



**HAL**  
open science

## LA FISSION

A. Michaudon

► **To cite this version:**

A. Michaudon. LA FISSION. Journal de Physique Colloques, 1968, 29 (C1), pp.C1-51-C1-73.  
10.1051/jphyscol:1968107 . jpa-00213333

**HAL Id: jpa-00213333**

**<https://hal.science/jpa-00213333>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## LA FISSION

A. MICHAUDON

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

**Résumé.** — Dans cet exposé, nous rappelons d'abord quelques généralités sur le phénomène de fission qui se déroule en trois phases : oscillations du noyau, franchissement du point-seuil, scission. Chaque phase est décrite en s'appuyant soit sur des calculs théoriques déduits du modèle de la goutte liquide, soit sur des résultats expérimentaux. L'effet des couches magiques est montré et discuté. Ensuite, nous traitons plus en détail la fission induite par neutrons en procédant d'abord à un rapide examen des sections efficaces de fission et en les expliquant par l'effet d'appariement des neutrons et par l'introduction du concept de voie de sortie du phénomène de fission. Une attention particulière est accordée à la fission induite par neutrons lents (ou neutrons de résonances) qui permettent d'exciter le noyau composé à une énergie voisine de la barrière de fission. Ces résonances sont des états purs de spin et de parité et se prêtent bien à la vérification de la théorie des états de transition de A. Bohr. Dans cette optique, nous examinons les grandeurs physiques suivantes : largeurs de fission (valeur moyenne et fluctuations), distribution en masse et énergie cinétique des fragments. Deux noyaux sont traités en détail, pour lesquels nous avons le plus d'information :  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ . Enfin nous donnons un aperçu du phénomène des quasi-résonances et de leur importance dans les sections efficaces des principaux noyaux fissiles.

**Abstract :** In this paper, some general properties of the fission process are reviewed by first examining the three phases into which it develops : oscillations of the nucleus, passing through the saddle point, scission. Each of these steps is described together with some theoretical calculations derived from the liquid drop model and with some experimental results. The effect of closed shells is shown and discussed. Then, fission induced by neutrons is treated in more detail, first by a brief examination of fission cross sections which can be explained by the pairing of neutrons and by the introduction of the concept of exit channels in fission. Special attention is then given to fission induced by slow neutrons (or resonance neutrons) which can excite the compound nucleus at an energy close to the fission barrier. Such resonances have purity of spin and parity and therefore, are well suited for the verification of A. Bohr's transition state fission theory. Having this theory in mind, the following parameters are examined : fission widths (average value and fluctuations), mass distribution and kinetic energy of the fission fragments. Two nuclei are studied in detail, for which we have the most complete information :  $\text{U}^{235}$  and  $\text{Pu}^{239}$ . Finally, a glimpse is given on the quasi-resonance phenomenon and its importance in the fission cross sections of the main fissile elements.

**I. Introduction.** — Depuis sa découverte en 1938 par Hahn et Strassman [1] par une méthode chimique, puis confirmée peu après et indépendamment par F. Joliot [2] et par O. Frisch [3] par des méthodes physiques, la fission devait donner lieu à de très nombreuses études, stimulées par les applications évidentes de ce phénomène.

La variété et l'abondance de ces travaux ont conduit certains auteurs à les résumer et à en dégager les points saillants. Parmi les publications les plus récentes, citons d'abord le rapport de E. K. Hyde [5] complété quelques années plus tard par un livre [6]. En 1965, un congrès consacré uniquement à la fission s'est tenu à Salzbourg et l'ensemble des communications [7]

forme certainement la meilleure compilation des travaux les plus récents. Tout dernièrement un article de J. S. Fraser et J. C. D. Milton [8] dégage clairement les principaux aspects du phénomène de fission. Enfin, en 1964, L. Wilets [9] éditait un livre remarquable sur les théories de la fission.

La plupart des travaux sont d'origine expérimentale. Leur ampleur même masque mal notre manque de compréhension du phénomène. Elle reflète plutôt une série de tâtonnements longs et difficiles au cours desquels notre connaissance de la fission ne progresse que lentement. Nous verrons plus loin qu'une donnée aussi importante que le spin des résonances induites par les neutrons lents dans les noyaux fissiles n'est

encore connue que d'une façon très fragmentaire. C'est cette absence d'information même qui a suscité tant de mesures destinées à combler cette lacune.

Dès 1939, un article théorique important était publié par N. Bohr et J. A. Wheeler [4] dans lequel les principales caractéristiques du phénomène de fission étaient déduites du modèle de la goutte liquide. Après 1950, le succès d'autres modèles nucléaires : modèle des couches, modèle collectif, modèle unifié, etc... devait stimuler plusieurs études théoriques.

Cependant, la théorie est pour le moment peu apte à traiter un phénomène qui se produit dans un noyau lourd très déformé au point seuil avant sa division en deux fragments de masses voisines à la scission, auquel participent tous les nucléons et qui libère une énergie de 200 MeV environ. Ces conditions sont très différentes de celles qui sont à l'origine des calculs de structure nucléaire à basse énergie, dans lesquels on considère peu de nucléons (soit dans les noyaux légers, soit dans les noyaux proches des couches fermées), des déformations faibles et des énergies beaucoup plus basses que 200 MeV. Néanmoins, plusieurs hypothèses simplificatrices permettent quelques calculs théoriques sur la fission.

Nous allons d'abord examiner rapidement le modèle de la goutte liquide qui nous donnera une première idée du phénomène de fission. Nous traiterons plus en détail quelques aspects de la théorie de A. Bohr sur les états de transition et nous l'illustrerons par des résultats expérimentaux dont plusieurs ont été obtenus à l'accélérateur linéaire de Saclay.

**II. Généralités sur la fission. Modèle de la goutte liquide. Effet des couches magiques.** — Dans le modèle de la goutte liquide, tous les nucléons participent à l'état du système et leurs interactions mutuelles sont fortes. Le noyau est remplacé par une goutte liquide chargée uniformément dont la surface est bien définie. C'est l'opposé du modèle à particule indépendante où les nucléons se déplacent indépendamment les uns des autres dans un potentiel moyen et où quelques-uns d'entre eux seulement participent à l'état du système.

Le modèle de la goutte liquide est une des conséquences du concept du noyau composé à vie longue, où l'énergie apportée par le projectile incident se répartit entre tous les nucléons et dont les propriétés sont indépendantes de son mode de formation.

La fission est l'exemple d'un processus passant par l'intermédiaire du noyau composé car elle peut être induite par une grande variété de particules (neutrons, protons, ions lourds, mésons, etc...) et même se produire spontanément dans un noyau lourd à l'état fondamental.

Le processus de fission peut être décrit comme la succession de plusieurs phases (Fig. 1). D'abord une série d'oscillations du noyau dues aux effets contraires

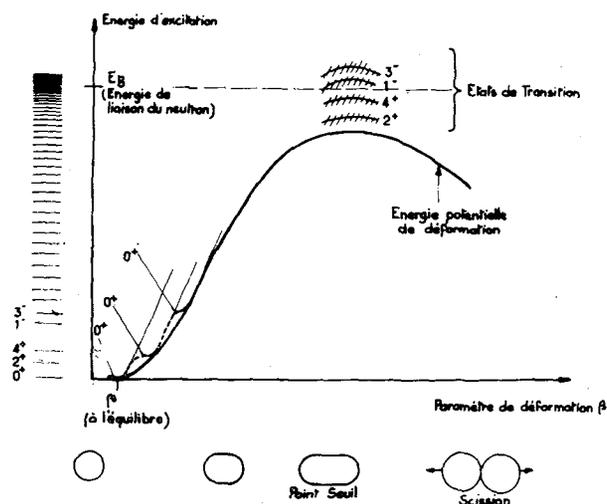


FIG. 1. — Représentation schématique du phénomène de fission d'un noyau pair-pair.

de l'énergie coulombienne et de l'énergie de surface, au cours desquelles apparaît un point critique appelé *point seuil* au-delà duquel l'énergie potentielle diminue. Le passage par le point seuil constitue un processus irréversible, analogue à la transmission d'une barrière de potentiel, suivi d'une déformation plus grande conduisant rapidement au partage du noyau en deux ou plusieurs fragments de masses comparables. C'est la *scission*, suivie de la séparation et de la désexcitation des fragments ainsi formés.

Nous allons reprendre plus en détail chacune de ces étapes, en nous limitant au cas de la fission binaire [9].

**1° OSCILLATIONS DU NOYAU.** — Examinons d'abord le début de la courbe d'énergie potentielle en fonction d'un paramètre de déformation. La surface nucléaire peut être décrite par son rayon  $R(\theta, \varphi)$  exprimé sous la forme d'un développement multipolaire :

$$R(\theta, \varphi) = A \cdot R_0 \left[ 1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1)$$

dans lequel :

$R_0$  est le rayon de la goutte sphérique ;

$A$  est un coefficient de normalisation destiné à conserver constant le volume de la goutte supposée incompressible.

Les énergies de surface et de Coulomb, calculées à

partir des paramètres de déformation  $\alpha_{\lambda\mu}$ , sont respectivement égales à :

$$E_s = E_{s0} \left\{ 1 + \frac{1}{8\pi} \sum_{\lambda} (\lambda - 1) (\lambda + 2) \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right\} \quad (2)$$

$$E_c = E_{c0} \left\{ 1 - \frac{5}{4\pi} \sum_{\lambda} (\lambda - 1) (2\lambda + 1)^{-1} \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right\} \quad (3)$$

$E_{s0}$  et  $E_{c0}$  sont les valeurs de l'énergie correspondant à la goutte sphérique.

Pour un noyau lourd :

$$E_{s0} = 700 \text{ MeV environ ;}$$

$$E_{c0} = 1\,000 \text{ MeV environ.}$$

Ces deux expressions reflètent bien, comme on s'y attendait, une augmentation de l'énergie de surface et une diminution de l'énergie de Coulomb quand le noyau se déforme. Le bilan en énergie s'établit comme suit :

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{E_c + E_s - E_{c0} - E_{s0}}{E_{s0}} \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_{\lambda} \left\{ \frac{(\lambda - 1) (\lambda + 2)}{4} - x \frac{5(\lambda - 1)}{(2\lambda + 1)} \right\} \times \\ &\quad \times \sum_{\mu} |\alpha_{\lambda\mu}|^2. \quad (4) \end{aligned}$$

Dans cette expression,  $x = E_{s0}/2E_{c0}$  est un paramètre important qui est égal à environ 0,7 pour un noyau lourd.

On constate que l'énergie de surface croît beaucoup plus rapidement avec l'ordre du multipôle que l'énergie de Coulomb ne diminue. Plaçons-nous dans le cas favorable à la fission, c'est-à-dire au minimum d'énergie de déformation. Ceci se produit pour des déformations d'ordre le plus bas, donc quadrupolaires. L'énergie  $\xi$  se réduit alors à l'expression simple ci-dessous :

$$\xi = \frac{1}{2\pi} (1 - x) \sum_{\mu} |\alpha_{2\mu}|^2. \quad (5)$$

Un noyau est instable pour la fission, lorsque  $x \geq 1$ .

Donnons une autre expression de  $x$  :

$$x = \frac{E_{c0}}{2E_{s0}} = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_c} \quad (6)$$

obtenue en faisant le rapport des coefficients des termes en  $Z^2 A^{-1/3}$  et  $A^{2/3}$  dans la formule de masse de Weizsäcker. On en déduit la valeur :

$$(Z^2/A)_c = 48,4 \quad [8].$$

La valeur de  $x$ , calculée pour plusieurs noyaux lourds, est portée dans le tableau I de la figure 2. Ce

Noyau	$Z^2/A$	$x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_c$
$^{208}\text{Pb}$	32,32	0,667
$^{232}\text{Th}$	34,91	0,721
$^{233}\text{U}$	36,32	0,75
$^{235}\text{U}$	36,01	0,744
$^{238}\text{U}$	35,56	0,734
$^{240}\text{Pu}$	36,81	0,76
$^{244}\text{Cm}$	37,77	0,78
$^{250}\text{Cf}$	38,41	0,79

FIG. 2. — Tableau I. Valeur du paramètre  $x = \frac{(Z^2/A)}{(Z^2/A)_c}$  pour quelques noyaux lourds.

paramètre caractérise la facilité avec laquelle le noyau peut subir la fission, comme l'illustre la figure 3 dans laquelle nous avons porté la période de fission spontanée de plusieurs noyaux lourds en fonction de  $Z^2/A$ . La courbe montre une décroissance régulière des points lorsque  $x$  augmente, avec une dispersion autour de la courbe moyenne due aux imperfections de ce modèle simple.

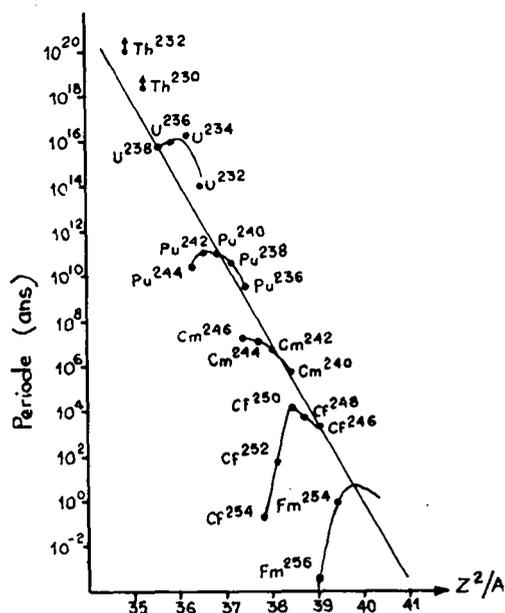


FIG. 3. — Période de fission spontanée de plusieurs noyaux lourds pair-pairs en fonction de  $Z^2/A$ .

Pour des oscillations plus importantes, la courbe d'énergie potentielle en fonction d'un paramètre de déformation est l'enveloppe de plusieurs configura-

tions du noyau, chacune d'elles ayant un point de contact avec la courbe déduite du modèle de la goutte liquide. Le noyau passe d'une configuration à l'autre par les interactions résiduelles.

2° POINT SEUIL. — C'est l'état du noyau déformé dans lequel une faible variation des paramètres rend l'énergie potentielle stationnaire. Pour un noyau lourd, le rapport des rayons extrêmes du noyau est d'environ 2 et le bilan de l'énergie s'établit comme suit :

$$\begin{aligned} E_s - E_{s0} &= 105 \text{ MeV environ} \\ E_c - E_{c0} &= -100 \text{ MeV} \quad - - \\ \hline E_s + E_c - E_{c0} - E_{s0} &= 5 \text{ MeV} \quad - - \end{aligned}$$

C'est une différence faible de deux quantités importantes, donc sensible aux détails du modèle utilisé.

La hauteur de la barrière de fission calculée par Myers et Swiatecki [12] le long de la ligne de stabilité  $\beta$  des noyaux est reportée sur la figure 4. Elle présente un maximum vers  $A = 100$ , égal à 55 MeV. On constate l'effet des couches magiques, calculé à partir d'une formule de masse qui tient compte de cet effet, en particulier pour le maximum vers  $A = 300$  correspondant au nombre magique de neutrons  $N = 184$ .

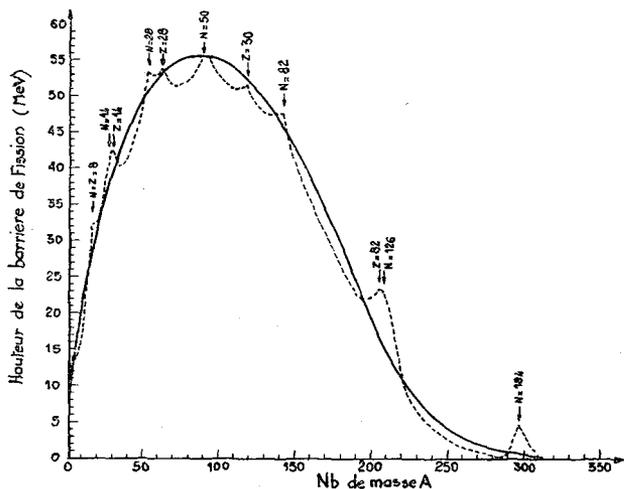


FIG. 4. — Hauteur de la barrière de fission, calculée par W. D. Myers et M. J. Swiatecki [13], pour les noyaux situés le long de la ligne de stabilité  $\beta$ .

Il serait intéressant d'étudier le noyau doublement magique  $Z = 126, N = 184$  (vers  $A = 310$ ), pour lequel la barrière de fission doit être relativement élevée. Il pourrait être obtenu par exemple en bombardant  $^{232}\text{Th}$  par des ions lourds. Une expérience de ce type est envisagée à Berkeley.

La barrière de fission ne peut être franchie que si

la réaction est exo-énergétique. Le modèle de la goutte liquide montre que la fission symétrique est la plus favorable. Dans ce cas, après séparation complète des fragments supposés sphériques, l'énergie libérée est :

$$\xi = \frac{\text{Energie finale} - \text{Energie initiale}}{E_{s0}} = 0,260 - 0,740 x. \quad (8)$$

La fission est donc exo-énergétique pour tous les noyaux ayant  $x > 0,35$ , soit pour tous les noyaux plus lourds que  $^{90}\text{Zr}$ .

Le modèle de la goutte liquide permet de calculer la forme au point seuil [12]. Nous avons reproduit sur la figure 5 le résultat de ces calculs pour plusieurs valeurs du paramètre  $x$ . Pour  $x = 1$ , le noyau est instable et la forme au point seuil est sphérique. Pour  $1 > x > 0,67$  la forme s'allonge pour devenir cylindrique vers  $x = 0,67$ . Pour  $x < 0,67$  apparaît un étranglement qui va en s'accroissant pour les valeurs faibles de  $x$ . Pour  $x$  très petit, la forme de la goutte au point seuil est celle de deux sphères en contact.

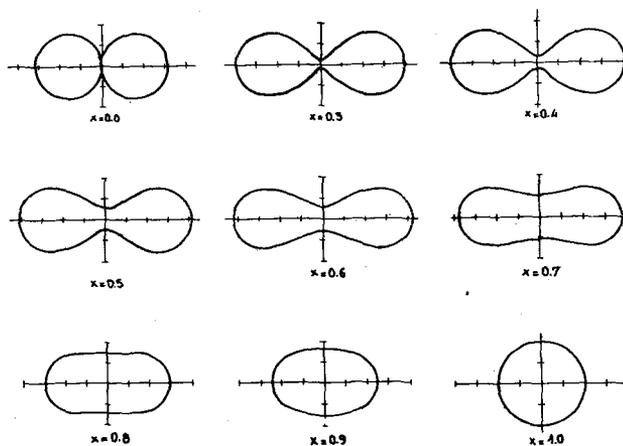


FIG. 5. — Formes de la goutte liquide au point seuil pour différentes valeurs du paramètre  $x$  [12].

En 1945, Hill et Wheeler [14] ont calculé la transmission  $P$  de la barrière de fission en supposant qu'elle a une forme parabolique au voisinage du point seuil :

$$P = \left[ 1 + \exp \left( - 2 \pi \frac{E - E_f}{\hbar \omega} \right) \right]^{-1} \quad (9)$$

$E$  = énergie d'excitation du niveau composé ;

$E_f$  = hauteur de la barrière de fission.

$\hbar \omega$  caractérise l'épaisseur de la barrière (dans les noyaux lourds,  $\hbar \omega \simeq 500 \text{ keV}$ ).

La notion de seuil est donc assez floue car le facteur de pénétration  $P$  n'augmente pas d'une façon abrupte en fonction de l'énergie d'excitation. Il varie de 0,1 à 0,9 pour une variation d'énergie égale à  $0,7 \hbar \omega$  soit 350 keV environ. Par définition, le seuil est pris égal à la hauteur de la barrière, donc pour  $P = 1/2$ . Naturellement, la fission est possible pour des énergies d'excitation en dessous du seuil, dans tous les cas où elle est exo-énergétique. C'est le cas de la fission spontanée de tous les noyaux lourds.

3° LA SCISSION. — Le passage du point seuil à la scission est la phase la plus compliquée et la plus mal connue. Il demande, pour être traité, une étude dynamique du problème. Dans certains cas, on suppose qu'il est suffisamment rapide pour que la scission soit conditionnée par les caractéristiques du noyau au point seuil. Dans d'autres cas, au contraire, on suppose qu'il est suffisamment lent pour que l'équilibre statistique soit toujours établi ; c'est l'hypothèse de base des théories dites statistiques de la fission dont celle de Fong [15].

En 1962, les calculs de Cohen et Swiatecki [12] avec le modèle de la goutte liquide statique ont montré que le passage du point seuil à la scission pouvait être assez simple pour  $x < 0,67$ . En revanche, lorsque  $x$  est égal ou légèrement supérieur à 0,67, le chemin au-delà du point seuil s'allonge brusquement et il se peut même qu'un 2<sup>e</sup> point seuil apparaisse entre le premier et la scission.

Toujours en se restreignant à l'aspect purement statique du phénomène, il est possible de calculer l'énergie et la forme du noyau au moment de la scission [9]. En première approximation, on peut considérer que, à la scission, les deux fragments sont sphériques et en contact. En fait, Fong [15] a montré que la déformation des fragments jouait un rôle important. Ceci apparaît en considérant la somme de l'énergie de déformation des deux fragments et la variation de l'énergie coulombienne mutuelle qui en résulte.

En choisissant, pour chaque multipôle du développement et pour chaque fragment, le paramètre  $\alpha_\lambda$  qui minimise l'énergie à la scission, et en ne retenant que les termes en  $x_i^2$ , on obtient la variation d'énergie correspondante ci-dessous :

$$E_d(\lambda) = - D_\lambda x^2 E_{s0} K \quad (10)$$

$$D_\lambda = \frac{(2\lambda + 1)}{(\lambda - 1)(\lambda + 2)} \left[ 1 - \frac{3}{(2\lambda + 1)} \left( \frac{1}{2} \right)^{\lambda-1} \right]^2 \quad (11)$$

$K$  est un facteur numérique indépendant de  $\lambda$ .

Le coefficient  $D_\lambda$  décroît seulement comme  $1/\lambda$ . Les termes d'ordre élevé contribuent donc appréciablement à la diminution de l'énergie à la scission. La série  $D_\lambda$  est même divergente mais, en fait, les termes d'ordre trop élevé ne sont plus valables compte tenu des hypothèses faites au départ (développement limité aux termes en  $x_i^2$ ,  $x_i$  étant le paramètre

$$x_i = \frac{1}{48,4} \frac{Z_i^2}{A_i}$$

pour chaque fragment i). Dans les calculs pratiques, la série est tronquée.

Il faut retenir de ces calculs que l'énergie à la scission est minimale pour des fragments très déformés. La configuration la plus favorable est celle de deux fragments reliés par un mince filament. Nous reviendrons sur ce point.

L'énergie totale à la scission est égale à la somme des énergies suivantes :

— énergie de la réaction de fission lorsque les fragments sphériques sont éloignés (8),

— énergie coulombienne mutuelle des deux fragments sphériques placés en contact

$$E_c(1,2) = \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} e^2 \simeq 0,525 x E_{s0} \quad (12)$$

— énergie liée à la déformation des fragments à la scission

$$E_d = \sum_{\lambda < A} E_d(\lambda).$$

$A$  est l'ordre du multipôle où la série est tronquée. Les calculs ci-dessus correspondent à la fission symétrique. Ils ont été faits aussi pour la fission asymétrique. Il en résulte que le modèle de la goutte liquide ne permet pas de trancher entre les deux modes de fission (symétrique ou asymétrique).

4° APRÈS LA SCISSION, les deux fragments se repoussent électrostatiquement et se désexcitent. Leur énergie cinétique finale dépend peu en moyenne de l'énergie d'excitation initiale dont les variations se retrouvent surtout dans l'énergie d'excitation des fragments. Voici brièvement comment se déroule cette dernière partie du phénomène de fission. Prenons par exemple, le cas de la fission de  $^{235}\text{U}$  par un neutron lent (Fig. 6).

— 90 % de l'énergie cinétique totale (environ 170 MeV) est acquise  $1,3 \times 10^{-20}$  seconde après la scission, soit après un parcours de  $1,9 \times 10^{-11}$  cm, nettement inférieur au diamètre des électrons atomiques des couches les plus profondes ;

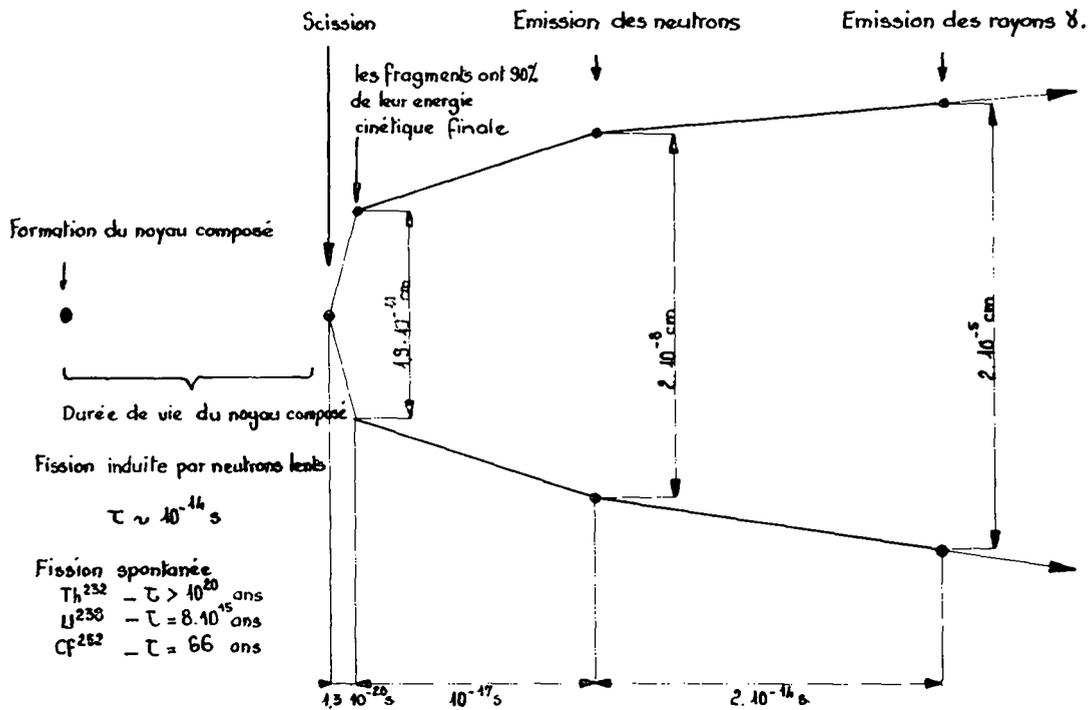


FIG. 6. — Représentation graphique des phases principales du phénomène de fission [10].

— émission des neutrons par les fragments  $10^{-7}$  seconde plus tard, soit quand les fragments sont séparés de  $2 \times 10^{-8}$  cm. En moyenne 2 à 3 neutrons, d'environ 2 MeV chacun, sont émis. Ce mode de désexcitation se produit en premier car les fragments d'une masse donnée sont plus riches en neutrons que les noyaux stables de même masse ;

— émission de rayons  $\gamma$  lorsque l'énergie d'excitation des fragments est inférieure à l'énergie de liaison d'un neutron. Environ 5 rayons  $\gamma$  prompts sont émis, totalisant une énergie de 6 MeV approximativement ;

— les fragments s'arrêtent dans le milieu où ils se trouvent. On les appelle alors produits de fission ; ils continuent à se désexciter par rayons  $\beta$  pour s'ajuster à une valeur stable de Z, par rayons  $\gamma$  (environ 7 de chaque) et même par neutrons retardés.

Nous avons vu que le modèle de la goutte liquide ne permettait pas de prévoir si la fission était symétrique ou asymétrique. En fait, l'expérience montre que la distribution en masse des produits de fission à basse énergie est très asymétrique. Sur la figure 7 [16], nous avons tracé cette distribution pour plusieurs noyaux lourds, de  $^{234}\text{U}$  à  $^{252}\text{Cf}$ . Il est visible sur toutes ces courbes que la probabilité de fission symétrique est

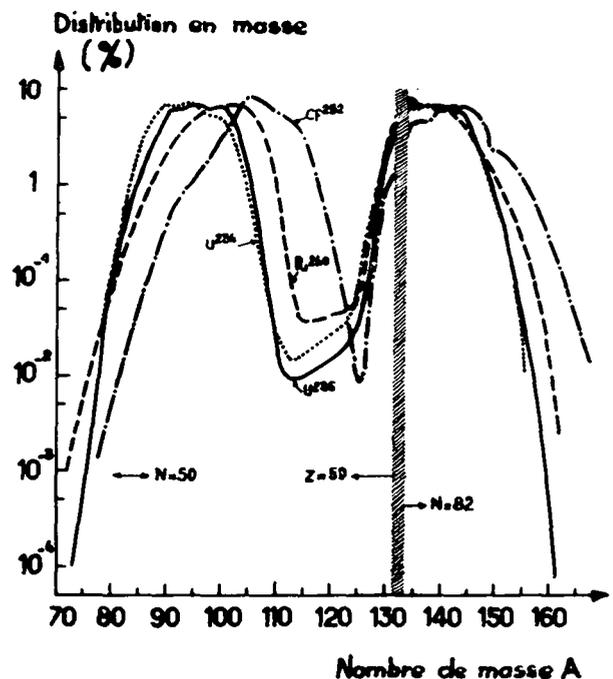


FIG. 7. — Distribution en masse des produits de fission [16].

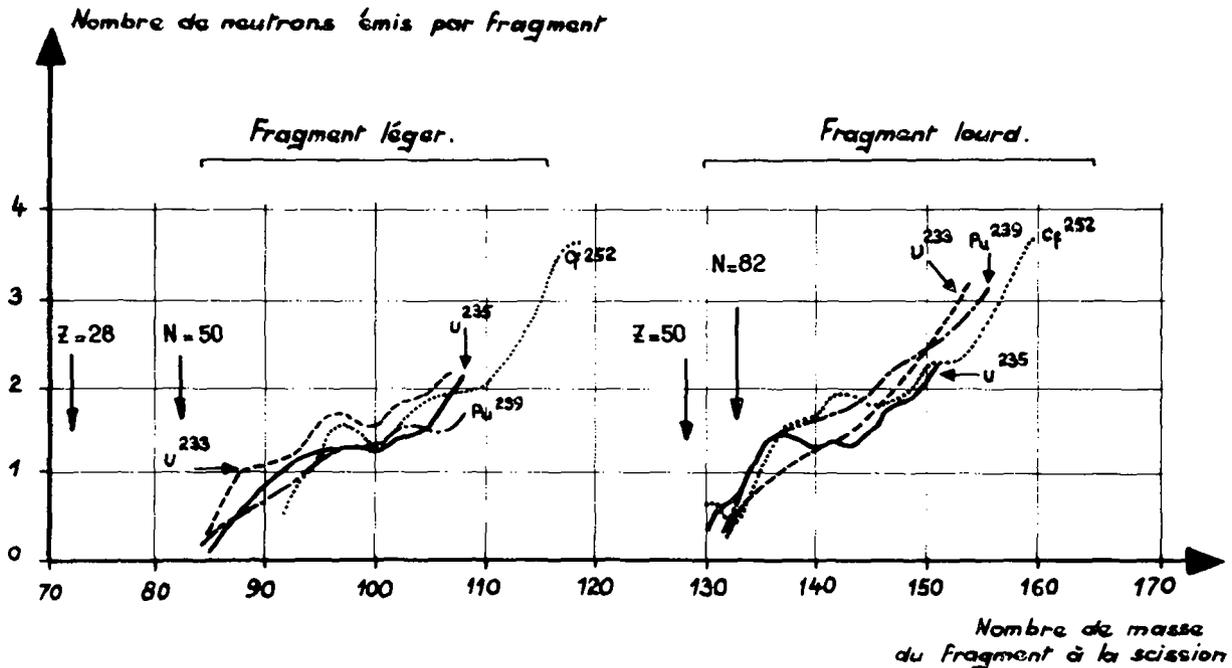


FIG. 8. — Nombre moyen de neutrons  $\bar{\nu}$  émis par les fragments de fission [17].

très faible. D'autre part, tous les noyaux considérés ont des distributions très voisines sur le flanc montant du fragment lourd près des groupements de couches fermées  $Z = 50$  et  $N = 82$ . L'augmentation de masse du noyau qui subit la fission se répercute surtout sur le fragment léger, peu sur le fragment lourd.

En complément de ce phénomène, examinons le nombre moyen  $\bar{\nu}$  de neutrons émis par les fragments (Fig. 8) [17]. On constate une grande variation de  $\bar{\nu}$  en fonction de la masse du fragment considéré, la plus faible valeur de  $\bar{\nu}$  correspondant aux fragments les plus proches des couches magiques. Ce fait expérimental devait conduire à deux modèles phénoménologiques simples du noyau à la scission :

— celui de Whetstone [18] dans lequel le noyau est assimilé à un haltère asymétrique dont les boules sont formées des noyaux proches des couches magiques  $N = 50$  et  $N = 82$  et reliées par un cordon mince (Fig. 9). Nous avons vu que, à part l'asymétrie, cette configuration était jugée favorable par le modèle de la goutte liquide. La rupture du noyau se ferait de préférence au milieu du cordon conduisant donc à la fission asymétrique et à une énergie d'excitation répartie à peu près à égalité entre les deux fragments. Au contraire, la fission symétrique résulterait de la rupture du cordon près du noyau magique le plus lourd et serait donc un processus essentiellement asymétrique.

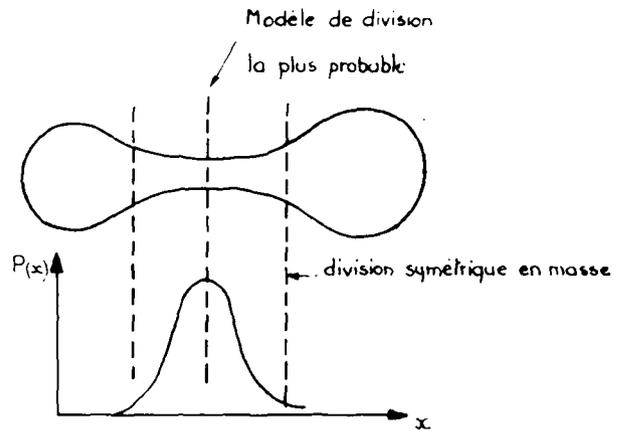


FIG. 9. — Modèle d'haltère asymétrique de Whetstone [18].

Les boules correspondent à des couches magiques différentes et sont reliées par un cordon.

La scission se produit de préférence au milieu du cordon, conduisant ainsi à une répartition asymétrique des masses.  $P(x)$  est la probabilité de division à la position  $x$  du cordon.

L'énergie d'excitation irait alors presque totalement au fragment léger qui serait la principale source des neutrons émis. Ce modèle simple explique assez bien l'émission des neutrons par les fragments.

— le second modèle, plus physique, proposé dès 1962 [17] repose sur une des propriétés des noyaux magiques, leur résistance à la déformation. Les noyaux magiques sont connus pour être sphériques et rigides. Pour une division en masse déterminée, correspondant à un fragment magique et l'autre non magique, l'énergie à la scission est évidemment moindre si le noyau magique reste sphérique et si l'autre est déformé.

Toute l'énergie d'excitation, et donc la possibilité d'émettre des neutrons, va à ce dernier noyau. D'autre part, l'énergie coulombienne propre du noyau magique étant plus élevée, ceci augmente la barrière de fission et décroît la probabilité de ce mode de division du noyau. Ce modèle a été appliqué à plusieurs reprises à des calculs sur la fission, notamment par Vandebosch [19]. Il explique la variation de l'émission des neutrons en fonction de la masse des fragments et la faible valeur de l'énergie cinétique totale des fragments lorsque la fission est symétrique car, dans ce dernier cas, les deux fragments sont très déformés et relativement éloignés l'un de l'autre à la scission.

Nous allons maintenant aborder quelques aspects particuliers du phénomène de fission lorsque l'énergie d'excitation est proche du seuil. Plus exactement, nous allons nous intéresser à la fission induite par les neutrons qui, en l'absence de barrière électrostatique, et grâce à la précision avec laquelle leur énergie peut être mesurée, sont un outil de choix pour exciter les noyaux dans cette gamme d'énergie.

**III. Aspect général des sections efficaces de fission induites par neutrons dans les noyaux lourds.** — Examinons d'abord une série de courbes de sections efficaces de fission (Fig. 10) compilées par Henkel [20] pour les noyaux lourds ayant  $Z > 90$ .

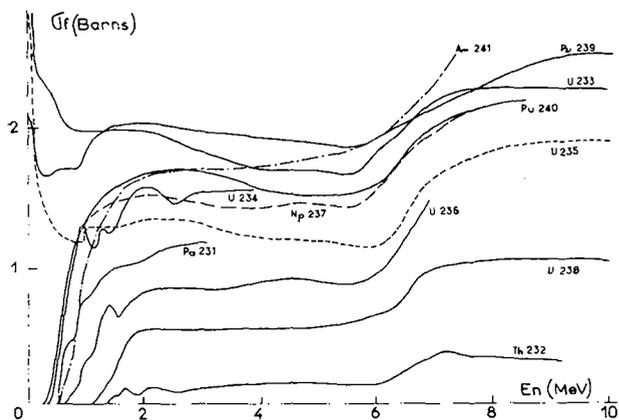


FIG. 10. — Sections efficaces de fission de plusieurs noyaux lourds ayant  $Z > 90$  [20].

Il apparaît que ces noyaux peuvent se séparer en deux groupes dont les courbes sont entièrement différentes. Certains noyaux comme  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , etc... ont une section efficace de fission presque nulle pour des neutrons de basse énergie mais qui remonte ensuite brusquement quand augmente l'énergie des neutrons incidents. L'énergie d'excitation du noyau composé est alors voisine du seuil de fission et la rapidité avec laquelle la courbe croît dépend de l'épaisseur de la barrière de fission. On obtient ainsi une valeur de  $\hbar\omega$  voisine de 600 keV. D'autres noyaux au contraire tels que  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ , etc..., ont une section efficace importante à basse énergie qui décroît quand augmente l'énergie des neutrons. Ceci est dû à la diminution de la section efficace de formation du noyau composé qui varie comme  $1/v$  à basse énergie. Ces noyaux ont alors un seuil de fission situé à une énergie plus basse que l'énergie de liaison du neutron. Ceci peut se vérifier à l'aide de la réaction (d, pf) qui permet d'exciter les mêmes noyaux à une énergie inférieure à l'énergie de liaison du neutron (Fig. 11). Grâce aux réactions induites par neutrons ou par les réactions (d, pf), on obtient expérimentalement la hauteur de la barrière de fission (tableau II de la figure 12).

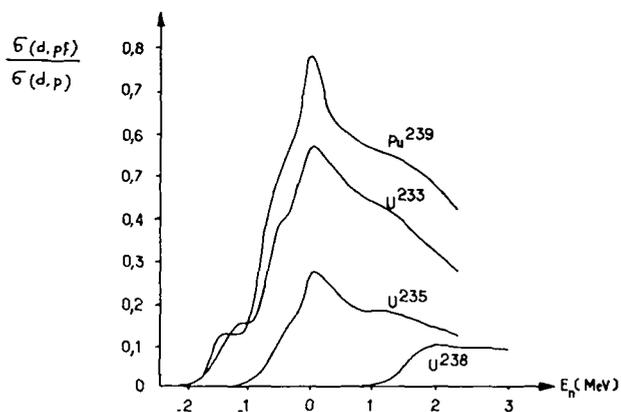


FIG. 11. — Sections efficaces de la réaction (d, pf) sur plusieurs noyaux lourds. L'énergie d'excitation portée en abscisse est rapportée à l'énergie de liaison du neutron dans le noyau composé.

On constate aisément que les noyaux fissiles par neutrons lents ont un nombre impair de neutrons. C'est l'effet de l'énergie d'appariement qui, dans les noyaux composés, procure un excès d'énergie de 1 MeV environ par rapport aux noyaux qui ont un nombre pair de neutrons. Comme la hauteur de la barrière de fission est voisine de l'énergie de liaison du neutron, l'énergie d'appariement est suffisante pour porter l'énergie d'excitation au-dessus du seuil. Cet

Noyau composé	$E_f - E_B$ (MeV)	$E_B$ (MeV)	Réaction
$^{232}\text{Pa}$	0,5	5,60	$^{231}\text{Pa}$ (n, f)
$^{233}\text{Th}$	1,5	5,09	$^{232}\text{Th}$ (n, f)
$^{234}\text{U}$	- 1,47	6,80	$^{233}\text{U}$ (d, p, f)
$^{235}\text{U}$	0,6	5,26	$^{234}\text{U}$ (n, f)
$^{236}\text{U}$	- 1,00 $\pm$ 0,15	6,43	$^{234}\text{U}$ (t, pf)
$^{236}\text{U}$	- 0,60 $\pm$ 0,10	6,43	$^{235}\text{U}$ (d, pf)
$^{237}\text{U}$	1,0	5,44	$^{236}\text{U}$ (n, f)
$^{239}\text{U}$	1,51 $\pm$ 1,1	4,78	$^{238}\text{U}$ (d, pf)
$^{239}\text{U}$	1,48	4,78	$^{238}\text{U}$ (n, f)
$^{238}\text{Np}$	0,6	5,39	$^{237}\text{Np}$ (n, f)
$^{240}\text{Pu}$	- 1,61	6,40	$^{239}\text{Pu}$ (d, pf)
$^{241}\text{Pu}$	0,6	5,54	$^{240}\text{Pu}$ (n, f)
$^{242}\text{Am}$	0,8	5,50	$^{241}\text{Am}$ (n, f)

FIG. 12. — Tableau II.

Hauteur de la barrière de fission  $E_f$  pour plusieurs noyaux lourds.

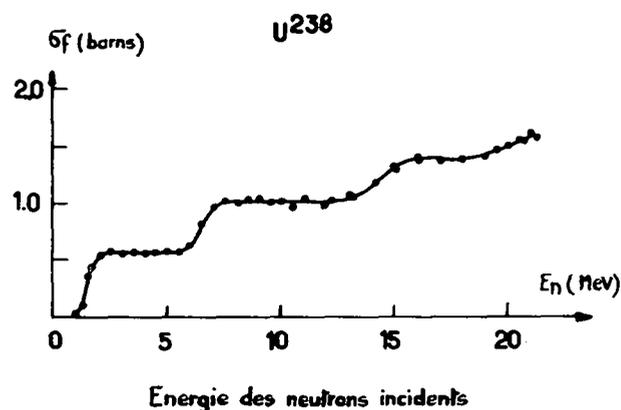
L'énergie de liaison du neutron  $E_B$  est prise comme référence [8].

effet est encore accentué par une hauteur plus grande de la barrière pour un nombre pair de neutrons [5]. Ce phénomène n'est valable que pour les noyaux lourds le long de la ligne de stabilité  $\beta$ . Mais il existe des noyaux lourds pairs-pairs comme  $^{232}\text{U}$  qui sont fissiles par neutrons lents grâce à une faible barrière de fission (grande valeur de  $Z^2/A$ ) et à une grande énergie de liaison du neutron. Pour  $^{232}\text{U}$ , la transmission de la barrière de fission induite par neutrons lents est de 0,3 environ [21].

Au-delà de l'énergie du seuil, toutes les courbes ont un plateau plus ou moins prononcé. La section efficace dans la région du plateau est d'autant plus importante que la valeur de  $Z^2/A$  est plus grande. C'est particulièrement visible pour les isotopes de l'uranium.

Au-delà du plateau, la section efficace de fission augmente à nouveau pour une énergie de neutrons voisine de 6 MeV. Cette augmentation est due au fait que le noyau composé est alors suffisamment excité pour pouvoir émettre un neutron, puis subir la fission. Le processus peut se répéter plusieurs fois pour des énergies plus élevées comme le montre la section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  (Fig. 13) dans laquelle on observe clairement trois plateaux, la section efficace augmentant encore au-delà du 3<sup>e</sup> plateau, vers 20 MeV, ce qui correspond à l'ouverture de la voie  $^{238}\text{U}$  (n ; 3 n, f) [22].

L'examen approfondi de ces courbes révèle des structures fines dont la compréhension nécessite l'in-

FIG. 13. — Section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  [60].

troduction du concept de voie de sortie du phénomène de fission. Si l'on adopte la représentation classique des réactions nucléaires, il y a autant de voies de sortie que d'états possibles des fragments après séparation complète et désexcitation. Limitons-nous au cas où les fragments sont séparés mais toujours excités, c'est-à-dire avant l'émission des neutrons et des rayons  $\gamma$ . Le nombre d'espèces nucléaires (une valeur de  $Z$  et de  $N$  pour chaque) correspondant aux fragments est déjà important, environ 800. Choisissons les plus importantes. Leur énergie d'excitation peut varier de 0 à plusieurs MeV, ce qui représente environ  $10^6$  états possibles. Le nombre total d'états est même très supérieur si l'on considère que l'énergie d'excitation des fragments peut varier de 0 à l'énergie totale disponible. On arrive ainsi à un nombre théorique de voies de sortie de l'ordre de  $10^{10}$  [9].

En fait, l'expérience montre que la fission à basse énergie est un phénomène à faible nombre de voies de sortie. L'explication en est donnée par l'existence d'états intermédiaires, peu nombreux, au point seuil, entre le noyau composé à l'équilibre et la scission et qui conditionnent cette dernière. Nous avons vu, avec le modèle de la goutte liquide, l'existence d'un point seuil unique. Ce serait en quelque sorte un état fondamental au-dessus duquel se situeraient d'autres états, appelés états de transition, qui auraient des nombres quantiques (spin et parité) bien définis. Il y aurait donc non pas un seuil, mais plusieurs seuils situés à des énergies différentes suivant les nombres quantiques considérés.

A. Bohr [23] fut le premier à suggérer que le spectre de ces états de transition est voisin de celui des premiers états excités du noyau à l'équilibre. Cette hypothèse devait donner une impulsion considérable aux travaux sur la fission.

Le nombre de voies ouvertes pour la fission augmente en fonction de l'énergie d'excitation : la section efficace de fission devrait donc croître régulièrement sans avoir de plateau. En fait, il faut tenir compte d'un autre processus, la diffusion inélastique, qui apparaît à une énergie de neutrons supérieure à une cinquantaine de keV. Elle contribue à faire décroître la section efficace de fission qui, pour une énergie croissante des neutrons, apparaît comme la succession de l'ouverture de voies de fission et de diffusion inélastique dont les effets vont en sens contraires. Lorsqu'une voie de fission s'ouvre, la section efficace augmente ; elle diminue à l'ouverture d'une voie de diffusion inélastique. Ceci est visible sur la figure 14 où les irrégularités peuvent être expliquées par l'ouverture des premières voies (fission et diffusion inélastique).

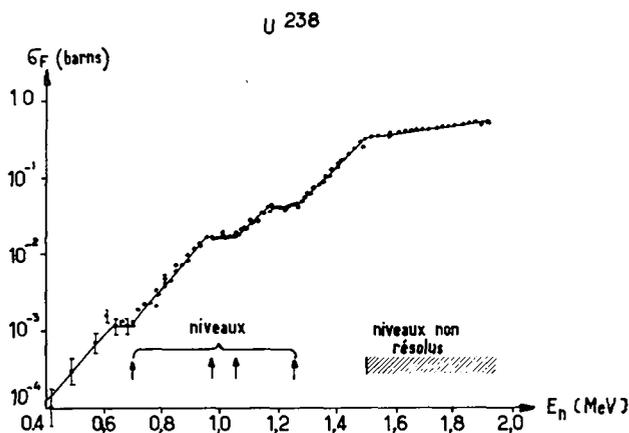


FIG. 14. — Section efficace de fission de  $^{238}\text{U}$  [59].

Les flèches représentent les niveaux dans le noyau résiduel après diffusion inélastique.

Sur le plateau où de nombreuses voies sont ouvertes, la variation de section efficace est dominée par le rapport  $\langle \Gamma_f \rangle / \langle \Gamma_n \rangle$ , c'est-à-dire suivant l'hypothèse des voies de sortie du phénomène de fission, par le rapport des densités des niveaux dans le noyau composé au point seuil (fission) et dans le noyau résiduel (diffusion inélastique). L'existence même du plateau implique que ces deux densités de niveaux sont voisines, ce qui correspond au fait que le point seuil se situe approximativement à l'énergie de liaison du neutron et que le spectre des états de transition, selon la théorie de Bohr, est semblable à celui des premiers états excités.

Nous allons maintenant examiner la région à basse énergie des courbes de la figure 10.

**IV. Fission induite par les neutrons de résonances.** — IV.1. — Pour des neutrons de basse énergie, inférieure à quelques centaines d'électron-volts, la section efficace du noyau fissile présente des pics importants et étroits que la méthode du temps de vol permet d'explorer avec une grande précision (Fig. 15). C'est la région des résonances dont la largeur est de l'ordre de 0,1 eV. Elles correspondent à des états du noyau composé d'une durée de vie de  $10^{-14}$  seconde environ, donc longue par rapport aux temps nucléaires. Chacune de ces résonances a un spin et une parité bien déterminés. L'étude du phénomène de fission dans les résonances est, de ce fait, particulièrement intéressante car elle permet d'obtenir une série de résultats pour des spins différents et bien connus dont on peut ensuite étudier les propriétés pour chaque état de spin. Ceci n'est pas possible lorsque la fission est induite par des neutrons thermiques ou par des neutrons plus énergétiques. Dans ces deux derniers cas, les résultats sont dus à un mélange des deux états de spin. En revanche, les mesures dans les résonances sont encore très fragmentaires par suite du manque d'intensité des sources de neutrons pulsées.

Nous avons rassemblé dans le tableau V de la figure 28 le spin et la parité des résonances induites par neutrons « s » dans les principaux noyaux fissiles.

IV.2. — Les propriétés du phénomène de fission pour chaque état de spin sont, selon la théorie de Bohr, déterminées par le spectre des premiers états excités des noyaux pair-pairs (Fig. 16) qui joue un rôle prépondérant au point seuil.

Voici quelques grandeurs de fission accessibles expérimentalement et qui, dans cette théorie, dépendent de l'état de spin.

— La largeur moyenne de fission  $\langle \Gamma_f \rangle_J$ . A chaque état de spin  $J$  correspond une (ou plusieurs) barrière(s) de fission  $E_{fi}^J$ . Pour chacune d'elles, la valeur moyenne de la largeur partielle de fission  $\langle \Gamma_{fi} \rangle_J$  est reliée à la hauteur de la barrière  $E_{fi}^J$  par la relation de Hill et Wheeler [14] :

$$2\pi \frac{\langle \Gamma_{fi} \rangle_J}{\langle D \rangle_J} = P_i = \left[ 1 + \exp\left(-2\pi \frac{E - E_{fi}^J}{\hbar\omega}\right) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Pour l'ensemble des voies du même état de spin, la largeur totale de fission  $\langle \Gamma_f \rangle_J$  est donc égale à :

$$2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_J}{\langle D \rangle_J} = \sum_i P_i = N_{\text{eff}} \quad (15)$$

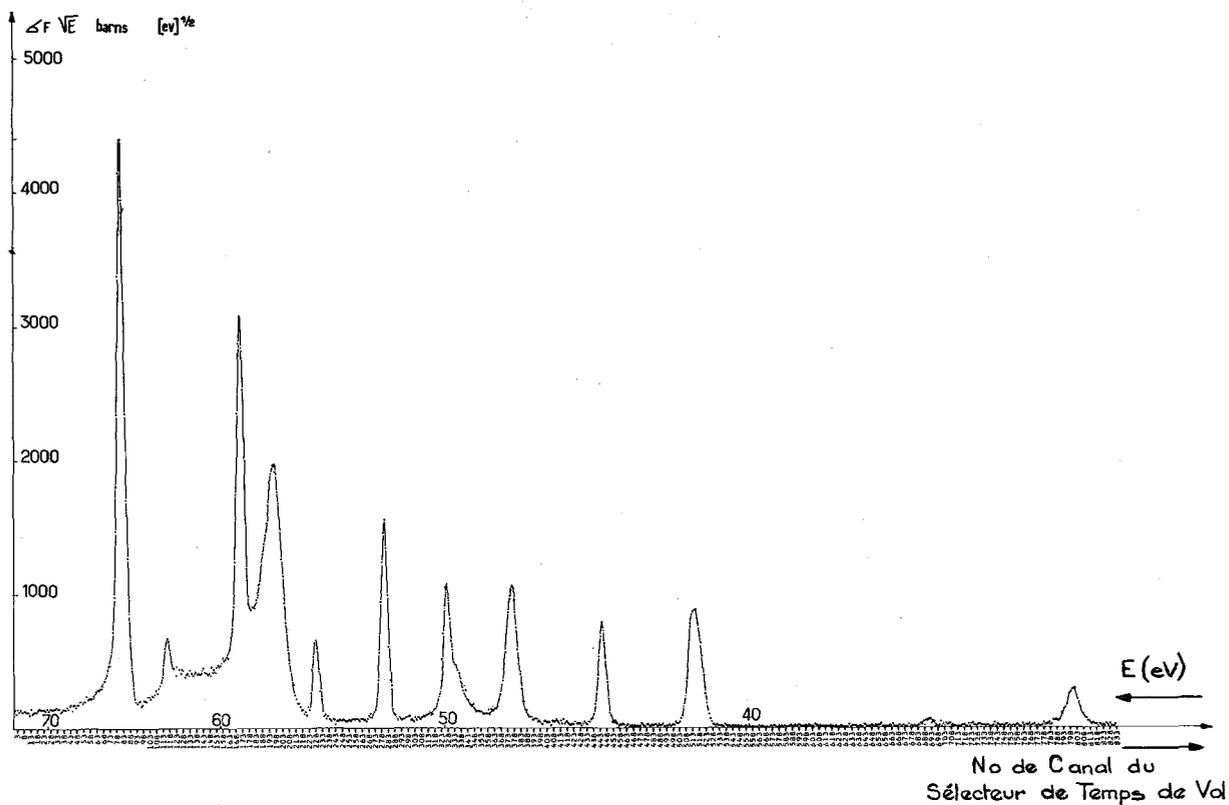


FIG. 15. — Section efficace de fission de  $^{239}\text{Pu}$  à basse énergie, mesurée par la méthode du temps de vol [46].

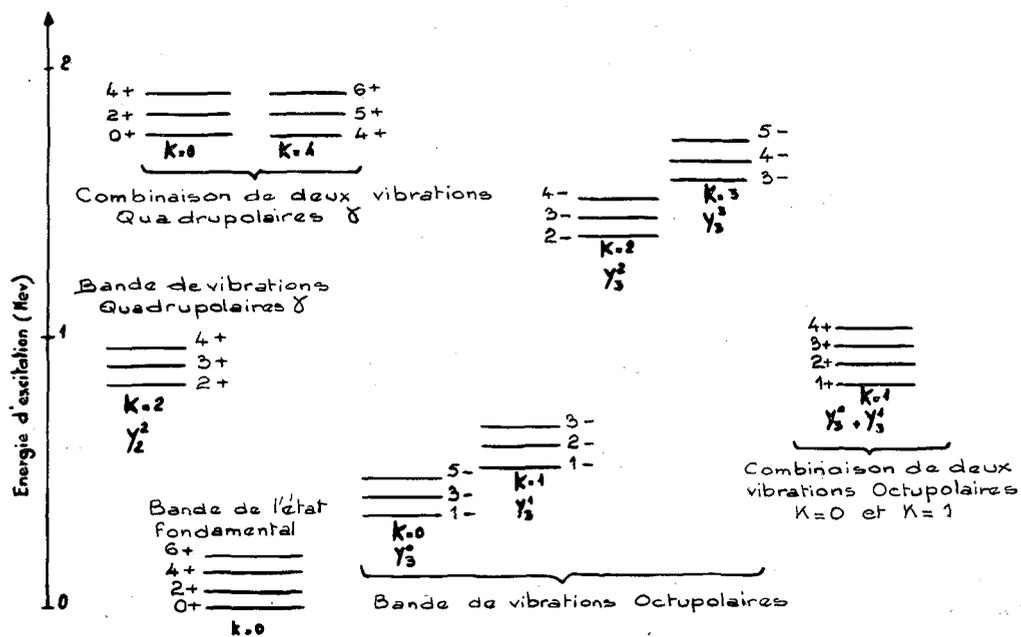


FIG. 16. — Spectre des premiers états collectifs de transition d'un noyau lourd pair-pair.

$N_{\text{eff}}$  est le nombre effectif de voies de sortie,  $\langle D \rangle_J$  est l'espacement moyen des résonances de spin  $J$ .

— Le nombre de voies de sortie  $\nu$  peut se déduire des fluctuations des largeurs de fission [24]. La distribution des largeurs réduites  $x = \Gamma_f / \langle \Gamma_f \rangle_J$ , lorsque le nombre de voies de sortie est égal à  $\nu$  et que les valeurs moyennes  $\langle \Gamma_{fi} \rangle_J$  sont égales, est donnée par la relation :

$$P(x, \nu) = \frac{\nu/2}{\Gamma(\nu/2)} \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\nu/2-1} \exp\left(-\frac{\nu x}{2}\right) \quad (16)$$

de laquelle on déduit :

$$\text{Var}(x) = 2/\nu. \quad (17)$$

Dans le cas de voies complètement ouvertes, toutes les largeurs moyennes  $\langle \Gamma_{fi} \rangle_J$  sont égales, ainsi que les valeurs de  $P_i$  ( $P_i = 1$  pour tout  $i$ ). On doit avoir exactement :

$$\nu = N_{\text{eff}}. \quad (18)$$

Dans le cas général, les voies sont partiellement ouvertes, les valeurs moyennes  $\langle \Gamma_{fi} \rangle_J$  sont différentes et  $P_i < 1$ . Les expressions (16) et (18) ne sont donc plus exactes ( $\nu > N_{\text{eff}}$ ).

— La distribution en masse des produits de fission qui, bien que fortement asymétrique, peut être conditionnée par la voie de sortie considérée. Les états de rotation construits sur le fondamental ou sur les vibrations quadrupolaires, doivent donner une fission moins asymétrique que ceux des bandes octupolaires. Quant aux niveaux à deux quasi-particules, mal connus, on suppose qu'ils ont des propriétés intermédiaires.

La variation de l'asymétrie de la fission est mesurée par le rapport de l'activité de deux produits de fission situés l'un au pic, l'autre au creux de la distribution. Par exemple,  $^{99}\text{Mo}$  et  $^{115}\text{Cd}$ .

— L'anisotropie des fragments de fission induite par des neutrons non polarisés dans des noyaux alignés. J. Dabbs [25] a montré que, lorsque les noyaux d'uranium étaient alignés dans un cristal  $\text{UO}_2\text{Rb}(\text{NO}_3)_3$  porté à très basse température, les fragments de fission étaient émis anisotropiquement, de même que les rayons  $\alpha$  de la radioactivité naturelle, mais en sens inverse. Plus exactement, le terme  $A_2/T$  ( $T$  est la température du cristal) du polynôme de Legendre du 2<sup>e</sup> ordre est positif pour les fragments de fission et négatif pour les rayons  $\alpha$ .

Le coefficient  $A_2$  dépend à la fois de  $J$  et de  $K$ , donc du spin et de la voie de sortie. Il a été calculé pour  $^{233}\text{U}$  et pour  $^{235}\text{U}$  et nous reproduisons les résultats du calcul dans le tableau III de la figure 17.

		$^{233}\text{U}$ ( $P_{hc}/k = 0,0277 \text{ } ^\circ\text{K}$ )		$^{235}\text{U}$ ( $P_{hc}/k = 0,0154 \text{ } ^\circ\text{K}$ )	
$K \backslash J$		2+	3+	3-	4-
—	—	—	—	—	—
0		+ 0,074		+ 0,077	
$\pm 1$		+ 0,037	+ 0,055	+ 0,058	+ 0,065
$\pm 2$		- 0,037	0	0	+ 0,031
$\pm 3$			- 0,092	- 0,96	- 0,027
$\pm 4$					- 0,108

FIG. 17. — Tableau III. Calcul du coefficient  $A_2$  d'anisotropie des fragments de fission dans le cas de  $^{233}\text{U}$  et de  $^{235}\text{U}$  [25].

IV. 3. — L'étude complète du phénomène de fission dans les résonances demande que le spin soit connu. Or la détermination du spin des résonances des noyaux fissiles est très difficile et nous n'avons à ce sujet que des résultats très fragmentaires [26].

Résumons rapidement les méthodes employées :

— Transmission d'un faisceau de neutrons polarisés à travers un échantillon de noyaux fissiles polarisés. La méthode consiste à comparer deux taux de comptage, l'un lorsque le vecteur polarisation des neutrons  $\mathbf{P}_n$  et le vecteur polarisation des noyaux  $\mathbf{P}_N$  sont parallèles, l'autre lorsqu'ils sont antiparallèles. Le rapport des deux comptages est supérieur à 1 pour les résonances  $J = I - 1/2$ , inférieur à 1 pour  $J = I + 1/2$ . Cette méthode simple et directe est très difficile à appliquer dans la pratique à cause de la difficulté de polariser les noyaux fissiles. Jusqu'à présent, seul  $^{235}\text{U}$  a pu être polarisé [27].

— Analyse des résonances sans mesure de diffusion élastique. Les paramètres d'une résonance d'un noyau fissile sont :

$$\left. \begin{array}{l} E_0 \text{ énergie} \\ \Gamma_n \text{ largeur neutronique} \\ \Gamma_\gamma \text{ largeur de capture radiative} \\ \Gamma_f \text{ largeur de fission} \end{array} \right\} \text{ largeur totale } \Gamma$$

$g = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$  facteur statistique qui peut prendre les deux valeurs suivantes :

$$g_+ = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{2I+1} \right)$$

$$g_- = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{2I+1} \right).$$

Si deux mesures ont été faites, par exemple, section

efficace totale et section efficace de fission, l'analyse donne les paramètres suivants :

- section efficace totale :  $2g\Gamma_n \propto \sigma_0 \Gamma$  et  $\Gamma$  ( $\sigma_0$  est la valeur au pic de la résonance),
- section efficace de fission :  $\sigma_0 \Gamma_f$  et  $\Gamma$ .

De ces deux résultats, on peut déduire :

$$\Gamma_f \quad \text{et} \quad \Gamma_\gamma + \Gamma_n = \Gamma - \Gamma_f = \Gamma_\gamma + \frac{(2g\Gamma_n)}{2g}.$$

Dans les cas favorables, lorsque :

- la largeur neutronique est assez grande,
- les deux valeurs possibles de  $g$  sont très différentes (donc si le spin est faible),
- la largeur de capture radiative  $\Gamma_\gamma$  reste relativement constante de résonance en résonance,

alors, une seule des valeurs de  $g$  donnera une valeur correcte de  $\Gamma_\gamma$ . Ces conditions sont satisfaites pour quelques résonances de  $^{239}\text{Pu}$  (les deux premières conditions sont corrélées puisque la fonction densité, indépendante du spin, est la même pour ces noyaux lourds). Pour les autres noyaux fissiles,  $\Gamma_n$  est trop faible et le spin est trop élevé.

— *Analyse des résonances avec mesure de diffusion élastique.* La mesure de diffusion élastique donne la surface  $A \propto \sigma_0 \Gamma_n$ . Combinée avec la section efficace totale, elle donne  $g$  par la relation :

$$g \propto \frac{(2g\Gamma_n)^2}{A \cdot \Gamma}. \quad (19)$$

Cette mesure est difficile car le détecteur de neutrons utilisé pour la mesure de diffusion élastique est généralement sensible aux neutrons de fission, plus nombreux que les neutrons diffusés. La surface  $A$ , qui s'obtient par différence de deux mesures est d'autant plus petite et incertaine que  $\Gamma_n/\Gamma_f$  est plus faible. La détermination de  $g$  est d'autant plus sûre que les deux valeurs possibles  $g_+$  et  $g_-$  sont plus différentes. Là encore, la méthode s'applique mieux à  $^{239}\text{Pu}$  qu'aux autres noyaux fissiles.

— *Transitions partielles de capture radiative.* Cette méthode est utilisée couramment pour la détermination du spin des noyaux non fissiles par l'application des règles de sélection aux transitions de l'état résonnant aux premiers états excités du noyau composé. Dans le cas des noyaux fissiles, elle n'a pas encore été employée à cause de la contribution des rayons  $\gamma$  et des neutrons de la fission ainsi que de la radioactivité naturelle des échantillons. L'augmentation de l'intensité des sources de neutrons pulsées conjuguée avec les nouveaux détecteurs au germanium et avec de

nouvelles méthodes d'élimination des rayonnements parasites liés à la fission, devrait permettre d'étendre cette méthode aux noyaux fissiles. Pour  $^{235}\text{U}$ , noyau favorable à cause de sa parité négative, la transition électrique dipolaire au premier niveau excité  $2^+$  est autorisée à partir d'une résonance  $3^-$  mais ne l'est pas lorsque le spin est  $4^-$ .

Pour tourner la difficulté de la mesure directe du spin, on peut essayer de le déduire de propriétés supposées dépendre de cet état de spin, par exemple :

— *Largeurs totales de capture radiative.* Dans certains noyaux non fissiles, la valeur moyenne de  $\Gamma_\gamma$  dépend de l'état de spin (exemple :  $^{77}\text{Se}$ ,  $^{199}\text{Hg}$ ,  $^{201}\text{Hg}$ ) [28]. Ce phénomène peut se retrouver dans les noyaux fissiles, comme l'a suggéré Wheeler [29]. Des fluctuations importantes de  $\Gamma_\gamma$  ont été observées dans  $^{235}\text{U}$  [30] qui peuvent être expliquées de cette façon, mais qui ne sont pas une preuve. Les mesures de Sailor [27] sont compatibles avec une variation de  $\Gamma_\gamma$  suivant l'état de spin, celles de Poortmans [31] le sont moins. Dans  $^{239}\text{Pu}$ , les fluctuations de  $\Gamma_\gamma$  paraissent moindres que dans  $^{235}\text{U}$ .

— *Interférence entre résonances.* Seules peuvent interférer entre elles des résonances de même spin, lorsque le processus de désexcitation considéré comporte un faible nombre de voies de sortie (diffusion élastique, transitions individuelles de capture radiative, fission). Dans certains cas, la forme asymétrique d'une résonance peut être expliquée par ce phénomène d'interférence, ce qui permet d'en conclure que certaines résonances sont du même état de spin, sans pouvoir toujours préciser lequel. Cette propriété est utilisée dans le cas de la diffusion élastique [32] pour certains noyaux non fissiles. Elle ne peut pas être appliquée aux noyaux fissiles (trop faible valeur de  $\Gamma_n$ ) sauf peut-être à quelques résonances de  $^{239}\text{Pu}$  lorsque la résolution le permettra. L'interférence entre transitions partielles de capture radiative est également inapplicable aux noyaux fissiles pour le moment. En revanche, l'interférence due au faible nombre de voies de sortie du phénomène de fission a été appliquée à plusieurs reprises avec un formalisme multi-niveaux, à  $^{235}\text{U}$  [33, 34, 35] à  $^{233}\text{U}$  [36, 37], à  $^{241}\text{Pu}$  [38] et à  $^{239}\text{Pu}$ .

Cependant, cette méthode appelle quelques réserves :

- il n'est pas possible de l'étendre à un grand nombre de résonances, car le nombre de paramètres, et donc de combinaisons de paramètres, augmente très rapidement avec le nombre de résonances. Même avec des calculateurs électroniques très puissants,

il est douteux qu'une méthode d'ajustement par moindres carrés de la courbe théorique aux résultats expérimentaux (avec choix des paramètres par le calculateur) soit possible pour le moment ;

- la solution obtenue n'est généralement pas unique (ce qui interdit l'attribution unique du spin) ;

- les dissymétries des résonances peuvent non seulement être dues à des effets d'interférence, mais aussi à des résonances masquées dans les résultats expérimentaux. Il est difficile de trancher entre les deux effets. Dans  $^{235}\text{U}$ , il est vraisemblable que l'on manque environ 20 % des niveaux [30] dont la plupart resteront indétectables malgré l'amélioration de la résolution ;

- deux résonances de même spin peuvent ne pas interférer si les vecteurs de fission sont orthogonaux dans l'espace des voies de sortie. Ceci est exclu dans le cas de la diffusion élastique et des transitions partielles de capture radiative pour lesquelles une seule voie de sortie est ouverte. Les vecteurs sont alors parallèles ou anti-parallèles et leur produit scalaire est toujours différent de zéro.

Ces réserves sont justifiées par le fait que le classement des résonances de  $^{235}\text{U}$  effectué de cette façon par Vogt [34] et Shore [33] est en désaccord avec les résultats de Sailor [27] obtenus par polarisation.

Cette méthode ne doit être appliquée qu'avec précaution. Elle ne peut donner des résultats sûrs que dans quelques cas isolés pour un nombre restreint de résonances.

Nous allons maintenant examiner les résultats relatifs à  $^{235}\text{U}$  et à  $^{239}\text{Pu}$ , noyaux pour lesquels nous avons le plus d'information.

IV.4. —  $^{235}\text{U}$  : Les résonances sont de spins  $3^-$  ou  $4^-$ .

Les états de transition  $3^-$  et  $4^-$  appartiennent aux excitations collectives octupolaires à une énergie intermédiaire entre celle du point seuil et celle des états à deux quasi-particules, donc proche de l'énergie de liaison du neutron. Les propriétés du phénomène de fission dans  $^{235}\text{U}$  seront différentes pour les deux états de spin, si les bandes  $K = 0^-$  et  $K = 1^-$  (Fig. 16) sont à des énergies différentes.

La largeur  $\Gamma_f$  est déterminée pour une quarantaine de résonances [30] mais 5 spins seulement sont connus, trois par la polarisation [27] et deux par la diffusion élastique [31]. Bien que ce nombre soit très restreint, il ne semble pas que la largeur moyenne  $\langle \Gamma_f \rangle_J$  soit très différente pour les deux états de spin.

Pour l'ensemble des résonances appartenant aux deux états de spin, nous avons :

$$\langle \Gamma_f \rangle = 46,2 \text{ meV} . \quad (20)$$

En supposant que  $\frac{\langle \Gamma_f \rangle_J}{\langle D \rangle_J}$  soit le même pour les deux états de spin, on obtient :

$$2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_J}{\langle D \rangle_J} = N_{\text{eff}} = 0,26 . \quad (21)$$

La distribution de toutes les largeurs de fission est portée sur la figure 18. Elle est compatible avec une

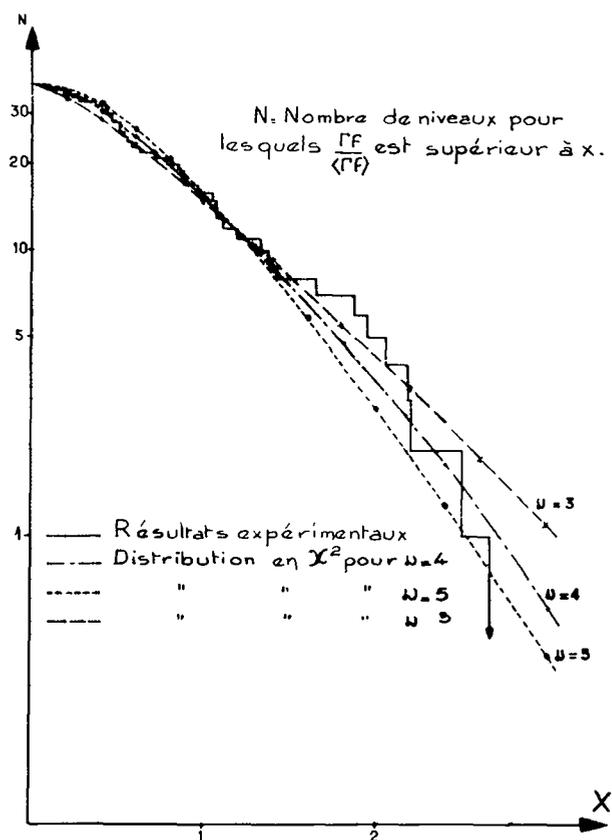


FIG. 18. — Distribution des largeurs de fission de  $^{235}\text{U}$  [30].

loi en  $\chi^2$  à  $\nu = 4$  degrés de liberté. Cette valeur ne doit pas être prise dans un sens trop strict, comme nous l'avons vu plus haut (p. C 1-62). D'un autre côté, l'analyse ne porte que sur les résonances les plus apparentes et les mieux séparées. L'échantillonnage opère donc une sélection en faveur des résonances les plus étroites qui peut perturber la distribution vraie des largeurs  $\Gamma_f$ . Dans cette hypothèse, la valeur de  $\nu$  serait

surestimée. Ces deux effets vont en sens contraires et s'annulent peut-être.

La distribution des largeurs de fission ne montre pas l'existence de deux familles ayant des largeurs moyennes  $\langle \Gamma_f \rangle$  différentes. Il faut noter que les grandes fluctuations dans chaque famille provoquent un recouvrement et que deux valeurs distinctes de  $\langle \Gamma_f \rangle$  ne peuvent être observées que si elles sont très différentes.

La différence entre  $\nu$  et  $N_{eff}$  est très importante. Ces deux valeurs sont dans un rapport 15. Une explication simple est de supposer que les niveaux  $3^-$  et  $4^-$  sont groupés à une énergie supérieure à l'énergie de liaison du neutron [61]. Le rapport  $N_{eff}/\nu$  donne alors une valeur moyenne du facteur de pénétration  $P$  :

$$\langle P \rangle = \frac{N_{eff}}{\nu} = \frac{0,26}{4} = 0,065 . \quad (22)$$

En appliquant la formule de Hill et Wheeler (formule 14) et en choisissant une valeur de  $\hbar\omega$  égale à 500 keV, les états de transition seraient à une énergie  $E = (E_{(3^-,4^-)} - E_B)$  au-dessus de l'énergie de liaison du neutron égale à :

$$E = (E_{(3^-,4^-)} - E_B) \simeq 200 \text{ keV} . \quad (23)$$

Cette valeur est à rapprocher des résultats de la réaction (d, pf) sur  $^{235}\text{U}$  et  $^{233}\text{U}$  de Northop [39] que nous avons reproduits sur la figure 19. Ils ont été interprétés par Blyumkina [40] en utilisant un modèle

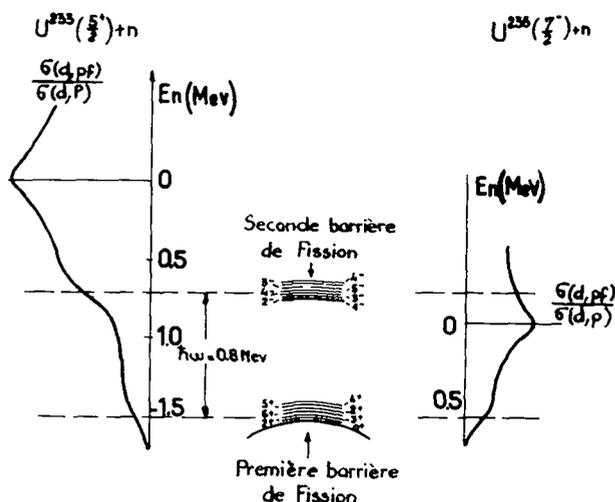


FIG. 19. — Section efficace de la réaction (d, pf) sur  $^{235}\text{U}$  et  $^{233}\text{U}$  et représentation des états de transition au point seuil dans le cas d'un noyau pair-pair à symétrie non axiale. Les bandes de rotation à parités positive et négative sont séparées par une énergie de 800 keV. Elles correspondraient aux deux premières barrières de fission [39, 40].

[42] dans lequel il n'y a pas de symétrie axiale au point seuil, par analogie avec l'hypothèse de Davidov et Filippov [41] pour les noyaux à l'équilibre. Dans ce modèle, la première bande de rotation de parité positive et comprenant les niveaux  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$ ,... (à l'exception du niveau  $1^+$ ) correspond au premier seuil observé dans la réaction (d, pf) par Northop. Le second seuil est dû à l'ouverture des voies de la 2<sup>e</sup> bande de rotation de parité négative comprenant les niveaux  $1^-$ ,  $2^-$ ,  $3^-$ ,... (à l'exception du niveau  $0^-$ ). Ces deux bandes sont séparées d'une énergie de 800 keV.

Il est intéressant de constater que, dans ce schéma déterminé d'une façon entièrement indépendante, les niveaux  $3^-$  et  $4^-$  se trouvent aussi à une énergie de 200 keV au-dessus de l'énergie du neutron dans  $^{235}\text{U}$ .

Grâce à ce modèle, on peut expliquer la variation d'énergie cinétique des fragments de fission en fonction de l'énergie des neutrons, de 0 à 500 keV (Fig. 20).

- U235
- U233

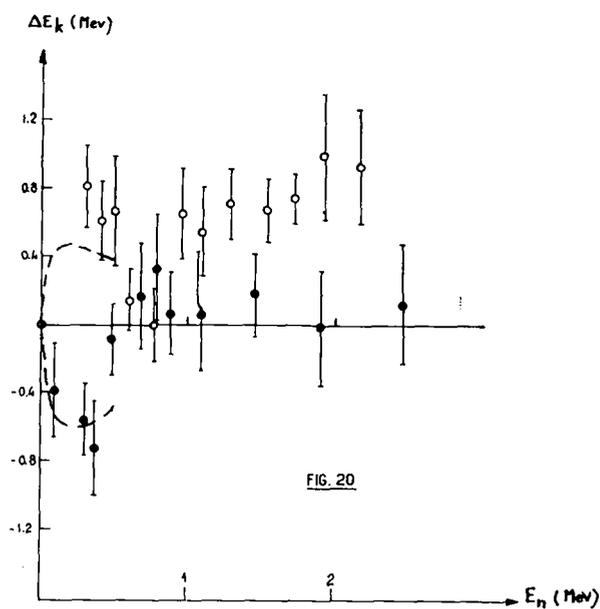


FIG. 20. — Variation de l'énergie cinétique des fragments de fission en fonction de l'énergie des neutrons incidents [40].

Dans cette interprétation, Blyumkina suppose que lorsque la fission s'effectue par la voie de sortie de parité négative, l'excès d'énergie disponible de 800 keV par rapport à la bande à parité positive se retrouve dans l'énergie cinétique des fragments. Elle serait

donc plus élevée de 800 keV pour les niveaux de parité négative que pour ceux de parité positive.

Dans  $^{235}\text{U}$ , les niveaux de parité négative sont obtenus par capture de neutrons « s » et ceux de parité positive par neutrons « p ». C'est le contraire pour  $^{233}\text{U}$ . Pour des neutrons d'énergie croissante, la proportion de la fission par neutrons « p » augmente et l'énergie cinétique doit varier en sens opposés pour  $^{235}\text{U}$  et  $^{233}\text{U}$ . C'est bien ce qui est observé expérimentalement (Fig. 20). La variation de l'énergie cinétique  $\Delta E_K$  peut être calculée par la formule :

$$|\Delta E_K| = 0,8 \frac{\sigma_f^{(1)}(E_n)}{\sigma_f^{(0)}(E_n) + \sigma_f^{(1)}(E_n) + \sigma_f^{(2)}(E_n)} \text{ (MeV)} \quad (24)$$

$\sigma_f^{(l)}(E_n)$  = section efficace de fission induite par des neutrons d'énergie  $E_n$  et le moment orbital  $l$ .

De ces trois séries de résultats :

- comparaison de  $\nu$  et de  $N_{\text{eff}}$  à basse énergie,
- réaction (d, pf) sur  $^{233}\text{U}$  et  $^{235}\text{U}$ ,
- variation d'énergie cinétique des fragments de fission,

il semble résulter que la fission induite dans  $^{235}\text{U}$  par des neutrons lents est une fission en dessous du seuil au sens où nous l'avons défini au paragraphe III.

Examinons un dernier aspect de la fission induite dans  $^{235}\text{U}$ , la distribution en masse des fragments ou plus exactement la proportion de fission symétrique. Une analyse radiochimique des produits de fission dans les résonances exige une intensité considérable de neutrons. C'est, par excellence, le domaine d'application pacifique d'un explosif nucléaire qui peut donner  $10^{23}$  à  $10^{24}$  neutrons dans une impulsion brève de  $10^{-7}$  seconde. Dans une expérience célèbre, Cowan [43] a fait tourner une roue de  $^{235}\text{U}$  devant un collimateur à travers lequel passait le flux de neutrons issu d'un tel explosif. A une position angulaire de la roue correspond une énergie de neutrons. La source de neutrons est suffisamment intense pour donner des produits de fission qui puissent être ensuite analysés par méthodes radiochimiques. Les résultats les plus récents [44] portent sur 17 résonances de 8,8 eV à 40 eV. Le rapport de l'activité de  $^{111}\text{Ag}$  à celle de  $^{99}\text{Mo}$  varie de + 22 % à - 50 % quand il est comparé à la fission induite par les neutrons thermiques. Il est possible de séparer les résonances en deux groupes, 4 dans l'un et 13 dans l'autre. La valeur moyenne de  $\Gamma_f$  n'est pas très différente pour ces deux groupes ( $\langle \Gamma_f \rangle = 63 \text{ meV}$  pour le premier et  $\langle \Gamma_f \rangle = 52 \text{ meV}$  pour le 2<sup>e</sup>). Ceci tend à confirmer que les états de transition  $3^-$  et  $4^-$  sont à peu près à la même énergie.

IV.5. —  $^{239}\text{Pu}$  : L'état de spin de  $^{239}\text{Pu}$  et sa parité sont particulièrement favorables pour une étude des états de transition. Les résonances sont de spin  $0^+$  ou  $1^+$ . L'état  $0^+$  se retrouve dans l'état fondamental et dans la bande de vibration quadrupolaire  $\beta$  (l'existence de cette bande au point seuil est très discutée, car elle correspond au mode d'oscillations qui mène à la scission). L'état  $1^+$  n'existe pas dans les excitations collectives simples. En principe, on ne peut le retrouver que dans les états à deux quasi-particules, à 2,6 MeV environ au-dessus du fondamental [45]. L'énergie de liaison du neutron est à 1,6 MeV environ au-dessus de la barrière de fission. Les largeurs de fission doivent donc être très différentes pour les résonances de spin  $1^+$  et  $0^+$ .

La distribution des largeurs  $\Gamma_f$  est tracée sur la figure 21 [46]. Elle est absolument incompatible avec une seule famille et on y distingue nettement deux familles différentes. L'une ayant  $\langle \Gamma_f \rangle = 41 \text{ meV}$  et  $\nu = 1$ , l'autre ayant  $\langle \Gamma_f \rangle = 1500 \text{ meV}$  et  $\nu = 2$ .

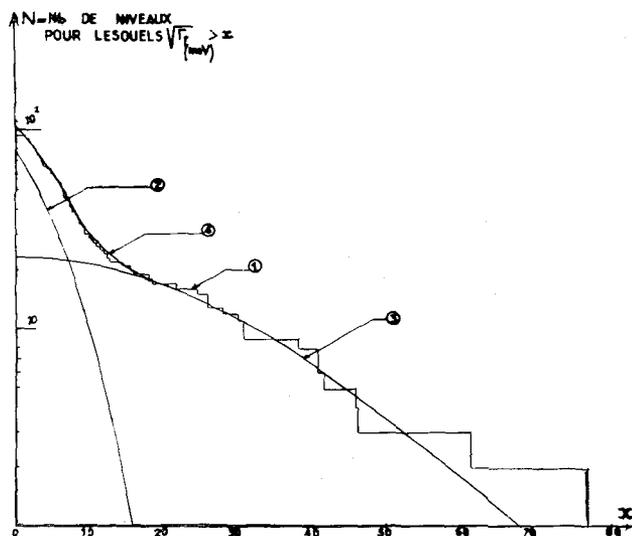


FIG. 21. — Distribution des largeurs de fission de  $^{239}\text{Pu}$  [46].

Le spin a été mesuré pour plusieurs résonances (tableau IV de la figure 22). Dans ce tableau les mesures directes du spin se trouvent dans les colonnes 3, 4, 5 et 7 (dans cette dernière, uniquement pour les spins portant les indices e, f). La colonne 3 se réfère à une mesure déjà ancienne dans laquelle l'élimination de la contribution des neutrons de fission est probablement entachée d'erreurs. En limitant la comparaison aux colonnes 4, 5 et 7, on constate généralement un

Energie (eV)	Spin J							$\Gamma_f$ (meV)	Energie (eV)	Spin J		
	Vogt réf. 47	Fraser réf. 48	Sauter réf. 49	Asghar réf. 50	Cowan réf. 51	Derrien réf. 46	Asghar réf. 50			Derrien réf. 46	$\Gamma_f$ (meV)	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(1)	(5)	(7)	(8)	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
— 1,2	$J_1^a$							90,75		$1^e$	17	
0,3	$J_2^a$						60	96,49		$0^d$	1 670	
7,82	$J_1^a$	1	1				47	100,25		$0^d$	6 000	
10,93	$J_1^a$	1	1				143	103	1		13	
11,5						$0^d$	500	105,3	0		6	
11,89		1	1				24	106,67	(1)	$1^f$	26	
14,31			$1^a$				67	116,03	0		215	
14,69		0	1	1			30	118,83	0	$1^e$	43	
15,42			$0^a$		(1)	$0^d$	650	126,2	0			
17,66		1	1	1	1		34	131,75	0	$0^d$	3 300	
22,28		0	1	1	1		62	133,78	1		7	
26,29				0	1		55	136,75	0		88	
32,38			$0^b$		(0)		110	146,25	1	(0) <sup>f</sup>	13	
35,43			1				5	147,44		$0^d$	1 000	
41,42	}						3	157,08	0	$0^d$	630	
41,66		$1^e$	$1^e$	$1^e$	$1^e$	$1^e$		54	164,54	1	$1^e$	8
44,48		0	1	1	1		5	167,1	0	(1) <sup>f</sup>	74	
47,60			0	0	1		240	171,08		$0^d$	1 000	
49,71					0	$0^d$	690	177,22	1		5	
50,08				1	1		12	184,87		$0^d$	1 500	
52,60			1	1	1		9	196,7	0		59	
57,44					0	$0^d$	$\approx$ 500	199,4	0	$1^e$	90	
58,84					0	$0^d$	$\approx$ 1 100	207,37	1	(1) <sup>f</sup>	7	
59,22				0	1		133	211,1		$0^d$	800	
60,94					0	$0^d$	$\approx$ 6 000	216,5	0	(0) <sup>f</sup>	10	
65,71				1	1	(1) <sup>f</sup>	75	220,2		$1^f$	4	
66,57					0			223,2	0		2	
74,05				1			32	227,8		$0^d$	6 000	
74,95			1	1	1	$1^e$	84	231,40	1	$1^e$	4	
81,76					0	$0^d$	$\approx$ 2 000	234,3	0		14	
								239,1	0	(0) <sup>f</sup>	17	
								242,9	0	$1^f$	58	
								248,86	1	$1^e$	6	
								251,2	1	$1^e$	14	
								262,5 (*)	0			
								273,6 (*)	1			
								276,9 (*)	0			
								281 (*)	0			
								284,1 (*)	1			
								299,7 (*)	1			

- (\*) L'énergie des résonances est celle donnée par Asghar.
- a) Spin déterminé ou partiellement par une analyse multiniveaux.
- b) Voir le commentaire dans le texte (réf. 26).
- c) Résonance double, non résolue dans la mesure du spin.
- d) Spin 0 attribué d'après la grande valeur de  $\Gamma_f$ .
- e) L'autre valeur du spin conduit à une valeur impossible ou très improbable de  $\Gamma_f$ .
- f) Spin déterminé en supposant que la largeur  $\Gamma_f$  est constante et indépendante du spin.

FIG. 22. — Tableau IV. Détermination du spin des résonances de  $^{239}\text{Pu}$ .

très bon accord jusque vers 100 eV. Au-delà, les résultats de Asghar et Derrien sont quelquefois en désaccord et toujours dans le même sens : une résonance de spin 1 à Saclay devient une résonance de spin 0 à Harwell. Nous avons déjà discuté cet effet en détail [26].

On constate que toutes les résonances de spin 1 ont de faibles valeurs de  $\Gamma_f$ , tout à fait compatibles avec la famille des résonances étroites ( $\langle \Gamma_f \rangle = 41$  meV). En revanche, les résonances de spin 0 sont plus larges. Elles sont aussi moins nombreuses, d'une part à cause de la loi de densité des niveaux qui varie comme  $(2J + 1)$ , d'autre part parce que leur grande largeur les rend plus difficiles à mesurer et à analyser. Remarquons que, du fait du mélange des deux familles de résonances, une faible valeur de  $\Gamma_f$  n'exclut pas une certaine proportion de résonances dites « larges ». En revanche, une grande valeur de  $\Gamma_f$  (par exemple  $\Gamma_f > 500$  meV) écarte presque complètement les résonances dites « étroites ».

Les mesures de spin montrent donc que les résonances étroites sont presque toutes de spin 1, conformément à la théorie de Bohr. L'autre famille de résonances serait donc de spin  $0^+$ , ce que confirment partiellement quelques valeurs de spin.

La distribution en masse des produits de fission a été mesurée dans les résonances par Cowan [51] avec la même méthode que pour  $^{235}\text{U}$ . Il observe de grandes variations du rapport pic à creux de la distribution en masse (rapport des activités de  $^{99}\text{Mo}$  et de  $^{115}\text{Cd}$ ). Les valeurs extrêmes, non corrigées, sont dans un rapport 3. Après correction des erreurs dues aux résonances voisines, les valeurs de ce rapport se séparent distinctement en deux groupes pouvant correspondre aux deux états de spin. Dans cette hypothèse, les résonances ayant la plus grande proportion de fission symétrique seraient de spin  $0^+$ , les autres de spin  $1^+$ . Le dernier groupe comprend 12 résonances sûres et le spin de 8 d'entre elles a été mesuré (tableau IV, fig. 22). Sur les 8, 7 d'entre elles sont effectivement de spin 1. Le seul désaccord est pour la résonance à 47,6 eV qui, d'après Asghar et Bowman, est de spin 0. Le premier groupe comprend 6 résonances dont le spin n'est pas connu, ce qui exclut une comparaison directe. En revanche, on remarque que 5 d'entre elles ont une largeur  $\Gamma_f$  supérieure à 500 meV, celle de la 6<sup>e</sup> (à 66,57 eV) est de 140 meV. Ceci est donc en excellent accord avec l'hypothèse selon laquelle la famille des résonances larges serait de spin  $0^+$ .

En résumé, la distribution des largeurs  $\Gamma_f$ , les mesures de spin et la distribution en masse des produits

de fission dans les résonances concordent avec l'existence de deux groupes de résonances dans  $^{239}\text{Pu}$  :

— groupe des résonances étroites  $J = 1^+$ ,  $\langle \Gamma_f \rangle = 41$  meV,  $\nu = 1$

— groupe des résonances larges  $J = 0^+$ ,  $\langle \Gamma_f \rangle = 1\,500$  meV,  $1 > \nu > 2$ .

Calculons maintenant les valeurs de  $N_{\text{eff}}$  pour ces deux groupes :

$$J = 0^+, N_{\text{eff}} = 2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_{0^+}}{\langle D \rangle_{0^+}} = 2\pi \frac{1,5}{9,6} \simeq 1 \quad (25)$$

le spin  $0^+$  est donc compatible avec une voie de sortie complètement ouverte ;

$$J = 1^+, N_{\text{eff}} = 2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_{1^+}}{\langle D \rangle_{1^+}} = 2\pi \frac{41 \times 10^{-3}}{2,3} = 0,08 ; \quad (26)$$

dans ce cas, on arrive à une seule voie de sortie partiellement ouverte. La position du niveau  $1^+$ , au-dessus de l'énergie d'excitation est donnée par la formule (14) :

$$P_{1^+} = 0,08 = \left[ 1 + \exp\left(2\pi \frac{E_{1^+} - E_B}{\hbar\omega}\right) \right]^{-1} \quad (27)$$

d'où

$$(E_{1^+} - E_B) = 0,39 \hbar\omega = 200 \text{ keV (si } \hbar\omega = 500 \text{ keV)} \quad (28)$$

Ce résultat est absolument incompatible avec le niveau  $1^+$  situé dans les états à deux quasi-particules. La valeur de  $\langle \Gamma_f \rangle_{1^+}$  que l'on obtiendrait ainsi serait de :

$$\langle \Gamma_f \rangle_{1^+} = 1,4 \times 10^{-2} \text{ meV} \quad (29)$$

donc beaucoup trop faible.

C'est en vue d'expliquer cette anomalie que J. J. Griffin [45] a postulé l'existence d'un niveau  $1^+$  en dessous des états à deux quasi-particules, qui résulterait du couplage de deux excitations collectives (dans ce cas, les niveaux  $K = 0, J = 1^-$  et  $K = 1^-, J = 1^-$ ).

Nous avons tenté de vérifier de la façon suivante l'existence de cet état de transition  $1^+$  à 1,8 MeV environ au-dessus du fondamental  $0^+$ . Le rapport  $\alpha$  de la section efficace de capture à celle de fission

$$\alpha = \frac{\langle \sigma_{\text{capt}} \rangle}{\langle \sigma_{\text{fission}} \rangle} \quad (30)$$

décroit rapidement lorsque l'énergie des neutrons est supérieure à 10 keV [52]. Lynn a suggéré [53] que cette

décroissance était due à la contribution croissante de la fission par ondes « p » qui devient importante vers 100 à 200 keV. Nous avons cherché à savoir comment la décroissance de  $\alpha$  pouvait être influencée par la voie  $1^+$  qui, d'après l'analyse des résonances, doit s'ouvrir vers 200 keV. Pour ce faire, nous avons adopté le spectre des états de transition proposé par Lynn [53], mais en nous réservant la possibilité d'ajuster l'énergie  $E_{1^+}$  de l'état  $1^+$ . Les sections efficaces de fission et de capture ont été calculées d'après les expressions classiques :

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{fission}} \rangle &= \\ &= \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2I+1} \sum_{J,l} (2J+1) \frac{1}{\langle D_J \rangle} \left\langle \frac{\Gamma_{nJ}^l \Gamma_{fJ}^l}{\Gamma_{IJ}} \right\rangle \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{capt}} \rangle &= \\ &= \frac{\pi}{k^2} \frac{1}{2I+1} \sum_{J,l} (2J+1) \frac{1}{\langle D_J \rangle} \left\langle \frac{\Gamma_{nJ}^l \Gamma_{\gamma J}^l}{\Gamma_{IJ}} \right\rangle \quad (32) \end{aligned}$$

Pour les ondes « s » et « p », nous avons choisi  $\Gamma_{\gamma} = 40$  meV.

$$\langle D_J \rangle = D_0 (2J+1)^{-1} \quad \text{avec} \quad D_0 = 9,6 \text{ eV.}$$

La valeur  $\langle \Gamma_{f_i}^l \rangle_J$  de chaque voie de sortie a été obtenue par la formule (14), connaissant chaque énergie  $E_{f_i}^l$ .

Enfin, les fonctions densité  $S_0$  et  $S_1$  pour les ondes « s » et « p » ont été prises respectivement égales à

$$S_0 = 1,3 \times 10^{-4} \quad S_1 = 2,5 \times 10^{-4}.$$

Nous montrons sur la figure 23 les calculs préliminaires de A. Lottin. En supposant que  $\hbar\omega = 500$  keV, on constate effectivement que la décroissance de  $\alpha$  est due partiellement à la contribution des ondes « p » mais aussi à l'ouverture de la voie  $1^+$ . Un bon accord est obtenu pour

$$E_{1^+} - E_B = 200 \text{ keV}$$

ce qui correspond exactement à la valeur obtenue par l'analyse des résonances à basse énergie.

L'analyse de deux mesures complètement indépendantes montre donc que la voie  $1^+$  se trouverait à 200 keV environ au-dessus de l'énergie de liaison du neutron.

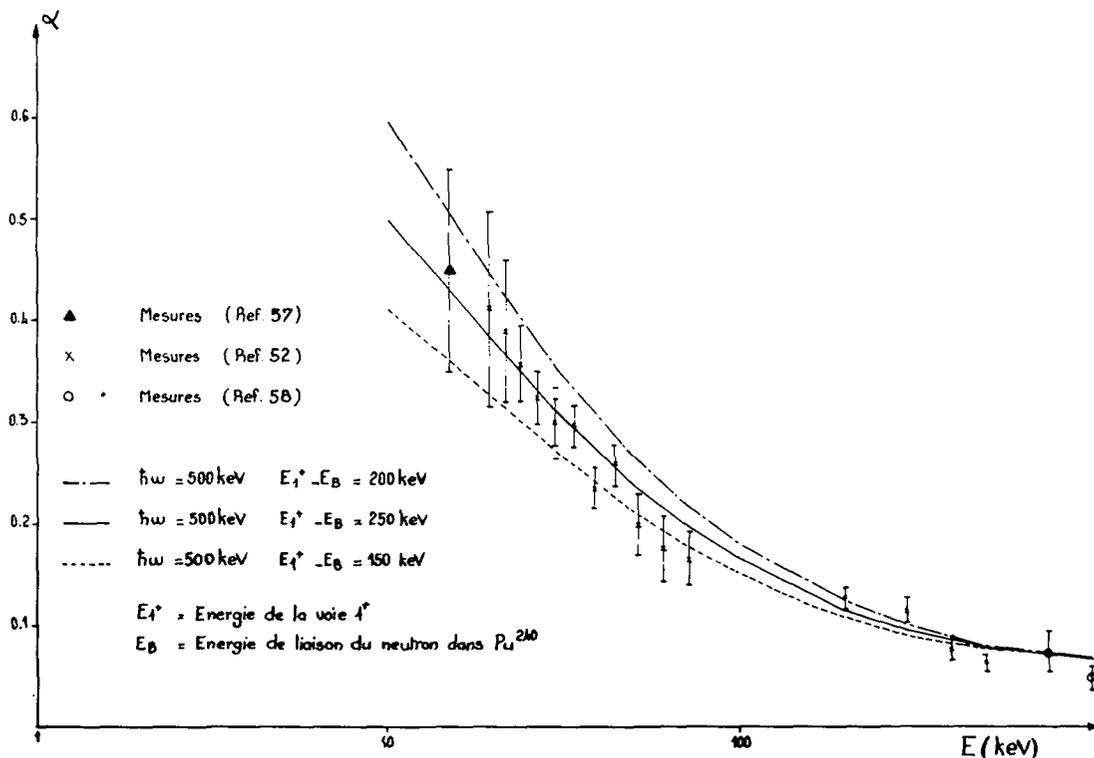


FIG. 23. — Variation du rapport  $\alpha = \langle \sigma_{\text{capt}} \rangle / \langle \sigma_f \rangle$  de  $^{239}\text{Pu}$  en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les lignes correspondent à des calculs théoriques dans lesquels  $\hbar\omega = 500$  keV et l'énergie de la voie  $1^+$  est choisie à différentes valeurs au-dessus de l'énergie de liaison du neutron (150 keV, 200 keV, 250 keV).

Erratum : la courbe du haut (---) correspond à  $E_{1^+} - E_B = 250$  keV ; celle du milieu (—) à  $E_{1^+} - E_B = 200$  keV.

IV. 6. — QUASI-RÉSONANCES. — L'analyse des résonances que nous avons mentionnée plus haut suppose que l'interférence résonnante est suffisamment faible pour être négligée. Dans la plupart des cas, l'analyse a été conduite à partir de la formule de Breit et Wigner à un niveau. Le formalisme multi-niveaux n'a été employé qu'exceptionnellement pour expliquer la dissymétrie de certaines résonances et en déduire le spin. Son utilisation change peu la valeur des paramètres.

En 1964, Lynn [54] devait montrer combien l'interférence entre résonances pouvait avoir un effet important, en calculant la section efficace de deux niveaux larges et très rapprochés. Il obtenait un seul pic beaucoup plus étroit que la largeur de chacun des deux niveaux. Ce pic fictif est appelé une quasi-résonance car il ne correspond pas à un état du noyau composé. Ceci devait l'amener à mettre en doute la validité de l'analyse à un niveau, généralement utilisée jusqu'alors. A l'extrême, la section efficace mesurée serait un mélange de résonances vraies et de quasi-résonances. Leurs propriétés apparentes seraient assez différentes de leurs propriétés vraies. Un moyen relativement simple de trouver une relation entre les propriétés vraies et les propriétés observées est de calculer une section efficace artificielle par une méthode de Monte Carlo, à partir de paramètres tirés au hasard mais dont les propriétés statistiques sont connues et imposées au départ du calcul. C'est ainsi que nous avons calculé une section efficace artificielle de  $^{235}\text{U}$  [30] sans tenir compte du phénomène d'interférence, supposé faible, pour évaluer avec précision la perte de niveaux qui provoquait une perturbation importante des propriétés statistiques. Par la même méthode mais en introduisant le phénomène d'interférence, Lynn devait un peu plus tard publier une série importante de résultats sur les principaux noyaux fissiles [54, 55].

En fait, dans la section efficace des noyaux fissiles où se mélangent les résonances des deux états de spin, deux effets se produisent :

— l'effet d'interférence entre niveaux de mêmes spins qui se repoussent suivant la loi de Wigner ;

— l'effet de recouvrement de deux niveaux de spins différents qui n'interfèrent et ne se repoussent donc pas, mais dont les sections efficaces s'ajoutent pour donner une seule résonance plus large.

Or, dans les études de Lynn, il n'apparaît pas clairement lequel des deux effets est le plus important. Pour notre part, nous avons estimé [30, 56] que dans  $^{235}\text{U}$  c'était le second, c'est-à-dire le recouvrement de niveaux de spins différents.

En vue d'étudier cette question avec plus de précision, H. Derrien, M. Sanche et moi-même avons

calculé des sections efficaces artificielles dans les conditions suivantes :

— toutes les résonances sont du même état de spin. La distribution des espacements des niveaux suit donc la loi de Wigner. Arbitrairement nous avons choisi  $\langle D \rangle = 1 \text{ eV}$  ;

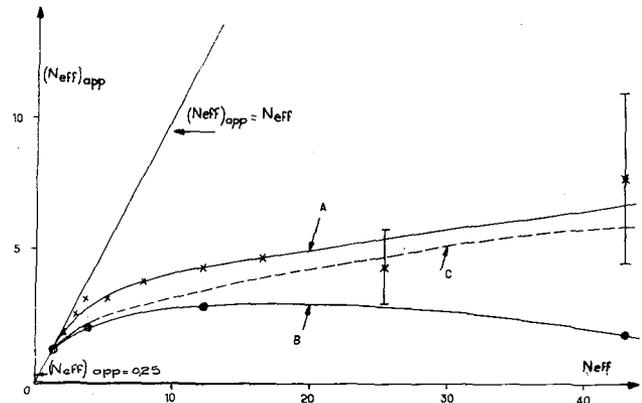


FIG. 24. — Variation du nombre effectif apparent de voies de sortie  $(N_{\text{eff}})_{\text{app}}$  en fonction du nombre vrai  $N_{\text{eff}}$ .

A — × sans interférence

B — o avec interférence  $\begin{cases} \nu = N_{\text{eff}} & \text{lorsque } N_{\text{eff}} \leq 3 \\ \nu = 3 & \text{lorsque } N_{\text{eff}} > 3. \end{cases}$

La courbe en pointillés C est une extrapolation au cas  $\nu = N_{\text{eff}}$  lorsque  $N_{\text{eff}} > 3$ .

— la fonction densité est égale à  $10^{-4}$ . C'est la valeur que l'on trouve expérimentalement pour les noyaux fissiles ;

— les largeurs neutroniques réduites  $\Gamma_n^0$  suivent une distribution de Porter Thomas ;

— la largeur totale de capture radiative est très faible ( $\Gamma_\gamma = 1 \text{ meV}$ ) ;

— les largeurs de fission  $\Gamma_f$  suivent une loi en  $\chi^2$  ayant un nombre de degrés de liberté égal à  $N_{\text{eff}}$  ;

— le nombre de dimensions  $\nu$  de l'espace des voies de sortie est inférieur ou égal à 3 (cette limitation est actuellement imposée par le programme de calcul). Ceci conduit aux conditions de calcul suivantes :

$$\begin{aligned} \nu &= N_{\text{eff}} & \text{lorsque } N_{\text{eff}} \leq 3 \\ \nu &= 3 & \text{lorsque } N_{\text{eff}} > 3. \end{aligned}$$

Nous avons fait le calcul avec et sans interférence pour les valeurs suivantes de  $N_{\text{eff}}$  :

1 — 2 — 3 — 4 — 5 — 7 — 10 — 20 — 30 — 50 .

En présence d'interférence, nous avons adopté le formalisme de Vogt [34]. En l'absence d'interférence, la section efficace se réduit à une somme de formules de Breit et Wigner à un niveau.

Examinons rapidement quelques portions de sections efficaces ainsi calculées.

La figure 25 montre un cas typique de quasi-résonances : des résonances larges et rapprochées interfèrent pour donner des pics très étroits appelés quasi-résonances.

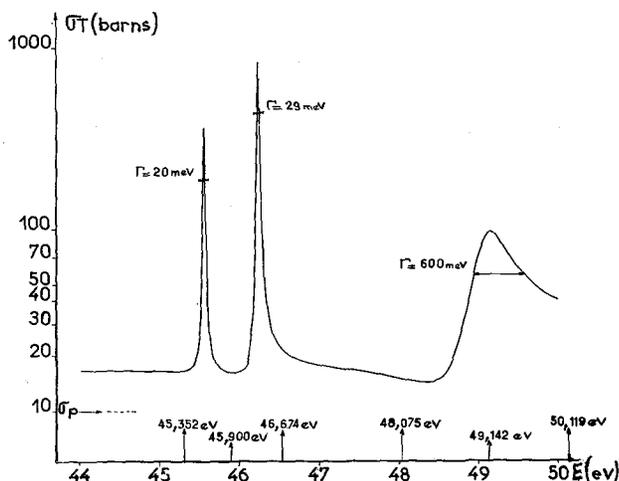


FIG. 25. — Section efficace artificielle comprenant des quasi-résonances. Plusieurs niveaux très larges interfèrent pour donner des pics très étroits appelés quasi-résonances.

Les paramètres des niveaux vrais, situés dans la gamme d'énergie 44 eV - 50 eV, sont rassemblés ci-dessous :

$E_1 = 45,352 \text{ eV}$	$\Gamma_{n1}^0 = 6,67 \times 10^{-5} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f1} = 6,65 \text{ eV}$
$E_2 = 45,90 \text{ eV}$	$\Gamma_{n2}^0 = 2,52 \times 10^{-5} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f2} = 7,8 \text{ eV}$
$E_3 = 46,674 \text{ eV}$	$\Gamma_{n3}^0 = 1,49 \times 10^{-4} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f3} = 9,96 \text{ eV}$
$E_4 = 48,075 \text{ eV}$	$\Gamma_{n4}^0 = 7,7 \times 10^{-6} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f4} = 5,06 \text{ eV}$
$E_5 = 49,142 \text{ eV}$	$\Gamma_{n5}^0 = 1,06 \times 10^{-4} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f5} = 7,55 \text{ eV}$
$E_6 = 50,119 \text{ eV}$	$\Gamma_{n6}^0 = 3,4 \times 10^{-4} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f6} = 7,33 \text{ eV}$

La position des niveaux est indiquée sur la figure par des flèches.

Le nombre de dimensions de l'espace des voies de sortie est limité à  $\nu = 3$ .

Noter la grande largeur  $\Gamma_f$  des niveaux.

En présence d'interférence, la section efficace calculée présente trois quasi-résonances dont la largeur apparente est portée sur la figure.

La figure 26 montre un cas extrême où la valeur de  $N_{\text{eff}}$  est très grande ( $N_{\text{eff}} = 50$ ). En l'absence d'interférence, on n'observe plus que quelques bosses, là où sont une cinquantaine de niveaux.

Sur la figure 27 nous avons reporté une portion de ce même cas en y ajoutant la section efficace avec interférence ( $\nu = 3$ ), dans laquelle n'apparaissent que des quasi-résonances. On doit cependant préciser que, si le calcul avait été fait avec  $\nu = N_{\text{eff}} = 50$ , les quasi-résonances seraient beaucoup plus faibles. Les formules de Breit et Wigner à un niveau correspondent au cas limite où le nombre de voies de sortie est infini. On

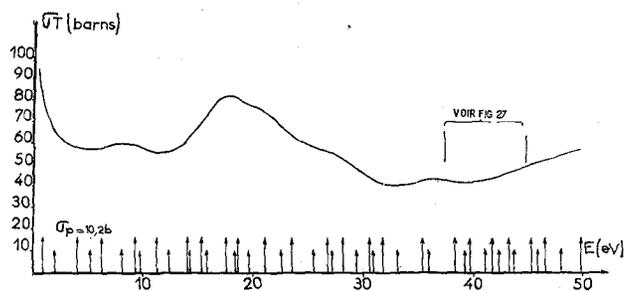


FIG. 26. — Section efficace artificielle calculée dans le cas  $N_{\text{eff}} = 50$ , sans interférence. Les flèches correspondent à l'énergie des niveaux vrais. La section efficace apparaît comme la superposition d'une section efficace résiduelle importante et d'oscillations qui, dans l'analyse, sont traitées comme des résonances.

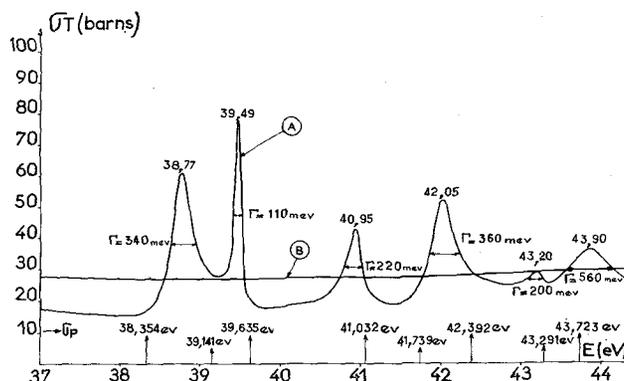


FIG. 27. — Portion de la section efficace de la figure 26 à laquelle est ajoutée la section efficace calculée avec le terme d'interférence.

courbe A avec effet d'interférence ( $\nu = 3$ )  
 courbe B sans effet d'interférence.

Les paramètres des niveaux vrais situés dans la gamme d'énergie 37 eV-45 eV portée sur la figure, sont rassemblés ci-dessous :

$E_1 = 38,354 \text{ eV}$	$\Gamma_{n1}^0 = 1,1 \times 10^{-6} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f1} = 5,46 \text{ eV}$
$E_2 = 39,141 \text{ eV}$	$\Gamma_{n2}^0 = 1,44 \times 10^{-4} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f2} = 8,98 \text{ eV}$
$E_3 = 39,653 \text{ eV}$	$\Gamma_{n3}^0 = 2,79 \times 10^{-5} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f3} = 7,20 \text{ eV}$
$E_4 = 41,032 \text{ eV}$	$\Gamma_{n4}^0 = 5 \times 10^{-7} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f4} = 8,19 \text{ eV}$
$E_5 = 41,739 \text{ eV}$	$\Gamma_{n5}^0 = 1,3 \times 10^{-6} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f5} = 7,61 \text{ eV}$
$E_6 = 42,392 \text{ eV}$	$\Gamma_{n6}^0 = 3 \times 10^{-7} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f6} = 7,84 \text{ eV}$
$E_7 = 43,291 \text{ eV}$	$\Gamma_{n7}^0 = 1,1 \times 10^{-4} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f7} = 9,54 \text{ eV}$
$E_8 = 43,723 \text{ eV}$	$\Gamma_{n8}^0 = 7,92 \times 10^{-5} \text{ eV}^{1/2}$	$\Gamma_{f8} = 7,66 \text{ eV}$

La position de ces niveaux est indiquée sur la figure par des flèches. En présence d'interférence (courbe A), on observe 6 quasi-résonances dont l'énergie et la largeur apparente sont indiquées sur la figure.

remarque que, en présence d'interférence, la section efficace peut descendre à une valeur assez basse entre quasi-résonances.

Noyau cible	Spin et parité du noyau cible	Spin et parité des résonances (neutrons « s »)
$^{233}\text{U}$	$\frac{5}{2} +$	$2^+, 3^+$
$^{235}\text{U}$	$\frac{7}{2} -$	$3^-, 4^-$
$^{239}\text{Pu}$	$\frac{1}{2} +$	$0^+, 1^+$
$^{241}\text{Pu}$	$\frac{5}{2} +$	$2^+, 3^+$

FIG. 28. — Tableau V. Spin et parité des résonances induites par neutrons « s » dans les principaux noyaux fissiles.

Toutes les sections efficaces ont été analysées en choisissant pour largeur  $\Gamma = \Gamma_f$  de chaque résonance la largeur apparente à mi-hauteur. Pour chaque cas de calcul, on en déduit les valeurs apparentes suivantes :

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_f \rangle_{app} < D \rangle_{app} \quad \text{et} \quad \langle N_{eff} \rangle_{app} = \\ = 2\pi \frac{\langle \Gamma_f \rangle_{app}}{\langle D \rangle_{app}}. \end{aligned} \quad (33)$$

Nous avons tracé sur la figure 24 la variation de  $(N_{eff})_{app}$  en fonction de  $N_{eff}$ . Lorsque  $N_{eff}$  est petit ( $N_{eff} < 2$ ) ces deux valeurs sont très voisines. Pour les grandes valeurs de  $N_{eff}$ , on observe une sorte de saturation de la valeur de  $(N_{eff})_{app}$ . Lorsque  $N_{eff}$  augmente, deux effets de sens contraires apparaissent : d'une part les résonances s'élargissent, se recouvrent davantage, ce qui doit augmenter l'importance de l'interférence ; mais, d'autre part, le nombre de voies de sortie  $\nu$  (dans l'hypothèse simple où  $N_{eff} = \nu$ ) augmente, ce qui tend à la diminuer. Pour les valeurs de  $N_{eff}$  supérieures à 3, la courbe réelle se situe donc entre les courbes A ( $\nu = \infty$ ) et B ( $\nu = 3$ ), à proximité de la courbe en pointillé C que nous avons tracée arbitrairement (Fig. 24). Dans ces conditions simplifiées, il ne semble pas que la courbe redescende pour de très grandes valeurs de  $N_{eff}$  (nous ignorons pour le moment si des valeurs aussi extrêmes de  $N_{eff}$  ont un sens physique. Elles en ont probablement un pour la fission à basse énergie de noyaux plus lourds pour lesquels la barrière de fission est très faible).

La variation de  $(N_{eff})_{app}$  en fonction de  $N_{eff}$  ne change pas beaucoup suivant que l'on considère ou non l'effet d'interférence. En revanche les sections efficaces peuvent être entièrement différentes dans les deux cas. Contrairement à l'explication donnée par Lynn, il ne semble pas que l'effet d'interférence puisse apporter une grande modification dans la valeur de  $(N_{eff})_{app}$ . Dans  $^{235}\text{U}$ , nous avons  $(N_{eff})_{app} = 0,25$ . Sur la courbe de la figure 24, ceci correspond à une valeur très voisine de  $N_{eff}$  et aucune autre valeur de  $N_{eff}$  n'est possible. En particulier ceci est incompatible avec  $\nu = N_{eff} = 4$ .

Dans la plupart des noyaux fissiles, lorsque la valeur de  $N_{eff}$  est faible, l'effet le plus important est celui de recouvrement de résonances de spins différents. Nous l'avons déjà noté pour  $^{235}\text{U}$  [30] avant de le généraliser ici.

D'autres calculs sont en cours, notamment l'augmentation du nombre de dimensions de l'espace des voies de sortie et l'inclusion des effets expérimentaux.

**IV. Conclusion.** — Après avoir rappelé quelques aspects généraux du phénomène de fission, nous avons examiné plus en détail la fission induite par les neutrons de résonances dans les noyaux fissiles, particulièrement  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ . Ces dernières années, une série de résultats a permis de mieux connaître le phénomène de fission en s'appuyant sur la théorie des états de transition de A. Bohr. Cependant, ces résultats restent encore incomplets tant que le spin des résonances n'est pas connu pour un nombre plus grand de résonances et pour les noyaux autres que  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ . Grâce à la polarisation de  $^{235}\text{U}$ , une importante source d'information va nous être donnée dans un proche avenir. Il sera possible alors de connaître le spin sans ambiguïté et de comparer directement les propriétés du phénomène de fission pour les deux états de spin. Les progrès réalisés dans la compréhension du phénomène de fission donneront peut-être un jour un outil pour l'étude des états de transition dans les noyaux très déformés.

#### Références

- [1] HAHN (O.) et STRASSMANN (F.), *Naturw.*, 1939, **27**, 11.
- [2] JOLIOT (F.), *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, 341.
- [3] FRISCH (O.), *Nature*, 1939, **143**, 276.
- [4] BOHR (N.) et WHEELER (J. A.), *Phys. Rev.*, 1939, **56**, 426
- [5] HYDE (E. K.), Rapport UCRL 9036, 1960.
- [6] HYDE (E. K.), PERLMAN et SEABORG, « Nuclear Properties of the Heavy Elements » Vol. III, Prentice Hall, New York, 1964.
- [7] Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, March 1965. I. A. E. A. Vienne.
- [8] FRASER (F. S.) et MILTON (J. C. D.), *Annual Rev. Nuclear Sc.*, 1966, Vol. **16**, 379.
- [9] WILETS (L.), « Theories of Nuclear Fission », Clarendon Press, Oxford.
- [10] WEINBERG (A. M.) et WIGNER (E. P.), « The Physical Theory of Neutron Chain Reactors », The University of Chicago Press.
- [11] BURNETT (D. S.) et Coll., *Phys. Rev.*, 1964, **134**, B 952.
- [12] COHEN (S.) et SWIATECKI (W. J.), *Ann. Physics*, 1962, **19**, 67 ; 1963, **22**, 406.
- [13] MYERS (W. D.) et SWIATECKI (W. J.), Rapport UCRL 11980.

- [14] HILL (D. L.) et WHEELER (J. A.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 1102.
- [15] FONG (P.), *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 332 ; 1956, **102**, 434.
- [16] WAHL (A. C.), ref. 7, Vol. I, 317.
- [17] TERRELL (J.), ref. 7, Vol. II, 3.
- [18] WHETSTONE (S.), *Phys. Rev.*, 1959, **114**, 581.
- [19] VANDENBOSCH (R.), *Nucl. Physics*, 1963, **46**, 129.
- [20] HENKEL (R. L.), « Fast Neutron Physics », Vol. 2, Interscience, New York.
- [21] JAMES (G. D.), *Nucl. Physics*, 1964, **55**, 417.
- [22] HALPERN (I.), *Annual Review of Nuclear Science*, 1959, **9**, 245.
- [23] BOHR (A.), Actes de la Conférence de Genève sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique, 1955.
- [24] PORTER (C. E.) et THOMAS (R. G.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 483.
- [25] DABBS (J. W. T.) et Coll., ref. 7, Vol. I, p. 39.
- [26] MICHAUDON (A.), Exposé d'ensemble CN-23/123. Conférence sur les Constantes Nucléaires, Paris, Octobre 1966.
- [27] SAILOR (V.) et Coll., *Bull. Am. Phys. Soc.*, II, 1966, **11**, 29.
- [28] JULIEN (J.), Conference on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp., July 1965, p. 156.
- [29] WHEELER (J. A.), Actes de la conférence sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique, Genève, 1965.
- [30] MICHAUDON (A.), Thèse, Paris, mai 1964 ; Rapport CEA 2552, *Nucl. Physics*, 1965, **69**, 545.
- [31] POORTMANS (F.) et Coll., communication CN-23/79, Congrès sur les constantes nucléaires, Paris, octobre 1966.
- [32] BOLLINGER (L. M.) et Coll., *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 126.
- [33] SHORE (F. J.) et SAILOR (V. L.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 191.
- [34] VOGT (E.), *Phys. Rev.*, 1958, **112**, 203.
- [35] KIRPICHNIKOV (I. V.) et Coll., *Atomnaya Energia*, 1964, **16**, 110.
- [36] MOORE (M. S.) et REICH (C. W.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 718.
- [37] PATTENDEN (N. J.) et HARVEY (J. A.), International Conference on Nuclear Structure, Kingston 1960, p. 882.
- [38] SIMPSON (O. D.) et MOORE (M. S.), *Phys. Rev.*, 1961, **123**, 559.
- [39] NORTHOP (J. A.) et Coll., *Phys. Rev.*, 1959, **115**, 1277.
- [40] BLYUMKINA (Y.) et Coll., *Nucl. Physics*, 1964, **52**, 648.
- [41] DAVYDOV (A. S.) et FILIPPOV (G. V.), *JETP*, 1958, **36**, 440.
- [42] GORDEYEV (I. V.) et Coll., Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors (I. A. E. A. Vienne, 1963), Vol. 3, p. 443.
- [43] COWAN (G. A.) et Coll., *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 1286.
- [44] COWAN (G. A.) et Coll., *Phys. Rev.*, 1963, **130**, 2380.
- [45] GRIFFIN (J. J.), ref. 7, Vol. I, p. 23.
- [46] DERRIEN (H.) et Coll., communication CN 23/70, Congrès sur les Constantes Nucléaires, Paris, octobre 1966.
- [47] VOGT (E.), *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 724.
- [48] FRASER (J. S.) et SCHWARTZ (R. B.), *Nucl. Physics*, 1962, **30**, 269.
- [49] SAUTER (G. D.) et BOWMAN (C. D.), Rapport UCRL 14-200. *Phys. Rev. Letters*, 1965, **15**, 761.
- [50] ASGHAR (M.), Rapport EANDC (UK) 70 « S » (non publié).
- [51] COWAN (G. A.) et Coll., *Phys. Rev.*, 1966, **144**, 979.
- [52] LOTTIN (A.) et Coll., International Conference on Fast Critical Experiments and their Analysis, Argonne, October 1966.
- [53] LYNN (J. E.), Exposé d'ensemble CN-13/122, Congrès sur les constantes nucléaires, Paris, octobre 1966. et communication privée.
- [54] LYNN (J. E.), *Phys. Rev. Letters*, 1964, **13**, 412.
- [55] LYNN (J. E.), « Conference on the study of Nuclear Structure with Neutrons », Antwerp, July 1965, p. 125.
- [56] MICHAUDON (A.), Exposé d'ensemble n° DB3-BAPS Série II, Vol. **10**, Nb 4, 1965.
- [57] KANNE (W. R.) et Coll., Actes de la Conférence de Genève sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique, Genève, 1955.
- [58] HOPKINS (J. C.), *Nucl. Sc. and Eng.*, 1962, **12**, 169.
- [59] LAMPHERE (R.), *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1654.
- [60] SMITH (R. K.) et Coll., communication P/663 ; Actes de la Conférence de Genève sur l'utilisation pacifique de l'énergie atomique, Genève, 1958.
- [61] WHEELER (J. A.), communication privée.