



HAL
open science

Nouveaux modes de fission de l'uranium. Tripartition et quadripartition

Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, R. Chastel, L. Vigneron

► **To cite this version:**

Tsien San-Tsiang, Ho Zah-Wei, R. Chastel, L. Vigneron. Nouveaux modes de fission de l'uranium. Tripartition et quadripartition. *Journal de Physique et le Radium*, 1947, 8 (6), pp.165-178. 10.1051/jphysrad:0194700806016500 . jpa-00234045

HAL Id: jpa-00234045

<https://hal.science/jpa-00234045>

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.

NOUVEAUX MODES DE FISSION DE L'URANIUM TRIPARTITION ET QUADRIPARTITION

Par TSIEN SAN-TSIANG*, HO ZAH-WEI*, R. CHASTEL et L. VIGNERON.

Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France.

Sommaire. — Utilisant la technique de la plaque photographique, nous avons mis en évidence la tripartition et la quadripartition du noyau composé $^{235}_{92}\text{U}$.

Dans le cas de la tripartition, les deux fragments lourds ont des parcours et des masses comparables à ceux qu'on observe dans la bipartition.

Le troisième fragment a le plus souvent une masse inférieure à 10, cependant, dans un cas nous avons observé la valeur 32. Le parcours du troisième fragment, exprimé en équivalent d'air, varie entre 2 et 45 cm avec la valeur la plus probable 28 ± 2 cm. Sa direction d'émission est de préférence perpendiculaire à celle des deux fragments lourds. Les masses M_3 semblent former un spectre avec un maximum de probabilité vers la masse très légère $M_3 = 5$; cependant, en tenant compte des erreurs expérimentales, tous les cas (sauf le cas $M_3 = 32$) sont compatibles avec une valeur unique de la masse comprise entre 4 et 7. L'énergie cinétique de tripartition 154 ± 10 MeV, légèrement supérieure à celle de la bipartition, est qualitativement en accord avec la prévision théorique. La fréquence du phénomène par rapport à celle de la bipartition est $0,003 \pm 0,001$.

Un groupe de particules de faible énergie ($E < 3$ MeV) semble être émis au moment de la fission. S'il entre dans la catégorie des phénomènes de tripartition, sa fréquence serait environ 1 pour 100 de celle de la bipartition.

Deux cas de quadripartition ont été observés : l'un correspond à quatre fragments lourds ($M > 20$), l'autre correspond à trois fragments lourds et un léger. L'énergie cinétique moyenne est environ 100 MeV, en bon accord avec la prévision théorique. La fréquence de la quadripartition par rapport à celle de la bipartition est $0,0002 \pm 0,00015$.

Dans le cas de la fission du noyau composé $^{238}_{92}\text{U}$, ni tripartition avec troisième fragment de long parcours, ni quadripartition n'ont été observés. Seule l'émission de la particule légère de parcours court a été enregistrée. Son énergie, sa fréquence et l'aspect du phénomène sont tout à fait semblables à ce qui a été observé avec le noyau composé ^{235}U .

Une partie de ces résultats est confirmée par d'autres auteurs.

La discussion de la plupart des résultats concorde d'une façon satisfaisante avec le mécanisme de la tripartition déduit du modèle de la goutte liquide du noyau. Dans le langage courant, les trois fragments se sont séparés simultanément. L'émission du troisième fragment de long parcours pourrait être liée avec les niveaux moins élevés du noyau composé.

I. — HISTORIQUE ET INTRODUCTION.

Après la découverte en 1939 de la fission des noyaux lourds par la capture d'un neutron [1, 2], de nombreux travaux effectués dans différents pays ont conduit aux résultats suivants [3] :

1° Le noyau de $^{235}_{92}\text{U}$ capturant un neutron peut se scinder en deux noyaux plus légers dont les masses varient autour des valeurs les plus probables suivantes [4] (*fig. 1*) :

$$M_1 = 138, \quad M_2 = 96.$$

D'après la connaissance de l'énergie de liaison des noyaux, une telle cassure libère une grande quantité d'énergie E_f d'environ 180 à 190 MeV. Cette énergie se manifeste en majeure partie sous forme d'énergie cinétique des deux fragments projetés dans des directions opposées. Le rapport

des énergies cinétiques initiales des deux fragments est inverse de celui de leurs masses

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{M_1 V_1^2}{M_2 V_2^2} = \frac{M_2}{M_1}.$$

Les expériences comportant la mesure de l'ionisation des fragments individuels ont permis d'obtenir la distribution statistique de leurs énergies cinétiques qui se groupent en effet en deux courbes de répartition dont les énergies les plus probables sont d'environ 60 MeV et 90 MeV. La valeur moyenne de l'énergie cinétique totale est [5]

$$(E_{\text{cin}})_{^{235}\text{U}} = 150 \pm 10 \text{ MeV.}$$

Le reste de l'énergie $\Delta E = E_f - E_{\text{cin}}$, soit environ 30 MeV, est partagé entre l'énergie d'excitation interne des fragments et l'énergie emportée par les neutrons émis lors de la fission et dont le nombre moyen est compris entre 2 et 3 [6].

* Membre d'outre-mer de l'Académie Nationale de Peiping, Chine.

Ces deux fragments chargés possédant une grande énergie peuvent traverser une certaine épaisseur de matière comme les particules α et les protons [7].

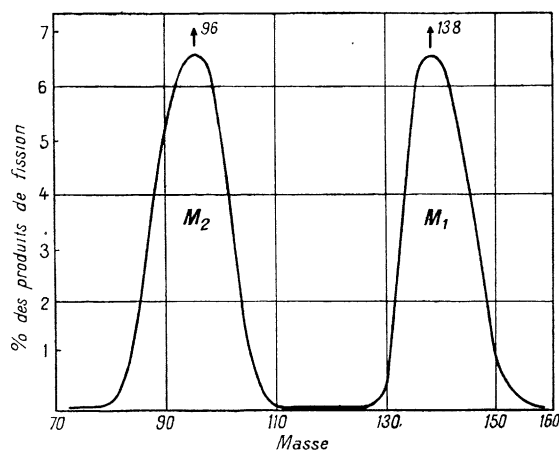


Fig. 1. — Pourcentage des produits de fission du noyau composé ${}^{235}_{92}\text{U}$ en fonction de leur masse.

Différentes méthodes ont permis d'obtenir les parcours de ces fragments de fission : ils varient autour des deux valeurs suivantes [8] :

$$\begin{aligned} R_1 &= 1,9 \text{ cm d'air pour le fragment lourd } M_1, \\ R_2 &= 2,5 \text{ " " " " " léger } M_2. \end{aligned}$$

En se basant sur la théorie du passage des atomes chargés à travers la matière, Bohr [8, 9] a pu construire à l'aide des données expérimentales les courbes de vitesse des fragments en fonction du parcours ($V - R$) qui ont été très utiles pour nos travaux.

3° Les noyaux ${}^{233}_{92}\text{U}$ et ${}^{232}_{90}\text{Th}$ ne donnent le phénomène de fission que par capture d'un neutron rapide. Les valeurs des masses et des énergies cinétiques des fragments sont connues avec moins de précision que pour ${}^{235}\text{U}$:

$$(E_{\text{cin}})_{233}\text{U} \sim 160 \text{ MeV} \quad [10, 11],$$

$$(E_{\text{cin}})_{232}\text{Th} \sim 140 \text{ " " } \quad [11, 12].$$

II. — PROCÉDÉS EXPÉRIMENTAUX.

Après la préparation des plaques photographiques spécialement riches en argent par Ilford Ltd sous la direction du Dr Powell de l'Université de Bristol, les recherches de physique nucléaire ont été beaucoup facilitées.

Ces plaques [20], dans des conditions de développement normal donnent pour les rayons α des trajectoires individuelles presque continues tandis

L'ensemble de ces faits principaux est relatif à la bipartition des noyaux d'U et de Th en deux fragments chargés, dont le nom a été donné par F. Joliot en 1939 lors de ses travaux originaux sur la preuve physique de ce phénomène [2].

Du point de vue énergétique, Bohr et Wheeler [13] ont estimé que l'énergie totale libérée dans une bipartition symétrique ($M_1 = M_2$) serait environ 200 MeV, soit 10 à 20 MeV de plus qu'avec les masses inégales $M_1 = 138$, $M_2 = 96$. Une fission en trois fragments chargés de même masse donnerait une énergie d'environ 210 à 220 MeV, légèrement supérieure à celle de la bipartition symétrique. Par contre une fission en quatre fragments de même masse donnerait une énergie inférieure (150 MeV).

En se basant sur le modèle de la goutte liquide, Present [14] avait montré qu'une fission en trois fragments est dynamiquement possible et il était souhaitable que cette vue théorique soit confrontée avec l'expérience.

A la conférence de physique de Cambridge qui a eu lieu en juillet 1946, Livesey et Green ont projeté une photo sur laquelle une bipartition de l'uranium était accompagnée d'une longue trajectoire, semblable à celle d'une particule α . aucune explication du phénomène n'a été donnée par les auteurs. L'un de nous (T. S. T.) a pensé qu'il était possible que cet aspect soit dû à une fission en trois fragments chargés. Des expériences ont été faites aussitôt et les résultats ont été positifs.

Nos deux premières publications (1946) appartaient la preuve expérimentale des phénomènes de tripartition et de quadripartition [15, 16]. En 1946, Demers [17] et en 1947 Livesey et Green [18]; Farwell, Segrè et Wiegand [19] ont indépendamment publié leurs résultats expérimentaux sur l'émission d'une particule légère accompagnant la fission de l'uranium.

Dans l'exposé suivant, nous allons d'abord décrire les méthodes expérimentales que nous avons employées, puis les résultats auxquels nous sommes parvenus, ensuite nous confronterons les résultats des différents auteurs. Enfin, nous donnerons quelques considérations théoriques sur ces nouveaux phénomènes.

que celles des protons ont des grains légèrement séparés. L'homogénéité de ces plaques est telle que la fluctuation de parcours des rayons α naturels monokinétiques est seulement trois fois plus grande que celle qu'on observe par les méthodes de la chambre de Wilson ou de l'amplificateur proportionnel : leur pouvoir séparateur est environ 3 mm équivalent d'air (760 mm et 15° C) [21].

Afin d'utiliser ces plaques pour enregistrer les trajectoires des fragments de fission, nous avons opéré comme suit :

Une plaque « Ilford nuclear research » de type C₂ et d'une épaisseur d'émulsion de 40 μ est trempée pendant 5 mn dans une solution de nitrate d'urane (U O₂) (N O₃)₂.6 H₂O, lavée ensuite légèrement, puis immergée pendant 3 mn dans de l'alcool éthylique, le séchage est terminé dans un courant d'air. Ainsi imprégnée de sel d'uranium, elle est enveloppée dans du papier noir puis transportée près du cyclotron où elle est soumise à l'action des neutrons lents. Le cyclotron du Collège de France fournissant les neutrons par la réaction D-Be, la plaque était placée dans un bloc de paraffine ralentisseur de 5 cm d'épaisseur, lui-même protégé par un écran de plomb de 5 cm d'épaisseur destiné à absorber la plus grande partie des rayons γ produits dans la cible du cyclotron.

Après 10 mn d'irradiation, la plaque était immédiatement développée dans un bain dilué de révélateur Ilford ID 19 :

Métol.....	4 g
Sulfite de Na (crist.).....	300
Hydroquinone.....	16
Carbonate de Na (crist.).....	200
Bromure de K.....	10
Eau.....	Q. S. pour 2 l de solution

(Révélateur Ilford ID 19.)

La dilution du révélateur et le temps de développement dépendent de la concentration du sel d'uranium et du phénomène qu'on cherche. Nous nous proposons d'avoir des trajectoires de fragments de fission bien développées dans toute l'épaisseur de l'émulsion photographique, sans être trop gênés par les trajectoires des protons projetés par les neutrons; nous avons donc utilisé comme révélateur

1 partie (ID 19) + 19 parties d'eau

et nous avons développé pendant 40 mn à la température d'environ 18° C.

Dans ces conditions, vu l'effet de désensibilisation provoqué par la présence du sel d'urane [22], les fragments de fission étaient bien visibles dans toute l'épaisseur de la couche sensible et apparaissaient comme des lignes noires, épaisses presque continues, les rayons α dus à la désintégration radioactive naturelle de l'uranium, moins nombreux, apparaissaient comme des lignes fines pointillées.

Les protons de recul étaient presque invisibles et donnaient non des trajectoires mais un fond de grains isolés.

En irradiant avec des neutrons rapides, ce procédé simple de développement ne nous a pas donné de résultats satisfaisants, les protons de recul étant trop nombreux. Les trajectoires de fission étaient noyées dans une grande quantité de grains isolés formant un enchevêtrement dense. En essayant de diminuer ce fond par la diminution de la concentration du révélateur ou la diminution de la durée de développement, les trajectoires de fission, elles-mêmes, n'étaient plus très bien développées et par conséquent leur longueur n'était plus très bien définie.

Après plusieurs essais, le sel d'uranium semblait manifester deux effets de désensibilisation : a. effet physique se manifestant au moment de la formation de l'image latente; b. effet chimique se manifestant au moment du développement, nous avons opéré de la façon suivante : une plaque, imprégnée d'abord dans une solution très concentrée (plus de 20 pour 100) de sel d'urane, était exposée comme précédemment mais aux neutrons rapides et pendant un temps assez court. La grande concentration d'urane désensibilise d'une façon appréciable pour la formation des images latentes dues aux protons de recul mais elle ne gêne pas beaucoup la formation des images latentes dues aux fragments de fission, beaucoup plus ionisants. Aussitôt après l'irradiation et avant le développement, nous avons lavé la plaque pendant 1 h dans l'eau courante pour faire sortir presque tout le sel d'urane inclus, puis nous l'avons immergée quelques minutes dans une solution diluée de nitrate d'urane afin d'avoir la même concentration en surface et en profondeur. Faute de faire le premier lavage, l'effet de désensibilisation chimique au développement dû au sel d'urane est tel que la plaque n'est développée qu'en surface, le révélateur ayant enlevé le sel en surface mais non en profondeur.

Dans ces conditions, malgré la grande quantité de protons de recul produits dans la gélatine, la plaque se prête assez bien à l'étude des phénomènes liés à la fission provoquée par des neutrons rapides,

Ces plaques développées convenablement, fixées, séchées, sont observées au microscope à immersion de fort grossissement (grandissement linéaire = 1000 environ). La correction à apporter sur les mesures verticales et qui est due au départ du bromure d'argent provoquant un affaissement de la gélatine sera étudiée dans l'Appendice n° 1.

III. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS AVEC LES NEUTRONS LENTS.

A. Trajectoires des fragments de bipartition.

— La plupart des trajectoires observées (uranium + neutrons lents) sont rectilignes, les deux fragments de fission étant projetés dans des direc-

tions opposées, il est impossible de préciser sur la trace observée le point où la fission a eu lieu [15, 25].

La densité des grains dans les trajectoires diminue vers la fin. Les caractéristiques sont les mêmes

que celles des trajectoires de fission déjà observées à la chambre Wilson [8]. Souvent vers la fin de la trajectoire (environ $\frac{1}{4}$ de la longueur de trajectoire d'un fragment de fission), il y a une courbure due aux petits chocs nucléaires successifs et une fois sur 10 environ, on observe des fourches dues aux chocs nucléaires : projection d'un atome présent dans la plaque (U, Ag, Br, O, N, C, ...) par un des fragments de fission.

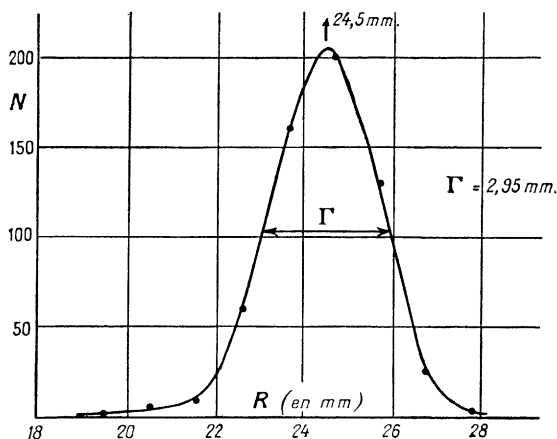


Fig. 2. — Distribution statistique des parcours des traces de bipartition de $^{238}_{92}\text{U}$ dans l'émulsion photographique.

Correction : l'unité de longueur est le micron et non le mm.

La figure 2 représente la statistique des longueurs des traces se trouvant dans un plan peu incliné sur l'horizontale (chacune d'elles correspond à deux fragments de fission associés). La courbe de répartition diffère peu d'une courbe de Gauss, le parcours le plus probable est $24,5 \mu$ et la largeur de la courbe est $2,95 \mu$. En utilisant la valeur $4,4 \text{ cm}$ d'équivalent d'air pour la somme moyenne des parcours de deux fragments de fission associés, mesurée à la chambre Wilson par Bøggild, Brostrøm et Lauritsen [8], nous obtenons l'équivalence suivante pour les fragments de fission :

$$1 \mu \text{ d'émulsion} = 0,18 \text{ cm d'équivalent d'air} \quad [25].$$

Nous savons que l'énergie cinétique totale de deux fragments de bipartition se distribue statistiquement autour de la valeur 150 MeV , la largeur de la courbe obtenue dépendant des conditions expérimentales. D'après les meilleurs résultats, obtenus par Flammersfeld, Jensen et Gentner, [5] cette largeur est 23 MeV .

La fluctuation des parcours de fission observée est donc due à deux causes : a. fluctuation de l'énergie cinétique de fission; b. fluctuation de parcours pour une même énergie. En admettant 23 MeV comme limite supérieure de la largeur due à la fluctuation

de l'énergie, ce qui correspond à une largeur de la courbe statistique des parcours de $1,7 \mu$, nous déduisons la limite inférieure de la largeur de parcours pour une même énergie initiale soit

$$\Gamma = \sqrt{(2,95)^2 - (1,7)^2} = 2,4 \mu.$$

La limite inférieure de la largeur relative est donc la suivante

$$\frac{\Gamma}{R} = \frac{2,4}{24,5} = 10 \text{ pour } 100.$$

Dans un travail précédent [21], nous avons déterminé la largeur relative pour les rayons α monocinétiques dans le même genre de plaques : avec des rayons α de parcours équivalent à environ 3 cm d'air la largeur relative était environ 10 pour 100. La comparaison de ces deux résultats montre que la valeur obtenue avec les trajectoires de fission est raisonnable et que les conditions de développement sont convenables; l'insuffisance de développement se traduirait par une diminution irrégulière du parcours et par conséquent, par une augmentation de la largeur relative.

B. La fission en trois fragments chargés (tripartition). — Certaines traces présentent l'aspect de trois lignes de grains d'argent issues d'un même point (planche, fig. A, B, C, D). Souvent une des trois lignes est plus longue et plus fine, ce qui indique que la masse du fragment correspondant est beaucoup plus légère que celle des deux autres branches. Cependant un jugement basé sur l'ionisation du fragment léger mesurée par la densité de grains révélés par unité de longueur ne permet pas de déterminer la masse de façon précise : selon le cas, des masses comprises entre 2 et 12 sont compatibles avec les apparences observées.

Des analyses précises, portant sur la conservation de l'impulsion (voir appendice n° 2) montrent qu'il est impossible d'interpréter tous ces cas comme la projection par un fragment de bipartition d'un élément contenu dans l'émulsion (U, Ag, Br, O, N, C, H).

Les calculs portant sur les cas observés nous ont amenés à supposer qu'il s'agit d'un **nouveau mode de fission de l'uranium**, c'est-à-dire la **fission en trois fragments chargés (tripartition)**, les intervalles séparant l'émission de ces trois fragments n'étant pas décelables et étant comparables à la vie moyenne du noyau composé. Autrement dit, dans le langage courant, les trois fragments sont **émis simultanément** [15, 29].

a. Calcul d'un cas de tripartition. — Prenons un exemple pour montrer comment nous pouvons déduire les masses et les énergies des fragments d'une tripartition à partir des longueurs des traces et de leurs angles (fig. 3).

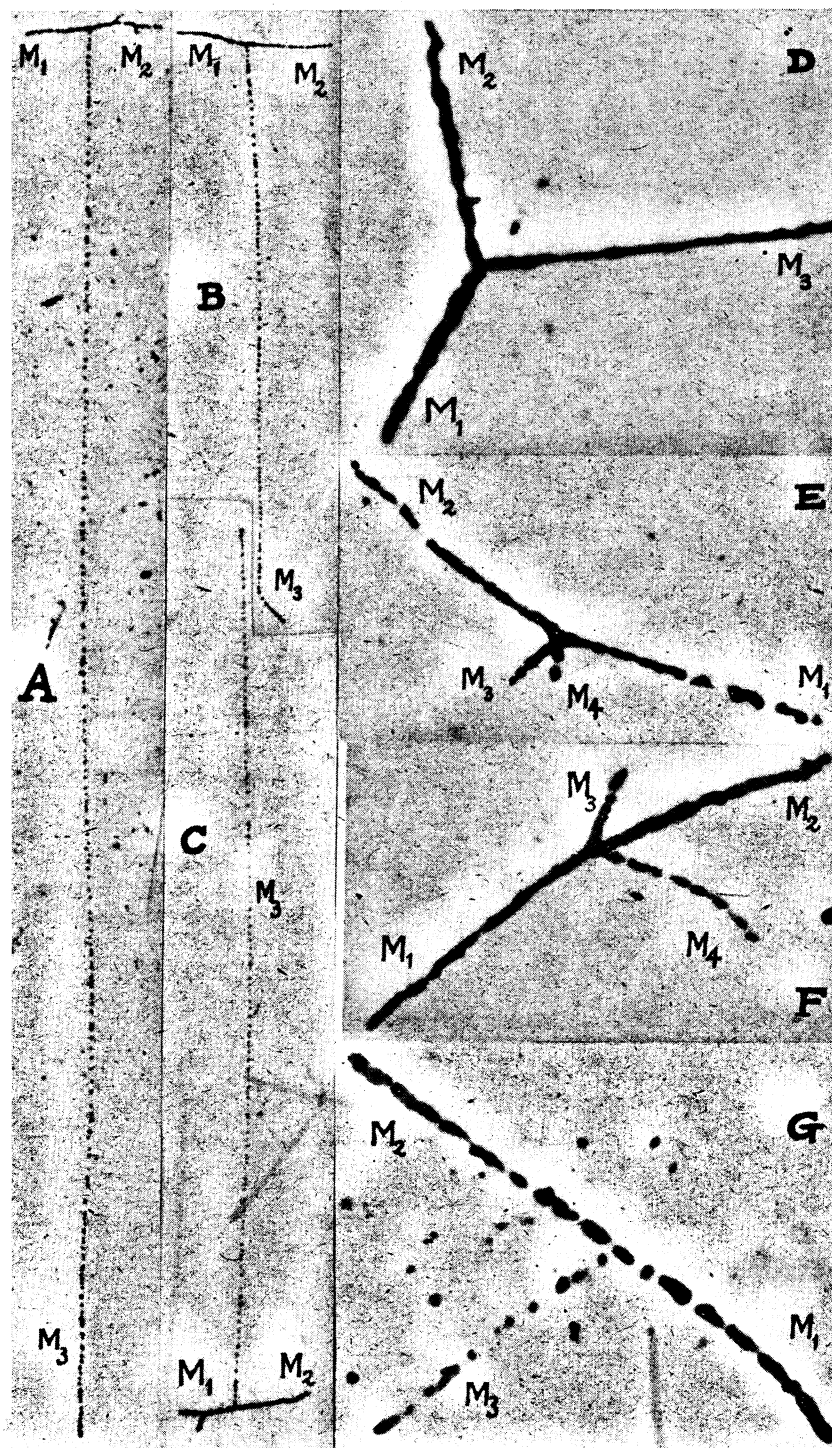


Fig. A, B, C. — Tripartitions du noyau composé ^{235}U avec l'émission d'un troisième fragment léger de long parcours R_3 (à peu près à la même échelle). — A : $R_3 = 44$ cm équivalent d'air 760 mm-15° C (le plus long qu'on a observé); B : $R_3 = 17$ cm équivalent d'air 760 mm-15° C (un des moins longs); C : $R_3 = 25$ cm équivalent d'air 760 mm-15° C (parcours voisin du parcours le plus probable). On voit la différence de l'angle entre M_1 et M_2 dans les cas B et C. Cette différence de l'angle se traduit par la différence de masses calculées pour M_3 : $M_3 = 9 \pm 2$ (cas B) et $M_3 = 5 \pm 1$ (cas C).

Fig. D. — Tripartition du noyau composé ^{235}U en trois fragments lourds : $M_1 = 127 \pm 13$, $M_2 = 77 \pm 8$, $M_3 = 32 \pm 5$.

Fig. E et F. — Quadripartitions du noyau composé ^{235}U .

Fig. G. — Une particule légère liée à la partie centrale et rectiligne d'une trace de fission représentant une paire de fragments lourds M_1 et M_2 (obtenu avec l'uranium irradié aux neutrons rapides).

Les figures D, E, F et G sont à peu près à la même échelle.

Nous utilisons d'abord les courbes $V-R$ de Bohr [8, 9], qui donnent la vitesse en fonction du

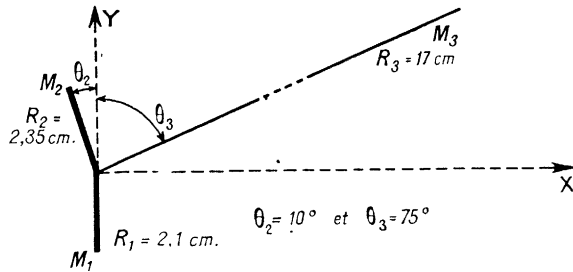


Fig. 3. — M_1 et M_2 : fragments lourds.
 M_3 : fragment léger.

parcours pour les deux groupes des fragments de fission (fig. 4 a). Pour un parcours donné $R = 2,1$ cm nous relevons sur ces courbes deux points P et Q dont les ordonnées sont les vitesses pour $M = 140$ et $M = 93$.

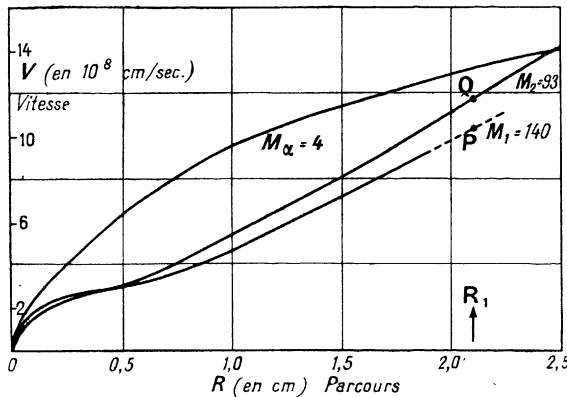


Fig. 4 a. — Vitesse en fonction du parcours ($V-R$) pour les fragments de fission et les particules α .

Nous reportons ces points sur la figure 4 b et construisons la courbe $V-M$ relative au parcours 2,1 cm en extrapolant linéairement entre P et Q, ce qui paraît justifié pour les masses voisines des masses indiquées, c'est-à-dire dans l'intervalle de masses $60 < M < 150$.

Nous opérons de même pour le parcours 2,35 cm de l'autre fragment lourd.

Pour le fragment léger (troisième fragment), quand le parcours est inférieur à 2 ou 3 cm d'air, nous utilisons la relation $V-R$ connue pour les rayons α et celles prévues théoriquement par Knipp et Teller [23] par un calcul basé sur les mesures expérimentales effectuées sur les atomes de recul C, N, O et F. Quand le parcours est supérieur à 10 cm,

la relation $V-R$ des rayons α (24) est valable avec une bonne approximation pour toutes les masses comprises entre 2 et 12.

Le manque de renseignements expérimentaux dans la zone $20 < M < 60$ nous oblige, dans la construction des courbes $V-M$ à raccorder avec le minimum de courbure les points où $M > 60$ et ceux où $M < 20$. Cette imprécision introduit une erreur d'environ 15 pour 100 sur les masses calculées comprises entre 20 et 60 et d'environ 10 pour 100 seulement sur les masses comprises entre 60 et 150.

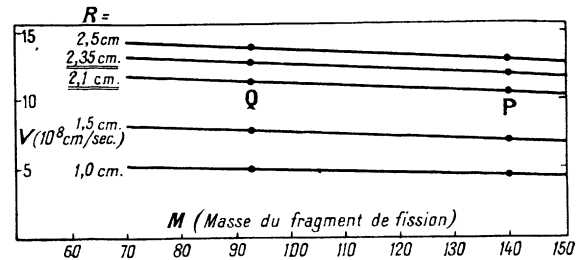


Fig. 4 b. — Vitesse en fonction de la masse ($V-M$) des ions lourds pour un parcours donné.

Dans une tripartition, il y a conservation de la masse et conservation de l'impulsion. Nous supposons que le noyau composé ${}^{235}_{92}\text{U}$ est responsable de la tripartition et qu'il n'y a pas de neutrons émis lors de la fission en trois fragments. On a donc

$$M_1 + M_2 + M_3 = 236,$$

$$M_1 \vec{V}_1 + M_2 \vec{V}_2 + M_3 \vec{V}_3 = 0.$$

Nous allons voir qu'on peut obtenir les masses par une suite de tâtonnements successifs :

α . PREMIER ESSAI (fig. 3). — Nous choisissons arbitrairement les valeurs des masses (130, 100, 6). Nous lisons les vitesses correspondantes sur les courbes $V-M$ de la figure 4 b.

$$\begin{aligned} R_1 = 2,1 \text{ cm} & \quad M_1 = 130 & \quad V_1 = 10,8 \cdot 10^8 \text{ cm/s} \\ R_2 = 2,35 & \quad M_2 = 100 & \quad V_2 = 12,8 \\ R_3 = 17 & \quad M_3 = 6 & \quad V_3 = 25,3 \end{aligned}$$

Prenant comme unité d'impulsion celle d'un proton de 10^8 cm/s, l'impulsion résultante suivant OY est

$$\begin{aligned} p_y &= -M_1 V_1 + (M_2 V_2 \cos \theta_2 + M_3 V_3 \cos \theta_3) \\ &= -1404 + (1280 \times 0,985 + 152 \times 0,259) \\ &= -1404 + 1289 = -115. \end{aligned}$$

Écart relatif suivant OY

$$\frac{p_y}{M_1 V_1} = \frac{-115}{1404} = -8 \text{ pour } 100.$$

L'impulsion résultante suivant OX est

$$\begin{aligned} p_x &= -M_2 V_2 \sin \theta_2 + M_3 V_3 \sin \theta_3 \\ &= -1280 \times 0,174 + 152 \times 0,966 \\ &= -222 + 147 = -75. \end{aligned}$$

Écart relatif suivant OX

$$\frac{p_x}{M_2 V_2 \sin \theta_2} = \frac{-75}{222} = -34 \text{ pour } 100.$$

β. DEUXIÈME ESSAI

$$\begin{aligned} M_1 &= 124 & V_1 &= 10,9 \cdot 10^8 \text{ cm : s} \\ M_2 &= 103 & V_2 &= 12,8 \\ M_3 &= 9 & V_3 &= 25,3 \end{aligned}$$

Impulsion résultante suivant OY

$$\begin{aligned} p_y &= -M_1 V_1 + (M_2 V_2 \cos \theta_2 + M_3 V_3 \cos \theta_3) \\ &= -1352 + (1302 + 59) \\ &= -1352 + 1361 = +9. \end{aligned}$$

Écart relatif

$$\frac{p_y}{M_1 V_1} = \frac{+9}{1352} \sim +1 \text{ pour } 100.$$

Impulsion résultante suivant OX

$$\begin{aligned} p_x &= -M_2 V_2 \sin \theta_2 + M_3 V_3 \sin \theta_3 \\ &= -220 + 220 = -9. \end{aligned}$$

Écart relatif

$$\frac{p_x}{M_2 V_2 \sin \theta_2} = \frac{-9}{220} = -4 \text{ pour } 100.$$

L'impulsion suivant OY est donc compensée à 1 pour 100 près, mais suivant OX la compensation n'est pas encore parfaite.

γ. TROISIÈME ESSAI.

$$\begin{aligned} M_1 &= 124 & V_1 &= 10,9 \cdot 10^8 \text{ cm : s} \\ M_2 &= 102 & V_2 &= 12,8 \\ M_3 &= 10 & V_3 &= 25,3 \end{aligned}$$

Impulsion résultante suivant OY

$$\begin{aligned} p_y &= -M_1 V_1 + (M_2 V_2 \cos \theta_2 + M_3 V_3 \cos \theta_3) \\ &= -1352 + (1286 + 66) \\ &= -1352 + 1352 = 0. \end{aligned}$$

Écart relatif suivant OY ~ 0 .

Impulsion résultante suivant OX

$$\begin{aligned} p_x &= -M_2 V_2 \sin \theta_2 + M_3 V_3 \sin \theta_3 \\ &= -227 + 244 = +17. \end{aligned}$$

Écart relatif suivant OX

$$\frac{p_x}{M_2 V_2 \sin \theta_2} = \frac{+17}{227} = +7 \text{ pour } 100.$$

Nous voyons qu'en passant du deuxième au troisième essai, l'écart relatif de l'impulsion suivant OX change de signe et augmente en valeur absolue, ce qui indique que nous avons déjà dépassé le meilleur

point de compensation de l'impulsion. Comme nous ne pouvons pas prendre pour les masses des valeurs non entières, nous adoptons donc le résultat du deuxième essai comme solution

$$\begin{aligned} M_1 &= 124 & V_1 &= 10,9 \cdot 10^8 \text{ cm : s} & E_1 &= 76 \text{ MeV} \\ M_2 &= 103 & V_2 &= 12,8 & E_2 &= 88 \\ M_3 &= 9 & V_3 &= 25,3 & E_3 &= 30 \end{aligned}$$

E_1, E_2, E_3 étant les énergies cinétiques de chacun des trois fragments calculées d'après la masse et la vitesse. L'énergie cinétique totale des trois fragments est

$$\Sigma E = 194 \text{ MeV.}$$

δ. ERREUR SUR LA MASSE M_3 . — Tandis que les erreurs sur M_1 et M_2 dépendent surtout de la fluctuation des parcours, l'erreur commise sur M_3 dépend essentiellement de la mesure des angles θ_2 et θ_3 . Admettons que l'erreur sur la mesure expérimentale de ces angles soit $\Delta\theta = \pm 1^\circ$, nous pouvons déterminer les valeurs limites de la masse M_3

$$\begin{aligned} 1^\circ \text{ Avec } \left\{ \begin{array}{l} \theta_2 = 10^\circ - 1^\circ = 9^\circ \\ \theta_3 = 75^\circ + 1^\circ = 76^\circ \end{array} \right\} & \text{ on trouve } M_3 = 8,3. \\ 2^\circ \text{ Avec } \left\{ \begin{array}{l} \theta_2 = 10^\circ + 1^\circ = 11^\circ \\ \theta_3 = 75^\circ - 1^\circ = 74^\circ \end{array} \right\} & \text{ on trouve } M_3 = 10,3. \end{aligned}$$

En tenant compte qu'il existe d'autres erreurs inévitables et que les masses sont entières, nous concluons que la valeur de M_3 est

$$M_3 = 9 \pm 2.$$

Dans les Appendices nos 3 et 4, nous exposerons comment les tâtonnements conduisant à la solution peuvent être conduits d'une façon systématique.

b. Distribution du parcours des trois fragments. — Sur plus de 10 000 trajectoires, nous avons observé plus de 30 cas de fission en trois fragments. Lorsque θ_2 est plus grand que 1° , nous avons pu déterminer la masse M_3 et éliminer le cas d'une collision d'un noyau par un des fragments lourds. Quand les trajectoires sont peu inclinées par rapport à l'horizontale (moins de 5°) et entièrement contenues dans l'émulsion, aucune difficulté ne se présente dans la détermination des masses et des énergies. Lorsqu'elles sont inclinées mais encore contenues toutes les trois entièrement dans l'émulsion, nous avons rétabli la figure dans son plan en faisant des mesures en profondeur au moyen de la vis micrométrique du mouvement vertical lent du microscope, soigneusement étalonnée préalablement en ses différents points. Il convient de remarquer que lors du développement, les grains de bromure d'argent sont dissous et l'on constate un aplatissement considérable de la gélatine qui a diminué de volume par suite du départ de ceux-ci. Cet effet se manifeste particulièrement dans les plaques utilisées en recherche nucléaire, car elles sont très riches en bromure d'argent : en gros, il faut multiplier les profondeurs

observées par 2 pour avoir les profondeurs vraies dans l'émulsion avant le développement (voir l'Appendice n° 1).

Finalement, sur plus de 30 cas, 18 ont pu être calculés. De plus, dans deux autres cas où la trajectoire du fragment M_3 était entièrement contenue

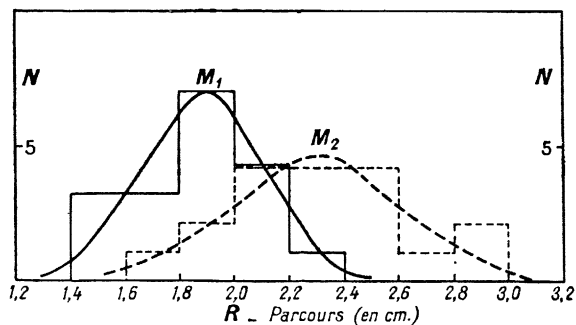


Fig. 5. — Distribution statistique des parcours de M_1 et M_2 .

dans la couche sensible mais l'un des deux fragments lourds était sorti de l'émulsion, nous avons fait figurer la longueur de la trajectoire de M_3 dans la statistique des parcours du fragment léger. Une partie de ces résultats a déjà été publiée dans des publications antérieures [25, 26, 27].

La statistique des parcours en équivalent d'air des cas étudiés est schématisée par les figures 5 (fragments lourds M_1 et M_2) et 6 (fragment léger M_3).

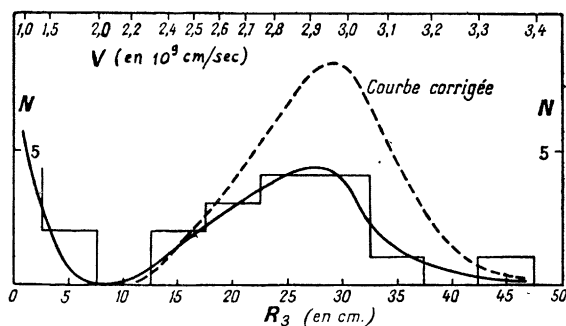


Fig. 6. — Distribution statistique du parcours (la courbe en trait plein représente les données expérimentales, la courbe en trait pointillé représente la distribution vraie).

On voit que pour les fragments lourds, les parcours moyens sont dans le cas de la tripartition

$$R_1 = 1,9 \text{ cm d'air}, \quad R_2 = 2,3 \text{ cm d'air},$$

tandis que dans le cas de la bipartition, on a

$$R_1 = 1,9 \text{ cm d'air}, \quad R_2 = 2,5 \text{ cm d'air}.$$

Il semble donc que la somme $R_1 + R_2$ dans le

cas de la tripartition soit un peu plus petite en moyenne que dans le cas de la bipartition.

Pour le fragment léger, il y a un groupe court de parcours inférieur à 5 cm et un autre groupe dont le parcours varie entre 15 et 45 cm d'air avec un maximum situé vers 27 cm (fig. 6). Les vitesses correspondantes des particules varient entre 2,4 et $3,4 \cdot 10^9$ cm : s. Ceci correspond aux cas que nous avons étudiés, mais si l'on note que le fragment léger a d'autant plus de chances de sortir de la gélatine que son parcours est plus long, il y a lieu pour obtenir la distribution statistique vraie du phénomène de corriger la courbe en traits pleins de la figure 6 en avantageant les parcours longs par rapport aux parcours courts, on obtient ainsi la courbe en traits pointillés de la figure 6; le maximum d'intensité est un peu déplacé du côté des vitesses élevées et des grands parcours, il se situe vers 29 cm et correspond à une vitesse de $2,9$ à $3,0 \times 10^9$ cm : s.

c. Direction d'émission du fragment léger M_3 . — Appelons α_1 (fig. 7 a) l'angle que fait la trajectoire

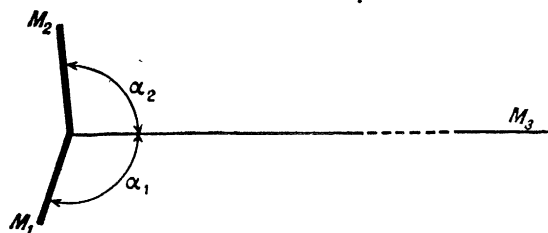


Fig. 7 a. — M_1 et M_2 : fragments lourds.
 M_3 : fragment léger.

longue peu ionisante du fragment léger M_3 avec la trajectoire épaisse du fragment M_1 le plus lourd (trajectoire la plus courte). Appelons α_2 l'angle

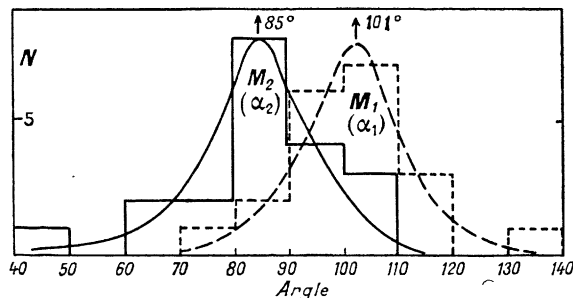


Fig. 7 b. — Distribution statistique des angles α_1 et α_2 que font M_1 et M_2 avec M_3 .

que fait la trajectoire de M_3 avec la trajectoire épaisse du fragment M_2 un peu moins lourd que M_1 (trajectoire un peu plus longue que celle de M_1).

La figure 7 b représente la distribution statistique

des angles α_1 et α_2 . En général (17 cas sur 20),

$$\alpha_1 > \alpha_2,$$

ce qui indique que M_1 emporte plus d'impulsion que M_2 .

La valeur moyenne de la différence des angles α_1 et α_2 est

$$\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 = 16^\circ.$$

D'une façon générale, les deux fragments lourds sont émis dans des directions presque opposées, le fragment léger est émis de préférence dans une direction perpendiculaire à celles-ci.

d. Distribution des masses des trois fragments. —

Ainsi que nous l'avons vu dans la section a, nous pouvons calculer les masses des trois fragments.

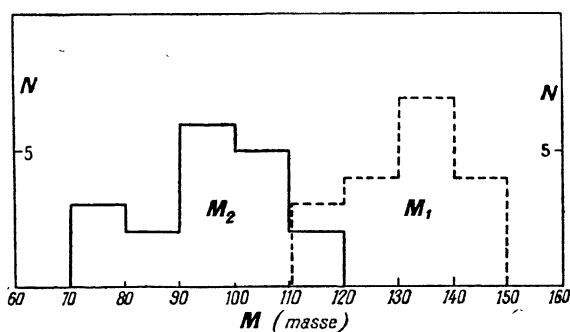


Fig. 8. — Distribution statistique des masses calculées des fragments lourds M_1 et M_2 .

Les figures 8 et 9a représentent les statistiques des masses calculées pour les fragments lourds (M_1 et M_2) et le fragment léger M_3 .

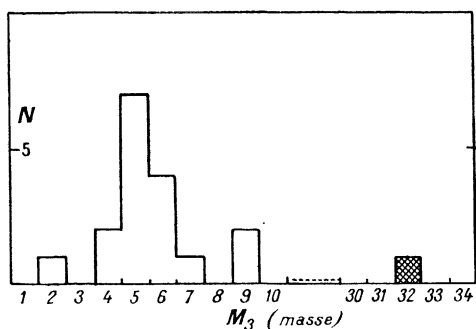


Fig. 9 a. — Distribution statistique de la masse calculée du fragment léger M_3 .

Pour les deux fragments lourds, les valeurs calculées les plus probables sont $M_1 = 132$ et $M_2 = 97$. Dans notre calcul nous avons utilisé les relations $V - R$ de Bohr [8, 9], celui-ci avait

adopté 93 et 140 comme valeurs les plus probables des masses dans la bipartition. Etant donné qu'on a déterminé depuis [4] ces masses avec plus de précision ($M_1 = 138$, $M_2 = 96$), il en résulte que les valeurs corrigées les plus probables dans le cas de la tripartition sont

$$M_1 = 130, \quad M_2 = 99.$$

Pour le troisième fragment, on voit que la masse est presque toujours très légère ($M_3 < 12$) avec la valeur la plus probable vers $M_3 = 5$, sauf un cas où $M_3 = 32$ (planche, fig. D).

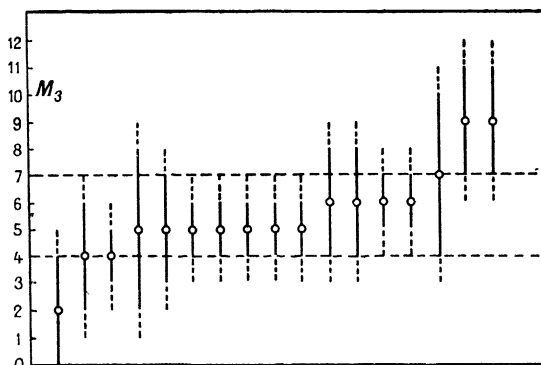


Fig. 9 b. — Masse de M_3 (sauf le cas $M_3 = 32$) avec les limites d'erreurs. Le trait plein représente les limites d'erreurs expérimentales, le trait pointillé représente celles dues à l'émission des neutrons lors de la tripartition (s'il y a lieu).

Dans ce cas particulier [27], le calcul donne

$$M_1 = 127, \quad M_2 = 77, \quad M_3 = 32$$

avec les erreurs possibles ± 10 pour 100 sur M_1 et M_2 et 15 pour 100 sur M_3 . Si l'on observe les traces sous le microscope, on constate dans ce cas particulier que les trois branches ont des ionisations distinctes, toutes plus élevées que celle d'une particule α (une particule α laisse une file de grains distincts tandis qu'un fragment de fission laisse une grosse trace presque continue). La branche la plus épaisse correspond bien à la masse calculée la plus lourde ($M_1 = 127$) et la branche la moins épaisse à la masse calculée la moins lourde ($M_3 = 32$).

Si ce cas particulier appartenait à la même classe de phénomènes que les autres cas de tripartition, il inciterait à penser que les fragments légers n'ont pas la même masse et qu'il y a un spectre de masses de ceux-ci.

Examinons les erreurs qui peuvent s'introduire dans la détermination de la masse M_3 :

1° L'imprécision de la mesure des angles, surtout θ_2 (fig. 3) a une très grande importance pour M_3 .

2° Les erreurs de la mesure des parcours ainsi que la fluctuation des parcours influencent très

peu M_3 ; 10 pour 100 d'erreur sur l'énergie d'un fragment introduirait au plus 5 pour 100 d'erreur sur la détermination de M_3 .

3° Nos calculs ont été basés sur la relation $V - R$ de Bohr qui correspond à une énergie cinétique de bipartition de 162 MeV. L'emploi de la nouvelle valeur 150 MeV diminuerait M_3 d'environ 4 pour 100.

Les erreurs (2°) et (3°) sont faibles devant celle provenant de la cause (1°). Dans la section *a*, nous avons très largement apprécié celle-ci et l'on peut considérer que l'erreur indiquée couvre l'ensemble des trois causes ci-dessus.

Dans la figure 9 *b*, ces trois erreurs sont bloquées ensemble et la limite d'erreur correspondante est indiquée par un trait plein vertical.

4° Enfin nous ne savons pas si des neutrons pourraient être émis dans une tripartition comme c'est le cas dans la bipartition. S'ils sont émis, nous n'avons aucun moyen de connaître leur impulsion éventuelle ni sa direction : il a fallu en conséquence la négliger dans le calcul. En supposant qu'un neutron d'énergie supérieure à 10 MeV [28] soit émis dans la même direction que M_3 ou bien dans une direction opposée, ce qui constitue un cas des plus défavorables, notre calcul introduit sur M_3 une erreur de masse comprise entre 1 ou 2 unités de masse ($\Delta M_3 \sim 1,5$). En moyenne, nous avons admis un peu arbitrairement dans la figure 9 *b* une erreur de 1 unité de masse. Cette erreur est figurée indépendamment de celles signalées plus haut, par un trait vertical pointillé.

On voit (fig. 9 *b*) que la zone des masses comprises entre 4 et 7 est compatible avec tous les résultats expérimentaux : 15 cas sur 17 sont compatibles avec les masses 4, 5 ou 7, 16 cas sur 17 sont compatibles avec la masse 6. Comme des erreurs non envisagées ont pu avoir lieu dans un ou deux cas, on voit que :

Il n'est pas exclu que la masse M_3 (< 10) ait en réalité une seule valeur possible : tous les fragments légers seraient des particules identiques, la masse M_3 serait celle d'une particule bien définie.

S'il en était ainsi, il faudrait considérer que le cas particulier $M_3 = 32$ appartient à une autre classe de phénomènes que la plupart des tripartitions ($M_3 = \text{const.} < 10$).

e. Énergie cinétique des trois fragments. — D'après le calcul, nous avons les masses et les vitesses des trois fragments et par suite leur énergie. On trouve que le fragment lourd M_1 a une énergie cinétique moyenne $E_1 = 62$ MeV et le fragment moins lourd M_2 une énergie cinétique moyenne de $E_2 = 82$ MeV.

Mais ce calcul est fondé sur la relation $V - R$ de Bohr, qui est basée sur l'ancienne énergie de bipartition (162 MeV); avec la nouvelle valeur (150 MeV) il y a lieu de faire une correction corres-

pondante sur les valeurs des énergies cinétiques que nous avons calculées et de prendre les valeurs moyennes suivantes :

$$\begin{aligned} E_1 &= 58 \text{ MeV} \quad (\text{fragment lourd } M_1), \\ E_2 &= 76 \quad (\quad \quad \quad \quad \quad M_2). \end{aligned}$$

L'erreur commise sur l'énergie est de l'ordre de 10 pour 100.

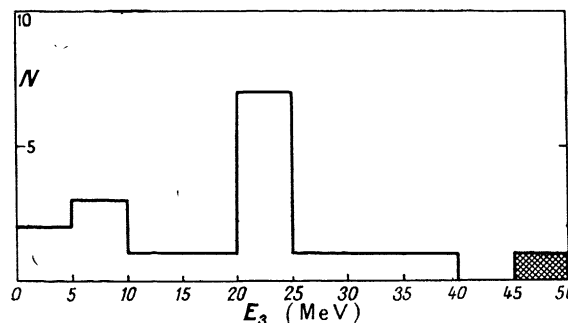


Fig. 10 *a*. — Répartition statistique de l'énergie du troisième fragment M_3 . La case indiquée en traits quadrillés correspond au cas où $M_3 = 32$.

L'énergie cinétique du fragment léger M_3 varie de 2 MeV à 49 MeV suivant les parcours et les masses calculées des cas particuliers. La figure 10 *a* représente sa distribution statistique, la valeur la plus fréquente est 23 MeV (sous réserve déjà faite dans la section *b* que les parcours longs ayant plus de chances de sortir de la gélatine, ils sont un peu désavantagés dans la statistique et par suite aussi les grandes énergies).

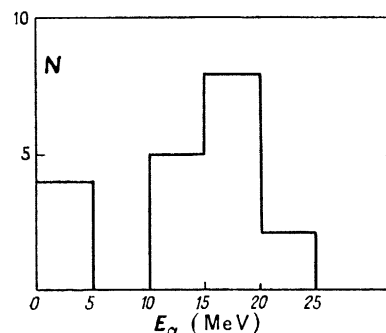


Fig. 10 *b*. — Répartition statistique de l'énergie de M_3 si l'on suppose que $M_3 = 4$ (sauf le cas où $M_3 = 32$).

Si nous supposons que toutes les particules légères (excepté le cas $M_3 = 32$) ont la même masse et que la répartition apparente en un spectre de masses est due aux imprécisions inévitables, la distribution de l'énergie sera différente. En prenant $M_3 = 4$

(particules α) on aurait la répartition d'énergie de la *figure 10 b*, le maximum d'énergie étant 23 MeV et l'énergie la plus fréquente 18 MeV. En prenant une autre valeur unique, par exemple $M_3 = 6$, on aurait une distribution qui ne différerait de celle de la *figure 10 b* que par l'échelle des énergies.

L'énergie cinétique totale des trois fragments (corrigée conformément à la valeur 150 MeV de l'énergie cinétique de bipartition) a la valeur moyenne suivante :

$$E_{\text{cin}} (\text{tripartition}) = 154 \pm 10 \text{ MeV.}$$

Elle paraît donc légèrement supérieure à celle de la bipartition (150 MeV).

D'après l'estimation de Bohr et Wheeler [13], une tripartition en trois particules de masses à peu près égales libérerait une énergie totale supérieure d'environ 10 à 20 MeV à celle qui est libérée lors d'une bipartition symétrique. Si l'on suppose que dans la tripartition, l'énergie cinétique emportée par les neutrons et l'énergie d'excitation des fragments est à peu près la même que dans le cas de la bipartition (*voir historique et introduction*), la valeur que nous obtenons est *qualitativement en accord avec les prévisions théoriques*.

f. Fréquence de la tripartition. — D'après nos observations, on peut conclure que :

$$\frac{\text{Nombre de tripartitions}}{\text{Nombre de bipartitions}} = 0,003 \pm 0,001.$$

La limite d'erreur que nous indiquons est supérieure à celle qui résulte de notre statistique par suite de la possibilité que des trajectoires intéressantes aient échappé à l'observation.

Pour la même raison, la valeur 0,003 est peut-être un peu sous-estimée.

g. Recherche sur la nature du fragment léger de long parcours. — Après les preuves expérimentales obtenues de l'existence de ce fragment, nous avons essayé de détecter s'il est radioactif.

Nous avons employé un dispositif analogue à celui qui a permis à F. Joliot de donner la preuve physique du phénomène de la fission [2] : un cylindre creux était recouvert d'une couche d'oxyde d'urane. Il était enveloppé dans des feuilles de cellophane et placé à l'intérieur d'un cylindre creux de plexiglass, matière qui s'active peu aux neutrons. Les feuilles de cellophane avaient une épaisseur équivalente à 6 cm d'air et absorbaient certainement les fragments lourds de la bipartition et de la tripartition, tandis que le fragment léger de long parcours pouvait les traverser et aller se fixer dans le plexiglass, où sa radioactivité éventuelle aurait pu être mise en évidence. L'enveloppement de cellophane était soigneusement étanche afin de ne pouvoir être contourné par les gaz radioactifs (Kr, Xe, ...), produits lors de la fission.

L'ensemble était exposé aux neutrons lents du cyclotron puis le manchon cylindrique de plexiglass était placé autour d'un compteur β de Geiger-Muller de paroi $\frac{1}{10}$ de millimètre d'aluminium.

Des expériences ont été faites pour des temps d'irradiation variables, la même expérience étant répétée avec urane et sans urane. Il n'a pas été observé de différence entre l'activité β du plexiglass en présence ou en l'absence d'urane.

Ceci montre que le troisième fragment léger de long parcours ne possède pas d'activité observable dans les conditions expérimentales utilisées. Mais nos expériences n'excluent pas *la possibilité d'avoir des périodes plus longues que 1 jour ou plus courtes que 5 s*.

Dans le domaine des masses comprises entre 2 et 12, en supposant que les fragments M_3 ne soient pas uniquement des particules α , on pourrait s'attendre à observer ${}^3\text{H}$ ($T = 31$ ans), ${}^6\text{He}$ ($T = 0,8$ s), ${}^8\text{Li}$ ($T = 0,88$ s), ${}^{10}\text{Be}$ ($T > 1000$ ans), ${}^{12}\text{B}$ ($T = 0,22$ s), en raison de leur excès de neutrons. Ces périodes sont trop longues ou trop courtes pour que nous ayons eu l'espoir de les détecter dans les expériences simples que nous avons réalisées.

Il est souhaitable qu'une analyse des fragments de fission soit entreprise au spectrographe de masses dans la région des poids atomiques légers. En utilisant une source de neutrons intense, par exemple une pile à uranium, on pourrait ainsi obtenir davantage d'informations sur la masse du fragment léger émis lors de tripartitions.

h. Trajectoires courtes liées aux traces de fission.

— Dans une plaque à l'uranium irradiée aux neutrons lents, on observe de temps en temps une trajectoire courte liée dans la partie centrale de la trace laissée par les fragments lourds de fission (*Planche, fig. G*). Généralement ces traces sont peu épaisses et paraissent dues à un ion de masse légère. Ici il n'y a aucun angle observable entre les deux parties de la trace épaisse; il est donc impossible de déterminer les masses en supposant que l'apparence observée est due à une tripartition et d'éliminer par le calcul la possibilité d'un choc nucléaire d'un fragment de fission au début de son parcours, contre un noyau d'un des éléments présents dans la plaque.

Cependant une partie de ces trajectoires courtes est émise dans une direction à peu près perpendiculaire à celle des fragments lourds, ce qui indique que probablement certaines d'entre elles sont liées au phénomène de fission.

Green et Livesey [18] ont, les premiers, observé la présence de ces trajectoires courtes déjà décelées par la méthode des coïncidences dans un travail non publié de Cassels, Dainty, Feather et Green [18].

Nous avons compté toutes les trajectoires qui ont leur origine dans la partie centrale rectiligne

de la trace des deux fragments lourds de fission et obtenu les distributions suivantes du parcours et de l'angle d'émission (fig. 11 a et b). Si toutes

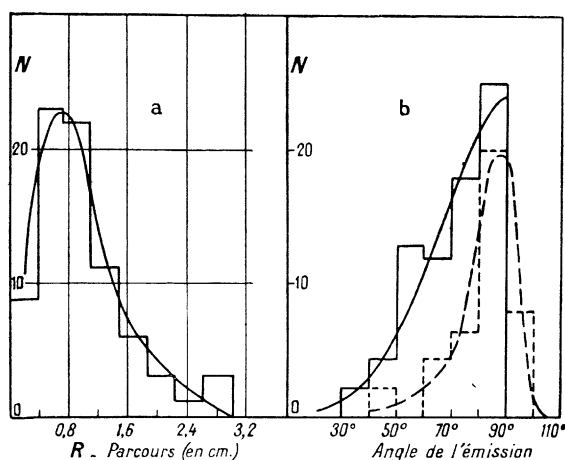


Fig. 11. — a. Distribution statistique du parcours des trajectoires courtes liées avec la fission.

b. Répartition statistique de l'angle d'émission des trajectoires courtes mesuré par rapport à un des fragments lourds : courbe en trait plein.

La courbe en trait pointillé représente la répartition de l'angle d'émission de M_3 de long parcours mesuré par rapport à un des fragments lourds, généralement M_2 .

ces trajectoires étaient liées réellement au phénomène de fission, le parcours varierait entre 0 et 3 cm d'air équivalent avec un parcours le plus probable de $0,8 \pm 0,2$ cm. La distribution de l'angle d'émission serait, d'autre part, plus étalée que dans le cas des tripartitions avec émission d'un troisième fragment de long parcours. Ceci n'est pas en accord avec ce qu'ont trouvé Green et Livesey, d'après lesquels il n'y a pas de différence sensible dans la répartition de l'angle d'émission suivant que le troisième fragment est de long ou bien de court parcours.

La fréquence de ce genre de trajectoires est environ $0,011 \pm 0,001$ de celle de la fission ordinaire (bipartition).

C. Quadripartition de l'uranium sous l'action des neutrons lents. — Au cours de nos travaux relatifs à la tripartition de l'uranium sous l'action des neutrons lents, nous avons observé deux cas particuliers dans lesquels **quatre trajectoires partent d'un point commun**. L'analyse précise portant sur la conservation de l'impulsion montre qu'il est improbable qu'il s'agisse de deux collisions de noyaux par des fragments de fission au même point (défini à $0,2 \mu$ près).

Ainsi nous avons été conduits à supposer qu'il s'agit d'un nouveau phénomène dans la fission

de l'uranium, c'est-à-dire, la **fission en quatre fragments chargés (quadripartition)**.

a. **Premier cas.** — Il a déjà été publié en détail dans une note précédente [16] (Planche, fig. E). Les quatre trajectoires sont presque horizontales et sensiblement coplanaires, ce qui supprime une des trois relations de quantité de mouvement.

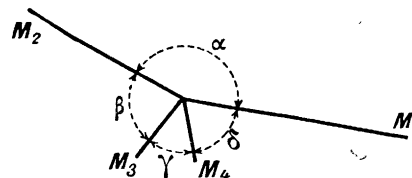


Fig. 12. — Schéma du premier cas de quadripartition. Parcours en équivalent d'air = R.

$R_1 = 2,1$ cm	$\alpha = 164^\circ$;
$R_2 = 1,8$ cm	$\beta = 73^\circ$;
$R_3 = 0,6$ cm	$\gamma = 47^\circ$;
$R_4 = 0,4$ cm	$\delta = 76^\circ$;

Il n'est donc pas possible de déterminer les masses et les énergies des fragments d'une façon unique à partir des mesures expérimentales (fig. 12). Pour une masse totale donnée, il y a une simple infinité de solutions dont voici quelques exemples :

N°	M_1	M_2	M_3	M_4	$M_3 + M_4$
a.....	81	99	20	36	56
b.....	83	99	24	30	54
c.....	84	99	26	27	53
d.....	85	99	30	22	52
e.....	86	99	31	20	51

N°	E_1	E_2	E_3	E_4	ΣE (MeV).
a.....	58	47	5,5	3,1	114
b.....	59	47	6,2	2,8	115
c.....	60	47	6,5	2,6	116
d.....	61	47	7,1	2,3	117
e.....	61	47	7,1	2,1	117

Tous ces cas sont calculés en négligeant l'impulsion due aux neutrons qui pourraient être émis lors de la fission du noyau composé ^{235}U .

Il se trouve dans ce cas particulier que, malgré l'infinité des solutions possibles, M_1 et M_2 varient peu et que $(M_3 + M_4)$ reste presque constant.

D'après l'observation au microscope, M_3 et M_4 donnent des ionisations comparables mais légèrement plus faibles que celles de M_1 et M_2 . Malgré l'infinité des solutions pour les masses des quatre fragments, la géométrie de la figure et l'aspect de l'ionisation incident à penser que cette quadripartition est assez symétrique et qu'aucun fragment n'est très léger.

Bien qu'il y ait une infinité de solutions, l'énergie cinétique totale se trouve ici être peu sensible aux

différentes combinaisons de masses; elle est (sans correction) d'environ 115 MeV. Les erreurs sur les énergies et les masses M_1 et M_2 sont d'environ 10 pour 100 et celles sur M_3 et M_4 sont d'environ 15 pour 100.

b. Deuxième cas. — Le deuxième cas que nous avons observé, dans lequel trois des fragments sont lourds et un est léger, semble encore mieux justifier l'hypothèse de la quadripartition.

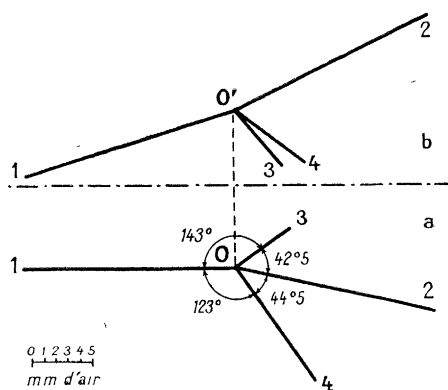


Fig. 13. — Schéma du deuxième cas de quadripartition. *a.* Projection horizontale. *b.* Projection verticale.

Toutes les trajectoires ne sont pas dans un plan (*Planche fig. F, fig. 13 a et 13 b*). M_4 a une ionisation semblable à celle d'une particule α et par suite il ne semble pas possible de la considérer comme un noyau projeté (H, C, N ou O). Son parcours est faible, son impulsion est donc très faible devant celle des autres particules.

Une analyse détaillée exclut le cas où les branches 1, 2 et 3 seraient dues à la projection d'un noyau lourd (Br, Ag, U) de l'émulsion par un des deux fragments d'une bipartition.

Pour toutes ces raisons, nous ne voyons pas comment l'apparence observée serait compatible avec une hypothèse autre que la quadripartition.

Les quatre trajectoires ne sont pas coplanaires, mais la branche 2 est à peu près dans le plan des branches 1 et 3. Vu l'aspect de son ionisation, nous avons posé $M_4 = 4$ (le fait de prendre une valeur faible autre que 4 mais inférieure à 10 changerait très peu le résultat). Alors le calcul peut être

conduit sans difficulté, il aboutit à la solution suivante :

Fragment.	R (cm d'air).	M .	V (10^4 cm : s).	E_{cin} (MeV).
1.....	1,95	84	10,8	51
2.....	1,85	76	10,3	42
3.....	0,77	72	4,2	7
4.....	1,25	4	10,6	2
				$\Sigma E_{cin} = 102$

L'énergie cinétique totale indiquée ci-dessus n'a pas subi la correction.

On peut considérer que le calcul donne les masses et les énergies cinétiques avec une précision d'environ 10 pour 100.

c. Énergie cinétique moyenne de la quadripartition.

— L'énergie cinétique totale moyenne des deux cas ci-dessus est : $\frac{115 + 102}{2} = 109$ MeV. Il y a lieu de tenir compte du fait que les courbes $V - R$ utilisées ont été établies en supposant une énergie de bipartition un peu trop élevée. On obtient donc pour l'énergie cinétique de la quadripartition de l'uranium provoquée par les neutrons lents :

$$E_{cin} (\text{quadripartition}) \sim 100 \text{ MeV.}$$

Dans leur article sur le mécanisme de fission nucléaire; Bohr et Wheeler [13], ont indiqué que si la fission de l'uranium se faisait par division en quatre fragments égaux, l'énergie libérée E_f serait inférieure d'environ 50 MeV à l'énergie E_f correspondant à la bipartition symétrique (*voir* historique et introduction). On aurait donc théoriquement :

$$E_f (\text{bipartition}) - E_f (\text{quadripartition}) \sim 50 \text{ MeV.}$$

D'après nos résultats expérimentaux

$$E_{cin} (\text{bipartition}) - E_{cin} (\text{quadripartition}) \sim 50 \text{ MeV.}$$

En supposant que $\Delta E = E_f - E_{cin}$ soit à peu près le même pour la bipartition et la quadripartition, l'énergie cinétique observée de la quadripartition est en bon accord avec celle prévue par la théorie.

d. Fréquence de la quadripartition. — D'après nos observations, le rapport

$$\frac{\text{Nombre de quadripartitions}}{\text{Nombre de bipartitions}} = 0,0002 \pm 0,00015.$$

IV. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS AVEC LES NEUTRONS RAPIDES.

Nous avons entrepris des expériences pour étudier la fission de l'uranium provoquée par les neutrons rapides et rechercher les phénomènes correspondant à de nouveaux modes de fission.

Sur plus de 10 000 trajectoires de fission observées, nous n'avons pas trouvé un cas sûr de tripartition

avec troisième fragment de long parcours ($R > 5$ cm) ni aucune quadripartition. Par contre, nous avons enregistré des cas où une trajectoire courte est liée à la partie centrale et rectiligne d'une trace représentant une paire de fragments de fission (*Planche, fig. G*). Les courbes des figures 14 *a* et *b*

montrent la distribution du parcours et de l'angle d'émission de ces trajectoires courtes; elles sont très semblables aux figures 11 a et b relatives aux neutrons lents. Le parcours le plus probable est environ $0,6 \pm 0,2$ cm (équivalent d'air), ce qui est en bon accord, dans la limite des erreurs expérimentales avec celui qu'on a obtenu dans le cas des neutrons lents.

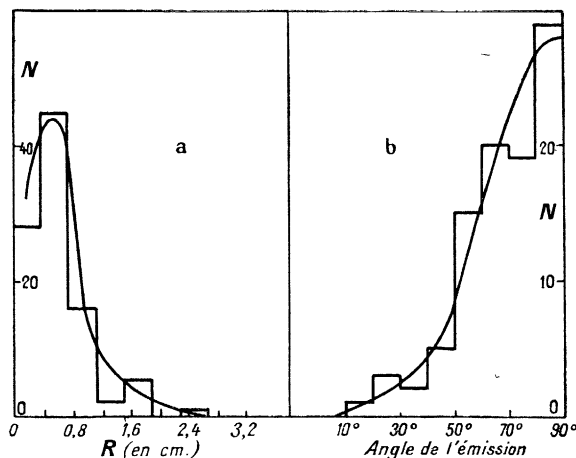


Fig. 14. — a. Distribution statistique des parcours des trajectoires courtes liées avec la fission de l'uranium provoquée par un neutron rapide.
b. Répartition de l'angle d'émission des trajectoires courtes liées avec la fission mesuré par rapport à un des fragments lourds.

Si toutes ces trajectoires sont réellement liées aux phénomènes de fission, la fréquence de ce phénomène, par rapport à la bipartition ordinaire serait $0,012 \pm 0,001$, elle serait du même ordre que celle qu'on a observée avec les neutrons lents.

Il résulte de ces observations que la tripartition (cas où le troisième fragment a un parcours long et où des angles observables entre les trois fragments permettent de calculer les masses et les énergies) est un phénomène lié très probablement à la fission

du noyau composé ${}^{236}_{92}\text{U}$ tandis que l'émission probable de particules légères de très petite énergie est un phénomène commun à la fission des noyaux composés ${}^{236}_{92}\text{U}$ et ${}^{235}_{92}\text{U}$. Ces conclusions justifient l'emploi de la masse 236 dans les calculs que nous avons effectués sur les tripartitions avec le troisième fragment long.

Dans le cas de la fission de l'uranium provoquée par les neutrons rapides ${}^{235}_{92}\text{U}$ et ${}^{238}_{92}\text{U}$ interviennent tous les deux. La concentration de l'isotope ${}^{235}_{92}\text{U}$ dans l'uranium naturel étant seulement environ $\frac{1}{140}$ de celle de ${}^{238}_{92}\text{U}$, si l'on suppose que les sections efficaces de bipartition par les neutrons rapides sont à peu près les mêmes pour les deux isotopes, que seul ${}^{235}\text{U}$ est responsable pour la tripartition et que pour ${}^{235}\text{U}$ le rapport $\frac{\text{Nombre de tripartitions}}{\text{Nombre de bipartitions}}$ est le même pour les neutrons rapides et les neutrons lents, nous pouvons nous attendre, dans le cas de l'uranium naturel soumis aux neutrons rapides, à observer une tripartition pour

$$140 \times \frac{1}{0,003} = 40\,000 \text{ bipartitions.}$$

D'autre part, l'emploi de ${}^{235}\text{U}$ pur, au lieu de l'uranium naturel, dans la réaction en chaîne actionnée par les neutrons rapides permet de penser que la section efficace de ${}^{235}\text{U}$ est supérieure à celle de ${}^{238}\text{U}$. Admettons que le rapport des sections efficaces est de l'ordre de 10, le nombre de bipartition correspondant à une tripartition serait réduit à 4000. Expérimentalement nous n'avons observé aucune tripartition pour plus de 10 000. Dans les limites des fluctuations statistiques, nos observations s'accordent avec ces évaluations.

Dans l'ensemble, nos observations sont aussi compatibles avec l'hypothèse générale et simple que le rapport $\left(\frac{\text{Nombre de tripartitions}}{\text{Nombre de bipartitions}}\right)$ diminue avec l'excitation des niveaux au-dessus du seuil de fission. Nous reviendrons sur ces discussions dans le chapitre suivant.

(A suivre.)