



**HAL**  
open science

## Nouveaux modes de fission de l'uranium. Tripartition et quadripartition (suite)

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

► **To cite this version:**

Tsien San-Tsiang, Zah-Wei Ho, R. Chastel, L. Vigneron. Nouveaux modes de fission de l'uranium. Tripartition et quadripartition (suite). *Journal de Physique et le Radium*, 1947, 8 (7), pp.200-211. 10.1051/jphysrad:0194700807020001 . jpa-00234052

**HAL Id: jpa-00234052**

**<https://hal.science/jpa-00234052>**

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 (suite)**

Par TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAH-WEI, R. CHASTEL et L. VIGNERON.  
Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

**V. COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX  
DES DIFFÉRENTS AUTEURS.**

En même temps que les premières publications faites par nous (T. H. C. V.) en 1946 sur les preuves expérimentales de la tripartition [15] et de la quadripartition [16], Demers (D) a publié l'observation de trajectoires de fission de l'uranium dans l'émulsion photographique [17].

Il a utilisé une méthode très ingénieuse en disposant une couche mince d'uranate d'ammonium entre deux couches d'émulsion, le tout formant une sorte de « sandwich » dont les trois couches étaient adhérentes entre elles. Le point de fission se trouve dans la couche d'uranate d'ammonium et peut être repéré à  $0,7 \mu$  près (ou  $0,1 \text{ cm}$  d'air équivalent).

Il a observé de nombreuses bipartitions et aussi six cas dans lesquels une particule légère, qu'il suppose être une particule  $\alpha$ , part d'un point confondu avec le point de fission.

En mars 1947, Green et Livesey (G. L.) utilisant la même technique que nous ont publié leurs résultats

sur l'émission d'une particule légère lors de la fission de l'uranium [18].

Dans le même mois, Farwell, Segré et Wiegand (F. S. W.) ont conclu par la méthode des coïncidences, que la troisième particule légère accompagnant la fission est une particule  $\alpha$  [19].

**a. Fréquence d'émission du troisième fragment léger.** — Pour le rapport  $\frac{\text{nombre de tripartitions}}{\text{nombre de bipartitions}}$  les résultats sont les suivants :

T. H. C. V.	D.	G. L.	F. S. W.
$0,003 \pm 0,001$	$0,004 \pm 0,002$	$0,0029 \pm 0,0003$	$\sim 0,004$

Dans la limite des erreurs expérimentales, notre valeur s'accorde avec celles des différents auteurs.

**b. Parcours du troisième fragment léger.** — Green et Livesey donnent un parcours maximum

en accord avec le nôtre (45 cm). Si l'on compare les distributions statistiques (fig. 15), on voit que les courbes ont la même allure, le parcours le plus probable indiqué par eux est 27 cm alors que nous mêmes (T. H. C. V.) donnons 29 cm (écart inférieur aux erreurs expérimentales). Cependant nous avons observé pour les parcours longs ( $R > 30$  cm) une fréquence plus grande que G. L. tandis que pour les parcours faibles ( $R < 20$  cm) nous avons observé une fréquence plus faible.

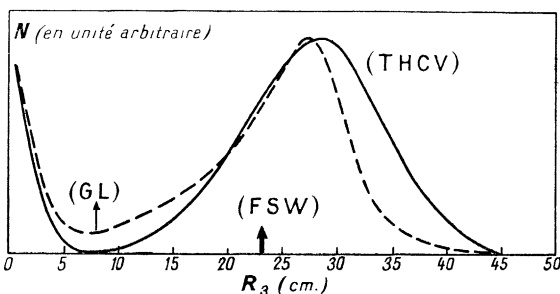


Fig. 15. — Comparaison de la distribution du parcours de  $M_3$  obtenue par différents auteurs.

Demers a indiqué que parmi les six trajectoires qu'il a observées, une trajectoire a un parcours supérieur à 28 cm, ce qui est en accord avec nos résultats.

Par contre, Farwell, Segrè et Wiegand ont donné 23 cm comme valeur du parcours maximum, cette valeur semble être sous-estimée.

**c. Angle d'émission du troisième fragment léger.** — Le troisième fragment léger est émis de préférence dans une direction perpendiculaire à celle des deux fragments lourds. Nous avons donné (fig. 7 b) la distribution statistique des angles  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  que  $M_3$  fait avec  $M_1$  et  $M_2$  et constaté que la courbe de distribution statistique de  $\alpha_2$  est plus aigüe que celle de l'angle observé avec les trajectoires très courtes liées au centre de la trace de fissions (phénomènes non calculables qui pourraient être des tripartitions) décrites dans la section (III-B.-h.) (voir la figure 11 b). Contrairement à nous, G. L. n'ont pas trouvé de différence notable entre ces deux cas, D. et F. S. W. n'ont pas étudié ce problème.

**d. Temps d'émission du troisième fragment.**

— La question qui se pose est la suivante : y a-t-il un intervalle de temps appréciable entre les deux phénomènes suivants 1° fission du noyau d'uranium 2° émission du troisième fragment ?

F. S. W. utilisant la méthode des coïncidences, ont conclu que cet intervalle de temps est inférieur à  $5 \cdot 10^{-6}$  s.

Demers a pu indiquer une limite plus serrée : au plus  $2 \cdot 10^{-14}$  s.

L'un de nous [29], considérant l'existence d'une *direction préférentielle* dans l'émission du fragment léger, en a conclu que l'intervalle de temps, s'il existe, est de l'ordre de la vie moyenne du noyau composé  $^{235}_{92}\text{U}$ . Dans le langage courant, on peut donc parler de *simultanéité de l'émission des trois fragments*.

Feather [30], par une discussion théorique basée sur des considérations analogues, conclut que l'intervalle de temps est très inférieur à  $10^{-13}$  s.

Il semble qu'on soit maintenant généralement d'accord avec nos conclusions suivant lesquelles les trois fragments sont émis dans un intervalle de temps comparable avec la vie moyenne du noyau composé. Selon la préférence des auteurs il reste encore une nuance entre l'*hypothèse de la tripartition* et celle d'une *émission secondaire*; nous reviendrons sur ce point plus loin.

**e. Masse du troisième fragment.** — Farwell, Segrè et Wiegand ont, d'après des considérations d'ionisation, conclu que le troisième fragment est une particule  $\alpha$ . Leur calcul est basé sur un parcours maximum de 23 cm d'air pour le troisième fragment; étant donné qu'on sait maintenant que ce parcours peut atteindre 45 cm (soit à peu près le double) et que sa valeur la plus probable est environ 28 cm, il semble que leur calcul ait lieu d'être modifié.

Green et Livesey n'ont pas déterminé les masses dans leur publication. D'après une communication privée, ils ont calculé les masses tout récemment et obtenu pour  $M_3$  une valeur moyenne d'environ 3,6.

D'après nos premiers résultats publiés, ainsi que par les cas que nous avons vu depuis, il semble que  $M_3$  varie autour de la valeur 5, toutes les valeurs calculées sauf une étant compatibles avec une valeur unique de  $M_3 = 4, 5, 6$  ou 7 (voir la note p. 211). Un cas spécial où  $M_3 = 32$  montre que des valeurs très éloignées de 4 sont possibles pour  $M_3$ .

En conclusion, il semble que le troisième fragment ait généralement des masses très légères ( $M_3 < 10$ ); très probablement une partie des cas correspond à des particules  $\alpha$ . Les résultats expérimentaux ne permettent pas d'exclure la possibilité d'avoir d'autres noyaux légers que  $^4_2\text{He}$ . Une très petite proportion des cas correspond à des masses  $M_3$  plus lourdes, complètement différentes de celle de la particule  $\alpha$ . En conséquence, il n'est pas possible de conclure si  $M_3$  a une masse unique, inférieure à 10 dans presque tous les cas, constituant ainsi une même classe de phénomènes (tandis que les cas, bien moins nombreux, où  $M_3$  est plus lourd, constitueraient une classe de phénomènes distincte de la précédente) ou bien s'il y a un spectre de masses.

Il est donc souhaitable qu'une spectrographie de masse des produits de fission soit faite dans la région des poids atomiques légers ( $M < 70$ ) en

employant une source intense de neutrons, par exemple une pile à uranium; ainsi la question pourrait être tranchée.

*f. Isotope responsable de la tripartition avec troisième fragment de long parcours.* — Nous avons conclu que  $^{233}_{92}\text{U}$  est responsable de l'émission du troisième fragment de long parcours. Cette conclusion est appuyée par le fait que F. S. W. qui utilisaient un échantillon d'uranium enrichi en isotope  $^{233}_{92}\text{U}$  ont observé la même fréquence du phénomène que nous. Ils ont étudié aussi la fission de  $^{239}\text{Pu}$  par des neutrons lents et observé

une fréquence moitié moindre du phénomène.

Dans un travail fait en collaboration avec Mme Faraggi, l'un de nous [27, 31] a montré que la fission de  $^{233}_{92}\text{Th}$  par la capture d'un neutron rapide ne donne pas ce genre de phénomènes, résultat identique à celui de  $^{238}_{92}\text{U}$  soumis à l'action des neutrons rapides.

Tous ces faits nous conduisent à conclure que l'émission d'un troisième fragment de long parcours est un phénomène qui ne se produit pas avec tous les noyaux susceptibles de subir la fission et dont la proportion par rapport à la bipartition n'est pas la même pour tous les éléments qui y donnent lieu.

## VI. CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES.

### A. La tripartition.

*a. Le modèle de la goutte liquide et la tripartition.* — D'après le modèle du noyau imaginé par Bohr, comparant le noyau à une goutte liquide, Present [14] a signalé le premier qu'une fission en trois fragments lourds chargés est dynamiquement possible par la capture d'un neutron. L'énergie d'activation serait la même que pour la bipartition et l'énergie libérée serait d'environ 10 à 20 MeV supérieure à celle de la bipartition.

Considérons une petite déformation arbitraire de la goutte liquide représentant le noyau composé  $^{235}_{92}\text{U}$  telle que la distance du centre de la goutte à un point quelconque de colatitude  $\theta$  sur la surface soit changée de sa valeur  $R_0$  à la valeur

$$R(\theta) = R_0[1 + \alpha_0 + \alpha_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_3 P_3(\cos \theta) + \alpha_4 P_4(\cos \theta) + \dots]$$

où les  $\alpha_n$  sont de petites quantités.

Bohr et Wheeler [13] ont montré que quand l'amplitude  $\alpha_2$  du deuxième harmonique de déformation est importante, il y a possibilité de fission en deux fragments à peu près égaux.

Suivant les mêmes considérations, Present a indiqué qu'à une grande amplitude  $\alpha_4$  du quatrième harmonique de déformation correspond un double étranglement le long de l'axe de révolution de la goutte allongée. Ces deux étranglements vont s'accroître quand la goutte s'allonge et finalement il se forme trois gouttelettes alignées. Les grandeurs relatives des trois fragments dépendent des amplitudes et des phases des deuxième et quatrième harmoniques de déformation. D'après lui, parfois la dissymétrie probable pourrait provoquer la séparation d'un des fragments extérieurs en laissant les deux autres fragments dans un état excité, puis ceux-ci se sépareraient ensuite spontanément.

*b. Interprétation de la légèreté de la masse et de la direction d'émission du troisième fragment de long*

*parcours.* — En utilisant l'image de la goutte liquide et l'hypothèse de la tripartition, l'un de nous a pu expliquer la direction de l'émission du troisième fragment léger [29]. Nous allons reprendre cette discussion et nous étendre sur d'autres observations.

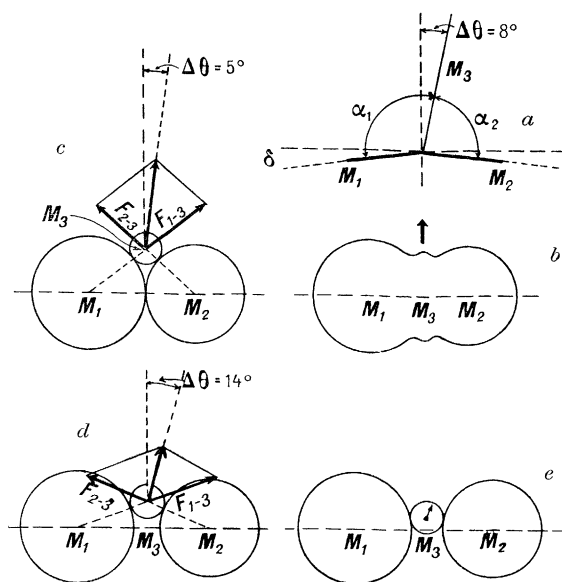


Fig. 16. — Schémas simplifiés de la tripartition. Les rayons des noyaux  $M_1$  et  $M_2$ , sont calculés d'après la relation approchée  $R = r_0 \times M^{\frac{1}{3}}$  où  $r_0 = 1,5 \times 10^{-13}$  cm. Le rayon de  $M_3$  est supposé celui d'une particule  $\alpha$  ( $R_\alpha \sim 2 \times 10^{-13}$  cm). *c*, trois noyaux en contact; *d*,  $M_3$  est en contact avec  $M_1$  et  $M_2$  mais ces derniers sont séparés de  $3 \times 10^{-13}$  cm; *e*,  $M_3$  s'écarte très peu de l'axe de révolution du noyau allongé.

Expérimentalement, la fréquence de la bipartition est très grande devant celle de la tripartition et celle de la quadripartition, il en résulte que l'amplitude du deuxième harmonique est en général très

grande par rapport à celle des harmoniques d'ordre supérieur. Il semble naturel d'admettre que quand l'amplitude du quatrième harmonique atteint une intensité suffisante pour provoquer la formation d'une gouttelette centrale, cette amplitude soit petite et par suite que la gouttelette centrale soit de volume petit devant ceux des deux autres gouttelettes.

Supposons que par un effet de vibration violent, ou un effet de dissymétrie,  $M_3$  se déplace légèrement hors de l'axe (*fig. 16 b*) tandis que les étranglements s'accroissent, on arrive au stade où les trois noyaux sont en contact, formant des noyaux indépendants (*fig. 16 c, d*). A partir de ce moment, les trois noyaux vont être projetés violemment; un des deux noyaux  $M_1$ ,  $M_2$  ( $M_2$  pour fixer les idées), pourrait se détacher des deux autres suivant le schéma de Present tandis que  $M_1$  et  $M_3$  resteraient adhérents entre eux et ne se sépareraient qu'un peu plus tard. Si l'intervalle de temps séparant ces deux phases du phénomène était grand devant la vie moyenne, on ne s'expliquerait pas pourquoi  $M_3$  est émis dans une *direction préférentielle perpendiculaire* à la direction de  $M_2$ .

Si au contraire, le temps qui s'écoule est tellement court qu'on peut considérer que les trois fragments sont séparés presque simultanément,  $M_3$  va être projeté suivant la résultante des forces répulsives  $F_{1-3}$  et  $F_{2-3}$  qui sont proportionnelles aux charges  $Z_1$  et  $Z_2$  des fragments  $M_1$  et  $M_2$  et inversement proportionnelles aux carrés des rayons  $R_1$  et  $R_2$ . En première approximation, nous pouvons prendre en moyenne [4]

$$Z_1 = 50 \quad \text{et} \quad Z_2 = 40$$

et

$$R_1 = 7,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad \text{et} \quad R_2 = 7,0 \cdot 10^{-13} \text{ cm}.$$

Nous sommes ainsi conduits à  $\Delta\theta = 5^\circ$  (*fig. 16 c*) et  $\Delta\theta = 14^\circ$  (*fig. 16 d*). La valeur moyenne expérimentale de  $\Delta\theta = \frac{1}{2} \Delta\alpha = 8^\circ$  (*fig. 16 a*) (*voir fig. 7 a*, section III, B, c) s'encadre parfaitement entre ces deux limites; *cette comparaison semble appuyer l'hypothèse de la simultanéité de la séparation des trois fragments.*

**c. Interprétation de la direction d'émission de la particule légère de faible énergie.** — Parmi les cas de fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  (en mélange isotopique naturel) par la capture d'un neutron, nous avons observé, ainsi que Green et Livesey, qu'environ 1 pour 100 des traces de fission sont, dans leur partie centrale rectiligne, liées avec une trajectoire courte de particule légère. La technique photographique ne permet pas de déterminer la masse de ces particules. Probablement une partie de ces phénomènes correspond à la projection d'un noyau de la matière de l'émulsion par un fragment de fission juste au début de son parcours, phénomène déjà observé

par F. Joliot au cours de ses travaux sur les rayons de recul  $\alpha$  [32]. Mais les travaux non publiés de Feather et de ses collaborateurs [18] effectués par la méthode de coïncidence ainsi que l'existence d'une direction préférentielle d'émission (section III, B, h) semblent indiquer qu'au moins certaines de ces trajectoires, surtout celles qui sont émises dans la direction perpendiculaire, sont liées au phénomène de fission. Le même genre de phénomènes a été observé également par l'un de nous en collaboration avec M<sup>me</sup> Faraggi dans le cas de la fission du thorium provoquée par des neutrons rapides [31].

Si nous admettons que ces particules sont émises en même temps que deux fragments lourds, l'angle moyen observé  $\Delta\theta \sim 20^\circ$  (*fig. 11 b* et *14 b*) correspondrait au cas où, au moment de la séparation, la gouttelette centrale est très peu écartée de l'axe de révolution de la goutte allongée (*fig. 16 e*). Les énergies observées de ces particules (1 ou 2 MeV) sont très inférieures à celle du troisième fragment de long parcours, elles s'accordent qualitativement avec le fait que la résultante des forces prévue par le schéma simplifié de la tripartition est plus faible dans le cas de la figure 16 e que dans le cas de la figure 16 c.

**d. Discussions.** — Dans l'interprétation de la tripartition par le modèle de la goutte liquide, l'amplitude du quatrième harmonique de déformation peut varier d'un cas à l'autre : il y correspondrait une variation de grandeur de la gouttelette centrale, c'est-à-dire qu'il semble naturel de prévoir un spectre de masses pour  $M_3$ , les petites masses étant plus avantageées que les grandes masses. Nos observations concordent avec ces prévisions.

Si nous regardons l'isotope responsable de la tripartition, l'accord ne paraît pas aussi satisfaisant : *a priori*, il ne devrait pas y avoir de différence entre le rapport  $\frac{\text{Nombre de tripartitions}}{\text{Nombre de bipartitions}}$ , pour les différents noyaux étudiés. Les observations expérimentales ont montré que l'émission de la particule légère de faible énergie est un phénomène commun à toutes les fissions étudiées, avec la même fréquence (1 pour 100 du nombre de bipartitions pour  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$ ); par contre la tripartition avec émission d'un troisième fragment de long parcours a seulement lieu avec  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ , avec des fréquences différentes dans ces deux cas.

D'après le mécanisme de la tripartition déduit du modèle de la goutte liquide, nous ne voyons pas la raison pour laquelle l'émission d'une particule de long parcours n'a lieu qu'avec les noyaux facilement fissionables  $^{235}\text{U}$  et  $^{239}\text{Pu}$ .

Peut-être cela est-il lié à l'excitation des niveaux du noyau composé au-dessus du seuil de fission. *Il semble que les niveaux moins élevés favoriseraient la tripartition avec émission d'une particule de long parcours.* Cette idée est appuyée sur les faits suivants :

1°  $^{239}\text{Pu}$  est plus facilement fissionable que  $^{235}\text{U}$ , après capture d'un neutron lent (d'énergie cinétique presque nulle) l'énergie d'excitation comptée au-dessus du seuil de la fission sera plus grande pour le noyau composé de plutonium que pour le noyau composé d'uranium; on constate que la fréquence du phénomène est plus grande avec l'uranium (Pu : 0,002; U : 0,004; nombres obtenus avec le même dispositif expérimental par Farwell, Segrè et Wiegand).

2°  $^{238}\text{U}$  et  $^{232}\text{Th}$  soumis par nous à l'action des neutrons rapides produits par les réactions Be-D ( $E_D = 6,7$  MeV) n'ont pas donné de fréquences observables du phénomène; l'état d'excitation atteint pour le noyau composé, compté au-dessus du seuil de fission, était généralement plus élevé que dans les cas cités à l'alinéa précédent.

Il serait souhaitable, pour vérifier notre supposition, que des expériences soient entreprises avec des isotopes séparés  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  ainsi qu'avec  $^{239}\text{Pu}$  soumis à des neutrons monocinétiques de différentes énergies.

## B. L'émission d'une particule $\alpha$ .

a. Réaction ( $n, \alpha$ ), tripartition, ou radioactivité  $\alpha$ ? — L'aspect de l'ionisation du troisième fragment léger de long parcours semble indiquer qu'il s'agit d'une particule  $\alpha$ , bien connue dans les réactions nucléaires. Les expériences de Farwell, Segrè et Wiegand appuient cette hypothèse et nos observations, dans la majorité des cas ( $M_3 < 10$ ), sont aussi compatibles avec une masse unique égale à 4 (section III, B, d).

L'étude de la direction d'émission de  $M_3$  permet de donner des renseignements sur la nature intime du phénomène.

S'il s'agit d'une particule  $\alpha$ , trois possibilités sont à envisager : 1° réaction ( $n, \alpha$ ) [33]; 2° tripartition [29]; 3° radioactivité  $\alpha$  [30, 33], suivant que la particule  $\alpha$  est émise, avant, pendant ou après la fission.

Si elle était émise avant la division du noyau (1°), sa direction serait de préférence suivant l'axe de la goutte déformée, car la barrière de potentiel est moins élevée dans cette direction [29].

Si elle était émise, après la fission (3°), par un des fragments lourds, sa direction aurait une distribution au hasard par rapport à ce fragment lourd [29].

La direction préférentielle observée pour  $M$  est, perpendiculaire aux directions de  $M_1$  et de  $M_2$ , cela indique que si la particule  $\alpha$  part avant ou après la fission des deux fragments lourds, l'intervalle de temps séparant les deux phénomènes est vraisemblablement très court [29]; il n'y a par conséquent pas possibilité de distinguer entre une réaction du type ( $n, \alpha$ ) et une radioactivité  $\alpha$  d'un des fragments de fission.

Tout ce que nous pouvons déduire de l'expérience, c'est que la particule  $\alpha$  est certainement émise sous l'influence presque égale et simultanée des champs coulombiens des deux noyaux lourds  $M_1$  et  $M_2$  : l'émission d'une particule  $\alpha$  ne constituerait qu'un cas particulier de tripartition.

La seule nuance entre l'hypothèse de la tripartition et celle d'une radioactivité  $\alpha$  serait que si l'on parle de tripartition, on considère la gouttelette centrale comme préformée au moment de la fission, tandis que si on parle de radioactivité  $\alpha$  (ou émission secondaire) on considère que la particule  $\alpha$  se forme aux dépens d'un morceau de fission immédiatement après la séparation des deux morceaux lourds, cette dernière façon de voir s'accorde avec celle de Present dans son explication de la tripartition. Nous pensons qu'entre les deux façons de voir il n'y a qu'une différence de phraséologie puisqu'on ne peut pas préciser le temps très court qui séparerait les deux phénomènes successifs.

b. Discussion sur une suggestion de Feather. — En considérant la stabilité des noyaux excités vis-à-vis de la radioactivité  $\alpha$ , Feather [30] a suggéré que l'émission des trajectoires courtes (de faible énergie) serait due aux produits de fission de  $Z \sim 40$  tandis que l'émission des trajectoires longues (de grande énergie) serait due aux produits de fission de  $Z \sim 60$ . Cette suggestion paraît très séduisante par sa simplicité, mais les faits suivants paraissent la contredire :

1° La masse moyenne du fragment  $M_1$  de tripartition est 130, d'après l'étude des produits de fission de  $^{235}\text{U}$  par les neutrons lents [4], ces masses correspondent plutôt à  $Z \sim 50$  qu'à  $Z \sim 60$ . Les masses correspondantes de  $Z \sim 60$  étant environ 150.

2° La masse du cas particulier  $M_3 = 32$  est tout à fait hors de la zone  $M_3 = 4$ .

Il semble qu'au moins une partie des faits expérimentaux ne peut pas être expliquée par la suggestion de Feather.

## VII. CONCLUSIONS.

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

Dans le cas de la tripartition, les deux fragments lourds ont des parcours et des masses semblables

à ceux qu'on observe avec la bipartition. Le troisième fragment a le plus souvent une masse inférieure à 10, mais il est arrivé que cette masse atteigne la valeur 32. Le parcours du troisième fragment varie de 2 cm à 45 cm d'air avec la valeur la plus

probable  $28 \pm 2$  cm; sa direction est de préférence perpendiculaire à celles 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 un sont compatibles avec une valeur unique de la masse comprise entre 4 et 7. L'énergie cinétique de tripartition  $154 \pm 10$  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 (énergie probable : 1 à 2 MeV) semble être émis au moment de la fission. S'il entre dans la catégorie des phénomènes de tripartition, sa fréquence serait 0,01 de celle de la bipartition.

Deux cas de quadripartition ont été enregistrés; 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  $^{239}\text{U}$ , ni tripartition avec troisième fragment de long parcours, ni quadripartition n'ont été observées. 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  $^{235}\text{U}$ .

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 (les trois fragments se sont séparés presque simultanément). Le phénomène de tripartition avec l'émission du troisième fragment de long parcours pourrait être lié avec les niveaux moins élevés du noyau composé.

Nous exprimons notre profonde gratitude au Professeur F. Joliot pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et toutes les possibilités qu'il a mises à notre disposition pour le réaliser. Nous remercions également M<sup>me</sup> le professeur I. Joliot-Curie pour la bienveillance avec laquelle elle a mis à notre disposition un excellent microscope pour l'examen des plaques. Nous remercions aussi MM. Savel et Suzor pour la facilité qu'ils nous ont donnée au cours des expériences avec le compteur  $\beta$ .

Nous remercions sincèrement le Dr Powell, de l'Université de Bristol (Angleterre) pour les émulsions photographiques qu'il nous a données avant qu'une fabrication en série en fut encore entreprise ainsi que pour l'hospitalité qu'il a donnée à deux d'entre nous, leur permettant d'étudier la technique de l'émulsion photographique indispensable pour réaliser notre travail.

Enfin nous remercions le Centre National de la Recherche Scientifique qui nous a donné la possibilité de poursuivre nos recherches.

#### APPENDICE N° 1. — AFFAISSEMENT DE LA GÉLATINE APRÈS LE FIXAGE.

Les émulsions que nous avons employées ont sensiblement la composition suivante (d'après les indications du fabricant Ilford Ltd) :

BrAg.....	82 pour 100
Gélatine.....	18 »

Après développement et fixage, dans les conditions où nous avons opéré, la plaque reste pratiquement transparente; une partie infime des grains de bromure d'argent a été transformée en grains d'argent réduit.

Le départ du bromure d'argent a pour conséquence une diminution du volume de la couche de gélatine. Cette couche étant adhérente au verre de la plaque, la diminution de volume ne peut se faire que dans le sens vertical : la gélatine subira donc une sorte d'« affaissement ».

Il est facile de constater que cet affaissement se fait de façon régulière et n'est pas accompagné de déformations locales dans le plan horizontal. En effet, la trace laissée dans l'émulsion par un rayon  $\alpha$  du polonium par exemple, reste rectiligne au cours des opérations de fixage et de développement, et ceci

qu'elle soit peu ou très inclinée sur l'horizontale : on le constate immédiatement en observant une plaque au microscope. On constate aussi au microscope que la surface de la gélatine après fixage et développement est restée horizontale.

**a. Reconstitution des figures dans l'espace.** — Soit un phénomène nucléaire (choc d'une particule en projetant une autre, tripartition, quadripartition, etc.). Les longueurs qui ne sont pas horizontales, les angles qui n'ont pas leurs deux côtés horizontaux, subissent une déformation due à l'affaissement de la gélatine, il y aura lieu de reconstituer la figure dans l'espace telle qu'elle était dans la gélatine avant le développement, on opérera en s'inspirant des règles suivantes :

$\alpha$ . les projections horizontales des longueurs se conservent;

$\beta$ . les projections horizontales des angles se conservent;

$\gamma$ . pour reconstituer la figure, il faut multiplier les cotes verticales mesurées après fixage par un fac-

teur  $k$  supérieur à l'unité et qui ne dépend que de l'émulsion utilisée.

**b. Calcul approché du facteur  $k$ .** — Connaisant la densité du bromure d'argent cristallisé (6,46) et celle de la gélatine sèche (1,40 environ), nous avons, pour 1 g d'émulsion, :

Volume du bromure d'argent...	$\frac{0,82}{6,46} = 0,127 \text{ cm}^3$
» de la gélatine.....	$\frac{0,18}{1,4} = 0,129 \text{ cm}^3$
» de 1 g d'émulsion.....	$\overline{0,256 \text{ cm}^3}$

sachant qu'un volume de 0,129 après fixage correspond à un volume de 0,256 d'émulsion, le facteur  $k$  par lequel il faut multiplier les cotes verticales obtenues est égal à

$$k = \frac{0,256}{0,129} = 1,97 \quad (\text{à } 10 \text{ pour } 100 \text{ près}).$$

Les causes d'erreur sont l'incertitude sur les proportions exactes de Br Ag et de gélatine et l'incertitude sur la densité de la gélatine sèche suivant sa provenance.

Une couche d'émulsion d'une épaisseur de  $40 \mu$  avant fixage, verra celui-ci réduire son épaisseur à  $\frac{1}{k} \times 40 \mu$ , soit  $20 \mu$  environ.

**c. Détermination précise des facteurs  $k'$  et  $k$  de multiplication des cotes verticales.** — Le calcul précédent présente, comme nous l'avons vu, une certaine incertitude. Nous avons donc irradié dans le vide deux plaques « nuclear research  $C_2$  » avec des rayons  $\alpha$  provenant d'une source de polonium.

Dans une de ces plaques, les rayons  $\alpha$  arrivaient tangentiellement à la surface de l'émulsion, une statistique des longueurs a donné, pour leur parcours, la valeur moyenne suivante :  $l = 20,3$  divisions du micromètre oculaire (à 0,5 pour 100 près).

Dans la deuxième plaque, les rayons  $\alpha$  arrivaient perpendiculairement à la surface de l'émulsion. Nous avons constaté qu'il était possible de suivre la trajectoire verticale au microscope. Leur longueur était mesurée au moyen d'un tambour gradué

actionnant le mouvement vertical lent du microscope. Une statistique a donné, pour la longueur des traces, la valeur suivante :  $l' = 4,88$  division de la roue (à 2 pour 100 près).

Il en résulte que si une cote verticale après fixage a une mesure de  $x$  divisions de la roue du mouvement lent, cette cote avant le développement avait la valeur suivante :  $k' x$  divisions du micromètre oculaire, avec

$$k' = \frac{20,3}{4,88} = 4,16 \quad (\text{à } 3 \text{ pour } 100 \text{ près}).$$

C'est sous cette forme que le résultat est le plus utilisable. On peut se proposer de calculer le facteur  $k$  défini dans le paragraphe précédent. Une division du micromètre oculaire représente  $1,05 \mu$ . La vis micrométrique avait été soigneusement étalonnée et au point où nous l'utilisons : une division de la roue vaut  $1,87 \mu$ . Nous avons donc

$$20,3 \times 1,05 \mu = k \times 4,88 \times 1,87 \mu,$$

d'où

$$k = 2,33 \quad \text{à } 10 \text{ pour } 100 \text{ près.}$$

L'erreur relative sur  $k$  est supérieure à l'erreur sur  $k'$  car l'on ne connaît pas avec une grande précision la valeur en microns des divisions du micromètre oculaire ou de la roue verticale du mouvement lent.

On constate que les valeurs obtenues pour le facteur  $k$  par calcul approché et par mesure directe de longueurs de traces sont compatibles.

Nos mesures et nos statistiques dans le plan horizontal sont effectuées avec l'unité suivante : division du micromètre oculaire. Ce n'est qu'ensuite que nous effectuons une transformation en microns. De même, l'unité de déplacement vertical est la division de la roue du mouvement lent, le micron, là aussi, n'est qu'une unité secondaire, il était donc plus commode pour nous d'utiliser le facteur  $k'$  mesuré avec une meilleure précision. Mais ce facteur n'est valable que pour le microscope que nous avons utilisé. Au contraire, le facteur  $k$  est valable d'une façon générale quel que soit le microscope employé.

Des mesures statistiques effectuées avec des rayons  $\alpha$  dont la pente par rapport à l'horizontale était  $45$  ou  $60^\circ$  ont donné les mêmes valeurs pour  $k'$  que les mesures avec une incidence verticale.

## APPENDICE N° 2. — CHOCS NUCLÉAIRES. DISTINCTION D'AVEC LES TRIPARTITIONS.

Lorsqu'on se trouve en présence de trois traces issues d'un même point de la gélatine (*fig. 3*), on peut être en présence d'une tripartition; en ce cas, les trois branches jouent des rôles symétriques.

Il ne faut pas se hâter de conclure, car on peut être en présence d'un simple choc nucléaire (ici les trois branches ne jouent plus des rôles semblables). La figure 17 représente un tel cas.

Un atome d'uranium s'est scindé au point O en deux fragments de masses  $M$  et  $N$ . Le fragment  $N$  s'est arrêté en T. Le fragment  $M$ , lancé en sens inverse en direction OR, a rencontré un noyau en P; dévié de son chemin, il s'est arrêté en S. Un noyau de masse  $M^*$  primitivement au repos en P a été projeté par le choc, a laissé la trace PQ et s'est arrêté en Q.



Il est évident que rien ne signale le point O où s'est produit la fission, il est « quelque part entre T et P ».

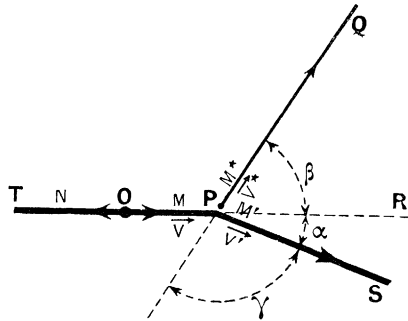


Fig. 17. — En O : fission d'un noyau U en deux masses M et N. En P : choc de M contre un noyau de masse M\* précédemment immobile.

Appelons :

- V, la vitesse de M au point P, juste avant le choc; E, l'énergie cinétique correspondante;
- V', la vitesse de M au point P, juste après le choc; E', l'énergie cinétique correspondante;
- V\*, la vitesse de M\* au point P, juste après le choc; E\* l'énergie cinétique correspondante;
- p, le rapport des masses  $p = \frac{M}{M^*}$ ;
- q, le rapport des vitesses des deux particules juste après le choc  $q = \frac{V'}{V^*}$ ;
- $\alpha, \beta, \gamma$ , les angles (voir fig. 17).

**a. Application des principes de la mécanique.** — L'application au point P des principes de conservation de l'énergie cinétique et de l'impulsion conduit facilement aux résultats suivants :

1° Relation entre les masses

$$p = \frac{M}{M^*} = \frac{\sin^2 \gamma - \sin^2 \beta}{\sin^2 \alpha}$$

2° Relations entre les vitesses

$$\frac{V}{V^*} = \frac{\sin \gamma \sin \alpha}{\sin^2 \gamma - \sin^2 \beta},$$

$$q = \frac{V'}{V^*} = \frac{\sin \beta \sin \alpha}{\sin^2 \gamma - \sin^2 \beta}, \quad \frac{V'}{V} = \frac{\sin \gamma}{\sin \beta}$$

3° Relations entre les énergies cinétiques

$$\frac{E}{E^*} = \frac{\sin^2 \gamma}{\sin^2 \gamma - \sin^2 \beta},$$

$$\frac{E'}{E^*} = \frac{\sin^2 \beta}{\sin^2 \gamma - \sin^2 \beta}, \quad \frac{E'}{E} = \frac{\sin^2 \beta}{\sin^2 \gamma}$$

Il est très remarquable que tous ces rapports puissent se déduire uniquement de la connaissance des angles de la figure (sous réserve qu'on sache quelle

branche TOP correspond à la particule incidente avant choc, quelle branche PS correspond à la particule déviée et quelle branche PQ correspond au noyau M\* projeté).

4° L'angle  $\beta$  est toujours aigu;

5° L'angle  $\gamma$  est toujours supérieur à l'angle  $\beta$ ;

6° Si  $M^* < M$ , l'angle  $\alpha + \beta$  des deux particules après le choc est toujours aigu. Si  $M^* = M$ , l'angle  $\alpha + \beta$  est toujours égal à  $\frac{\pi}{2}$ . Si  $M^* > M$ , l'angle  $\alpha + \beta$  est toujours obtus ( $\frac{\pi}{2} < \alpha + \beta < \pi$ ).

**b. Étude des différents chocs possibles.** — Si l'on se trouve en présence d'une étoile à trois branches, dans le cas général on ne sait pas quel rôle attribuer à chacune (il y a trois rôles possibles pour une branche : être le segment TP, le segment PS ou le segment PQ). Finalement, six figures de choc différentes sont possibles.

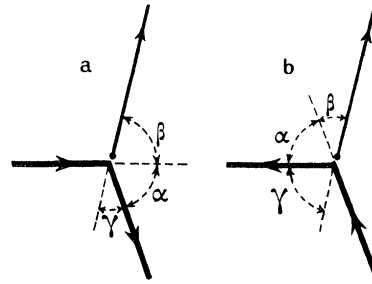


Fig. 18. — La particule projetante ne peut se déplacer dans le sens indiqué par les flèches de la figure 18 a car la condition  $\gamma > \beta$  n'est pas vérifiée. Le sens de parcours indiqué par les flèches de la figure 18 b vérifie  $\gamma > \beta$ .

On démontre facilement que la condition angulaire  $\gamma < \beta$  élimine dans tous les cas trois de ces figures : il reste donc trois figures de choc possibles.

**Simplifications :** Parfois on a des raisons sûres de connaître le rôle d'un segment; par exemple, si les particules M proviennent toutes d'une même source, on reconnaîtra la particule incidente à sa direction. Dans l'étude de nos plaques, souvent deux branches de l'étoile étaient épaisses et la troisième avait une ionisation bien plus faible : elle ne pouvait pas être la trace d'un fragment de bipartition, c'était donc à coup sûr la particule projetée (si l'apparence était due à un choc); on se trouvait alors en présence de deux figures de choc possible, mais on démontre facilement que la condition angulaire  $\gamma > \beta$  en élimine alors dans tous les cas et qu'il ne reste qu'une figure de choc à étudier (fig. 18).

**c. Élimination du cas du choc.** — Lorsqu'on sait quelle est la particule incidente, quelle est la

particule émergente et quel est le noyau projeté, les angles caractéristiques  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  peuvent être lus sur la figure (*fig. 18 b*).

1° **Les rapports  $p$  et  $q$  peuvent être déterminés immédiatement** d'après les mesures de  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  par les formules du paragraphe *a*.

2° **Choix provisoire d'une masse  $M^*$ .** —  $M^*$  ne peut avoir qu'une des valeurs suivantes : 1, 12, 14, 16, 80, 108, 235-238 (masses des noyaux H, C, N, O, Br, Ag, U). Dans le cas (fréquent dans notre travail), où l'ionisation due au passage de  $M^*$  est nettement plus faible que celle d'un fragment de fission et nettement plus forte que celle d'un proton, il ne reste que les valeurs 12, 14, 16. Si, au contraire,  $M^*$  avait produit une trace épaisse, dans le genre de celles des fragments de fission, on ne pourrait prendre pour valeurs possibles de  $M^*$  que 80, 108, 238.

On va alors choisir provisoirement une masse  $M^*$ , parmi celles qui sont possibles, par exemple  $M^* = 12$  et l'on va rechercher si la figure observée peut correspondre à la projection d'un noyau de carbone par un fragment de fission.

3° **Calcul de  $M$  par la formule  $M = pM^*$ .** — Ce calcul est immédiat, puisqu'on a déterminé  $p$  au paragraphe 1°. Supposons que  $p = 20$ ,  $M^* = 12$ , on aurait  $M = 20 \times 12 = 240$ , masse absolument excessive pour être celle d'un fragment de bipartition. Si  $p = 2$ , on trouverait  $M = 2 \times 12 = 24$ , valeur absolument insuffisante pour être la masse d'un fragment de bipartition. Dans ces deux cas, on pourrait, sans aller plus loin, éliminer le cas d'un choc contre un noyau de carbone.

Il arrive qu'on obtienne pour  $M$  des valeurs tout à fait vraisemblables; ainsi, si  $p$  calculé au paragraphe 1° était égal à 10, la masse  $M = pM^*$  serait 120, valeur admissible.

4° **Confrontation des vitesses  $V'$  obtenues de deux façons différentes.** — Si le calcul du paragraphe 3° donne pour  $M$  une valeur vraisemblable, il faut pousser plus loin la discussion. Connaissant la valeur provisoirement admise pour  $M^*$ , et connaissant le parcours restant (longueur de la trace PR de  $M^*$ ) on déduit immédiatement  $V^*$ . Le rapport  $q$  a été calculé au paragraphe 1°, on calcule une première valeur de  $V'$  par la formule  $V' = qV^*$ .

D'un autre côté, on a déterminé au paragraphe 3° la valeur de  $M$ , connaissant d'autre part la longueur de la trace PS de cette particule après le choc, on obtient immédiatement une deuxième valeur de  $V'$ .

Si les deux valeurs obtenues concordent dans la limite des erreurs expérimentales possibles, la figure peut être due à un choc.

5° **Essais de nouvelles valeurs pour  $M^*$ .** — Il peut arriver qu'en appliquant les opérations des paragraphes 3° et 4° à une masse provisoirement choisie, on arrive dans tous les cas à une absurdité. La valeur choisie pour  $M^*$ , 12 par exemple, ne peut pas convenir, mais il n'est pas dit qu'une autre valeur, 16 par exemple (noyau d'oxygène), ne puisse pas convenir. On recommencera donc les opérations des paragraphes 3° et 4° avec  $M^* = 16$ .

6° Il faut aussi tenir compte du fait que les rapports  $p$  et  $q$  ne sont pas connus avec une très grande précision puisqu'ils dépendent des angles lus sur la figure. Si l'angle  $\alpha$  est petit, de faibles variations absolues de  $\alpha$  causeront d'énormes variations sur  $p$  et  $q$  et il faudra en tenir compte en reprenant la discussion pour différentes valeurs admissibles pour  $\alpha$  (par exemple faire la discussion pour  $\alpha = 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ, 6^\circ, 7^\circ$  si la valeur mesurée est  $\alpha = 4^\circ,5 \pm 2^\circ,5$ ).

7° **Conclusion de la discussion.** — *a*. Si d'après la discussion menée comme il vient d'être dit, le choc n'est possible dans aucun cas, on a donc affaire à une tripartition. *b*. Dans certains cas, d'après la discussion ci-dessus, un choc peut interpréter l'apparence expérimentale, on ne peut alors rien conclure : cela peut être un choc, cela peut être une tripartition.

Il y aurait alors lieu de calculer  $N = 236 - M$ , masse du deuxième fragment de bipartition, et de voir si la branche PT correspondante a un parcours trop court (ou bien très excessif); on arriverait encore à éliminer quelques cas mais on conçoit que certaines apparences pourraient encore s'interpréter de deux façons, sans qu'on puisse conclure entre le choc et la tripartition. Quand de tel cas se sont présentés, nous n'en avons pas tenu compte dans la statistique des tripartitions.

Dans tous les cas où la trace légère avait un parcours supérieur à 4 cm d'air équivalent, nous avons constaté que l'hypothèse du choc conduisait à une incompatibilité. Il y avait donc tripartition.

### APPENDICE N° 3. — CALCUL DES TRIPARTITIONS ET DES QUADRIPARTITIONS PAR APPROXIMATIONS SUCCESSIVES.

Reportons-nous au paragraphe *a* de la section III-B et à la figure 3 représentant une tripartition; on s'est donné arbitrairement deux axes rectangulaires  $Ox$ ,  $Oy$  dans cette figure.

Pour les trois valeurs  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  (longueurs en centimètres d'air équivalent des trois traces), nous construisons les trois courbes donnant la vitesse en fonction de la masse ainsi qu'il a été dit en III-B *a*.

**a. Système de trois équations donnant les M.** — Considérons les conditions de masse,  $\Sigma M = 236$ , et d'impulsion,  $\Sigma M \vec{V} = 0$ , définies en III-B a.

Cette dernière équation est une équation vectorielle; par projection sur les deux axes  $Ox$ ,  $Oy$ , on voit qu'elle est équivalente aux deux premières équations du système ci-dessous :

$$\text{Système A } \begin{cases} M_1 \alpha V_1 + M_2 \beta V_2 + M_3 \gamma V_3 = P_x = 0, \\ M_1 \alpha' V_1 + M_2 \beta' V_2 + M_3 \gamma' V_3 = P_y = 0, \\ M_1 + M_2 + M_3 = 236; \end{cases}$$

$\alpha, \alpha'; \beta, \beta'; \gamma, \gamma'$  sont les cosinus directeurs des directions des trois traces. Dans la figure 3, on a les valeurs numériques suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha &= 0, & \beta &= -\sin \theta_2 = -0,174, & \gamma &= \sin \theta_3 = 0,966, \\ \alpha' &= -1, & \beta' &= \cos \theta_2 = 0,985, & \gamma' &= \cos \theta_3 = 0,259. \end{aligned}$$

Si l'on considère les  $V$  comme connus, on remarque que le système A comprend trois équations linéaires à trois inconnues  $M_1, M_2, M_3$ . On peut le résoudre par rapport à ces inconnues.

Cette remarque nous a inspiré la méthode d'approximations successives suivante :

**b. Masses et vitesses par approximations successives.** — 1° **Départ.** — Commençons par prendre trois valeurs arbitraires pour les masses  $M_1, M_2, M_3$ . Afin de réduire le nombre des approximations, on s'efforcera qu'elles n'aient pas des valeurs trop éloignées de la solution et pour cela on se laissera guider dans le choix par des considérations d'ionisation des trois particules.

2° **Première approximation.** —  $\alpha$ . *Vitesses.* — On lit les vitesses  $V_1, V_2, V_3$  en regard des masses sur les courbes  $V-M$  correspondant respectivement aux parcours  $R_1, R_2, R_3$ .

$\beta$ . *Masses.* — Portant ces valeurs approchées des vitesses dans le système A, on le résout et l'on obtient pour les masses des valeurs mieux approchées que celles qu'on avait prises au départ.

3° **Deuxième approximation.** —  $\alpha$ . *Vitesses.* — On lit les vitesses sur les courbes  $V-M$  en prenant pour valeurs des masses celles qu'on a obtenues à la fin de l'approximation précédente.

$\beta$ . *Masses.* — Portant ces vitesses dans le système A, on résout celui-ci et l'on a des valeurs des masses meilleures que dans l'approximation précédente.

4° **Approximations suivantes. Arrêt.** — On continue les approximations suivant le même principe. On constate qu'elles convergent rapidement : par exemple, les masses de la 4<sup>e</sup> approximation coïncident, à moins d'une unité de masse près avec celles de la 3<sup>e</sup> approximation. On peut alors s'arrêter et, en prenant les entiers les plus voisins des masses obtenues,

on a la solution. En effet, le calcul algébrique conduirait, le plus souvent, à des masses non entières.

On constate que

$$P_x = M_1 \alpha V_1 + M_2 \beta V_2 + M_3 \gamma V_3$$

qui représente la projection  $P_x$  de la résultante des impulsions sur l'axe  $Ox$  est alors inférieure à 1 pour 100 de l'impulsion  $M_1 V_1$  d'une des particules lourdes. Il en est de même de la projection de cette résultante sur  $Oy$ .

La précision est limitée par le fait que le manque de données expérimentales sur les relations  $V-M$  pour certaines zones de masses entraîne une imprécision sur les courbes  $V-M$  que nous avons construites. De plus, il y a une certaine fluctuation individuelle des parcours pour une même vitesse (ou de la vitesse pour un même parcours).

5° Nous donnons ci-dessous un exemple numérique des valeurs obtenues dans le cas du calcul de la tripartition de la figure 3 :

	$M_1$	$M_2$	$M_3$	$V_1$	$V_2$	$V_3$
Valeurs arbitraires prises au départ . . . .	116	116	4			
1 <sup>re</sup> approximation :						
Vitesses . . . . .				11,0	12,5	25,3
Masses . . . . .	122	104,6	9,4			
2 <sup>e</sup> approximation :						
Vitesses . . . . .				10,9	12,7	25,3
Masses . . . . .	123,5	103,1	9,4			
3 <sup>e</sup> approximation :						
Vitesses . . . . .				10,9	12,8	25,3
Masses . . . . .	124,1	102,6	9,3			
4 <sup>e</sup> approximation :						

Les valeurs des vitesses sont les mêmes que dans la 3<sup>e</sup> approximation, il en est par suite de même des masses.

On constate que dans la 1<sup>re</sup> approximation, la solution était atteinte à 2 pour 100 près des valeurs des masses.

Solution admise définitivement :

$$M_1 = 124, \quad M_2 = 703, \quad M_3 = 9.$$

Valeur de  $M_1 V_1$  en unités arbitraires : 1352.  
 $p_x$  dans les mêmes unités : — 9 = 0,7 pour 100 de  $M_1 V_1$ ;  
 $p_y$  dans les mêmes unités : 9 = 0,7 pour 100 de  $M_1 V_1$ ;  
 Module de  $\vec{p} = \Sigma M \vec{V}$  dans les mêmes unités :

$$\sqrt{(9)^2 + (9)^2} \sim 13,$$

soit 1 pour 100 de  $M_1 V_1$ .

6° Cas où des neutrons seraient émis. —

Imaginons qu'on connaisse leur nombre ainsi que la direction de leur vitesse, le calcul ci-dessus resterait valable à condition qu'on introduise un deuxième membre non nul (projection sur  $Ox$  ou  $Oy$  de l'impulsion totale des neutrons) dans les deux premières équations du système A et qu'on remplace dans la troisième équation 236 par 233, 234 ou 235, suivant qu'il y aurait eu 3, 2 ou 1 neutrons émis. Il est impossible de connaître ces corrections et l'on devra résoudre le système A comme si aucun neutron n'était émis. Remarquons qu'en appelant  $h$  l'impulsion d'un neutron de 4 MeV, l'impulsion d'une particule  $\alpha$  de 16 MeV sera  $4h$ , l'impulsion d'un fragment de fission de masse 140 et d'énergie 60 MeV sera  $46h$ .

On en déduit que l'erreur commise en négligeant les neutrons qui pourraient être émis introduit, dans le calcul, une erreur de 2 pour 100 au plus sur la masse des deux fragments lourds de la tripartition et une erreur qui peut atteindre environ une unité de masse sur la masse du fragment léger.

**c. Calcul des quadripartitions par approximations successives.** — Nous pensons que, dans le cas général, il n'y a aucune raison pour que les quatre traces soient coplanaires. On considérera trois axes rectangulaires de coordonnées, le sys-

tème A comportera une équation de plus (projection de l'impulsion résultante sur  $Oz = 0$ ).

Il y a une inconnue de plus ( $M_i$ ).

Le système se résoudra en suivant exactement une marche calquée sur celle qu'on utilise dans les tripartitions. La solution compatible avec l'aspect expérimental sera unique.

Si les quatre particules sont coplanaires, une des quatre équations du système A disparaît, il y a donc quatre inconnues et trois équations, on pourra se donner une valeur arbitraire pour  $M_1$  et calculer les trois autres masses; on obtiendra ainsi une première solution. Ensuite, on se donnera d'autres valeurs arbitraires pour  $M_1$ , il y aura une simple infinité de solutions compatibles avec l'aspect expérimental.

En fait, dans la première quadripartition que nous avons observée, les quatre traces étaient sensiblement coplanaires. Dans la deuxième, les trois traces lourdes étaient presque coplanaires, cependant l'aspect de l'ionisation (et aussi des considérations géométriques) imposait  $3 < M_i < 6$ ; dans ce cas, une solution unique a pu être calculée en posant  $M_i = 4$ , l'erreur commise sur  $M_i$  ne retentissant pas beaucoup sur les autres masses.

S'il y avait plus de quatre particules émises, le nombre des inconnues augmenterait, tandis que le nombre des équations du système A resterait égal à 4. Il y aurait donc indétermination.

**APPENDICE N° 4. — CALCUL DES TRIPARTITIONS PAR UNE MÉTHODE GRAPHIQUE.**

La méthode que nous allons exposer est strictement équivalente à celle qui a été exposée dans l'Appendice n° 3; l'emploi de constructions graphiques évite d'avoir plusieurs fois de suite à résoudre algébriquement un système de trois équations à trois inconnues.

On commencera par construire les trois courbes donnant l'impulsion en fonction de la masse pour les trois parcours  $R_1, R_2, R_3$ .

Les projections  $p_x$  et  $p_y$  de l'impulsion totale

$$\vec{p} = \Sigma M\vec{V}$$

sur  $Ox$  et  $Oy$  sont

$$p_x = \alpha p_1 + \beta p_2 + \gamma p_3$$

$$p_y = \alpha' p_1 + \beta' p_2 + \gamma' p_3$$

$p_1, p_2, p_3$  étant respectivement les impulsions  $M_1 V_1, M_2 V_2, M_3 V_3$ ,  $\alpha, \beta, \gamma, \alpha', \beta', \gamma'$  étant les cosinus directeurs des directions des trois traces par rapport aux axes  $Ox$  et  $Oy$  de la figure 3).

Si les valeurs des masses  $M_1, M_2, M_3$  sont correctes, en déterminant les impulsions  $p_1, p_2, p_3$  au moyen des courbes  $MV = f(V)$ , on trouvera, pour  $p_x$  et  $p_y$  des valeurs nulles et, par suite, le

module de l'impulsion résultante sera nul

$$|\vec{p}| = p = \sqrt{(p_x)^2 + (p_y)^2} = 0.$$

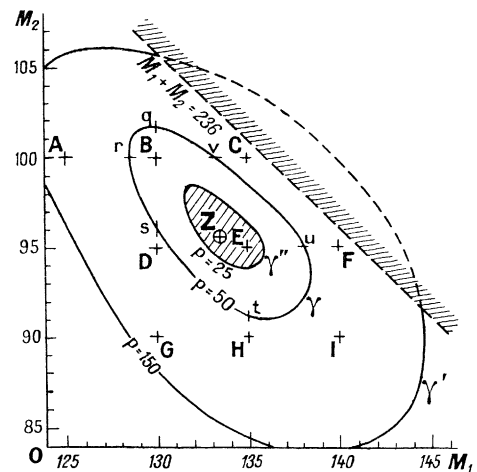


Fig. 19. —  $\gamma, \gamma'$  : courbes d'égal module de l'impulsion résultante  $p$ ; Z : point où  $p = 0$ .

Si les valeurs de  $M_1 M_2 M_3$  ne sont pas celles qui

correspondent à la solution,  $p_r$  et  $p_l$  ne seront pas simultanément nuls,  $\vec{p}$  sera différent de zéro.

Prenons une feuille de papier quadrillé (fig. 19) avec deux axes  $OM_1$ ,  $OM_2$ . Au point A de la figure correspondent  $M_1 = 100$ ,  $M_2 = 120$  et, par suite,  $M_3 = 236 - (M_1 + M_2) = 16$  (condition de masse).

Prenons comme unité des impulsions, celle qu'aurait une particule de masse 1 animée d'une vitesse de  $10^8$  cm : s. L'impulsion d'un fragment lourd de bipartition est de l'ordre de 1300 unités, celle d'une particule  $\alpha$  de 20 MeV est 122 unités, celle d'un neutron de 4 MeV est 27 unités.

Calculons  $p$  pour le point A, soit  $p = 130$  pour fixer les idées, inscrivons 130 à côté du point A. Opérons de même pour un certain nombre de points B, C, D, E, F, G, H, I, etc. du graphique. Entre ces points, il est facile de faire des interpolations paraboliques graphiques et de déterminer des points  $q, r, s, t, u, v$ , où  $p$  est égal à 50 unités. Ces points seront joints par une courbe  $\gamma$ .

La courbe  $\gamma$  est le lieu des points tels que le module de  $\vec{p}$  soit égal à 50 unités. C'est une courbe fermée. La courbe  $\gamma'$ , lieu des points où  $p$  est égal à 150 unités entoure la courbe  $\gamma$ .

Le point Z correspondant à la solution sera entouré par la courbe  $\gamma$ , cette dernière ayant une forme régulière, on apprécie facilement la position de Z quand les courbes  $\gamma$  et  $\gamma'$  ont été tracées.

On calculera, à titre de vérification, la valeur

de  $p$  pour les masses  $M_1, M_2, M_3$  correspondant au point Z qu'on vient de déterminer graphiquement, on s'estimera satisfait si  $p < 25$ , c'est-à-dire si la compensation des impulsions a lieu à 2 pour 100 près de l'impulsion d'un fragment de bipartition. Si cela n'a pas lieu, une légère retouche du point Z faisant varier les masses de 1 ou 2 unités fournira la solution.

L'avantage de cette méthode graphique est qu'on se rend immédiatement compte de l'ordre de grandeur de la précision (quantité dont on peut faire varier les masses si l'on admet que  $p$  atteigne la valeur 25, soit 2 pour 100 de l'impulsion d'un fragment de bipartition). Sur la figure 19, toute combinaison de masses figurée par un point intérieur à la courbe  $\gamma'$  ( $p = 25$ ) peut être considérée comme possible.

*Remarque.* — Dans une quadripartition, il y a une masse  $M_4$  en plus, cette méthode ne s'applique donc pas, car il faudrait faire un graphique  $OM_1M_2M_3$  dans l'espace, ce qui ne serait pas commode.

*Note ajoutée à la correction.* — Dans le calcul de la masse de  $M_3$ , nous avons utilisé, comme première approximation, la relation entre  $R$  et  $V$  pour la particule  $\alpha$ . Étant donnée la relation théorique  $R = \frac{M}{Z^2} f(V)$  et la charge  $Z$  de  $M_3$  étant inconnue, nous avons introduit une erreur incontrôlable sur la masse de  $M_3$ . Pour la valeur calculée de  $M_3 \neq 4$ , l'erreur estimée serait environ une unité de masse.

Manuscrit reçu le 10 juillet 1947.

#### BIBLIOGRAPHIE.

- [1] I. CURIE et P. SAVITCH, *J. de Physique*, 1938, **9**, p. 355. — O. HAHN et F. STRASSMANN, *Naturwiss.*, 1939, **27**, p. 11 et 89.
- [2] L. MEITNER et O. R. FRISCH, *Nature*, 1939, **143**, p. 239. — O. R. FRISCH, *Nature*, 1939, **143**, p. 276. — F. JOLIOT, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 341, etc...
- [3] L. A. TURNER, *Rev. Mod. Phys.*, 1940, **12**, p. 1.
- [4] Plutonium project, *Rev. Mod. Phys.*, 1946, **18**, p. 513.
- [5] A. FLAMMERSFELD, P. JENSEN et W. GENTNER, *Z. f. Phys.*, 1943, **120**, p. 450.
- [6] H. v. HALBAN, F. JOLIOT et L. KOWARSKI, *Nature*, 1939, **143**, p. 476 et 680. — H. L. ANDERSON, E. FERMI et H. B. HANSTEIN, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 797.
- [7] F. JOLIOT, *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **208**, p. 647 et *J. de Physique*, 1939, **10**, p. 159. — D. R. CORSON et R. L. THORNTON, *Phys. Rev.*, 1939, **55**, p. 509.
- [8] J. K. BØGGILD, K. J. BROSTROM et J. LAURITSEN, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Math.-fys. Medd.*, 1940, **28**, p. 1 et F. JOLIOT, *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, p. 488.
- [9] N. BOHR, *Phys. Rev.*, 1940, **58**, p. 654 et 1941, **59**, p. 270.
- [10] M. H. KANNER et H. H. BARSHALL, *Phys. Rev.*, 1940, **57**, p. 372.
- [11] W. JENTSCHKE, *Z. f. Phys.*, 1943, **120**, p. 165.
- [12] TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAH-WEI et H. FARAGGI, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **223**, p. 825. Voir [31].
- [13] N. BOHR et J. A. WHEELER, *Phys. Rev.*, 1939, **56**, p. 425.
- [14] R. D. PRESENT, *Phys. Rev.*, 1941, **59**, p. 466.
- [15] TSIEN SAN-TSIANG, R. CHASTEL, HO ZAH-WEI et L. VIGNERON, *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, p. 986.
- [16] HO ZAH-WEI, TSIEN SAN-TSIANG, L. VIGNERON et R. CHASTEL, *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, p. 1119.
- [17] P. DEMERS, *Phys. Rev.*, 1946, **70**, p. 974.
- [18] L. L. GREEN et D. L. LIVESEY, *Nature*, 1947, **159**, p. 332.
- [19] G. FARWELL, E. SEGRÈ et C. WIEGAND, *Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 327.
- [20] C. F. POWELL, G. P. S. OCCHIALINI, D. L. LIVESEY et L. V. CHILTON, *J. Scient. Instr.*, 1946, **23**, p. 102.
- [21] TSIEN SAN-TSIANG, R. CHASTEL, H. FARAGGI et L. VIGNERON, *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, p. 571.
- [22] L. L. GREEN et D. L. LIVESEY, *Nature*, 1946, **158**, p. 272.
- [23] O. J. KNIPP et E. TELLER, *Phys. Rev.*, 1941, **59**, p. 659.
- [24] M. G. HOLLOWAY et S. LIVINGSTONE, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 18 et S. LIVINGSTONE et H. A. BETHE, *Rev. Mod. Phys.*, 1937, **9**, p. 246.
- [25] TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAH-WEI, R. CHASTEL et L. VIGNERON, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, p. 272.
- [26] TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAH-WEI, R. CHASTEL et L. VIGNERON, *Phys. Rev.*, 1947, **71**, p. 382.
- [27] TSIEN SAN-TSIANG, HO ZAH-WEI, L. VIGNERON et R. CHASTEL, *Nature*, 1947, **159**, p. 773.
- [28] H. v. HALBAN, F. JOLIOT et L. KOWARSKI, *Nature*, 1939, **143**, p. 939.
- [29] TSIEN SAN-TSIANG, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, p. 1056. — J. A. WHEELER, communication privée.
- [30] N. FEATHER, *Nature*, 1947, **159**, p. 607.
- [31] TSIEN SAN-TSIANG et H. FARAGGI, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **225**, p. 294.
- [32] F. JOLIOT, *J. de Physique*, 1934, **5**, p. 219.
- [33] B. KWAL, *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, p. 563.