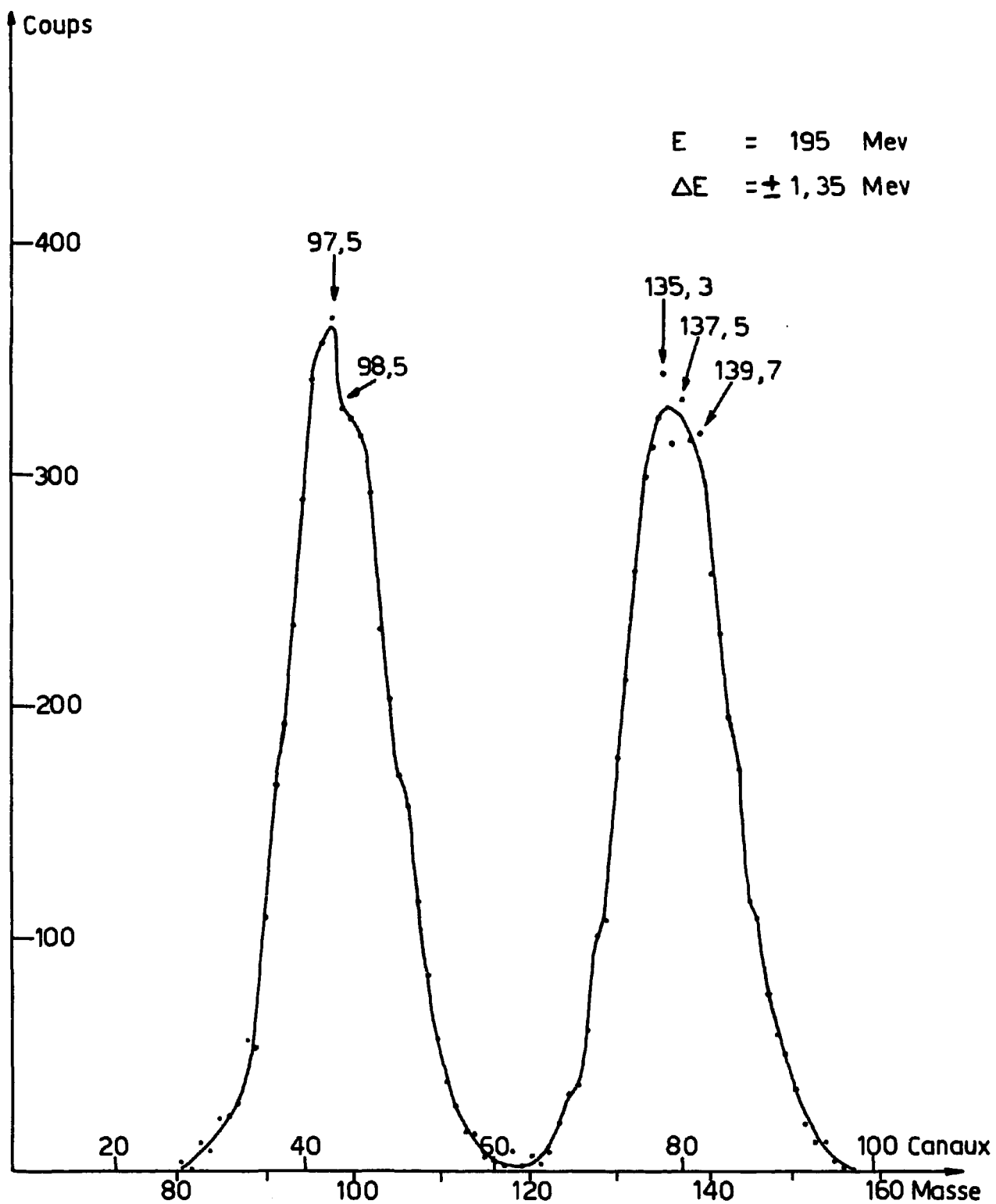


Figure III-12

c) Il serait évidemment d'un très grand intérêt de comparer la structure observée avec celle que révèlent les mesures de rendements radiochimiques. Il faudrait pour cela faire la somme pondérée des courbes de rendement identiques à celles des (fig.III-9, III-10, III-11) (ou mieux de la fig.III-12) pour tous les valeurs de l'énergie cinétique totale ; un monitotage rigoureux des taux de fission serait donc nécessaire. Mais la vraie difficulté tient à la durée considérable de ces mesures à bas taux de comptage: pour obtenir des résultats valables sur une structure intéressant une ou deux unités de masse, il faut, pendant toute la durée de l'expérience, obtenir une stabilité de l'ensemble de l'appareillage meilleure que 1 ou 2 %. Or, à titre d'exemple, pour obtenir des précisions statistiques relativement modestes, il a fallu :

- pour la mesure à 169 MeV (fig.III-10) compter 10 600 fissions en coïncidences (5.10 fissions au total) pendant 24 heures environ.
- pour la mesure à 157 MeV (fig.III-9), compter 5 160 fissions en coïncidences.
- pour la mesure à haute résolution effectuée à 195 MeV (fig.III-12), compter 2 650 coïncidences (8.10⁶ fissions au total) pendant 38 heures.

Dans ces conditions, la comparaison avec les résultats de la radiochimie apparaissait exclue : nous verrons plus loin que, avec un appareillage plus élaboré, des résultats sur les rendements intégrés ont pu être obtenus.

C - ETUDE DE LA STRUCTURE DE LA DISTRIBUTION DES ENERGIES DES FRAGMENTS DE FISSION

I - INTRODUCTION

Nous avons déjà signalé, comme une possibilité d'étude des distributions des masses, les mesures simultanées des énergies des paires de fragments émis lors de chaque événement de fission; nous avons également indiqué que cette méthode pouvait être mise en oeuvre en analysant, à l'aide d'un sélecteur d'amplitude multi-canaux, les impulsions W_2 provenant de l'une des voies et qui sont en coïncidence avec les impulsions W_1 ayant une taille déterminée. Lorsque l'objectif est l'étude des distributions des masses nous avons vu que cette technique offrait le même inconvénient (perte d'informations) que celle utilisée jusqu'ici et que, en outre, elle nécessitait un monitoring rigoureux des taux de fission. C'est ce dernier inconvénient qui nous avait conduit à rejeter cette technique.

Par contre, si le phénomène à étudier est, non pas la distribution des masses en elle-même mais l'éventualité d'une structure dans cette distribution, la méthode évoquée ci-dessus paraît intéressante à explorer : il se pourrait en effet que la distribution des énergies se révèle particulièrement sensible à l'existence d'une structure lors de la fission. Les mesures en coïncidence, soit des énergie [13], soit des vitesses [22], effectuées antérieurement à nos mesures ne révélaient, il est vrai, aucune structure dans les distributions de ces deux grandeurs.

Toutefois, en faveur de l'éventualité d'une structure, militaient les faits suivants :

a) des mesures de la distribution des vitesses des fragments ralentis par interposition d'écrans entre la source et le détecteur [36] faisaient apparaître une structure du pic lourd, qui, par contre, ne se manifestait pas en l'absence d'écran absorbant [37]. L'explication proposée repose sur la formule empirique, valable dans le cas d'écrans minces, représentant la perte de vitesse dV d'un fragment lors de la traversée d'un écran d'épaisseur dx :

$$\frac{dv}{dx} = - \lambda v^n$$

où λ et n , caractéristiques d'un absorbant donné, sont fonction seulement de la masse du fragment de fission.

De cette formule, il ressort que, si n est positif pour l'élément constituant l'écran, la dispersion des énergies des fragments de masse donnée sera diminuée par traversée de l'écran : une structure dans la distribution des masses, masquée par les effets de dispersion des énergies pour chaque valeur de la masse, pourra alors se révéler.

b) nos mesures, sans coïncidence, des spectres des fragments de fission, effectuées avec des jonctions de petites dimensions donc ayant une bonne résolution, présentent systématiquement une certaine structure sur le pic lourd. A titre d'exemple, les (fig.III-13 et III-4) représentent les distributions des énergies des fragments de fission, mesurées respectivement du côté support à l'aide de la jonction Hughes de 4 mm² de surface. Sur ces deux figures, les courbes en trait continu, tra-

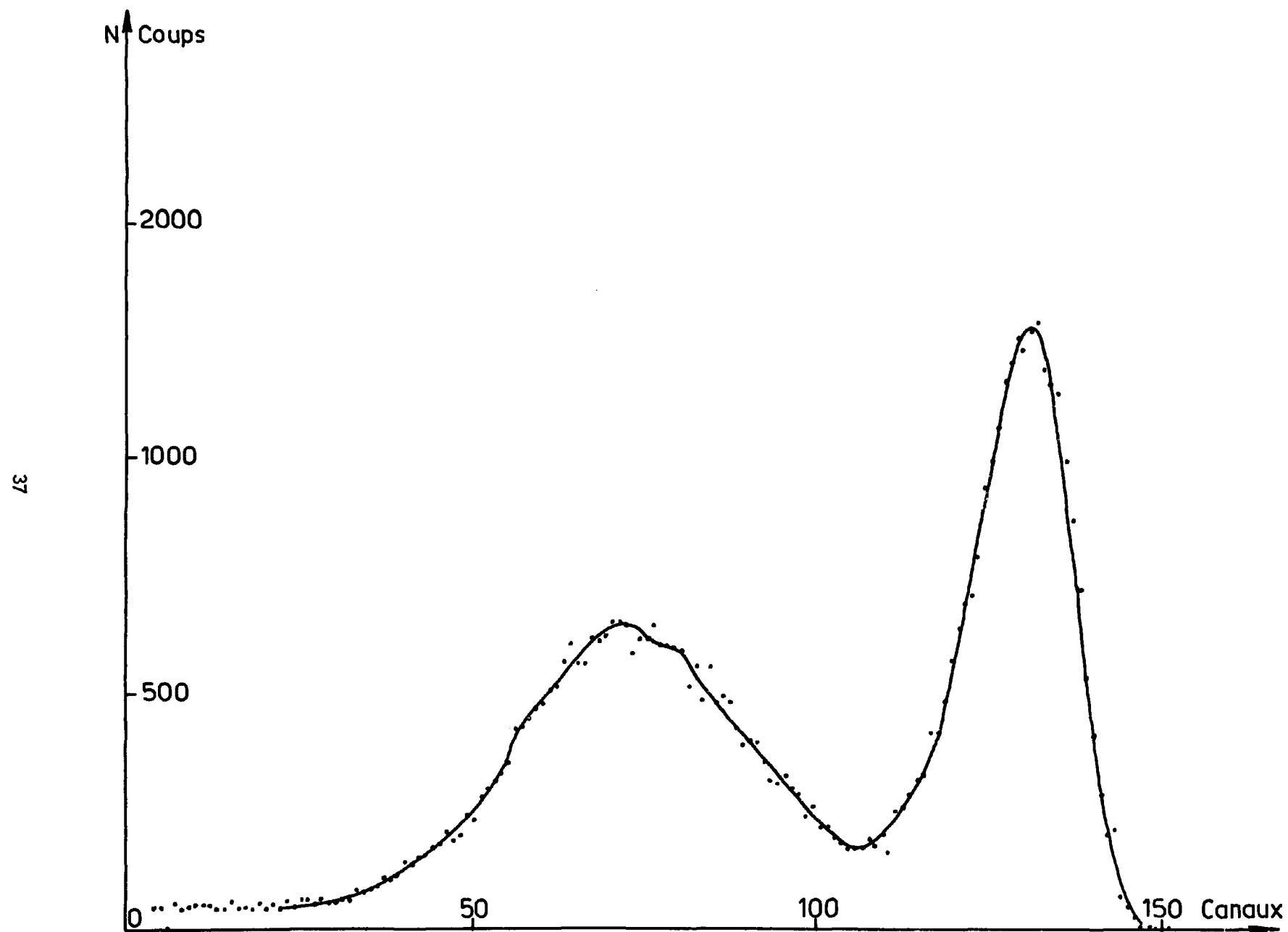


Figure III-13 Spectre en énergie des fragments de fission de l'uranium 235 coté du dépôt J-(2)

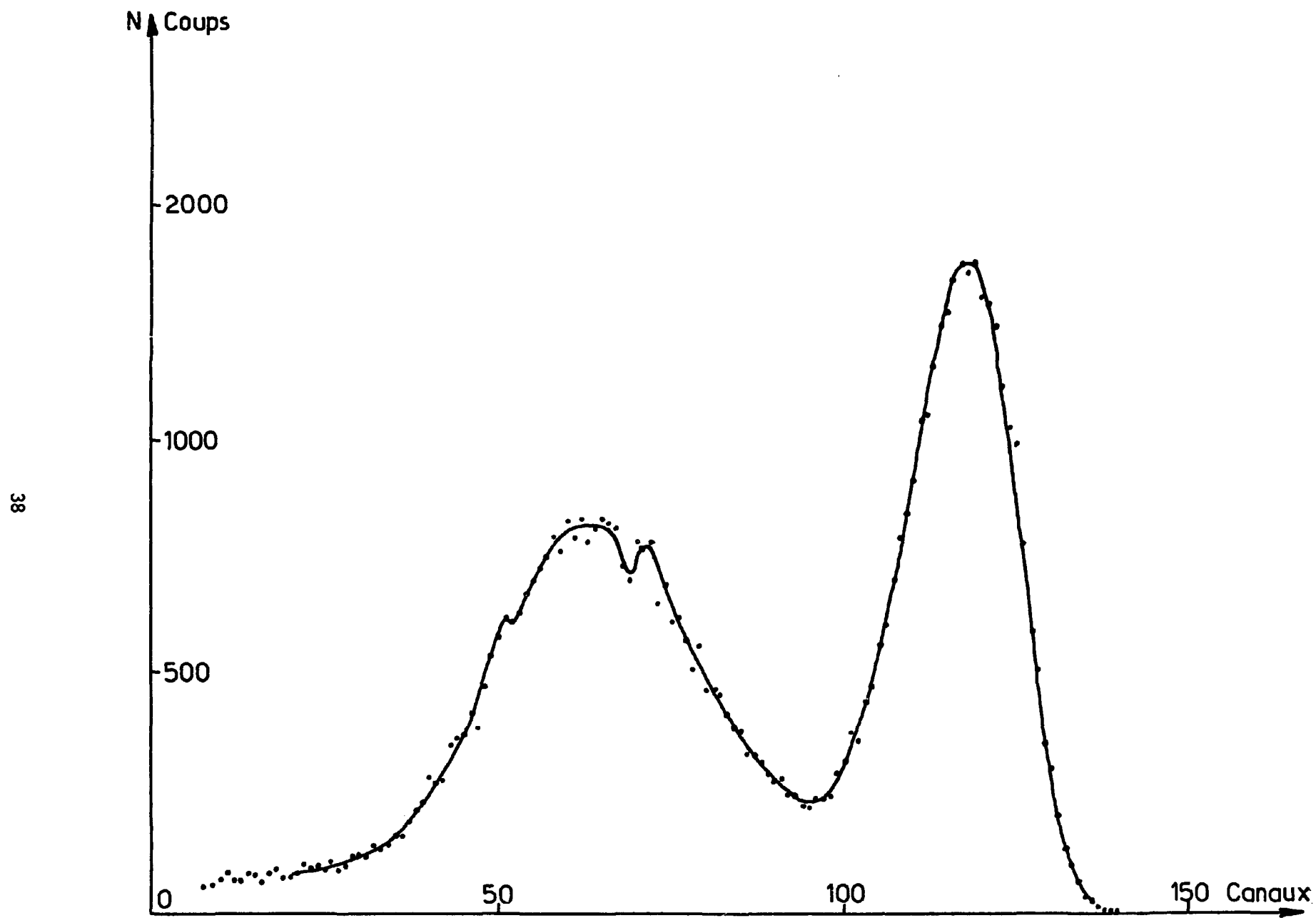


Figure III-14 Spectre en énergie des fragments de fission de l'uranium 235 coté du support par J-(1)

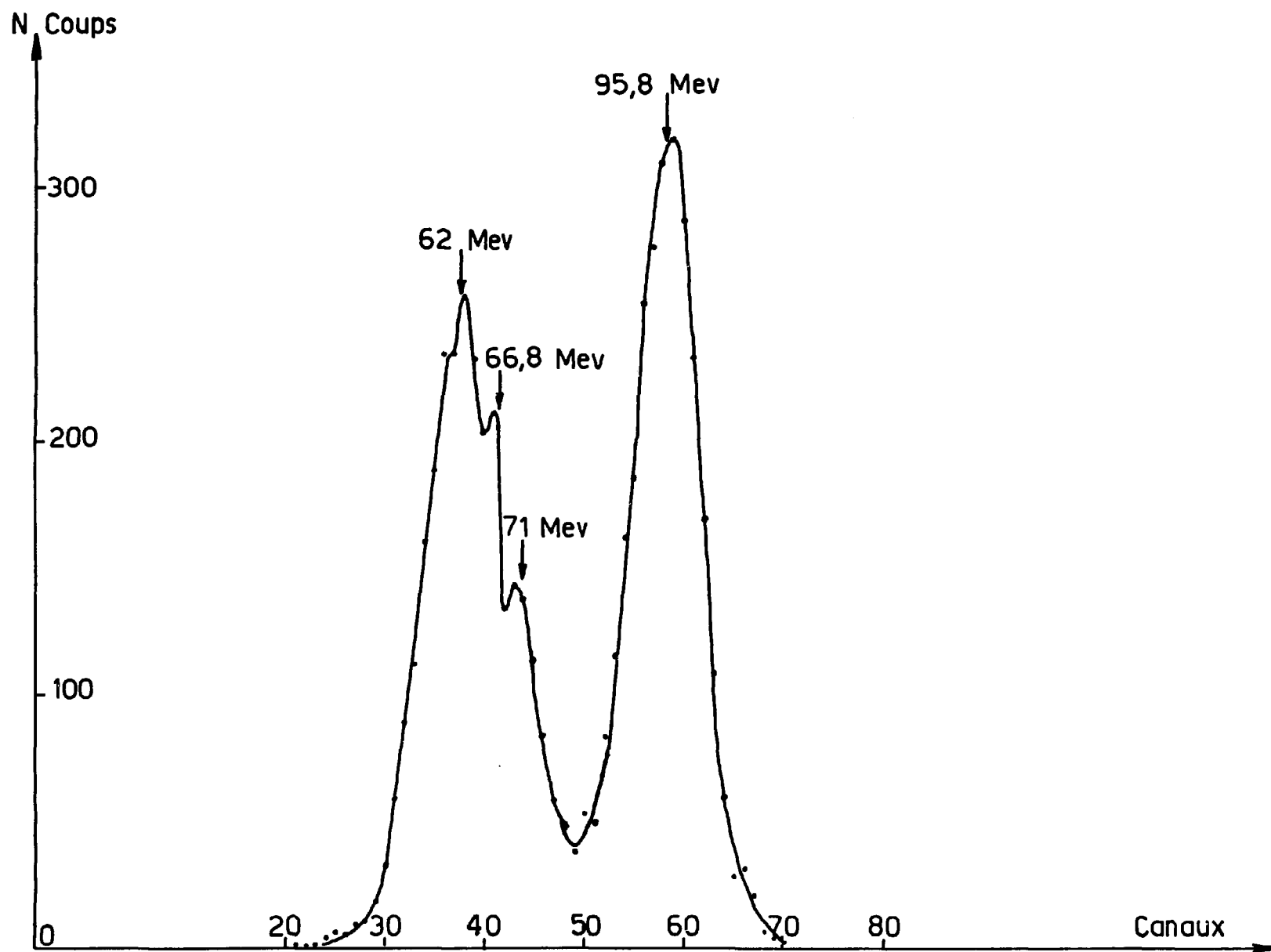


Figure III-15

cées au travers des points expérimentaux, ne montrent que les "accidents" dont la reproductibilité d'une mesure à une autre a été établie : même du côté dépôt, deux épaulements encadrant le sommet du pic lourd sont apparents ; du côté support où l'absorption n'est pas négligeable (épaisseur du support d'or $180 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), ces épaulements apparaissent encore plus marqués du fait de l'effet de concentration des énergies signalées précédemment.

c) dans les expériences ci-dessus on peut penser que l'effet de structure reste partiellement masqué par le défaut de collimation des fragments dont l'une des conséquences est l'introduction d'un effet de bord des jonctions. Le montage en coïncidence, précédemment utilisé pour étudier les distributions des masses à énergie cinétique totale donnée, (fig.III-1) réalise en fait une collimation en direction des fragments et atténue ces effets parasites. Nous l'avons donc utilisé mais en admettant, cette fois la coïncidence pour toutes les valeurs de l'énergie somme et non plus pour une valeur bien déterminée de celle-ci. Le spectre en coïncidence (fig.III-15) reproduit en les accentuant les deux épaulements sur le pic lourd alors qu'une troisième discontinuité apparaît à énergie plus élevée. Les énergies non corrigées des pics successifs se situent à : 57 MeV ; 61,5 MeV ; 67 MeV et 72 MeV soit, après correction pour tenir compte du défaut de réponse de la jonction, supposé constant et égal à 5 MeV sur toute l'étendue du pic lourd, 62 MeV ; 66,5 MeV ; 72 MeV et 77 MeV.

Bien que le nombre des canaux intéressés par chacun des "pics" de la structure soit faible, la structure observée paraît bien réelle car elle a été reproduite sur un grand nombre de tels spectres.

d) bien que le problème de la structure des distributions des énergies n'y soit pas traité de façon explicite, des résultats obtenus à CHALK RIVER par la technique du temps de vol [38] laissent à penser que l'observation de l'énergie E_h des fragments lourds, à énergie E_l constante des fragments légers, devrait constituer la meilleure méthode de mise en évidence de la structure.

Les résultats en question sont en effet donnés dans une représentation bi-dimensionnelle sous la forme de courbes d'équi-probabilité $p(A_h, A_l, E_T)$ des événements conduisant aux masses A_h et A_l des fragments émis à l'énergie cinétique totale E_T . Or, sur ces courbes de niveaux, apparaissent des fluctuations caractérisant l'existence d'une structure et il se trouve que les portions de courbes où les fluctuations sont les plus marquées, sont sensiblement parallèles aux courbes $E_l = \text{constante}$. L'intérêt de travailler à énergie cinétique constante du fragment léger en découle.

II - ETUDES EXPERIMENTALES

1/ Dispositif

Nous avons utilisé le même montage en coïncidence que précédemment, avec les jonctions RCA de 2 cm^2 ; le dépôt de $27 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Uranium à 99,51 % d'U-235) était réalisé sur un support de VYNS de $8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ avec une voile d'Au de $16 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Les deux jonctions étaient placées à 1,5 cm de part et d'autre de ce dépôt. Le taux de comptage en coïncidence sur tout le spectre était de l'ordre de 30 coups/seconde.

2/ Résultats expérimentaux

Les spectres des fragments de fission du côté du dépôt et du côté du support sont représentés sur les (fig.III-16 et III-17). Bien que ces mesures n'aient pas été effectuées avec le même gain, les spectres apparaissent très semblables (même valeur pour le rapport des amplitudes des pics et pour le rapport pic sur creux) : cette identité est la conséquence de l'extrême finesse du dépôt et de son support.

La bande d'énergie, pour le fragment léger, a été prise du côté support et sa largeur a été fixée à 1 MeV.

Les spectres correspondant du fragment lourd ont été mesurés du côté du dépôt avec une résolution de 1,1 MeV par canal.

La calibration en énergie, tant pour la définition de l'énergie E_l du fragment léger, que pour fixer l'échelle du spectre en énergie du fragment lourd a été faite en admettant que sur les deux spectres précédents les énergies des pics légers et lourds étaient respectivement de 98,5 MeV et 67 MeV et, en supposant une loi linéaire dans tout le domaine étudié. Avec cette calibration, les mesures en coïncidence ont été effectuées pour les valeurs 101 MeV, 103 MeV et 105 MeV de l'énergie du fragment léger (fig.III-18). A peine perceptible à 101 MeV, la structure apparaît de plus en plus marquée lorsque l'énergie cinétique du fragment léger en coïncidence croît.

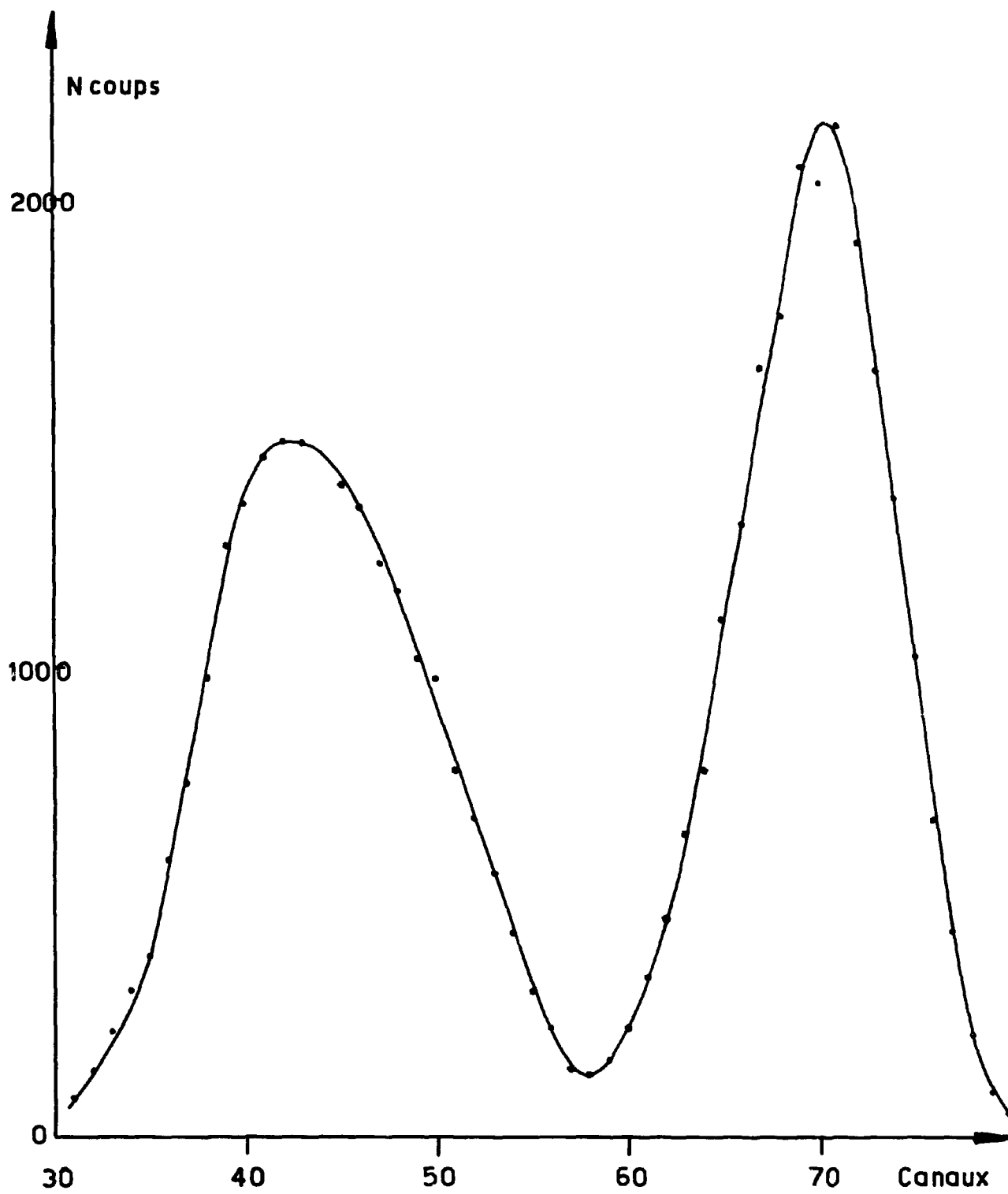


Figure III-16 Spectre en énergie coté dépôt

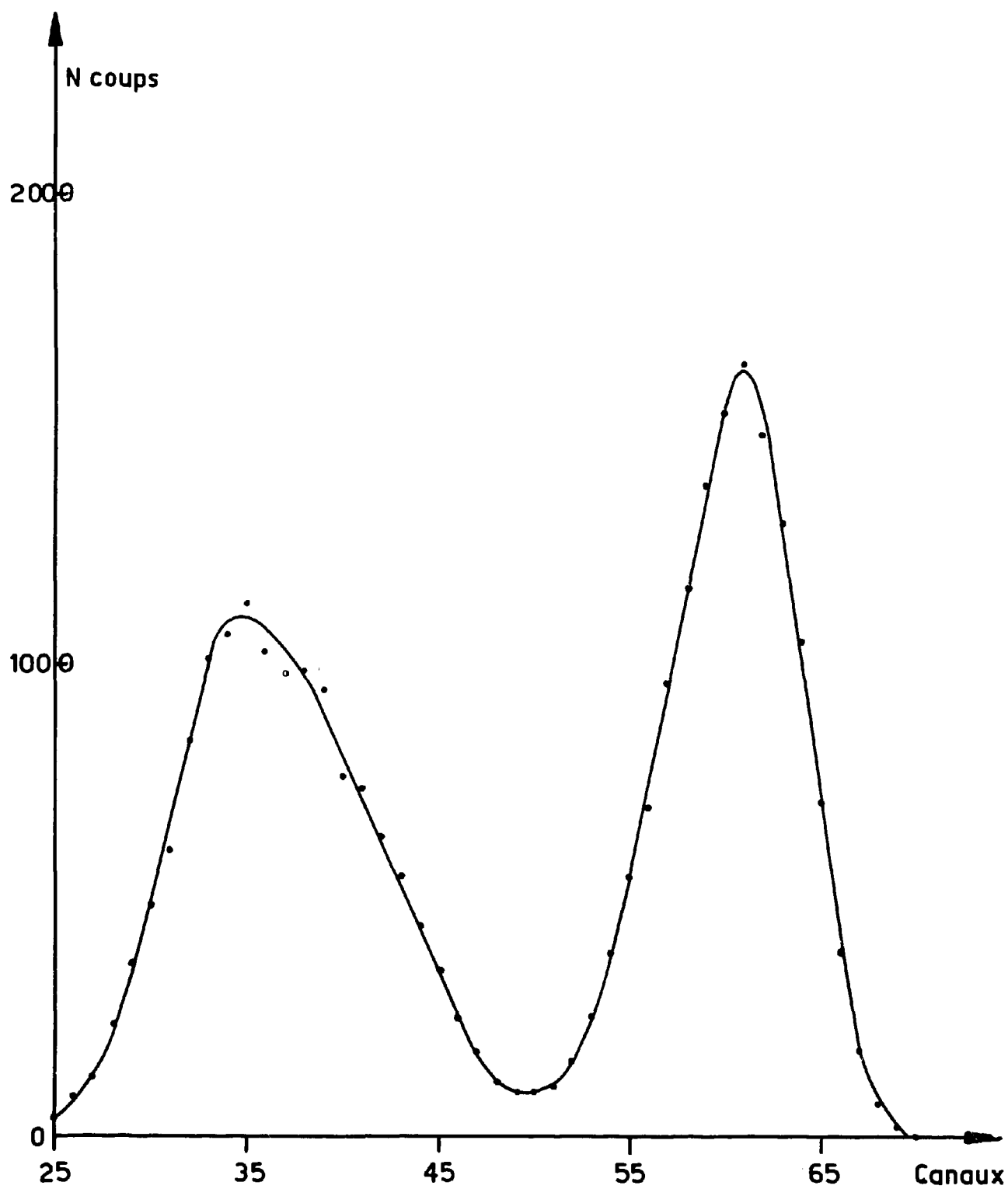
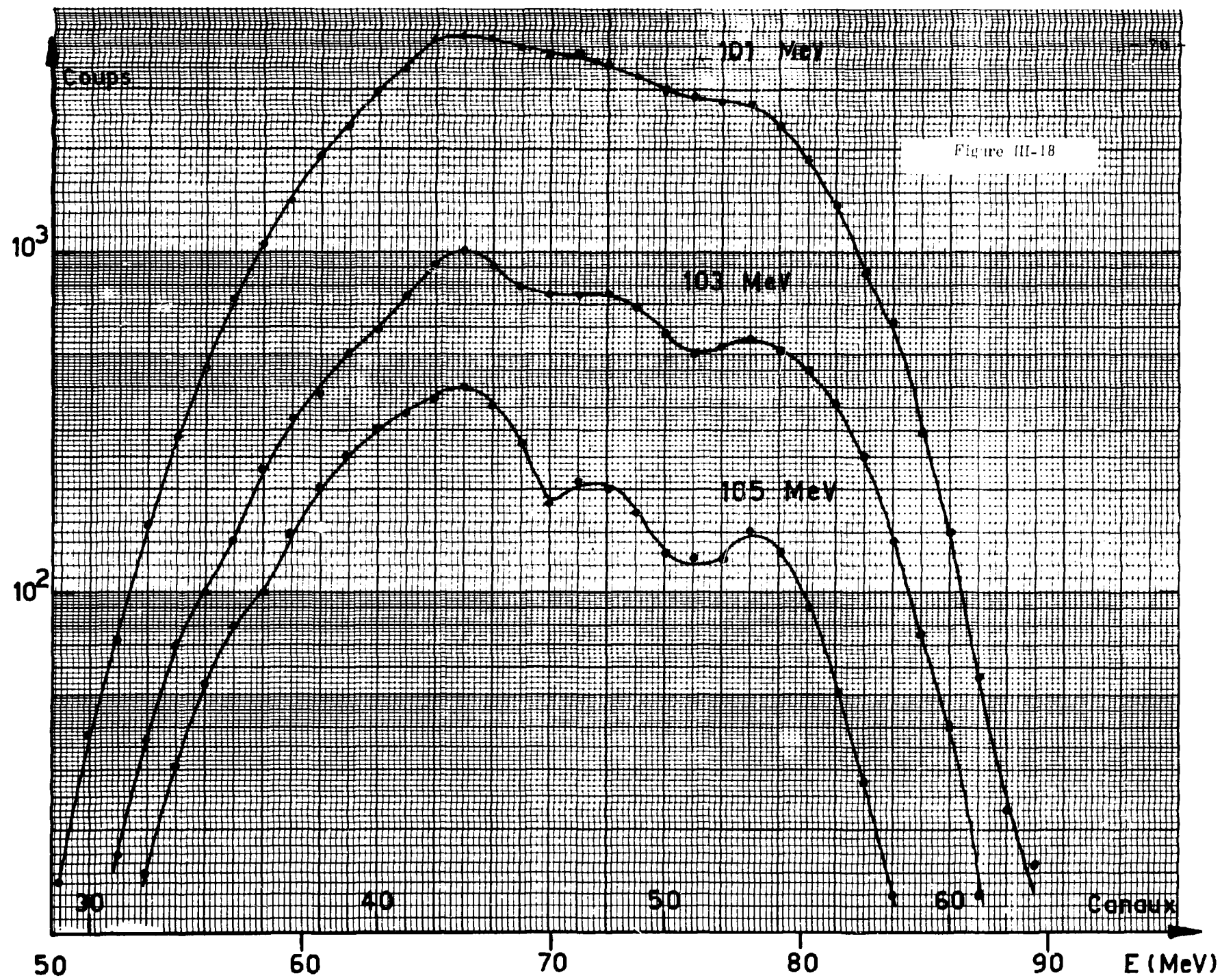


Figure III-17 Spectre en énergie coté dépôt



3/ Discussion des résultats

a) L'existence d'une structure sur la distribution des énergies des fragments lourds, d'autant plus marquée que l'énergie du fragment léger en coïncidence est plus grande, est qualitativement en accord avec les résultats obtenus à CHALK RIVER par MILTON et FRASER par la méthode du temps de vol. Sur la représentation bi-dimensionnelle précédemment évoquée [38], les fluctuations des courbes d'équiprobabilité, trahissant la structure, sont en effet beaucoup plus marquées à énergie cinétique totale élevée [25].

b) Utilisant une technique identique à la nôtre et une résolution expérimentale équivalente (1 MeV sur chacune des voies), GIBSON a également trouvé la structure à 3 pics, s'accroissant lorsque E_L croît. Dans leurs résultats, comme dans les nôtres, la structure apparaît également "stationnaire" entre 103 MeV et 105 MeV, la position des 3 pics restant inchangée pour ces valeurs de l'énergie, dans les limites de la précision sur le pointage des pics.

Les énergies que nous attribuons aux 3 pics sont respectivement, avec la méthode de calibration des énergies précédemment indiquée de 66,3 MeV, 72,3 MeV et 78 MeV. Les valeurs que nous relevons sur les graphiques publiés par GIBSON [35] sont de 65 MeV, 70,5 MeV et 78 MeV. La précision sur le pointage des pics étant de l'ordre de un canal (soit 1 MeV), il ne nous paraît pas y avoir de désaccord significatif entre ces deux expériences.

S'il y a accord sur les points précédents, les résultats diffèrent sur le point suivant. Alors que dans le travail de GIBSON, les rendements correspondant aux sommets des 3 pics sont à peu près égaux pour une valeur donnée de E_L du domaine 103 MeV-105 MeV, nous trouvons systématiquement un rendement plus élevé pour le pic correspondant à l'énergie la plus faible de la distribution des fragments lourds : à $E_L = 105$ MeV, il y a un facteur 3 environ entre les rendements correspondants aux pics extrêmes.

c) Les mesures de GIBSON ont été étendues jusqu'à une énergie de 108 MeV ce qui ne nous a pas été possible dans la série d'expériences décrites ici : la dérive de l'appareillage, quoique faible, n'étant pas compatible avec les taux de comptage extrêmement bas obtenus dans ces conditions. Nous verrons toutefois que l'appareillage plus élaboré réalisé ultérieurement a permis de revenir à ce type d'études. Notons seulement ici que, les expériences de GIBSON révèlent, lorsque E_L croît, un déplacement d'ensemble des 3 pics et une accentuation de la structure.

d) L'existence d'une structure sur la distribution des énergies des fragments lourds amène à se poser la question de la corrélation, voire de l'identité, de ce type de structure avec la structure présentée par la distribution globale des masses, révélée en particulier par la radiochimie et que nous avons eu l'occasion de détailler plus haut. Il est clair que la structure observée entre 101 MeV et 105 MeV ne représente qu'une partie de la structure des distributions des énergies des fragments lourds puisque les expériences de GIBSON révèlent une accentuation de la structure à E_L plus élevée. On peut toutefois remarquer que les événements correspondants à $E_L > 105$ MeV ne représentent qu'une fraction négligeable du nombre total d'événements. Dans ces conditions, la structure observée entre 101 MeV et 105 MeV est bien "représentative" et contribue à la structure globale du pic lourd. On peut considérer comme une confirmation de cette représentativité le fait que les énergies des pics trouvés ici (soit 66,3 MeV, 72,3 MeV, 78 MeV) correspondent assez bien aux pics mis en évidence sur la distribution globale des énergies des fragments lourds représenté sur la (fig. III-15) (soit 62 MeV, 66,5 MeV, 72 MeV, 77 MeV) : seul le pic d'énergie la plus basse (62 MeV), qui est aussi le moins prononcé, n'est pas retrouvé ici. Nous verrons ultérieurement qu'il a été retrouvé dans les distributions d'énergie des fragments lourds en coïncidence avec $E_L = 96$ MeV. Pour comparer cette structure de la distribution des énergies des fragments lourds avec la structure de la distribution globale des masses, nous avons calculé les masses de fragments légers et lourds correspondant aux pics à 66,3 MeV, 72,3 MeV et 78 MeV à l'aide des formules suivantes :

$$\frac{E_H}{E_L} = \frac{M_L}{M_H}$$
$$M_H + M_L = M_T = 236$$

Ces formules sont valables avec les approximations qui ont été précédemment discutées.

Dans ces formules E_H représente l'énergie d'un pic de la distribution des énergies des fragments lourds. La valeur à donner à E_L est quelque peu incertaine entre 101 MeV et 105 MeV ; nous avons, en fait, adopté la valeur $E_L = 103$ MeV considérant que ce choix constitue un compromis raisonnable entre l'importance de la structure et l'abondance des événements.

Les valeurs des couples de masses M_H et M_L obtenus pour chacune des valeurs des énergies sont alors :

$M_H = 143,5$	$M_H = 138,5$	$M_H = 134$
$M_L = 92,5$	$M_L = 97,5$	$M_L = 102$

Ces valeurs sont à comparer aux couples de pics de la distribution globale des masses , soit :

$M_H = 142$	$M_H = 138$	$M_H = 134$
$M_L = 92$	$M_L = 94;95$	$M_L = 101$

On voit que la correspondance est bonne, compte tenu des imprécisions introduites notamment par les approximations faites dans les formules employées et par le choix quelque peu arbitraire de la valeur de E_L : la seule discordance notable apparaît pour le deuxième pic léger que la radiochimie situe à la masse 94 - 95 alors que nous trouvons une valeur de M_L de 97,5 : en fait, on a vu que, sur la distribution globale des masses, ce pic apparaît comme très étalé entre $A = 92$ et $A = 98$ et le désaccord ne peut pas être considéré comme très significatif.

En conclusion, on peut dire que ces expériences montrent une corrélation entre la structure des spectres d'énergie cinétique, mise en évidence par nos mesures et la structure de la distribution globale des masses telle que la révèlent les méthodes radiochimiques.

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE LA DISTRIBUTION DES MASSES PAR L'ANALYSE BI-DIMENSIONNELLE DES ÉNERGIES DE DEUX FRAGMENTS

Comme nous l'avions annoncé précédemment, nous avons été amené à construire un analyseur d'amplitude bi-dimensionnel avec stockage des informations sur bandes perforées. Il est clair en effet que toute expérience se fondant sur la mesure simultanée des amplitudes de deux signaux est grandement facilitée par l'emploi d'un tel appareil. Il permet, du fait de l'utilisation complète de tous les événements détectés, de réduire considérablement le temps effectif de l'expérience, donc de réduire d'autant les effets d'instabilité de l'appareillage dont dépend en grande partie, comme nous l'avons souvent signalé plus haut, la précision de la mesure.

D'autre part comme les informations peuvent être traitées dans un ordinateur IBM, il devient alors extrêmement facile de faire des opérations arithmétiques sur ces informations, donc d'en pousser le dépouillement aussi loin que nécessaire.

A - DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I - SELECTEUR BI-DIMENSIONNEL

1/ Principe

Le problème posé à l'appareillage électronique est d'enregistrer les amplitudes W_1 et W_2 des impulsions correspondant à une même paire de fragments de fission. Le bloc diagramme de l'appareillage est représenté sur la (fig. IV-1) ; il comporte :

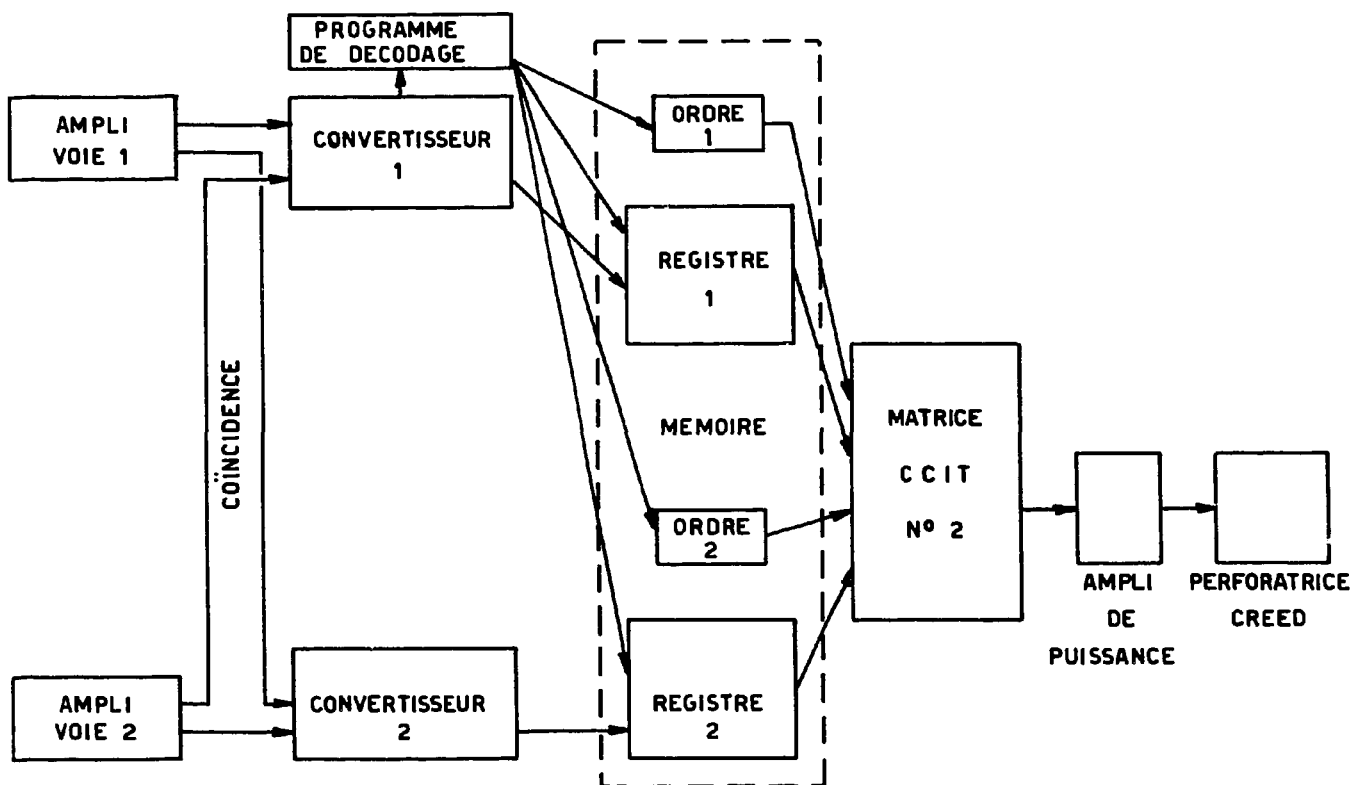


Figure IV-1 Sélecteur "Bi-dimensionnel" Schéma bloc

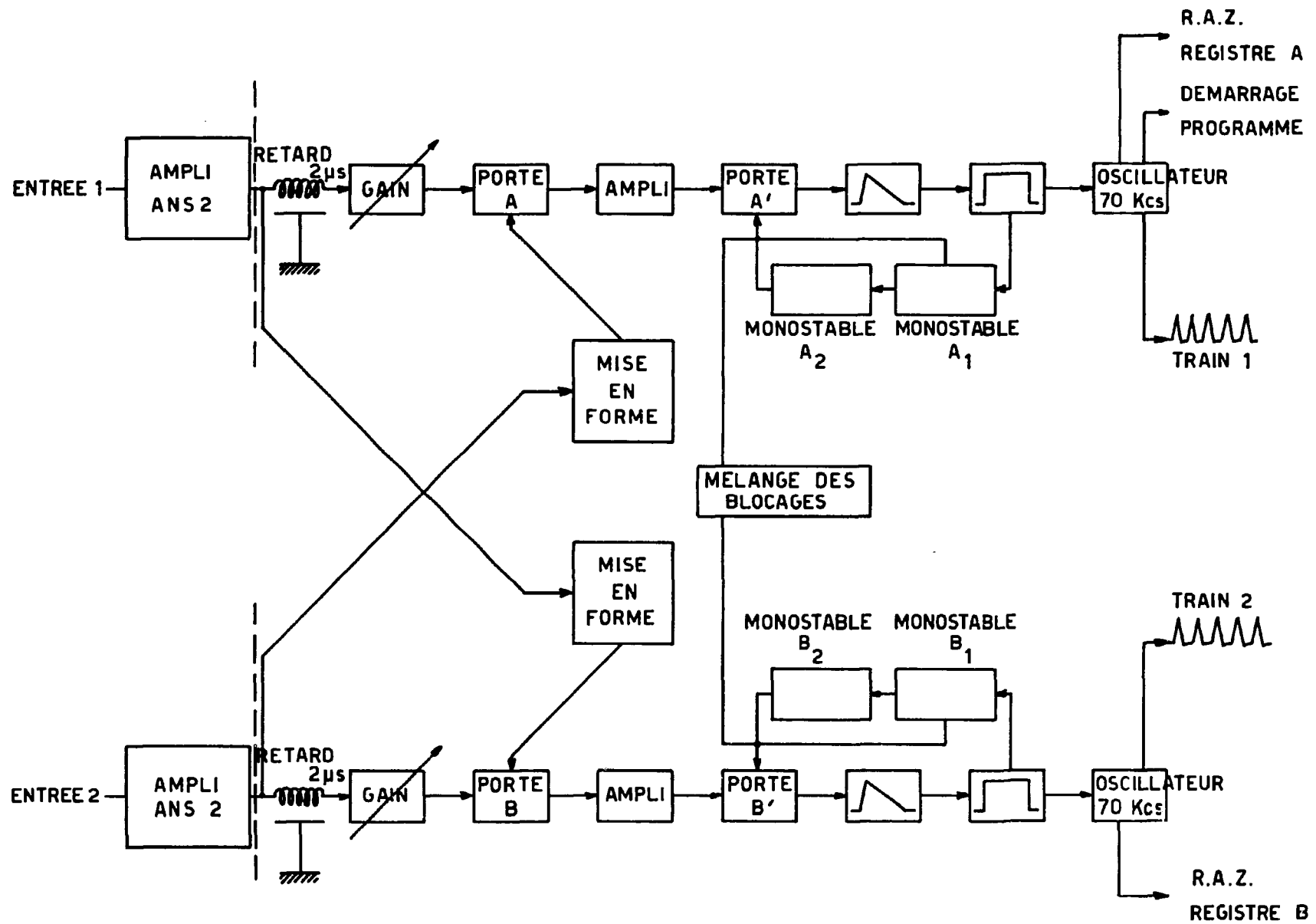


Figure IV-2 Convertisseurs "analogique-digital" Schéma bloc

a) Deux voies d'entrée identiques : chacune d'elle est affectée à l'un des détecteurs à jonction et formée de :

- un amplificateur linéaire SAIP type ANS 2
- un convertisseur analogique - digital à 200 canaux
- b) une mémoire
- c) un dispositif de programmation et de décodage
- d) une perforatrice Creed à 25 caractères par seconde.

Lorsqu'il y a une coïncidence dans les deux voies d'entrée, les impulsions sont, dans chaque voie, analysées par le convertisseur analogique-digital correspondant et les trains d'impulsions, représentant les amplitudes, sont stockés dans le registre décimal.

Ce registre est ensuite lu, toujours dans le même ordre, et les informations, transcrites dans le code CCiT n°2, sont inscrites sur bande perforée par la perforatrice Creed. Les données enregistrées sur la bande sont ensuite traitées dans un calculateur IBM 7090.

2/ Caractéristiques des composantes du sélecteur

a) L'amplificateur ANS 2 est un appareil commercial dont nous rappellerons seulement les caractéristiques principales :

- bande passante jusqu'à 2 Mc/s
- linéarité meilleure que 1 % jusqu'à une tension de sortie de 100 volts.
- gain réglable de 1 à 10 000
- bruit de fond inférieur à 0,5 volt.

b) Les deux convertisseurs "analogue-digital" sont eux aussi de principe classique mais ils sont couplés pour fonctionner en coïncidence, de telle sorte que l'appareil ne soit immobilisé pendant le temps nécessaire à l'analyse, que dans le cas où des impulsions en coïncidence se présentent aux deux voies d'entrée. Le schéma bloc de l'ensemble des deux convertisseurs est représenté sur la (fig.IV-2). On y notera les rôles multiples du créneau, engendré par la rampe linéaire, dont la largeur est proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion d'entrée.

- il définit la durée du train d'impulsions à 70 Kc/s représentant la conversion en digital de l'amplitude du signal analysé.

- le front avant du créneau remet à zéro la mémoire de l'appareil qui conservait jusqu'à l'information précédente ; il permet également le blocage des convertisseurs pendant une durée de 300 millisecondes, supérieure dans tous les cas au temps d'analyse et de décodage.

- le front arrière du créneau de l'une des voies (voie 1 sur le schéma) démarre le programme de décodage.

c) La mémoire de l'appareil est constituée de :

- deux registres fonctionnant en décimal et correspondant chacun à une voie d'entrée. Chaque registre (fig.IV-3) comprend deux dékatrons et une bascule attaqués en série et constitue ainsi une mémoire de capacité égale à 199.

- deux ordres chacun étant représenté par une bascule positionnée manuellement au début de chaque mesure.

Le premier de ces ordres identifie, sur la bande perforée, le début d'une séquence d'information soit, dans le cas de la mesure des énergies de 2 fragments de fission en coïncidence, l'ensemble de l'information représentée par les amplitudes traduites en digital, correspondant aux 2 fragments.

Le deuxième ordre permet de coder une information relative à l'identification du type de l'expérience effectuée.

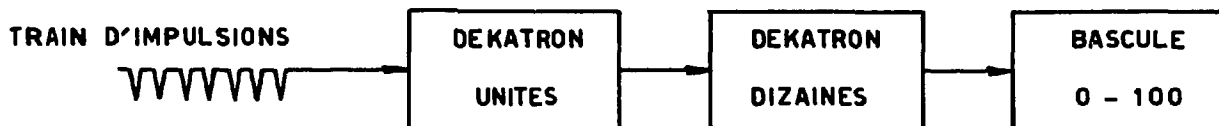


Figure IV-3 Registre décimal

d) Dispositif de programmation et de décodage

Le programme de décodage consiste à interroger les différentes parties de la mémoire dans l'ordre suivant :

- 1 - ordre 1
- 2 - dékatron des unités de la voie 1
- 3 - dékatron des dizaines de la voie 1
- 4 - bascule 0-1 des centaines de la voie 1
- 5 - ordre 2
- 6 - dékatron des unités de la voie 2
- 7 - dékatron des dizaines de la voie 2
- 8 - bascule 0-1 des centaines de la voie 2.

Le programme est déclenché par le front arrière du créneau engendré par la rampe linéaire de la voie 1, ainsi qu'il a été indiqué précédemment.

Il est constitué (fig.IV-4) par huit monostables en série fournissant chacun un "créneau d'interrogation" pour chaque partie de la mémoire.

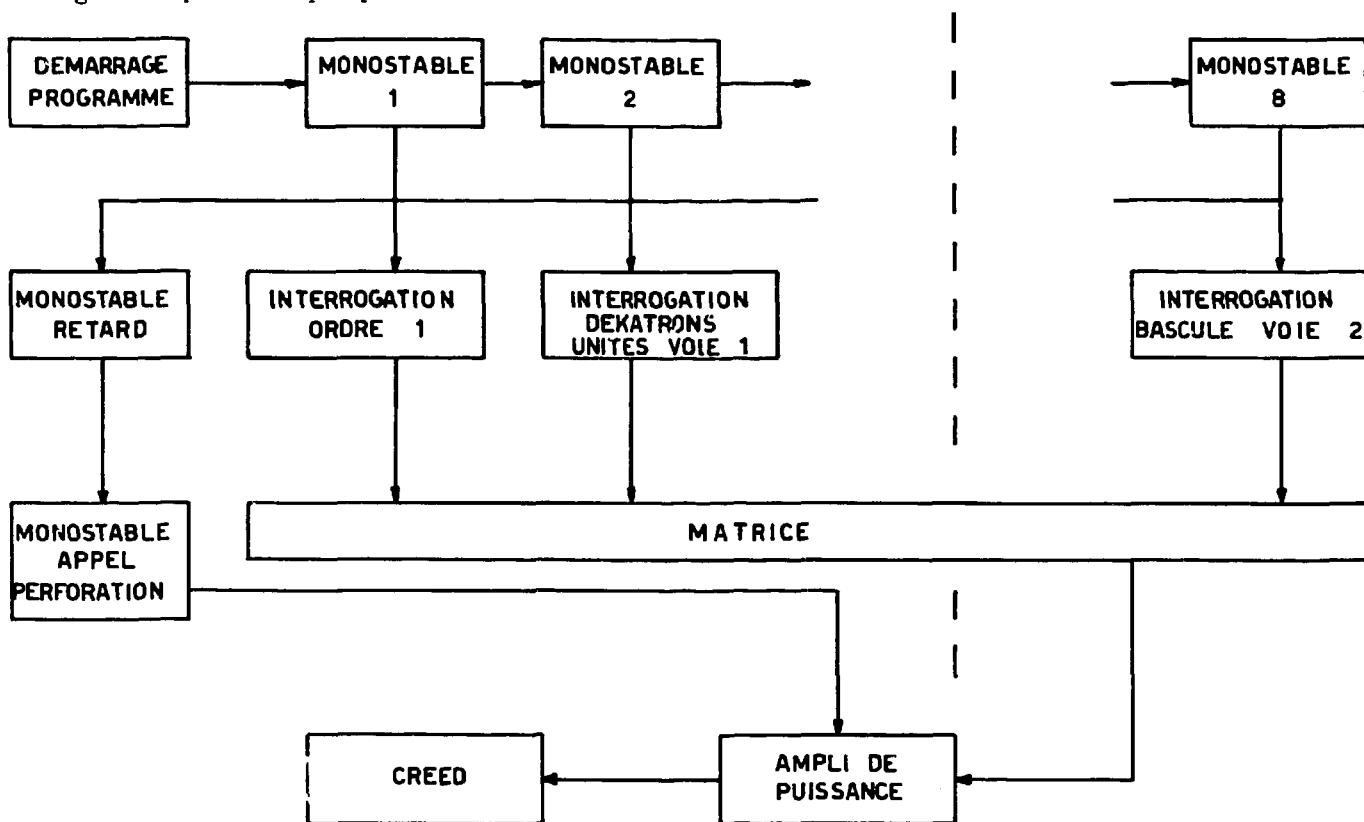


Figure IV-4 Dispositif de programmation et de décodage

Les informations extraites de chaque partie de la mémoire sont envoyées dans une matrice qui les transforme dans le code international à 5 trous (CCIT n°2).

Par l'intermédiaire d'un amplificateur de puissance, on positionne les poinçons d'une machine Creed. Le front avant de chaque créneau d'interrogation déclenche un monostable de retard qui a pour but de laisser au poinçon de la perforatrice le temps de se positionner.

Le front arrière du signal délivré par les monostables de retard déclenche à son tour un monostable dit "d'appel perforation" qui donne l'ordre à la machine de perforer le ruban.

Il est clair que la somme des temps représentés par les deux créneaux de retard et d'appel perforation, doit être inférieure au temps du créneau d'interrogation. La séquence des impulsions constituant le programme est représentée sur la (fig.IV-5).

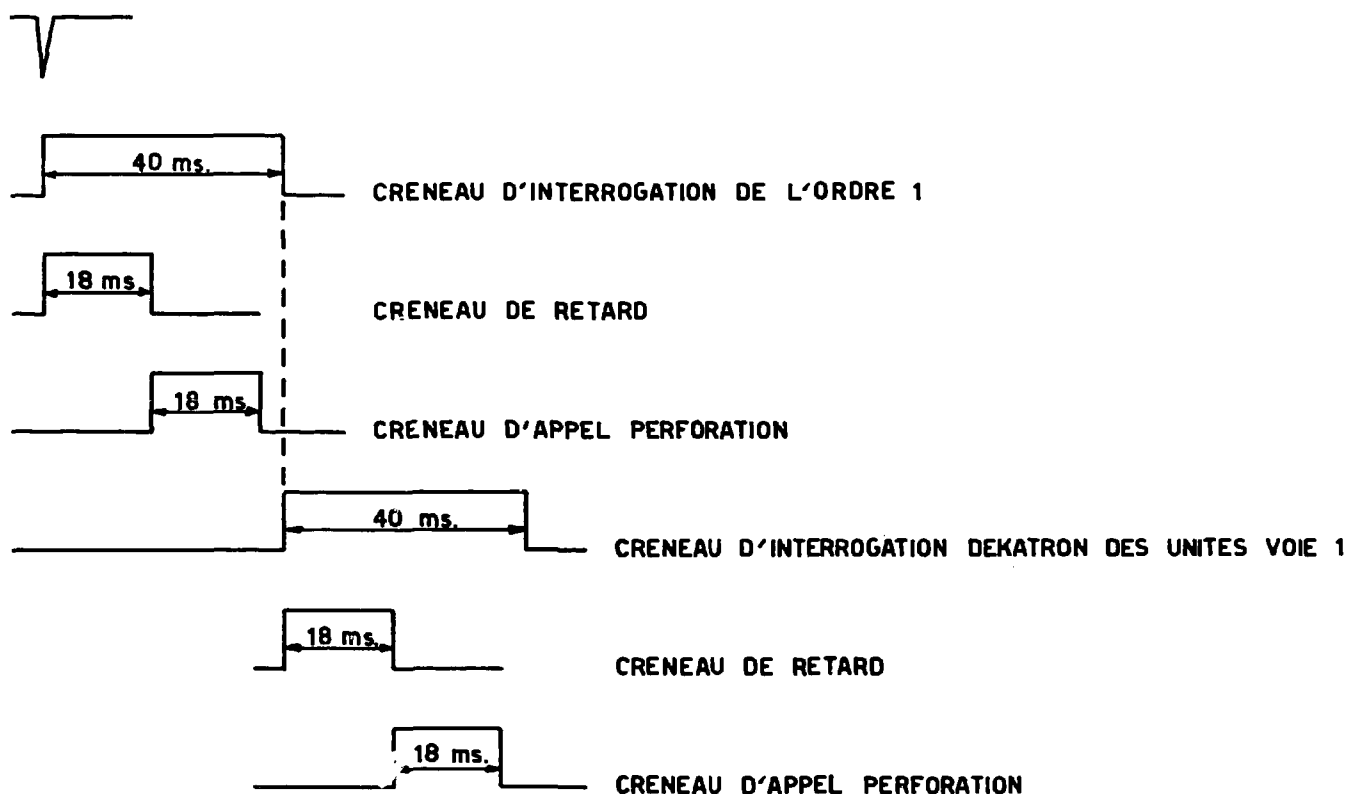


Figure IV-5 Séquence des impulsions du programme

Nous ne rentrerons pas dans le détail du fonctionnement des circuits de décodage des dékatrons et des bascules constituant la mémoire. Ce décodage se traduit sur la bande, délivrée par la perforatrice, par un mot de huit lignes, chaque ligne étant représentative de l'information provenant de chacune des huit parties de la mémoire (soit 2 dékatrons et 1 bascule par voie et 2 bascules pour les 2 ordres).

3/ Performances de l'appareil

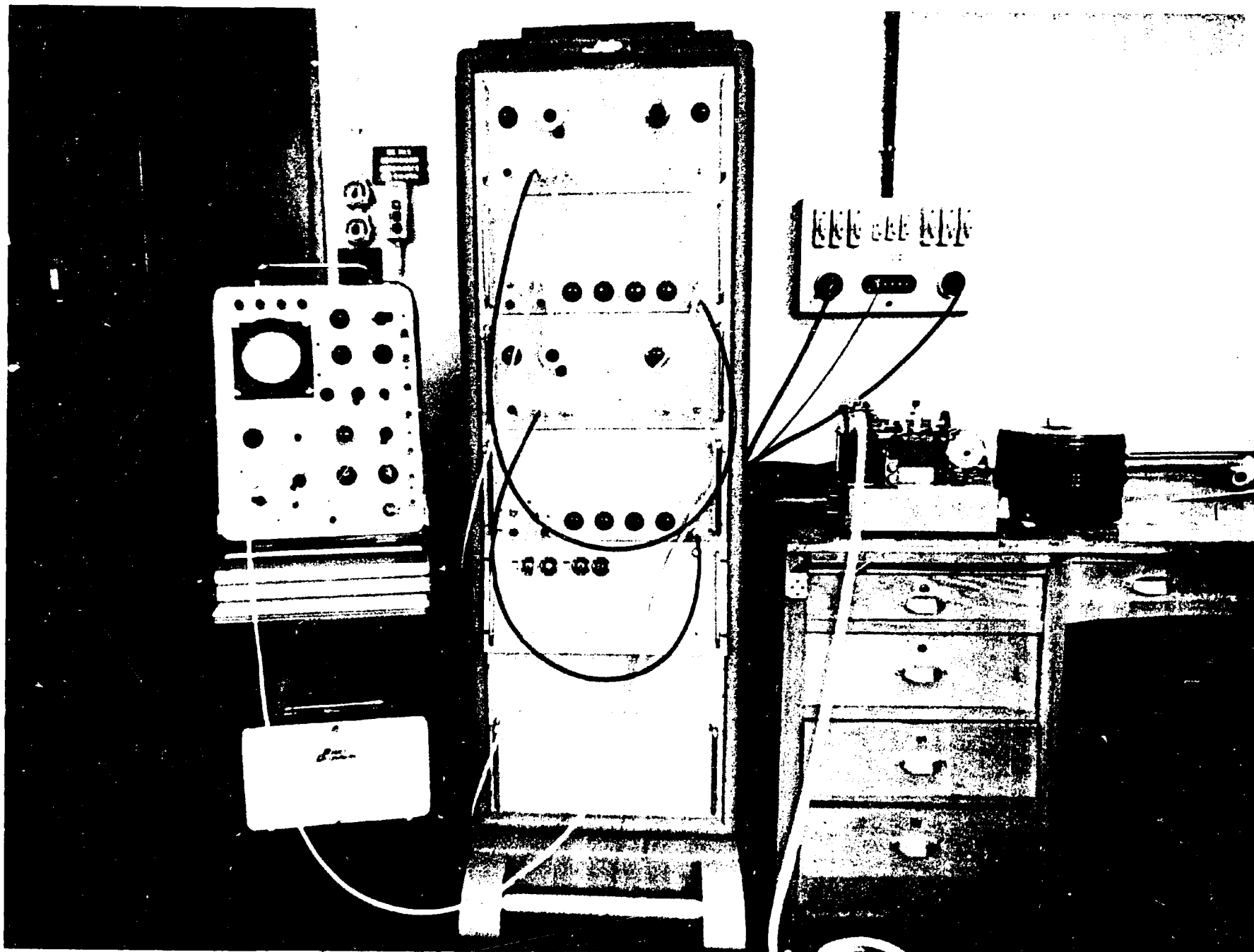
Les caractéristiques de linéarité et de stabilité de l'appareil sont excellentes :

- la stabilité est de l'ordre de 1 % sur 24 heures.
- le défaut de linéarité de la rampe d'analyse n'excède pas 1 canal, si l'on fait abstraction des 5 premiers canaux.

La principale limitation de l'appareil tient au faible taux de comptage permis : le taux de comptage maximum n'excède pas 3 coups/seconde et tient aux caractéristiques même de la perforatrice choisie. L'utilisation d'une perforatrice plus rapide n'améliorerait d'ailleurs pas sensiblement la situation puisque, à la cadence maximale de 3 informations par seconde, une bande perforée (capacité : 15 000 informations) est consommée en 1 heure 20 minutes ce qui exclu un fonctionnement autonome prolongé de l'appareil.

Pour augmenter utilement le taux de comptage, il faudrait modifier fondamentalement le principe de l'appareil et adopter la mise en mémoire des informations issues des codeurs, directement sur une bande magnétique.

La photographie suivante présente l'ensemble de l'appareillage.



II - DETECTEURS

Le schéma de montage des détecteurs est donné dans la (fig.IV-6). Nous avons utilisé les mêmes jonctions Hughes que précédemment : jonctions p-n, au Silicium de résistivité 4 000 ohms-cm, polarisation 200 v, surface utile 1 cm². Les jonctions étaient placées à 5 cm de part et d'autre d'une cible mince d'Uranium-235, chaque jonction était collimatée (trou du collimateur 40 mm²) pour éviter que les fragments de fission ne soient détectés sur le bord de la jonction. La cible d'Uranium était un dépôt mince de VYNS métallisé par un voile d'Au ; l'épaisseur de la feuille de VYNS était de 12 µg/cm² et le voile d'Au de 30 µg/cm².

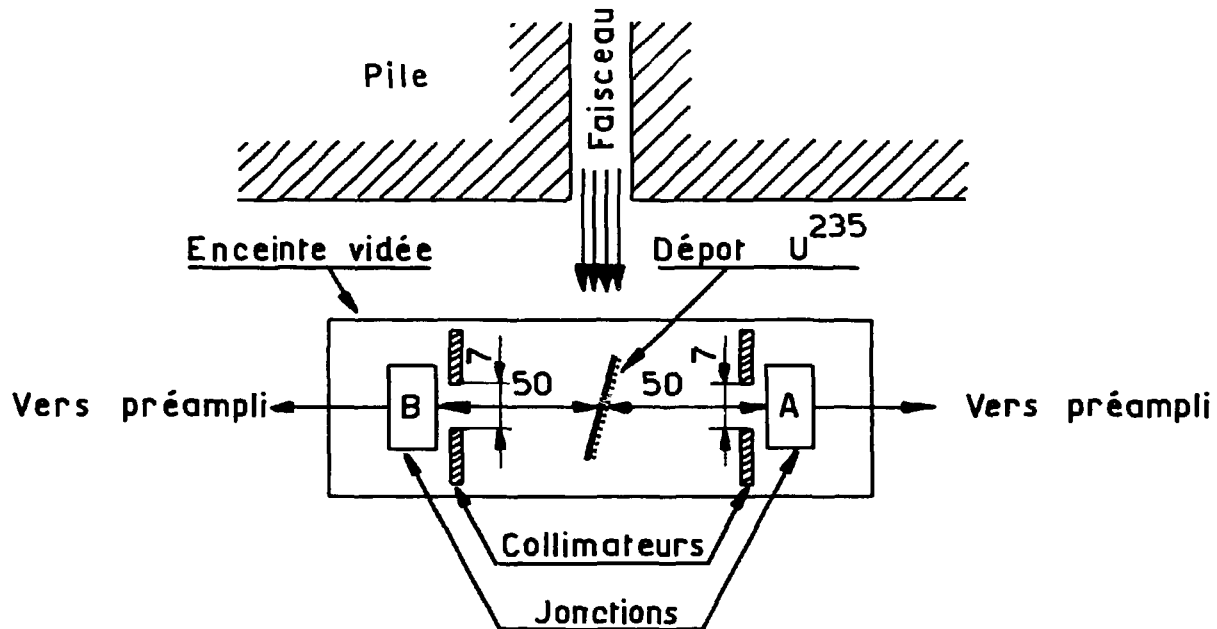


Figure IV-6 Schéma Détecteurs

L'ensemble (cible et détecteurs) était monté dans une enceinte en Aluminium vidée d'air et placé dans un faisceau sorti de la pile EL-3 de Saclay. Au niveau de la cible, le flux neutronique était de quelques 10⁸ neutrons/cm²/s.

Nous avons utilisé deux préamplificateurs à faible bruit et sensible à la charge [39].

Le taux de comptage sur chaque jonction était de l'ordre de 10 coups/seconde, le taux de coïncidences entre les 2 jonctions était de l'ordre de 2 coups/seconde, le taux d'enregistrement sur bande était de l'ordre de l'évènement par seconde, du fait du temps mort considérable de l'ensemble de décodage (500 ms). Nous avons été amené en effet à porter le temps mort de l'appareil de 300 ms prévues, à 500 ms, pour éviter de faire travailler la perforatrice à sa cadence maximum.

Nous avons réalisé successivement 3 séries d'enregistrements :

- les deux premières, respectivement 52.000 et 87.000 fissions, étant faites avec les jonctions Hughes.
- une troisième série étant faite avec les jonctions RCA.

Chaque série correspondait respectivement à 24,36 et 54 heures d'expérience.

B - TRAITEMENT DES DONNEES PAR CALCULATEUR IBM

Pour chaque fission détectée simultanément par les deux jonctions, l'analyseur bi-dimensionnel transmettait sur bande perforée une information constituée par l'ensemble de 2 nombres de 3 chiffres plus un caractère spécial (utilisé dans la lecture de la bande comme caractère de fin de lecture d'une information). Chaque information comprenait donc 7 lignes de perforations ; environ 15 000 informations avaient été stockées par la bande (ainsi la série de 87 000 informations correspondait à 6 bandes, c'est-à-dire de l'ordre de 2 kms).

Les bandes perforées étaient lues par un ordinateur I.B.M. 1401 (Saclay), qui après un test de conformité pour éliminer les erreurs éventuelles dues à une perforation aberrante ou à une erreur de code, les transférait dans l'ordre de la lecture sur la bande magnétique I.B.M. (ces erreurs étaient moins de 1 % de l'ensemble des informations correctes). La bande magnétique ainsi créée était ensuite utilisée par un ordinateur I.B.M. 7090 (Saclay) pour le dépouillement que nous avons réalisé nous-même par programmation en langage FORTRAN.

Pour chaque série de mesures, nous avons demandé au ordinateur 7090 successivement :

- De rendre compte de la stabilité des mesures au cours de l'expérience et, éventuellement de faire une correction de la dérive de l'appareillage.
- De réaliser très précisément l'ajustement des gains des deux chaînes d'amplification et, éventuellement d'égaliser les seuils zéro des convertisseurs de façon à obtenir des réponses identiques pour les deux jonctions.
- De présenter les informations ainsi corrigées sous la forme de distribution commode à interpréter (spectre en énergie, spectre somme, tableau carré) et de faire les calculs nécessaires pour obtenir les spectres en masse des fragments et les distributions d'énergie cinétique totale.

C'est la série de 87 000 fissions qui a donné les meilleurs résultats concernant la stabilité et l'égalisation des réponses de 2 jonctions. Par conséquent tous les résultats présentés dans la suite seront relatifs à cette série.

Nous désignerons désormais par A les fragments détectés du côté dépôt et par B ceux détectés du côté support. Chaque enregistrement fournit 2 nombres qui sont, en première approximation proportionnels aux énergies E_a et E_b des deux fragments d'une même fission.

La stabilité de l'expérience a été contrôlée sur les spectres en énergie sur les deux voies A et B en groupant les informations par mille dans l'ordre d'enregistrement. On a constaté une dérive faible, semblable sur les deux voies A et B, atteignant 3 canaux en fin d'expérience. Cette dérive pouvait être interprétée comme une dérive du seuil des convertisseurs (translation des spectres) : elle a été corrigée de façon à rester inférieure à 1 canal (donc de l'ordre de 0,5 %).

Nous montrons sur la (fig. IV-7) les spectres en énergie obtenus sur la voie A après correction de stabilité : nous obtenons un rapport pic léger sur creux de 18. Les surfaces des deux pics sont statistiquement égales.

Le problème essentiel du dépouillement était de réaliser aussi exactement que possible une égalisation des réponses des deux jonctions dans toute la gamme d'énergie, en tenant compte du fait qu'il existe une dissymétrie inévitable dans le montage constitué par le support du dépôt d'uranium (ici feuille de VYNS dorée). La perte d'énergie dans une telle feuille est faible (en moyenne 1,5 MeV) et elle est croissante quand la masse du fragment croît [16].

Soient X et Y les deux nombres correspondant aux valeurs mesurées des énergies E_a et E_b des deux fragments d'une même fission, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} E_a &= K_a \cdot X \\ E_b &= K_b \cdot Y + \Delta E_b \end{aligned}$$

(ΔE_b représente la perte d'énergie du fragment B dans l'épaisseur du support de dépôt). En première approximation ΔE_b peut être représenté par une fonction linéaire de E_b , ce qui nous permet d'écrire :

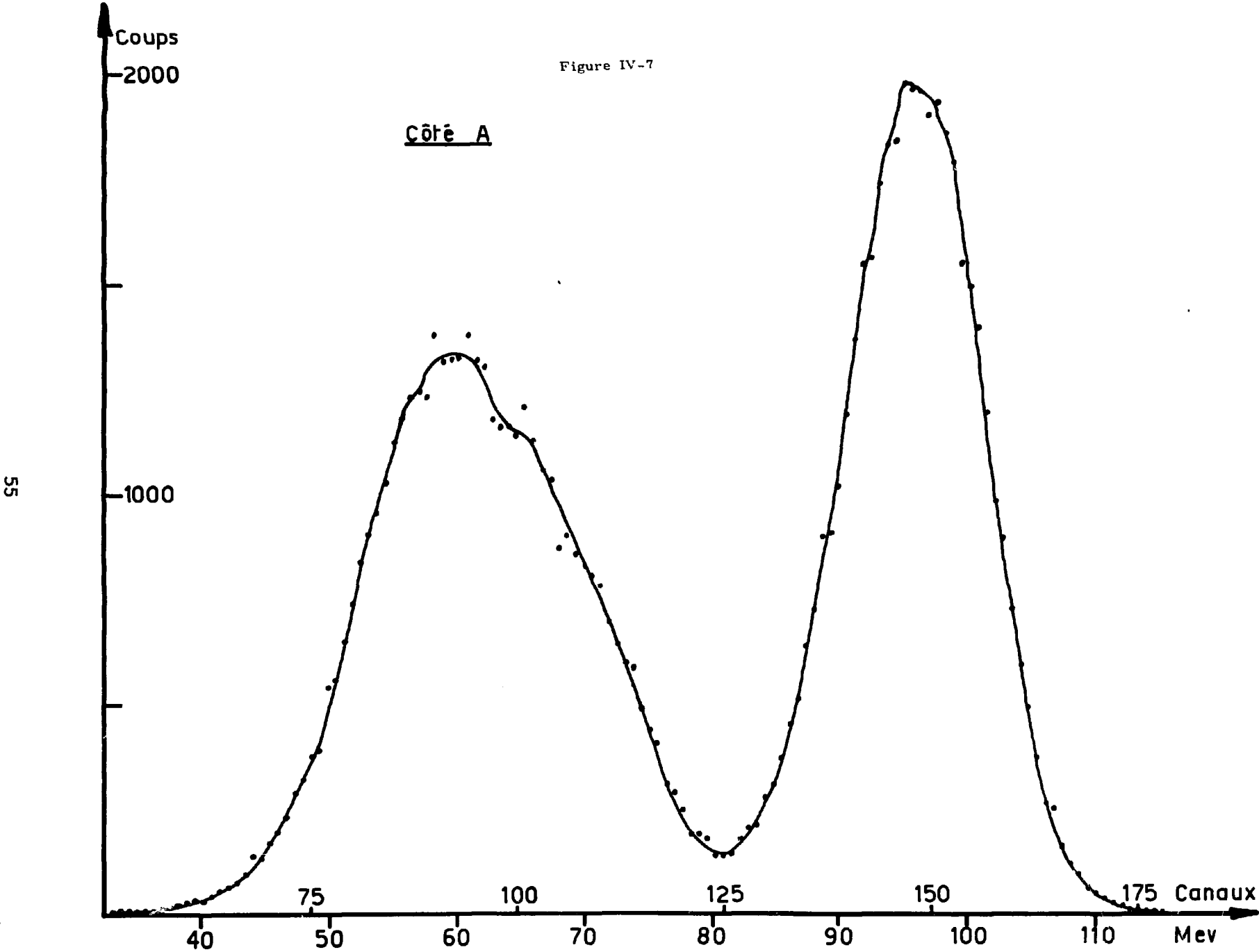
$$\Delta E_b = C - hY$$

(C et h étant deux constantes). Si, d'autre part nous faisons intervenir, un facteur b d'égalisation éventuelle des seuils zéro des convertisseurs, nous obtenons en nous normalisant sur le côté A :

$$\begin{aligned} E_a &= X \\ E_b &= \frac{K_b}{K_a} (Y + b) + (C - hY) = \lambda Y + \mu \end{aligned}$$

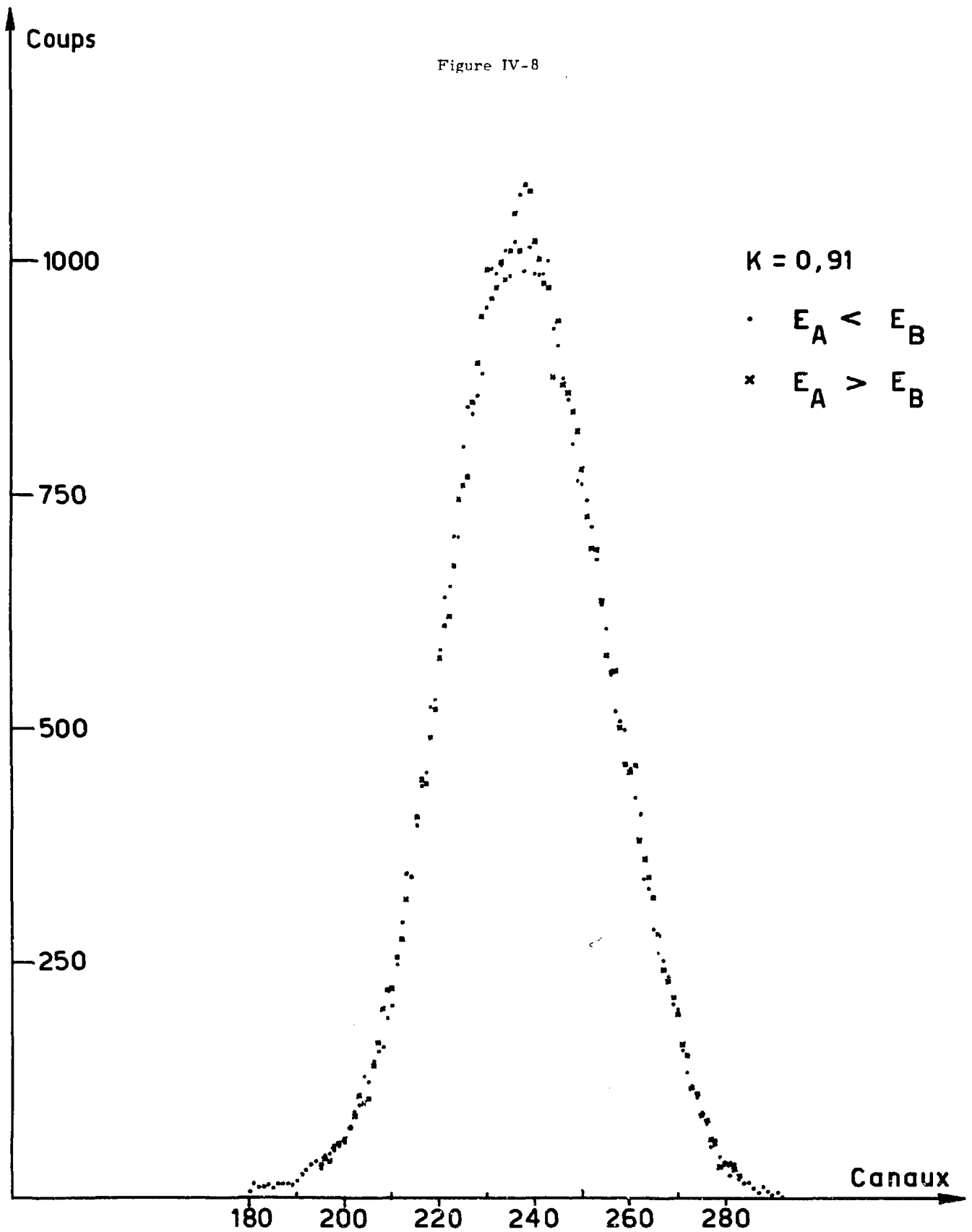
(λ et μ étant des nouvelles constantes).

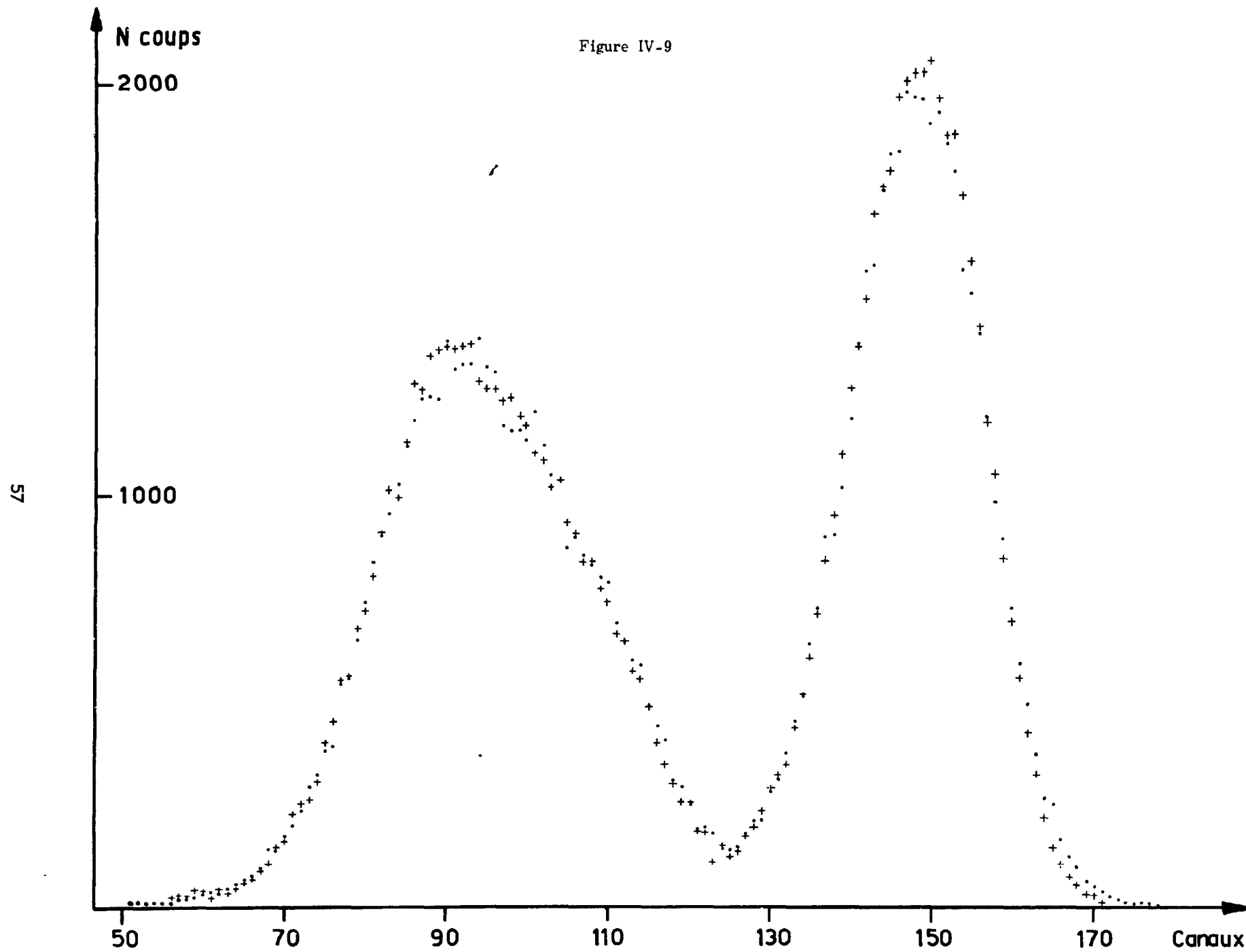
Figure IV-7



Nous avons pu déterminer λ et μ avec une bonne précision en demandant successivement à la machine IBM 7090 :

- de superposer, les deux spectres somme ($X + Y$), composés l'un par toutes les informations $X > Y$, l'autre par toutes les informations $X < Y$; nous avons obtenu $\lambda = 0,91$. Dans la (fig.IV-8), les points et les croix se rapportent respectivement aux cas $X > Y$ et $X < Y$.





- de superposer, compte-tenu de la valeur de $\lambda = 0,91$, les spectres en énergie des côtés A et B ; nous avons obtenu $\mu = 4$. Dans la figure IV-9, les points et les croix se rapportent respectivement aux côtés A et B.

Nous sommes parvenus à une remarquable similitude des réponses des deux détecteurs dans toute l'échelle d'énergie, excepté dans la région supérieure à 107 MeV, mais l'effet est petit et dans cette région la probabilité d'évènements est faible.

C - PRESENTATION DES RESULTATS

Les résultats expérimentaux sont obtenus sous la forme d'une distribution de probabilité $P(E_a, E_b)$ on peut donc les représenter d'une manière particulièrement compacte par un tableau carré de coordonnées E_a et E_b . Alors que notre analyse bi-dimensionnelle était faite en (200×200) canaux, nous avons contracté nos données dans un tableau de (100×100) canaux, en regroupant les canaux deux à deux. Nous présentons deux tableaux : sur l'un, (fig. IV-24), nous avons porté les fréquences expérimentales, sur l'autre, (fig. IV-25), nous avons tracé :

- des droites perpendiculaires à la diagonale principale représentant des lignes à énergie cinétique totale constante $E_T = E_a + E_b$.

- un faisceau de droites passant par l'origine, représentant des ligne à rapport de masse constante $\frac{m_a}{m_b} = \frac{E_b}{E_a}$.

- les courbes de niveau de la distribution de probabilité $P(E_a, E_b)$ représentant les données expérimentales sur 87 000 fissions, obtenues après égalisation stricte des réponses des deux détecteurs.

Le dessin général des lignes de niveaux nous montre d'une façon claire les caractéristiques bien connues de la fission thermique :

- le phénomène est essentiellement dissymétrique (il faut noter que l'existence sur le tableau de deux taches, symétriques par rapport à la diagonale principale, indique seulement que chacun des détecteurs a compté statistiquement autant de fragments lourds que de légers).

- les contours grossièrement ovales des taches et leur position expliquent clairement la forme de la distribution en énergie des fragments de fission : pic lourd étalé et dissymétrique, pic léger aigu et quasi symétrique (fig. IV-7). Pour trouver la distribution de E_a à partir du tableau il suffit évidemment de sommer les nombres dans chaque colonne à E_b constante.

- enfin sur le tableau IV-24, on constate au voisinage de la diagonale principale et vers les énergies totales basses une répartition d'évènements qui se situe à l'extérieur des taches de la fission dissymétrique.

Nous discuterons plus loin de la validité de ces enregistrements et des renseignements qu'ils peuvent fournir concernant un éventuel mode de fission symétrique.

Nous avons étalonné en MeV les échelles d'énergie du tableau carré en se calibrant sur les deux alphas de notre cible d'Uranium enrichi en 235. Nous avons obtenu : 650 ± 2 KeV/canal.

1/ Distribution de l'énergie cinétique totale

Le spectre est montré sur la (fig. IV-10) : la courbe à une allure pratiquement gaussienne. Son énergie la plus probable se trouve au canal 243 soit 158 MeV. La valeur trouvée par la méthode du temps de vol [25] est 168,3 MeV, mais cette valeur étant obtenue sur des fragments avant émission de neutrons prompts, il est donc nécessaire dans le but de la comparer avec notre mesure, de faire une correction. Si $\bar{\nu}$ est le nombre moyen de neutrons prompts (2,5 pour l'U-235), nous pouvons utiliser la formule approchée :

$$E_{\text{après}}^{\text{totale}} = E_{\text{avant}}^{\text{totale}} \left(1 - \frac{\bar{\nu}}{236} \right) = 160,5 \text{ MeV}$$

La différence de 8,5 MeV entre les deux mesures doit être attribuée à la somme des défauts de réponse des jonctions relatifs aux deux fragments.

La largeur du spectre à mi-hauteur est de 25,3 MeV (26,5 MeV dans le cas du temps de vol) ; mais la résolution du spectre est en excellent accord (à 1 % près) avec celle du spectre obtenu par temps de vol.

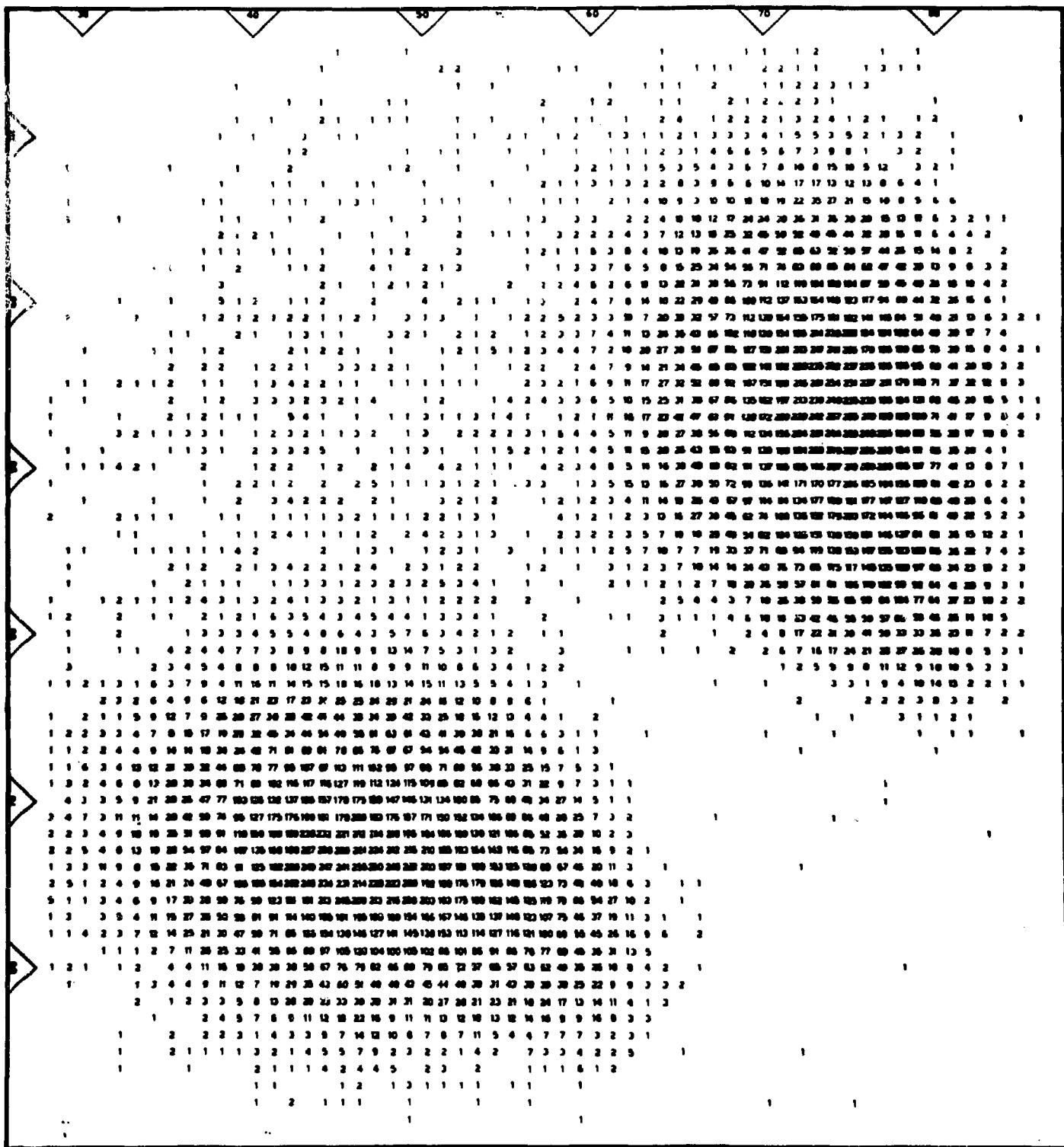


Figure IV-24

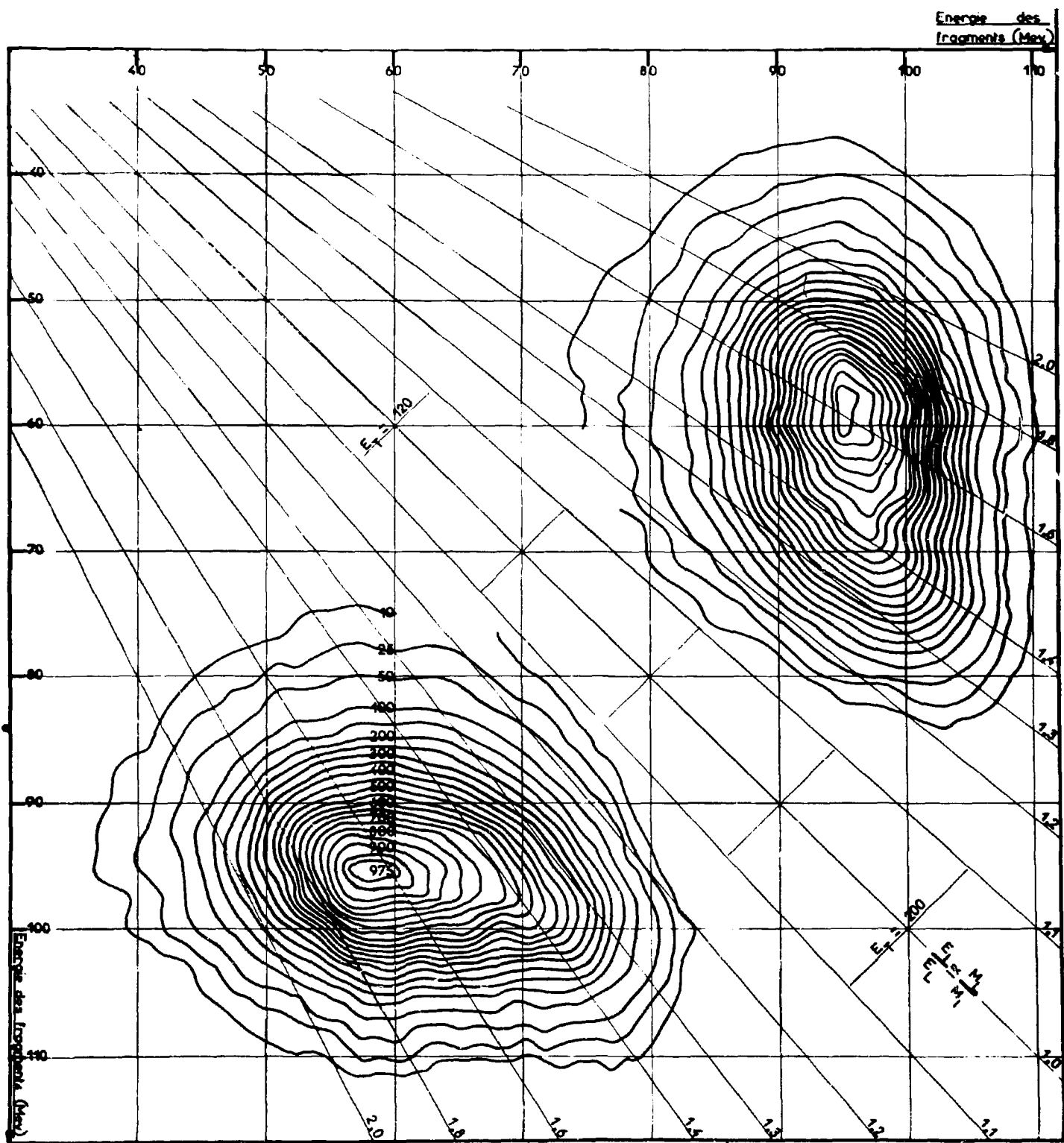


Figure IV-25 Lignes de niveaux représentant la corrélation entre les énergies des Fragments de fission de ^{235}U par les neutrons thermiques

Les énergies portées ne tiennent pas compte du défaut d'ionisation

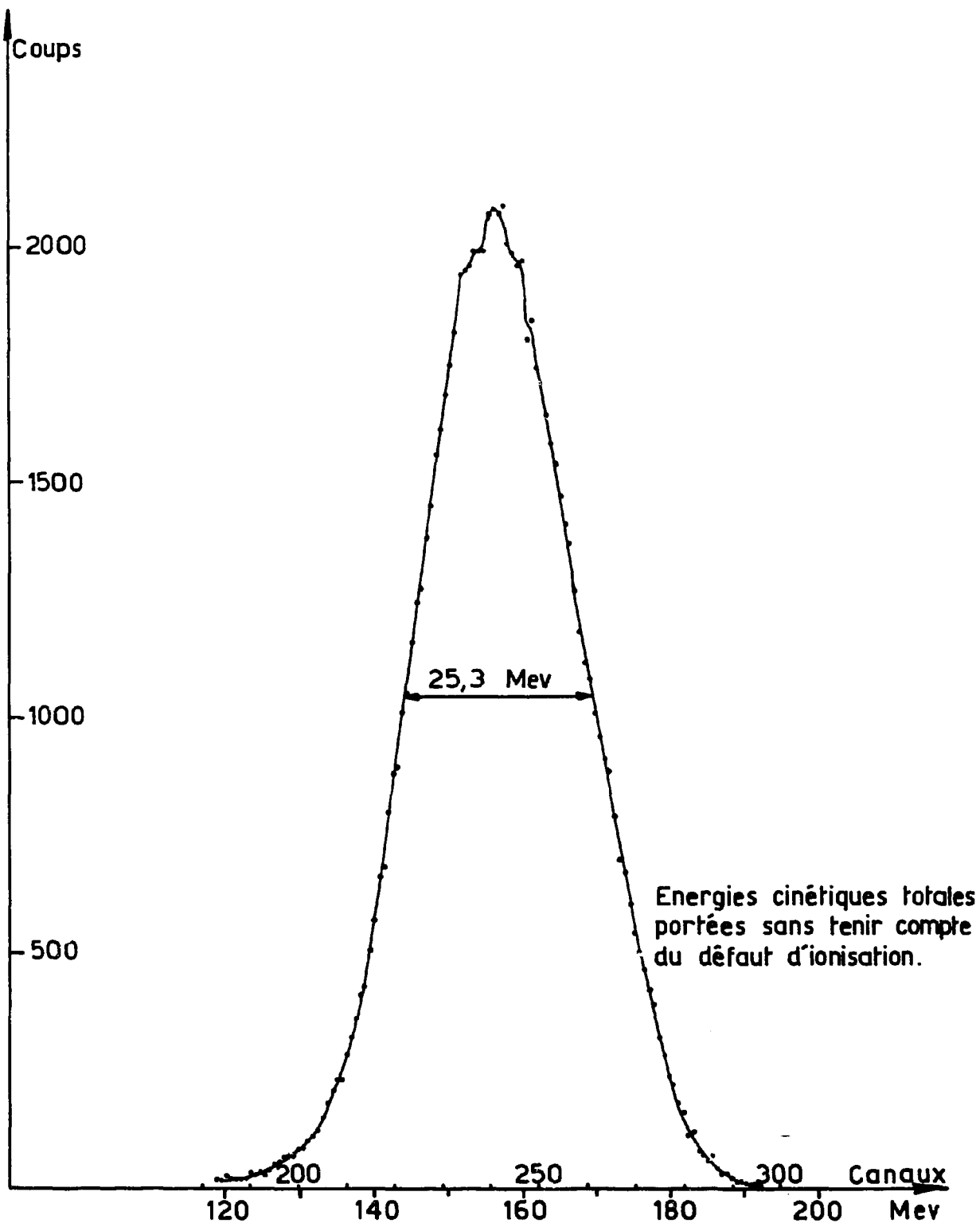


Figure IV-10

2/ Distribution des masses des fragments

Nous avons obtenu cette distribution en calculant pour chaque fission les masses des deux fragments d'après la formule III-2 précédemment établie et discutée :

$$M_1 = 236 \times \frac{E_2}{E_{\text{totale}}}$$

Dans ces calculs nous avons tenu compte du défaut de réponse des 2 jonctions ; malheureusement en l'absence d'informations précises sur la variation de ce défaut en fonction de la masse et de l'énergie du fragment, nous l'avons approximé par une fonction linéaire de l'énergie, prenant les valeurs de 4,5 MeV pour le fragment lourd le plus probable et 4 MeV pour le fragment léger le plus probable.

La distribution obtenue est montrée sur la (fig.IV-11) ; nous avons tracé sur la même figure la distribution obtenue par FRASER par la méthode du temps de vol [25]. Il est en effet intéressant de faire porter notre discussion sur la comparaison de ces 2 courbes, puisqu'elles résultent de deux méthodes de mesure complémentaires.

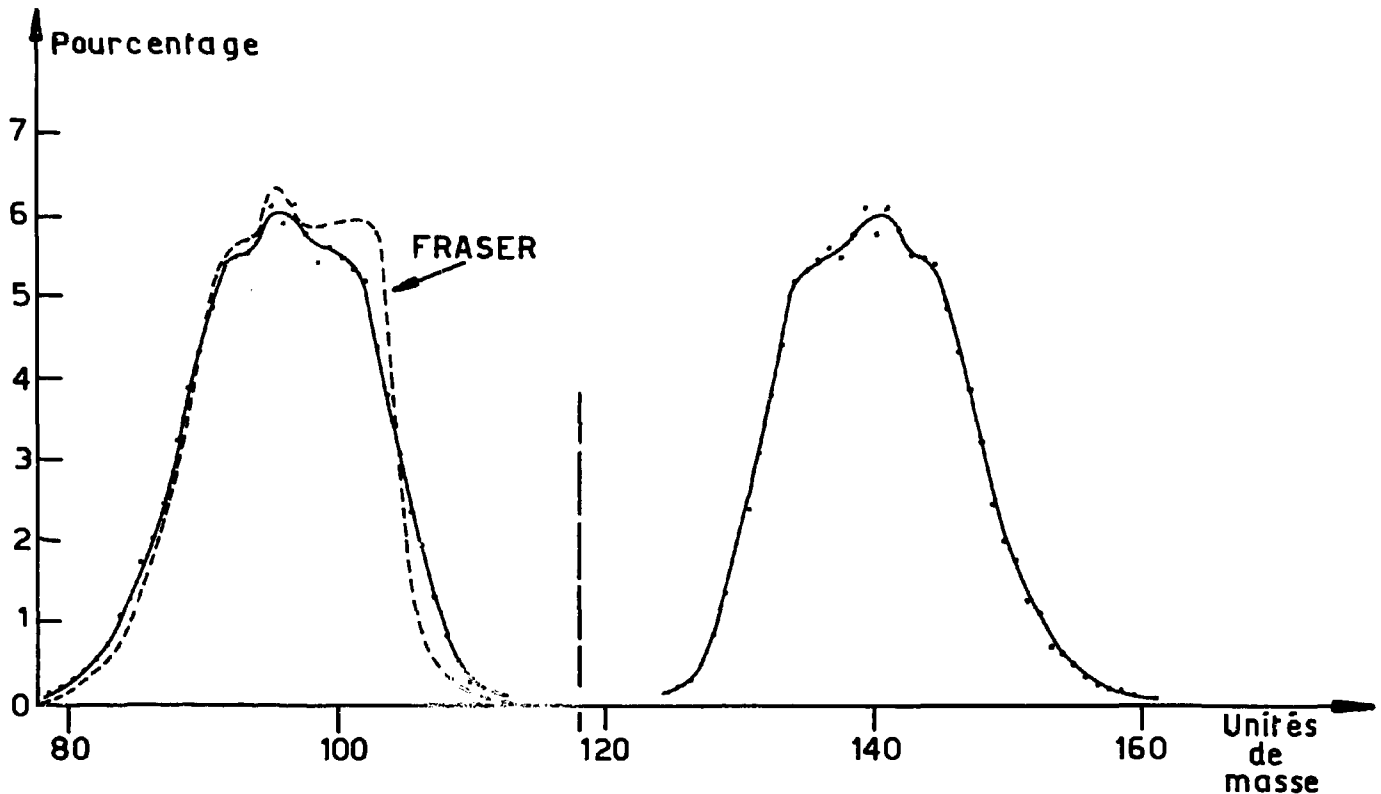


Figure IV-11 Distribution en masse

L'accord entre les 2 courbes est bon sur de nombreux points :

- le rendement le plus probable (c'est-à-dire le maximum des 2 bosses) est de 6,1 % dans notre cas et de 6,3 % dans le cas de FRASER. La différence s'explique par le fait que les bosses de notre courbe sont, à la base, légèrement plus larges (3 unités de masse) que celles de FRASER.

- les deux courbes, ~~présentent~~ au sommet de leurs bosses une structure dont nous avons déjà eu l'occasion de discuter longuement dans la première partie de ce travail. Sur notre courbe cette structure est beaucoup moins marquée que celle de FRASER : le petit pic centré sur la masse 95 est nettement visible (3 points expérimentaux significatifs), l'épaule vers la masse 92 est aussi net que sur la courbe de FRASER, par contre l'épaule vers la masse 102 est beaucoup moins marqué sur notre courbe.

Il est clair, pour des raisons déjà expliquées (énergies mesurées après émission de neutrons, défaut de réponse des détecteurs à jonction), que notre résolution en masse est moins bonne que celle obtenue par temps de vol, néanmoins nous obtenons la confirmation d'une structure fine sur le courbe de distribution globale des masses.

3/ Distribution des masses des fragments à énergie cinétique totale constante.

Sur la (fig.IV-12 nous présentons une série de spectres d'énergie d'un fragment, pour une énergie cinétique totale des deux fragments constante.

①	$E_{\text{tot.}} = 149 \text{ MeV}$	$m_1 = 86,5$	$m_2 = 147$
②	$E_{\text{tot.}} = 170 \text{ MeV}$	$m_1 = 95,5$	$m_2 = 140$
③	$E_{\text{tot.}} = 174,5 \text{ MeV}$	$m_1 = 97,5$	$m_2 = 137,5$
④	$E_{\text{tot.}} = 180 \text{ MeV}$	$m_1 = 99$	$m_2 = 135$

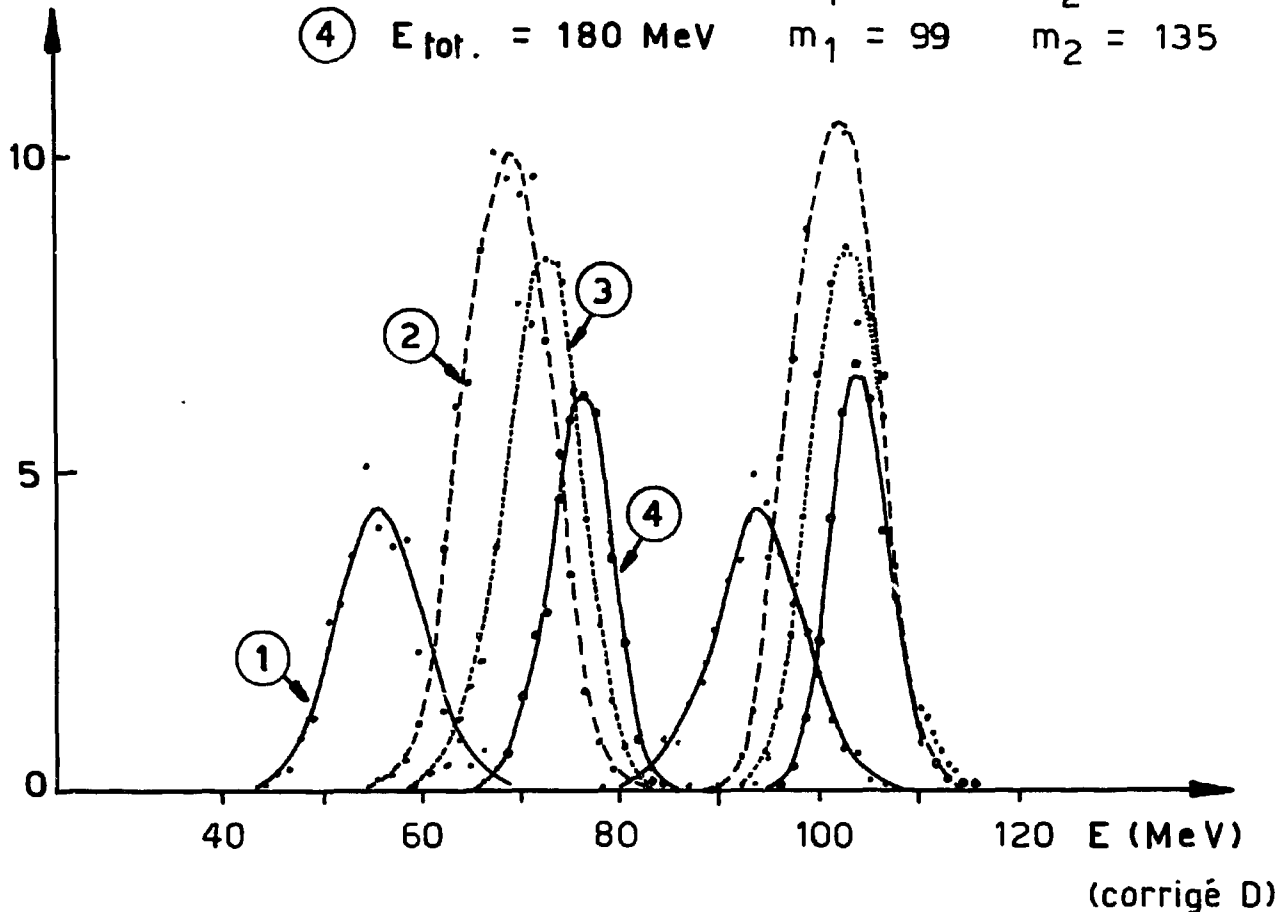


Figure IV-12

D'après la formule II-2 on voit que cette distribution d'énergie correspond alors à une distribution des masses. Nous retrouvons l'effet signalé dans la première partie de ce travail : élargissement des distributions des masses à mesure que l'énergie cinétique décroît (chapitre II-A).

Nous nous sommes surtout attaché à étudier le déplacement des masses les plus probables en fonction de l'énergie cinétique totale. La (fig. IV-13) nous montre deux plateaux aux masses légères voisines de 92 et de 102 et deux plateaux aux masses lourdes de 144 et de 134.

Si nous supposons que presque toute l'énergie des fragments est d'origine coulombienne (ce qui est généralement admis), l'énergie cinétique totale est assez représentative de l'étirement du noyau déformé au moment de la scission. Nous pouvons en conclure que les 2 épaulements à 92 et à 102 et leurs homologues à 134 et 144, remarquables sur la distribution globale des masses, seraient reliés à une préférence pour la division 92/144 pour des noyaux très étirés au moment de la scission, et à une préférence pour la division 102/134 pour des noyaux peu étirés au moment de la scission.

4/ Variation de l'énergie cinétique totale moyenne en fonction de la masse des fragments

Pour chaque rapport de masse il existe une distribution de l'énergie cinétique totale, à laquelle nous pouvons faire correspondre une valeur moyenne. Nous montrons sur la (fig. IV-14) la variation de cette valeur moyenne en fonction de la masse d'un fragment. Nous constatons qu'elle croît quand le rapport des masses tend vers 1 : mais au voisinage de la symétrie à partir du rapport 104/132 il y a une chute brutale pour les divisions presque symétriques.

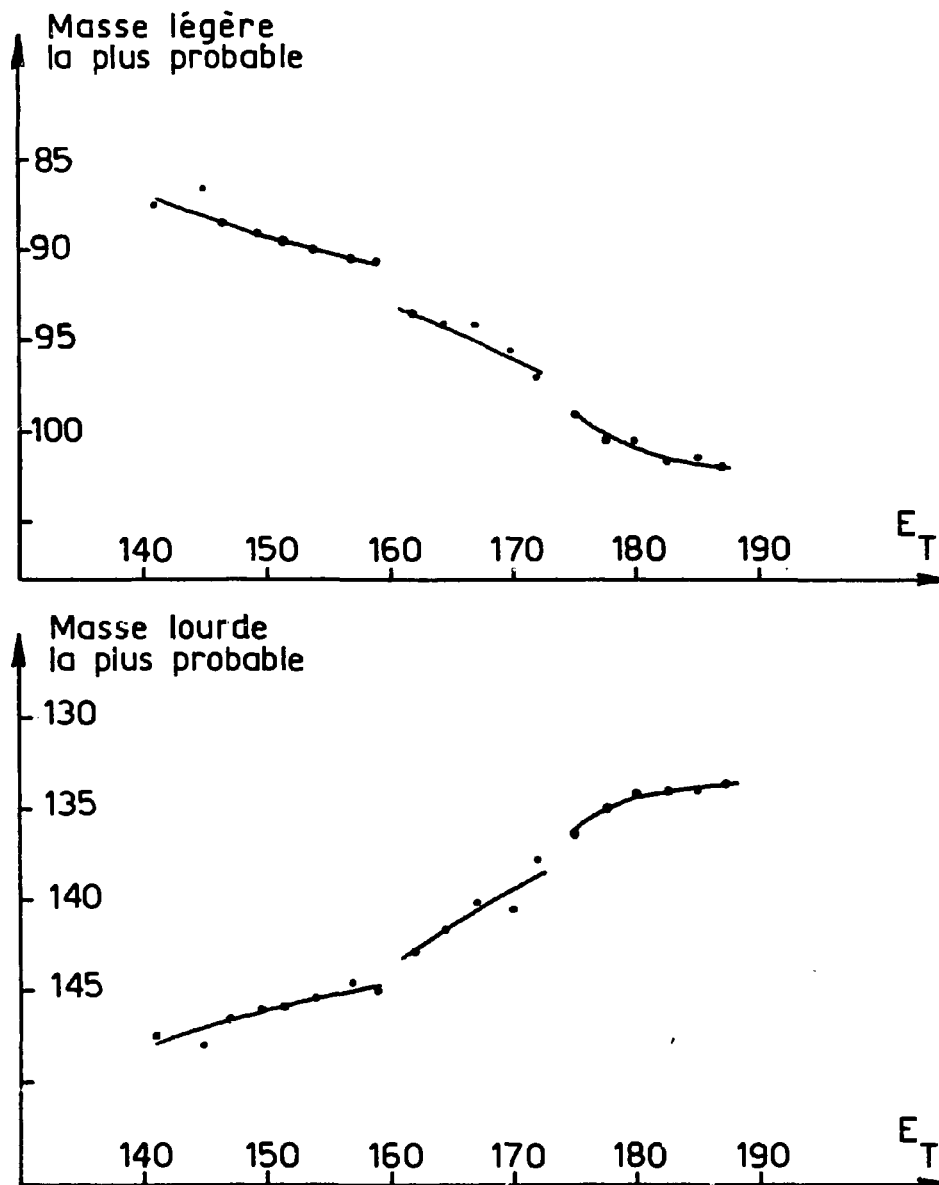


Figure IV-13

Il faut insister sur le fait que, dans la région de division symétrique, il y a très peu d'événements, d'autre part une mauvaise collimation des fragments ou un effet de bord du collimateur lui-même peut introduire une certaine dégradation des spectres d'énergie qui se traduit évidemment sur les spectres par des queues du côté des basses énergies. Il est clair qu'il y a une probabilité très faible mais non négligeable qu'un enregistrement en coïncidence corresponde à une fission dont l'énergie de l'un des deux fragments aurait été dégradée.

Ainsi malgré les précautions que nous avons prises en ce qui concerne la collimation, nous constatons sur le tableau IV-24 une répartition d'événements dans la zone de basses énergies. Le nombre des événements dans le creux, répartis sur 16 unités de masse, donne un pourcentage de 0,59 % de tous les événements enregistrés. Si nous corrigeons l'élargissement des pics, nous obtenons un pourcentage de 0,49 % (FRASER donne un pourcentage de 0,50 %).

Or bien qu'il ait éprouvé le même genre de difficultés que nous, FRASER a néanmoins conclu à la réalité du phénomène, il a également observé ce phénomène sur la fission thermique de U-233 et Pu-239 ainsi que sur la fission spontanée du Cf-252 (encore que sur ce dernier l'effet semblerait beaucoup plus faible). D'autre part une mesure récente de APALIN, [40] sur la production de neu-

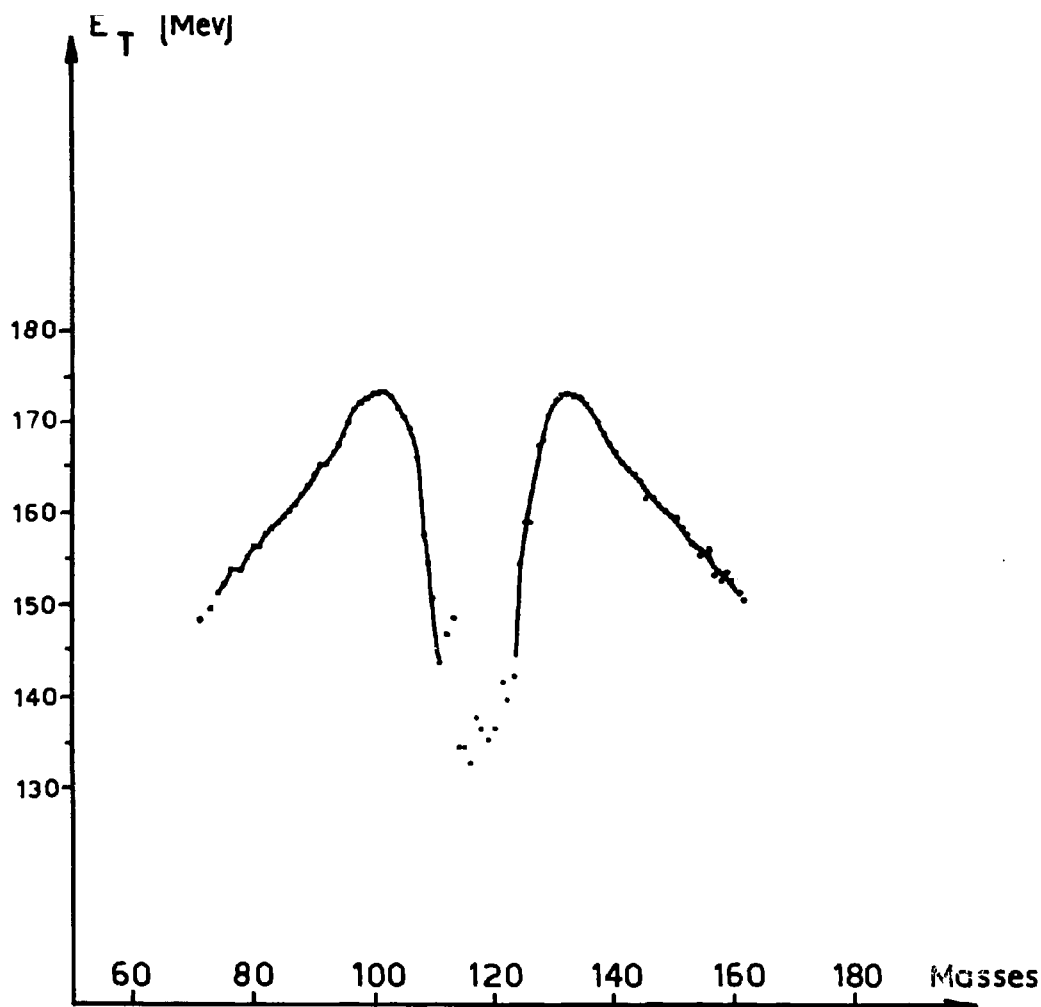


Figure IV-14

trons prompts en fonction du rapport de masse dans la fission thermique de l'U-235, semble confirmer le phénomène : ν passerait en effet de la valeur 2,5 à la valeur $3,6 \pm 0,1$ au voisinage de la fission symétrique : ainsi on retrouverait sous forme d'énergie d'excitation des fragments (émission de neutrons) le défaut constaté sur l'énergie cinétique totale.

5/ Structure fine sur la distribution des énergies d'un fragment

Nous avons repris systématiquement les mesures faites dans la première partie de ce travail, sur les distributions en énergie d'un fragment quand l'énergie du fragment associé est constante (voir chapitre III-C).

Nous avons tracé tous les spectres d'énergie du fragment côté dépôt en coïncidence avec une bande de 2,5 MeV, variant par bond soit de 2,5 MeV, soit de 1 MeV sur tout le spectre d'énergie côté support. Tous les résultats obtenus précédemment ont été retrouvés, à savoir :

- aucune structure fine sur les spectres du fragment léger en coïncidence avec le fragment lourd (fig.IV-19, 20, 21, 22, 23).

- structure fine à 3 pics sur les spectres du fragment lourd en coïncidence avec les fragments légers, d'énergie comprise entre 93 et 97 MeV (fig.IV-17). Si l'on tient compte d'un défaut de réponse moyen de 4,5 MeV, ces pics se situent aux énergies de 61,66 et 71 MeV. Nous retrouvons ainsi le pic à 61 MeV que nous avons identifié directement sur la distribution des énergies (fig.III-15).

- structure fine à 3 pics pratiquement stationnaire sur les spectres du fragment lourd en coïncidence avec un fragment léger d'énergie supérieure à 100 MeV (fig.IV-15). Ces 3 pics correspondent à 64,5 MeV, 70,5 MeV et 77,5 MeV en parfait accord avec nos mesures précédentes et leur interprétation.

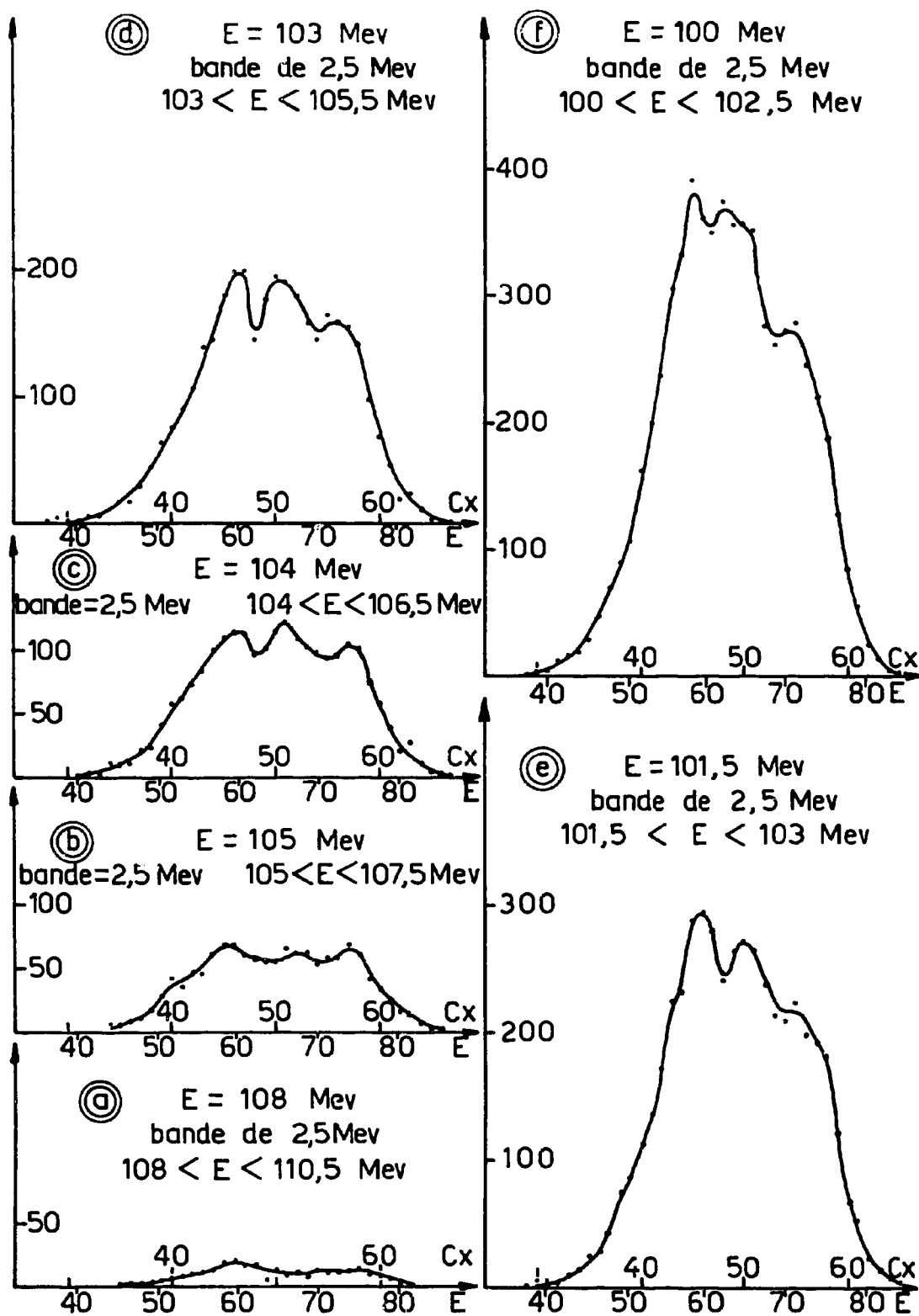


Figure IV-15

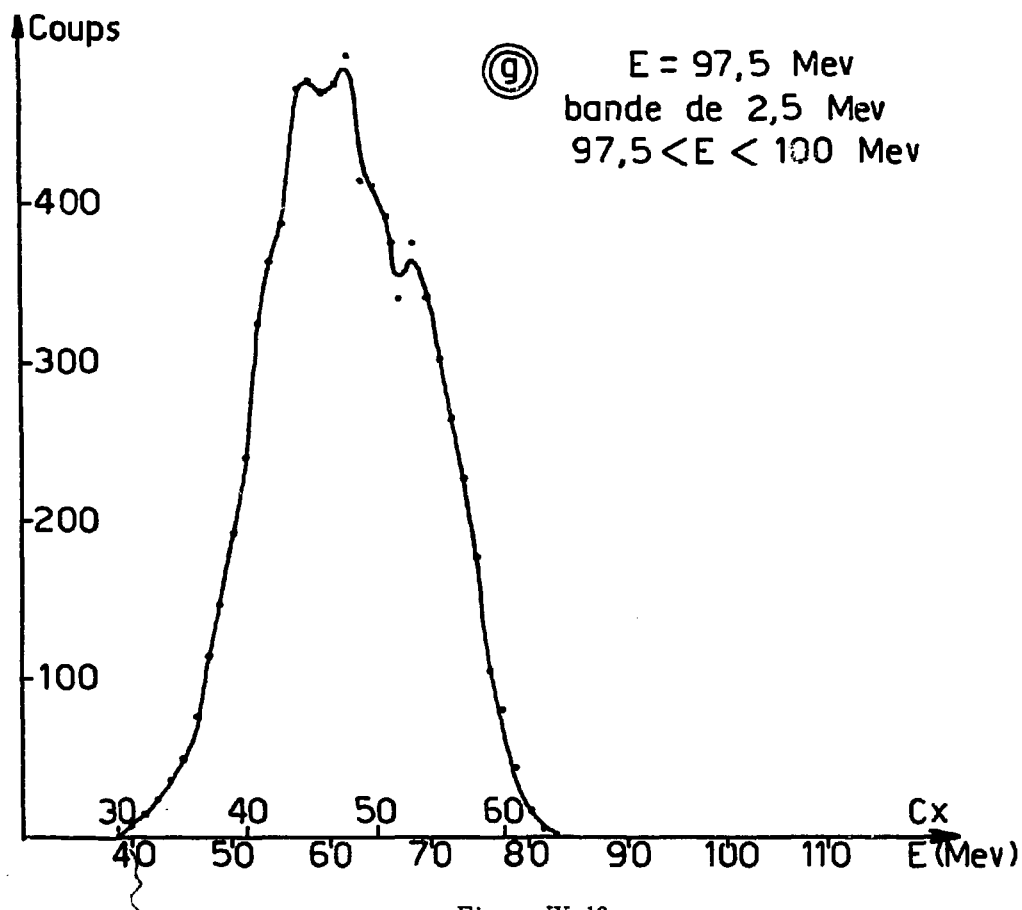
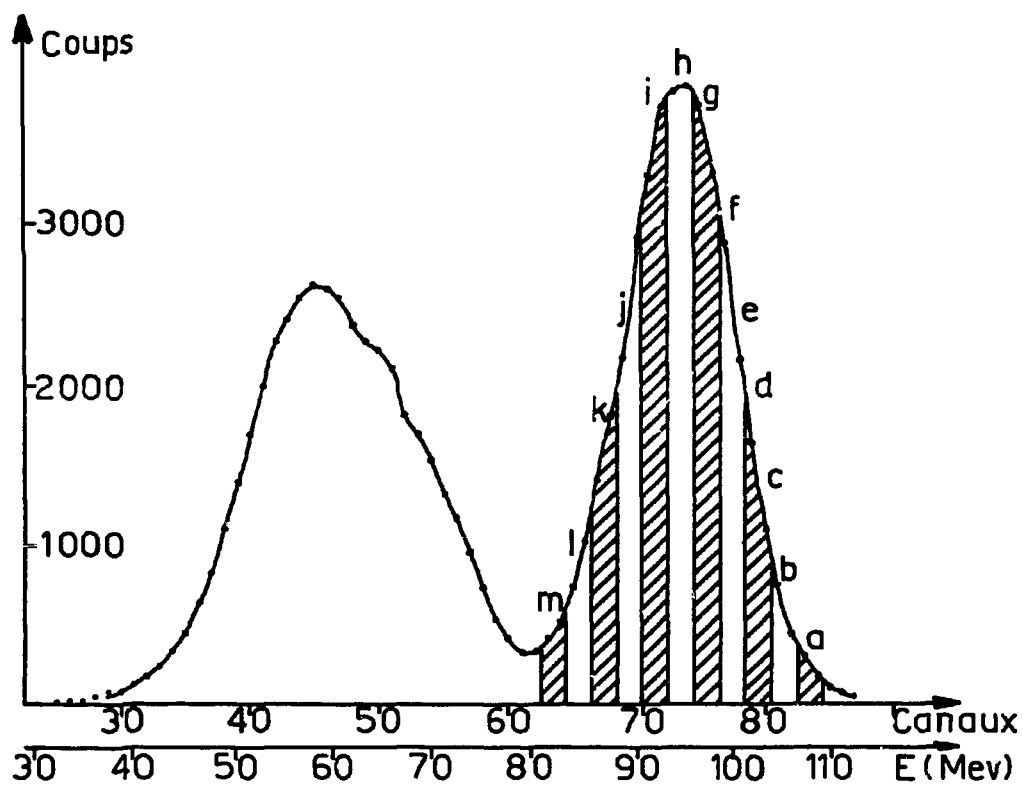


Figure IV-16

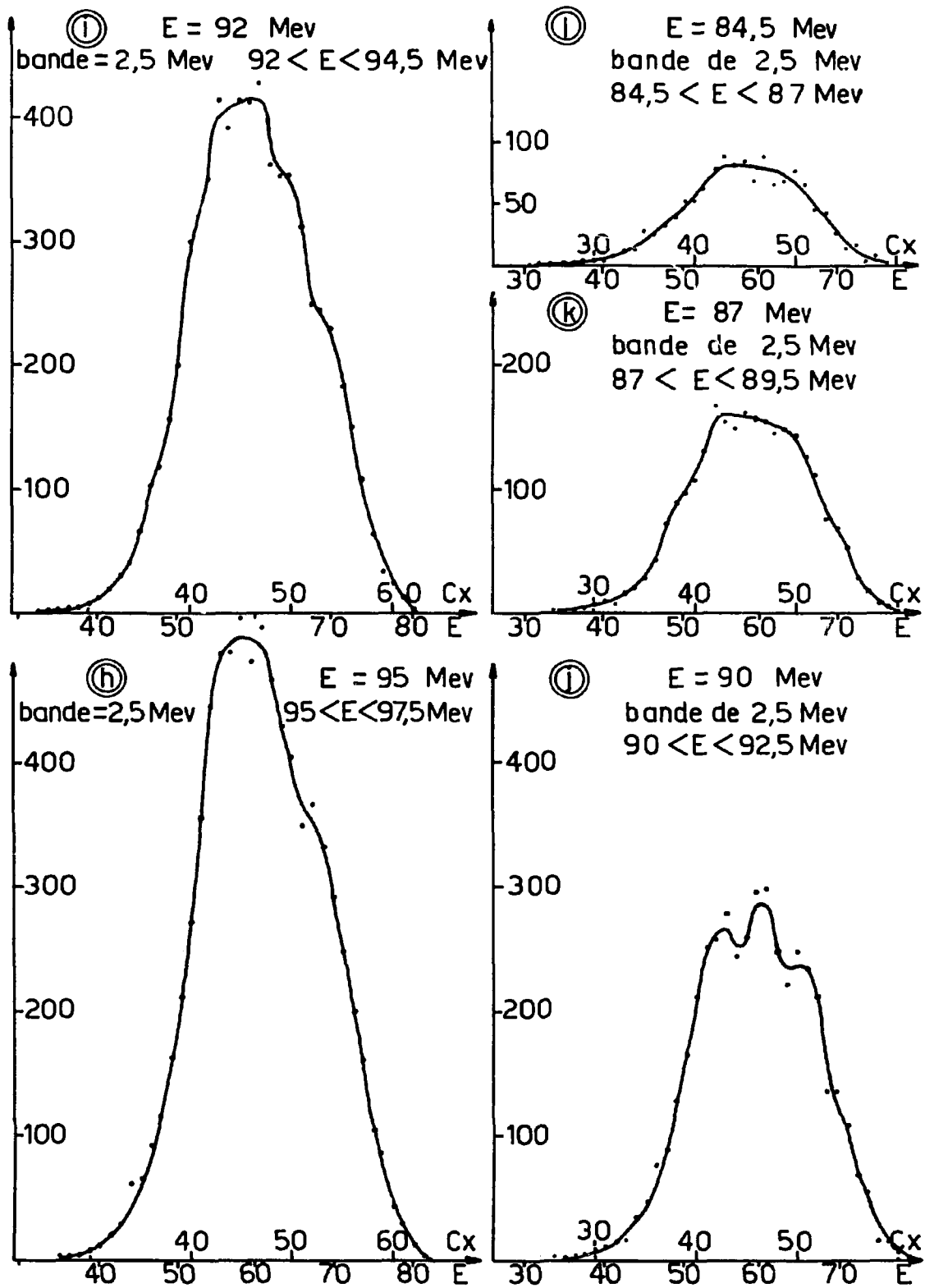


Figure IV-17

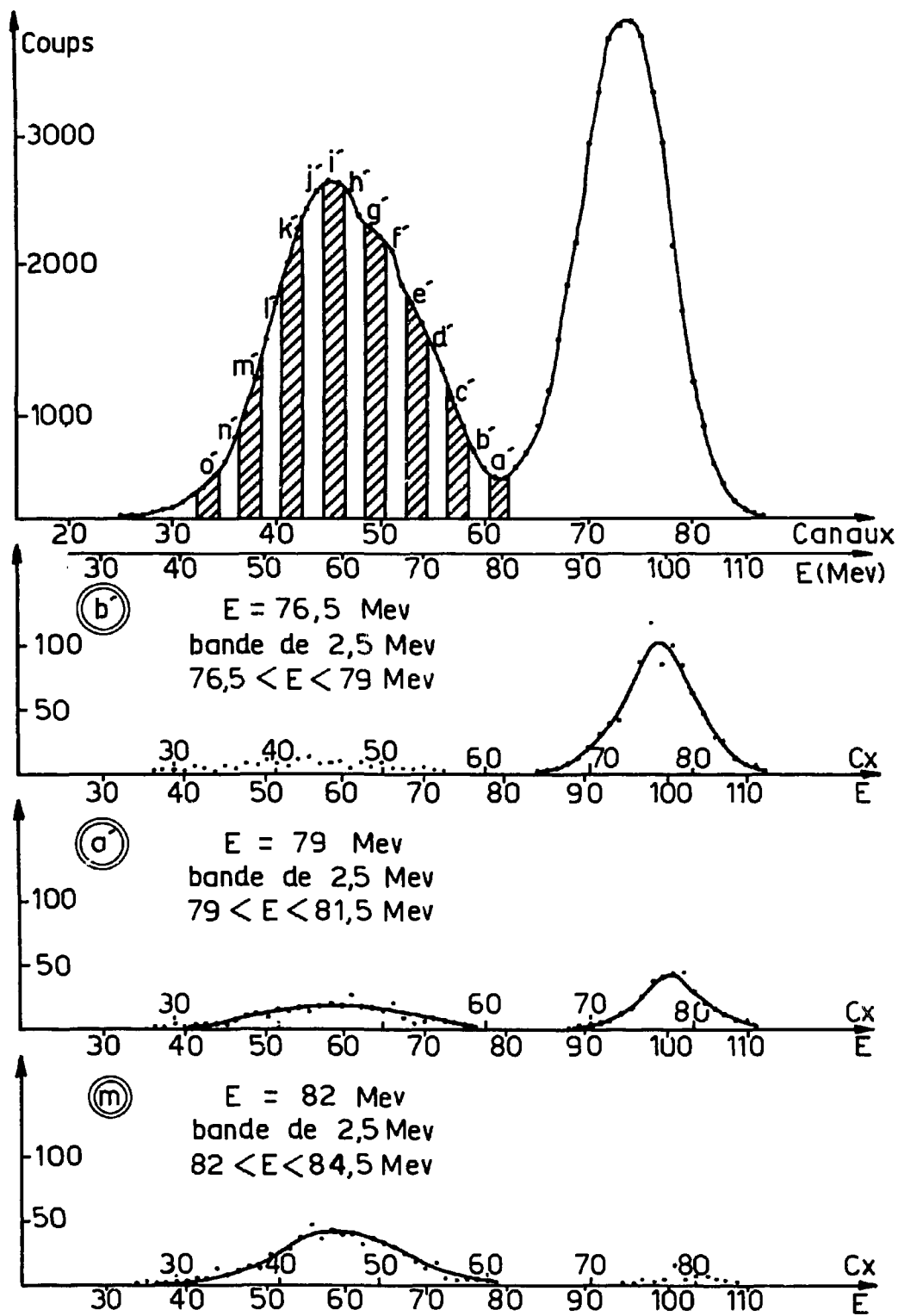


Figure IV-18

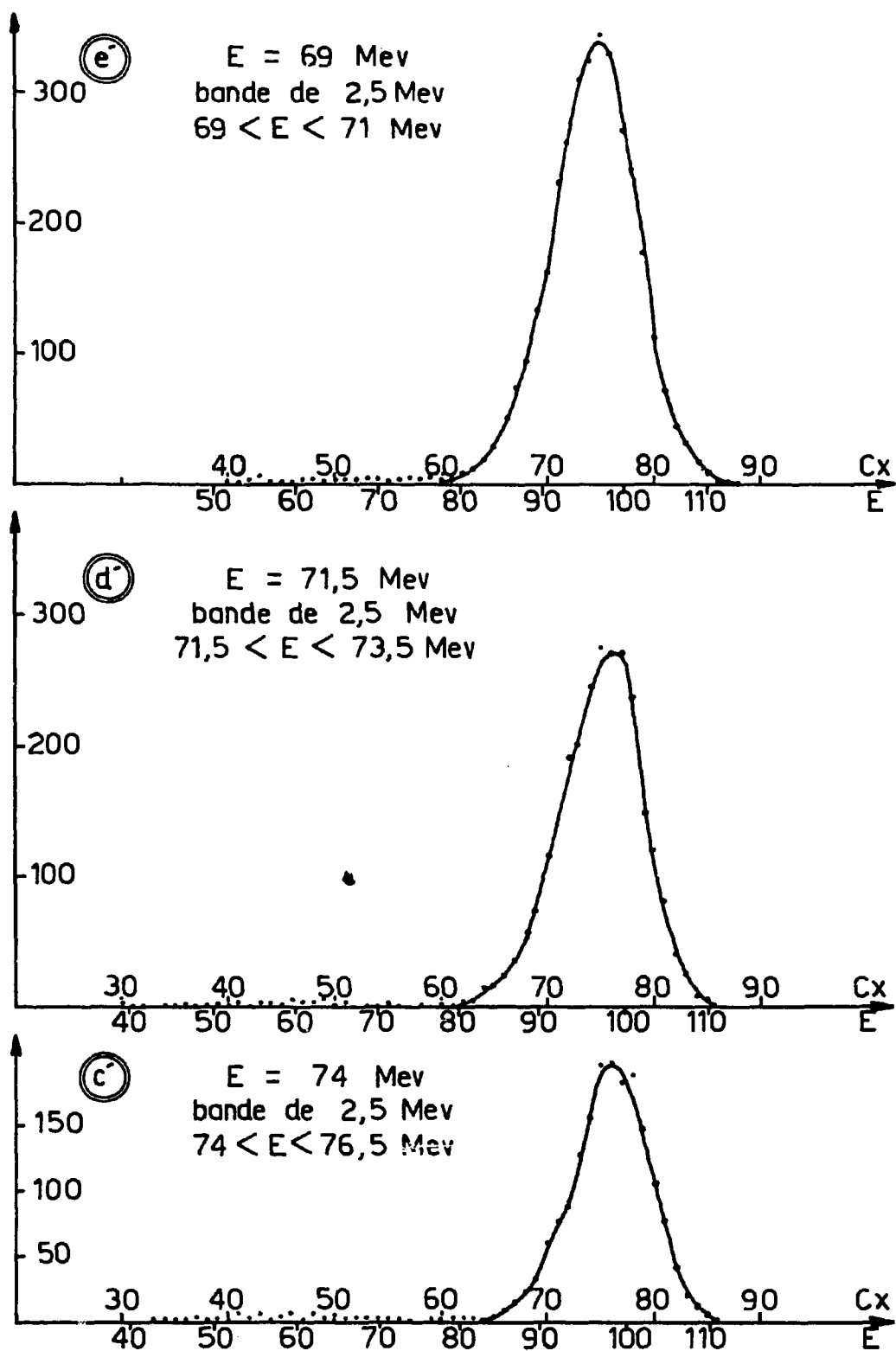


Figure IV-19

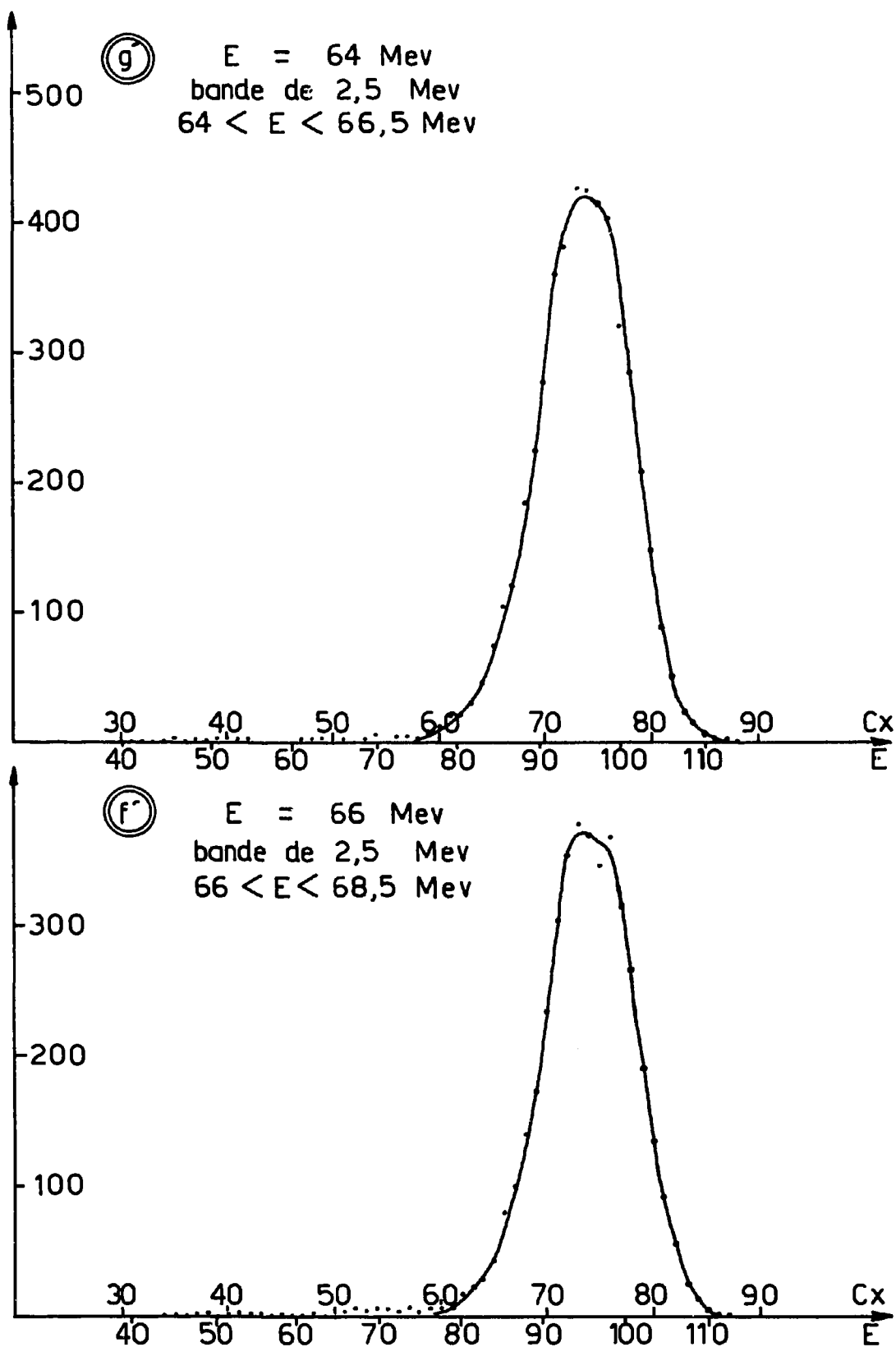


Figure IV-20

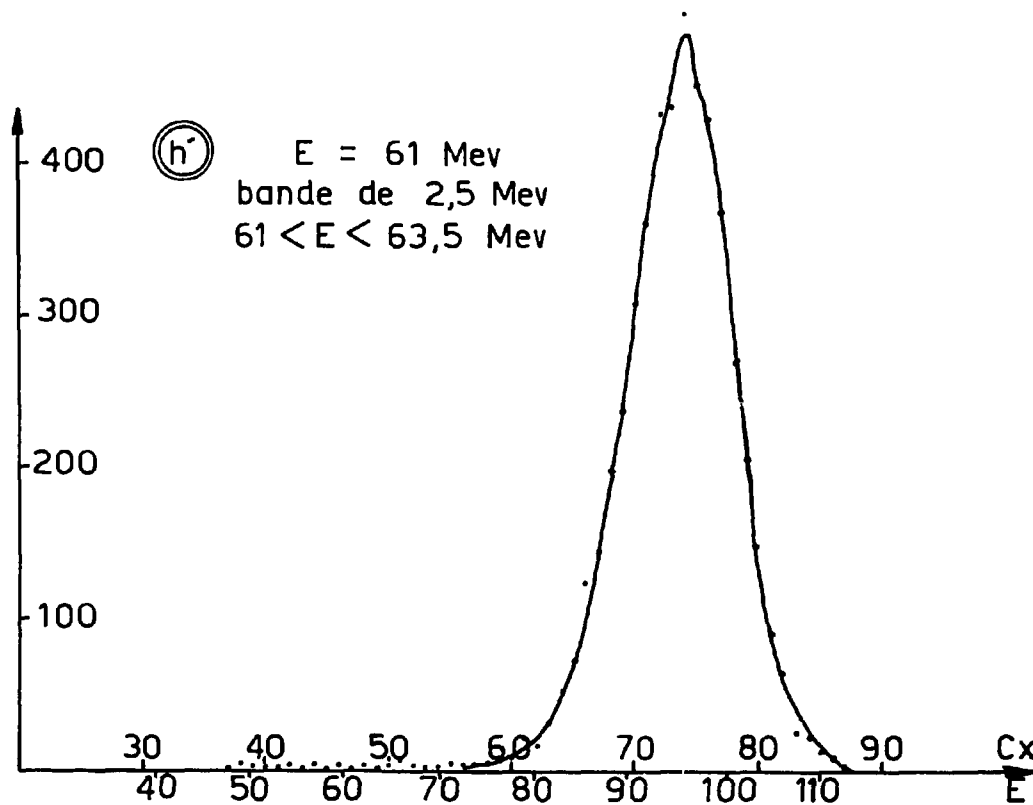
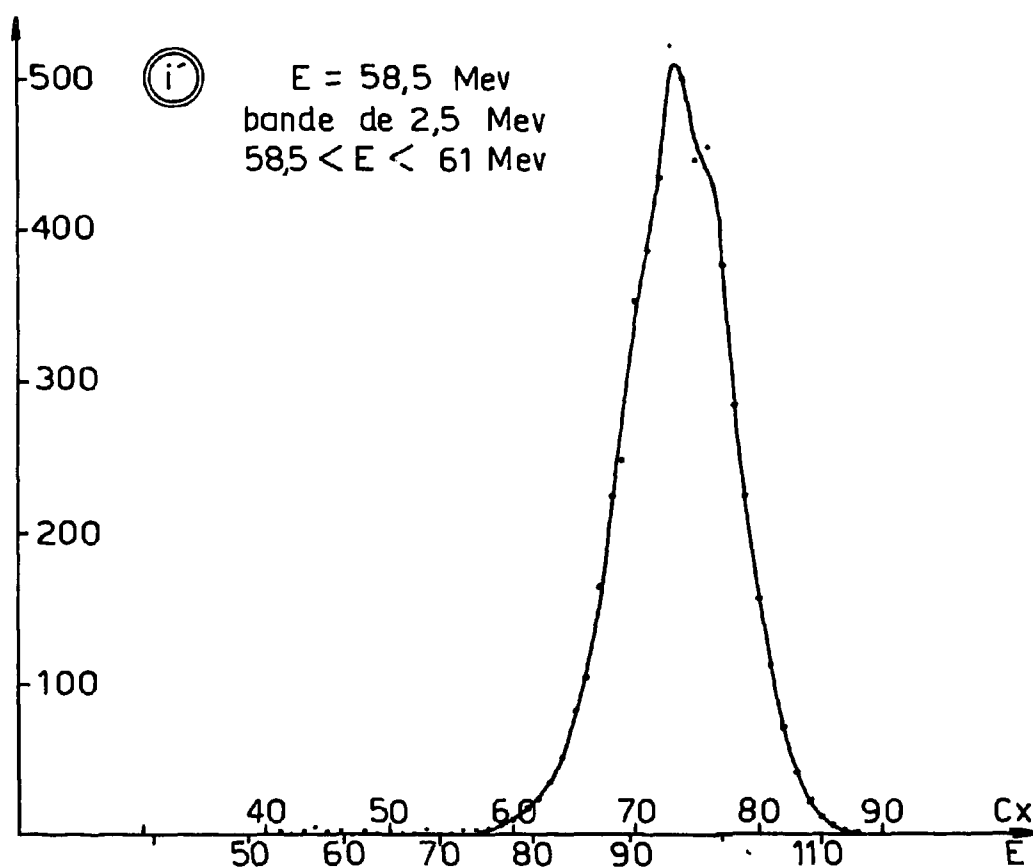


Figure IV-21

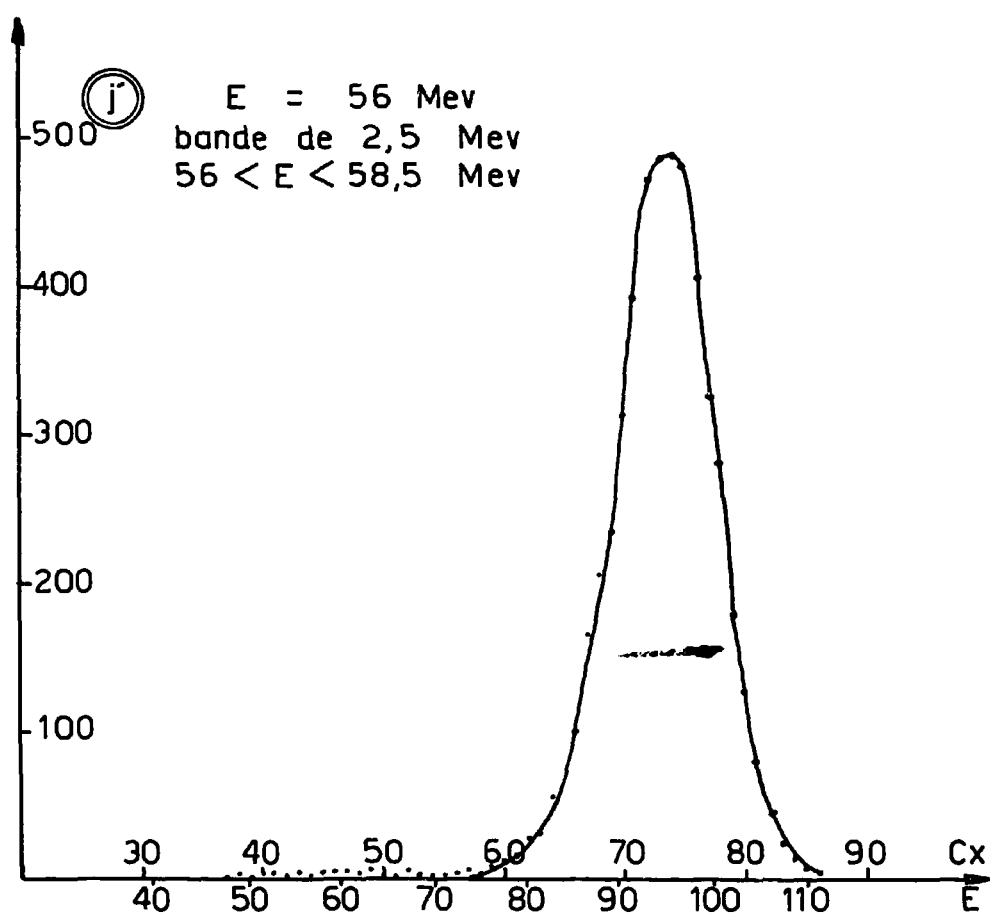
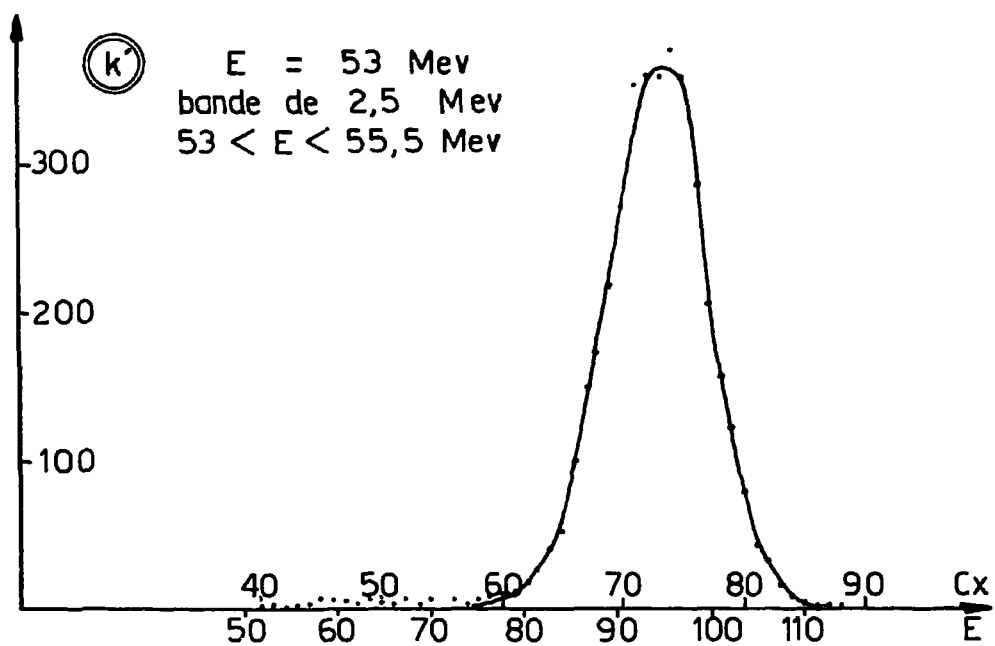


Figure IV-22

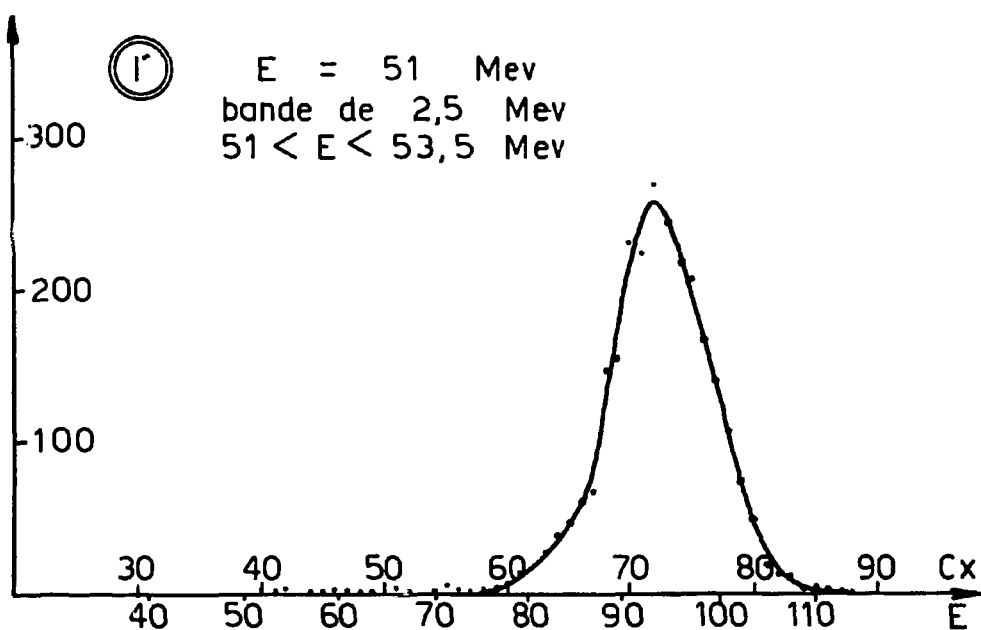
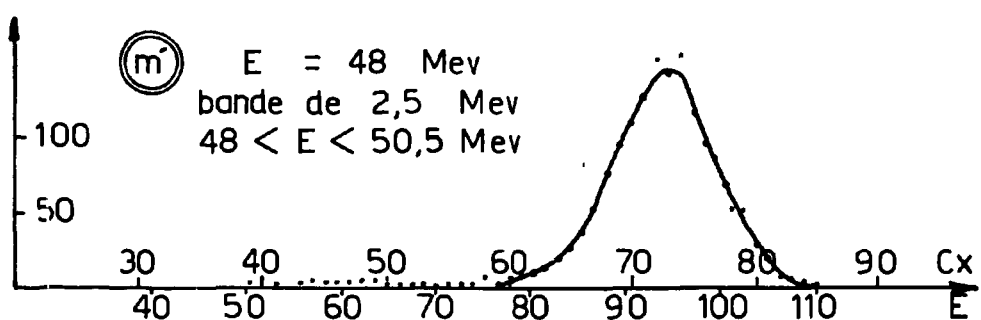
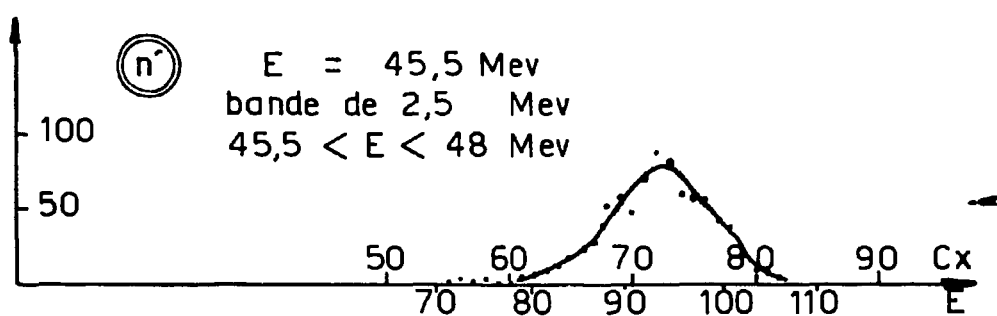
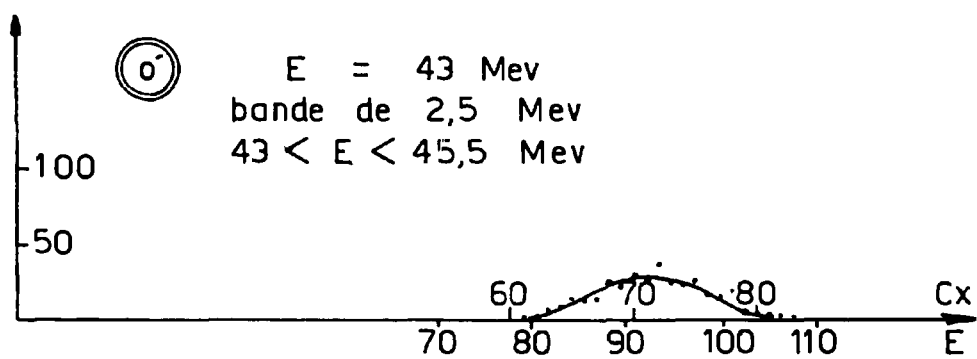
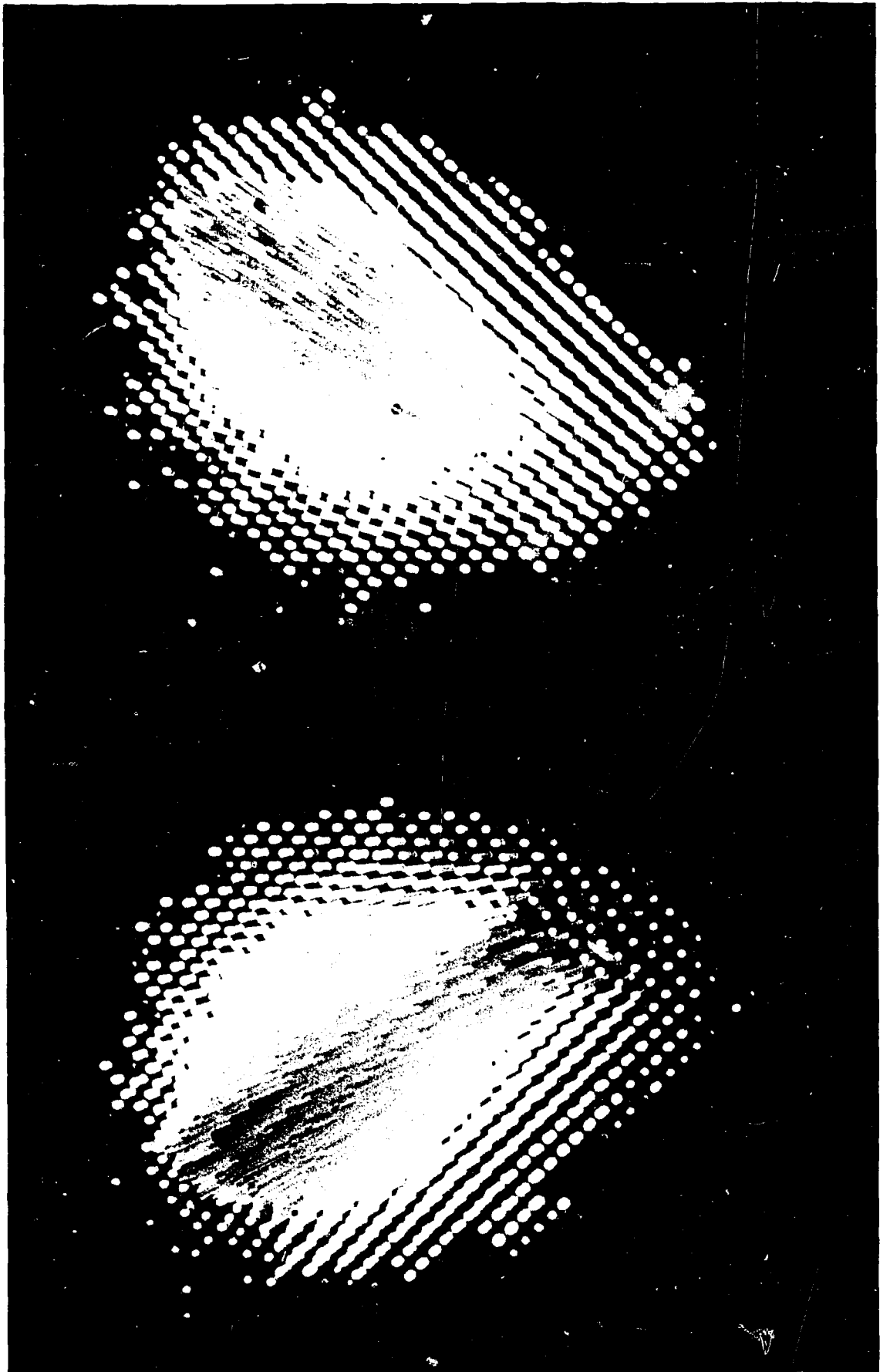
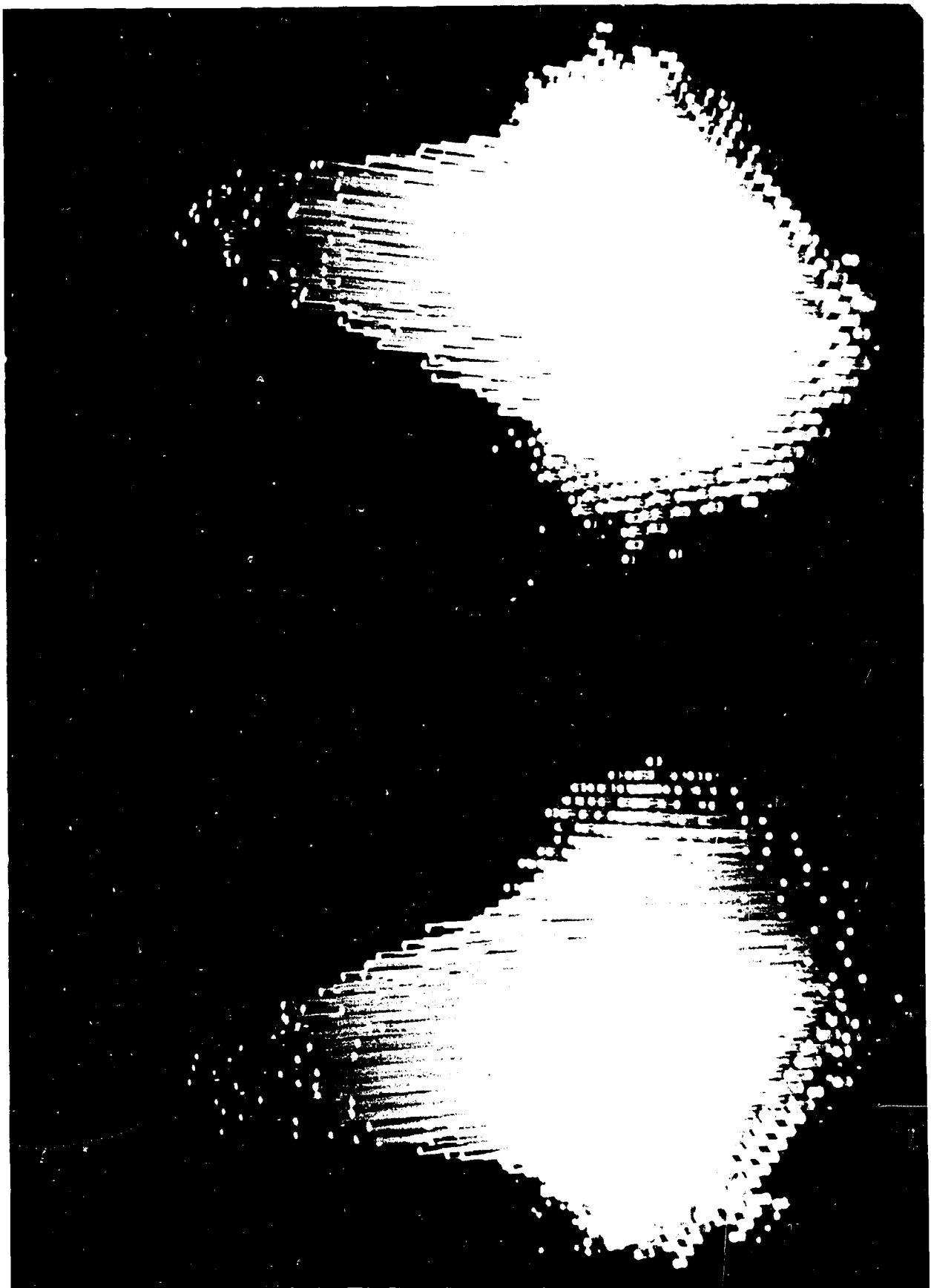


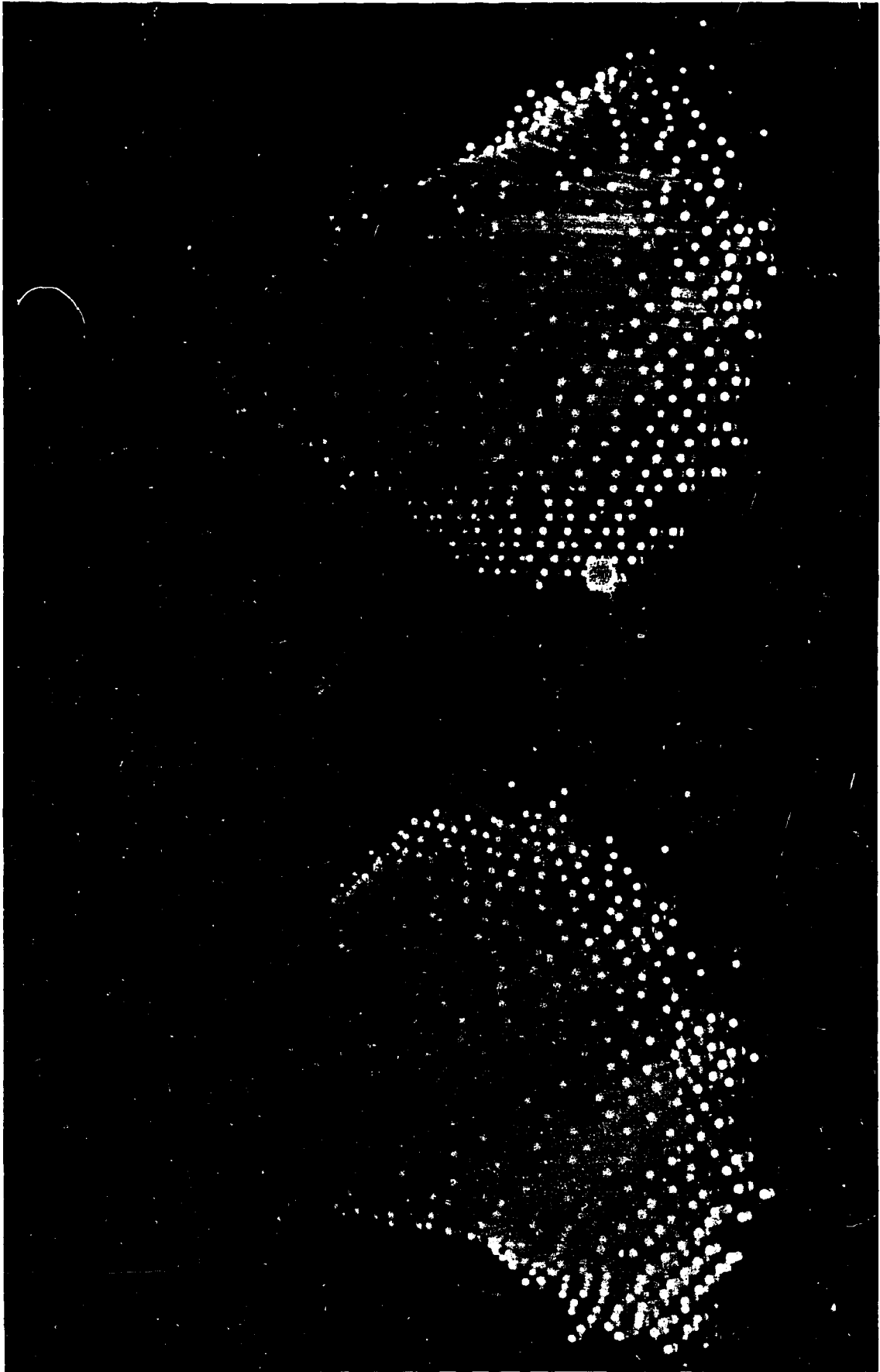
Figure IV-23

6/ Représentation en trois dimensions de la distribution de probabilités

Nous avons réalisé un montage mécanique représentant dans l'espace la distribution $P(E_a, E_b)$. Sur une plaque métallique carrée, nous avons planté en chaque point de coordonnées E_a et E_b , une tige plexiglas de longueur proportionnelle à la fréquence des événements (E_a, E_b) . L'ensemble de ces tiges éclairées en bout, présente l'aspect de deux montagnes illuminées symétriques par rapport à une des diagonales de la plaque comme le montre les photographies suivantes.







CHAPITRE V

CONCLUSION

Tous les résultats que nous avons présentés, ont été systématiquement comparés aux résultats obtenus avec la méthode du "temps de vol" par FRASER et MILTON (Nov. 1962). Cette méthode, mesures simultanées des vitesses des deux fragments, peut être considérée comme complémentaire de celle que nous avons utilisée, mesures simultanées des énergies des 2 fragments, puisque toutes deux, par des techniques essentiellement différentes, visent le même résultat : la mesure des masses des fragments avant l'émission neutronique. Rappelons d'ailleurs que la méthode du temps de vol est susceptible, dans le calcul des masses, d'une précision supérieure à la nôtre ; en outre l'existence d'un "défaut de réponse" des détecteurs à jonction, dont nous n'avons tenu compte qu'en première approximation, introduit dans nos mesures une cause d'imprécision supplémentaire.

Nous nous sommes donc attaché à étudier les phénomènes d'un point de vue qualitatif et c'est sur ce plan que nous pouvons conclure à un excellent accord avec les résultats obtenus par la méthode du temps de vol :

- Cet accord porte en premier lieu sur l'existence certaine d'une structure fine de la distribution globale des masses avant émission neutronique : cette structure fine s'est manifestée, à la fois, à partir des distributions des masses obtenues à énergie cinétique totale des deux fragments constante et sur les distributions des énergies cinétiques dans certaines conditions.

Ces structures qui semblent liées aux propriétés de stabilité de certains fragments (couches fermées de neutrons ou de protons) indiqueraient par conséquent que celles-ci jouent un rôle très important au moment de la scission : ceci vient donc à l'appui de l'hypothèse fondamentale faite par FONG que la scission est un processus lent devant la période des mouvements individuels des nucléons à l'intérieur du noyau qui se fissionne.

- L'accord porte également sur le résultat important concernant l'existence d'un mode de fission symétrique correspondant à des énergies cinétiques totales nettement plus basses que pour le mode normal asymétrique.

S'il en est bien ainsi, on serait amené à concevoir deux configurations différentes du point seuil. Il faut d'ailleurs signaler que ce dernier résultat doit être reçu avec grande précaution du fait de la rareté du phénomène et de la possibilité d'un effet systématique d'appareillage. Il est donc important que sur ce sujet le travail expérimental soit poursuivi.

- Autre point d'accord : celui de l'évolution des courbes de distribution en masse en fonction de l'énergie cinétique totale ; plus l'énergie cinétique totale est élevée, plus les pics sont proches l'un de l'autre et plus leur largeur est faible. Un tel résultat pourrait s'expliquer en complétant le modèle de WHESTONE par la considération que la fission peut avoir lieu à différents instants correspondant à des formes différentes de l'haltère ainsi que le montre la (fig. IV-1) : plus le col est long plus les centres de gravité des charges sont éloignés et moins l'énergie cinétique sera grande

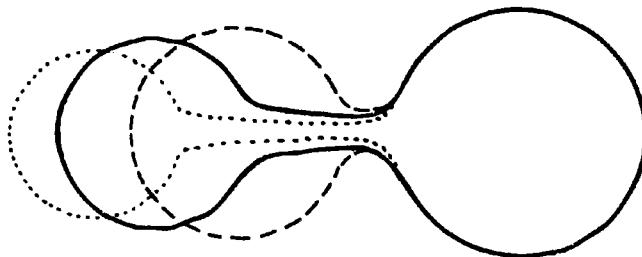


Figure V - 1

De même plus le col est long, plus l'incertitude sur la masse des fragments, due à la position variable de la cassure le long de ce col, sera grande.

De plus, si l'on admet que le col se forme aux dépens du fragment léger on voit que plus il sera long, plus la masse moyenne de celui-ci sera faible alors que celle du fragment lourd augmente.

Nous concluons enfin par certaines remarques concernant les détecteurs à jonction dans leur utilisation en spectrométrie d'énergie des fragments de fission :

- les récents développements dans la fabrication des jonctions p-n et plus particulièrement des détecteurs à barrière de surface Au-Si permettent de penser que seront pratiquement résolues les principales difficultés d'utilisation de ces détecteurs : telles que l'épaisseur de fenêtre et la faible surface utile.

- Un étalonnage précis, à partir des mesures faites sur les énergies des fragments au moyen de la méthode de temps de vol doit permettre de tenir compte du défaut de réponse de ces détecteurs.

Ainsi le faible encombrement et la relative facilité de mise en oeuvre de ces détecteurs leur permettront de jouer un grand rôle dans les expériences sur la fission.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] O. HAHN et F. STRASSMANN, - Naturwiss 27.11 (1939)
- [2] N. BOHR et J. WHEELER - P.R. 56. 426 (1939)
- [3] A. BOHR - Proc. Int. Conf. Peaceful Use Atomic Energy, Genève 1955, P/111
- [4] J. WHEELER - Proc. Int. Conf. Nucl. React., Amsterdam 1956,
- [5] P. FONG - P.R. 102, 434, (1956)
- [6] E. HYDE - UCRL, 9036 (1960)
- [7] N. BOHR - Nature 137. 344 (1936)
- [8] D. HILL - Proc. Int. Conf. Peaceful Use Atomic Energy, Genève 1958, P/660
- [9] R. HILL - P.R. 98.1272 (1955)
- [10] E. FERMI - Nuclear Physics Notes, Chicago, 1949
- [11] J. PERRING et J. STORY - P.R. 98.1525 (1955)
- [12] W. STEIN et S. WHETSTONE - P.R. 110.476 (1958)
- [13] D. BRUNTON et G. HANNA - Can. J. of Phys. 28.190 (1950)
- [14] G. AMSEL, P. BARUCH, O. SMULKOWSKI - Nucl. Inst. and Methods 8.92 (1960)
- [15] E. MELKONIAN - Nucl. Inst. and Methods, 11, 307 (1961)
- [16] J. COLARD et J. GAL - Nucl. Inst. and Methods, 16.195 (1962)
- H. BRITT et H. WEGNER, - Rev. Sc. Inst., 34, 274 (1963).
- [17] Handbuch der Physik - flüger, n° 34
- [18] C. CORYELL et N. SUGARMAN - NINES 9 Mc. Graw. Hill, New-York (1951)
- [19] G. THODE et R. GRAHAM - Can. J. Res. A-25.1 (1947)
- [20] J. BLOMEKE et M. TODD - ORNL. 2127 (1957)
- S. KATCOFF. - Handbook of Nucl. Eng. Addison Wesley (1957)
- [21] Mc. NAMARA, COLLINS et THODE - P.R. 78.129 (1950)
- [22] W. STEIN - P.R. 108.94 (1957)
- [23] J. MILTON et J. FRASER - P.R. 111.877 (1958).
- [24] J. FRASER et J. MILTON - Nucl. Inst. and Methods, 2.275 (1958).
- [25] J. MILTON et J. FRASER, - Can. J. of Phys. 40. 1962- (1962)
- [26] D. BRUNTON et W. THOMPSON - Can. J. Res. 28-A . 498 (1950)
- [27] L. ROCLAND, L. BOLLINGER, G. THOMAS - Proc. Int. Conf. Peaceful Use Atomic Energy , Genève 1958, P/551
- [28] J. M. ALEXANDER et M. GAZDIK - P.R. 120. 874 (1960)
- [29] D. CARSWELL et J. MILSTED - J. of Nucl. Energy 4. 51 (1957)
- [30] H. FARRAR et R. TOMLINSON - Can. J. of Physics 40. 943 (1962)

- [31] L. GLENDENIN - P.R. 75 . 337 (1949)
A. PAPPAS - MIT Repport n° 63 (1953)
- [32] D. WILES, B. SMITH, R. HORSLEY, H. THODE - Can. J. of Phys. 31. 419 (1953)
- [33] D. BIDINOSTI, D. IRISH, R. TOMLINSON - Can. J. of Chem. 39. 629 (1961)
- [34] H. FICKEL, R. TOMLINSON - Can. J. of Phys. 37. 916 (1959)
- [35] W. GIBSON, T. THOMAS, G. MILLER - Phys. Rev. Letters 7. 65 (1961)
- [36] R. LEACHMAN et H. SCHMITT - P.R. 96. 1366 (1954)
- [37] R. LEACHMAN - P.R. 87 444 (1952)
- [38] J. MILTON ET J. FRASER - P.R. Letters 7. 67 (1961)
- [39] M. ROUX - Rapport CEA de Saclay - DE/1579/SEAEP (1962)
- [40] V. APALIN - et al Zh. Eksperim. i Theor. Fiz. 43. 331 (1962)

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
CHAPITRE I - INTRODUCTION	
I - Définition	5
II - Historique de la fission	5
III - Le modèle de la goutte liquide de N. BOHR et WHEELER	5
1. Caractéristiques générales du modèle	5
2. Le modèle de la goutte liquide et la distribution des masses des fragments de fission	6
IV - Le modèle statistique de P. FONG	7
V - Conclusion	8
 CHAPITRE II - ETUDE SUR LES DETECTEURS A JONCTION p-n	
I - Introduction	9
II - Le détecteur à jonction	9
1. Constitution du détecteur	9
2. Principe de fonctionnement	9
3. Utilisation des détecteurs à jonction pour la spectrométrie des fragments de fission	11
III - Etude expérimentale des détecteurs	12
1. Etudes préliminaires sur les spectres	12
a - Dispositif expérimental	12
b - Détermination de la tension de polarisation	13
2. Etude de la réponse aux fragments de fission	14
a - Mesure de l'épaisseur de la fenêtre	14
b - Mesure du défaut de réponse global pour les fragments de fission	14
3. Etudes en coïncidence sur les fragments de fission	16
a - Préparation des dépôts	16
b - Dispositif expérimental	18
c - Taux de comptage	18
 CHAPITRE III - ETUDES SUR LA DISTRIBUTION DES MASSES DES FRAGMENTS DE FISSION PAR L'ANALYSE CONDITIONNEE DE L'ENERGIE D'UN FRAGMENT	
A - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES MASSES	
I - Introduction	19
1. Etudes Radiochimiques	19
2. Etude des vitesses des fragments de fission	19
3. Etude des énergies des fragments de fission	20

II - Mesure de la distribution des masses en fonction de l'énergie cinétique totale des deux fragments	21
1. Dispositif expérimental	21
2. Résultats expérimentaux	21
a - Mesures effectuées	21
b - Présentation des résultats	24
3. Discussion des résultats	26
a - Rapport des nombres de coups dans les 2 pics	26
b - Evolution du rapport pic sur creux	26
c - Etude de la largeur des pics de la distribution des masses	26
d - Etude des masses les plus probables	28

B - ETUDE SUR LA STRUCTURE DE LA DISTRIBUTION DES MASSES DES FRAGMENTS

I - Introduction	29
II - Limitation des méthodes radiochimiques	31
III - Etude de la structure fine de rendement des masses par l'intermédiaire des mesures d'énergie	32
1. Mesures effectuées	32
2. Résultats expérimentaux	34
3. Discussion des résultats	34

C - ETUDE DE LA STRUCTURE DE LA DISTRIBUTION DES ENERGIES DES FRAGMENTS DE FISSION

I - Introduction	36
II - Etudes expérimentales	40
1. Dispositif	40
2. Résultats expérimentaux	40
3. Discussion des résultats	44

CHAPITRE IV - ETUDE DE LA DISTRIBUTION DES MASSES PAR L'ANALYSE BI-DIMENSIONNELLE DES ENERGIES DES DEUX FRAGMENTS

A - DESCRIPTION DU DISPOSTIF EXPERIMENTAL

I - Sélecteur bi-dimensionnel	47
1. Principe	47
2. Caractéristiques des composantes du sélecteur	49
a - L'amplificateur AN 2	49
b - Les deux convertisseurs "analogue digital"	49
c - La mémoire de l'appareil	49
d - Dispositif de programmation et de décodage	50
3. Performances de l'appareil	51
II - Détecteur	53

B - TRAITEMENT DES DONNEES PAR CALCULATEUR I.B.M.

C - PRESENTATION DES RESULTATS

1. Distribution de l'énergie cinétique totale	58
2. Distribution en masse des fragments	61
3. Distribution en masse des fragments à énergie cinétique totale constante..	62
4. Variation de l'énergie cinétique totale moyenne en fonction de la masse des fragments	63

5. Structure fine sur la distribution en énergie d'un fragment	65
6. Représentation en trois dimensions de la distribution de probabilités	75
CHAPITRE V - CONCLUSION	79
BIBLIOGRAPHIE	81

FIN