

Zeitschrift: Bulletin de la Société Neuchâteloise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Neuchâteloise des Sciences Naturelles
Band: 86 (1963)

Artikel: Caractéristiques de l'évaporation nucléaire
Autor: Jeannet, Éric
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-88930>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉVAPORATION NUCLÉAIRE

par

ÉRIC JEANNET

AVEC 24 FIGURES

1. INTRODUCTION

L'interaction d'un nucléon d'énergie supérieure à environ 100 MeV avec un noyau d'atome produit un phénomène qui, réalisé dans une émulsion photographique nucléaire, donne lieu à une étoile nucléaire. Les branches de cette étoile sont les traces d'ionisation laissées par les particules chargées émises lors de la réaction.

L'interprétation théorique complète du phénomène se fait en invoquant trois mécanismes distincts intervenant successivement dans le temps :

1. une *cascade d'interactions nucléon-nucléon* laissant le noyau résiduel dans un état excité;
2. une *évaporation nucléaire* de particules telles que neutrons, protons, deutons, tritons, alphas, etc.;
3. une *fission nucléaire* peut se produire pour certains noyaux lourds.

A. La cascade intranucléaire (SERBER 1947)

La longueur d'onde de de Broglie associée à un nucléon d'une centaine de MeV est notablement inférieure aux dimensions des noyaux d'atome; il est dès lors légitime de considérer la trajectoire du nucléon incident à l'intérieur du noyau comme une droite brisée à chacune des collisions du nucléon incident avec un nucléon du noyau. D'autre part, le temps moyen entre deux collisions du nucléon incident est plus court que le temps moyen entre deux collisions d'un nucléon quelconque du noyau, ce qui permet à cette cascade de se développer dans un noyau non excité, donc à une température nucléaire $T = 0$.

Les collisions du nucléon incident et des nucléons du noyau constituent une cascade de réactions en chaîne entre protons et neutrons (et même entre pions si l'énergie incidente est suffisante), laissant le noyau résiduel dans un état excité à plus ou moins grande énergie. Cette énergie résiduelle dépend du développement de la cascade, développement soumis aux lois du hasard; elle varie donc de cas en cas.

Les premiers calculs de cascade sont dus à GOLDBERGER (1948) qui a montré l'avantage qu'il y a à utiliser une technique de Monte-Carlo. Des calculs analogues à ceux de GOLDBERGER ont été effectués par d'autres auteurs (4) (20), en particulier par METROPOLIS et al. (1958) qui ont calculé, au moyen de la calculatrice MANIAC, les cascades induites par des nucléons de 82 MeV à 1840 MeV dans différents noyaux de masses comprises entre $A = 27$ et $A = 238$. Les résultats marquants de METROPOLIS et al. sont :

1. Le nombre moyen de nucléons de cascade (knock-on) par événement est sensiblement indépendant de la masse A du noyau irradié.
2. Ce nombre moyen croît avec l'énergie du nucléon incident, de 1 pour $E_{\text{inc}} = 80$ MeV jusqu'à 7 pour $E_{\text{inc}} = 1800$ MeV.
3. La forme des spectres énergétiques des nucléons émis est remarquablement indépendante de la masse A du noyau irradié.
4. L'énergie d'excitation résiduelle moyenne après la cascade croît avec la masse A du noyau irradié et avec l'énergie des nucléons incidents (fig. 1).

Energie d'excitation résiduelle moyenne U après une cascade induite par un nucléon d'énergie E

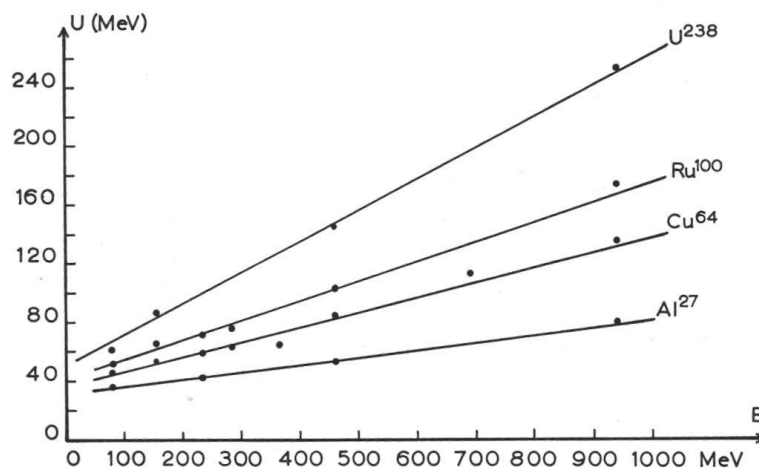


Fig. 1.

B. La théorie de l'évaporation nucléaire

La cascade des réactions directes se développe dans le noyau durant un temps n'excédant pas 10^{-22} seconde. L'énergie résiduelle se répartit graduellement après la fin de la cascade entre tous les nucléons du noyau; celui-ci possède alors les caractéristiques d'un noyau composé.

La désexcitation du noyau composé a été étudiée par WEISSKOPF (1937) qui a donné le nom d'évaporation nucléaire à ce processus d'émission de particules. Ses calculs ont été généralisés, notamment par LE COUTEUR (1950), HAGEDORN et MACKÉ (1953) pour tenir compte des évaporations successives de plusieurs particules aux grandes énergies d'excitation. Les calculs analytiques ne sont possibles qu'après de sévères approximations négligeant les caractéristiques individuelles des noyaux intervenant lors des émissions successives. DOSTROVSKY et al. (1958) ont pu se libérer partiellement de ces approximations en utilisant une méthode de Monte-Carlo qui traite pas à pas les évaporations successives (voir Annexe 1). Leurs calculs portent sur un certain nombre de noyaux initiaux de masses comprises entre $A = 49$ et $A = 239$ avec des énergies d'excitation variant de 100 MeV à 700 MeV; leurs résultats portent en particulier sur les nombres moyens des différentes particules émises, ainsi que sur les spectres énergétiques des neutrons, protons et alphas.

C. La fission nucléaire

Lors de l'évaporation nucléaire, l'émission de neutrons est favorisée par rapport à l'émission de protons du fait de la barrière coulombienne. Ainsi, lors des évaporations successives, le rapport Z^2/A augmente et la fission peut devenir compétitive avec l'évaporation. DOSTROVSKY et al. (1958) ont calculé le rapport des sections efficaces de fission aux sections inélastiques pour quelques nuclides et des énergies d'excitation variant de 50 MeV à 700 MeV. Il ressort de ces calculs que pour A inférieur à 200, $\sigma_f/\sigma_{inél}$ est inférieur à 1/100, contrairement aux hypothèses du calcul de SÜSSMANN (1953).

D'autre part, PERFILOV et al. (1960), interprétant des travaux expérimentaux de HARDING (1956) portant sur les corrélations angulaires entre les neutrons d'évaporation et les produits de fission, arrivent à la conclusion que le processus d'évaporation précède dans le temps celui de la fission.

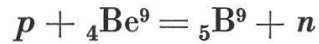
2. MÉTHODE DE DÉTECTION

Des feuilles métalliques de cuivre, d'argent et de platine, insérées entre deux plaques photographiques nucléaires (méthode du sandwich) (32), ont été exposées à un faisceau de neutrons de grande énergie. Ces neutrons sont produits par bombardement d'une cible de béryllium au moyen de protons de 591 MeV à l'intérieur du synchro-cyclotron du CERN.

Le faisceau incident faisait un angle de 30° avec la normale au sandwich afin d'homogénéiser la probabilité de détection des traces en fonction de leur angle d'émission par rapport à la direction des neutrons.

A. Les neutrons incidents

Les neutrons de grande énergie sont en général obtenus dans les grands accélérateurs au moyen de la réaction :



La mesure du spectre énergétique des neutrons est difficile et, à notre connaissance, n'a pas été faite au SC du CERN. Les mesures faites dans d'autres laboratoires et à des énergies inférieures présentent un maximum en dessous de l'énergie des protons incidents. La largeur de ce maximum dépend de l'énergie des protons; elle varie de 50 à 100 MeV pour des énergies incidentes variant de 100 à 400 MeV. KISELEV et al. (1957 et 1959) ont mesuré le spectre des neutrons produits par des protons de 680 MeV; ils ont détecté un deuxième maximum, très large, vers 300 MeV provenant des réactions :

- (1) $p + p = p + n + \pi^+$
- (2) $p + n = p + n + \pi^0$
- (3) $p + n = n + n + \pi^+$

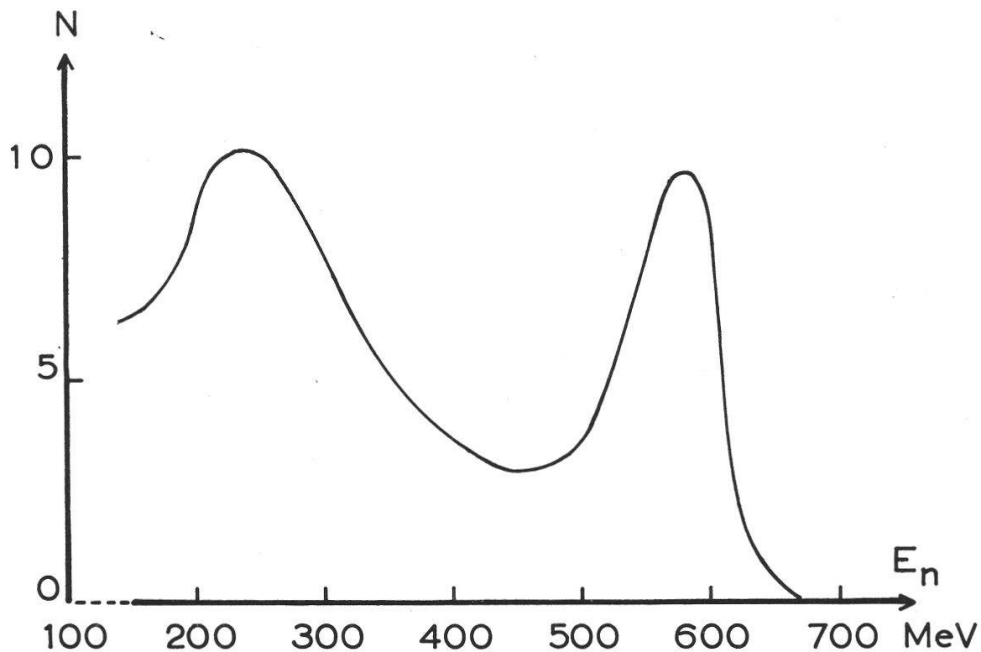


Fig. 2.

1° Détermination de l'énergie moyenne des neutrons

La figure 2 représente le spectre mesuré par KISELEV et al. (1959). Dans un article de mise au point, TAYLOR (1954) donne les valeurs des sections totales et élastiques pour la réaction $p-p$; on en tire les valeurs suivantes :

$E_p = 680 \text{ MeV}$	$\sigma_{\text{inél}} = 19 \text{ mbarn}$	$\sigma_{\text{el}} = 23 \text{ mbarn}$
657	18	23
591	10	26
556	8	26

D'autre part, MESHCHERIAKOV et al. (1956) ont déterminé expérimentalement les spectres énergétiques des pions émis dans la réaction (1) induite par des protons de 657 MeV et 556 MeV. Les énergies moyennes des pions sont respectivement 220 MeV et 165 MeV. Si l'on fait l'hypothèse légitime que les protons et les neutrons émis dans cette réaction ont les mêmes spectres énergétiques, on obtient alors l'énergie moyenne des neutrons inélastiques, soit respectivement $\bar{E}_n^i = 149 \text{ MeV}$ et $\bar{E}_n^i = 126 \text{ MeV}$. Il est légitime d'admettre que les réactions (2) et (3) conduisent aux mêmes valeurs.

La décomposition du spectre expérimental de la figure 2 en deux parties, l'une provenant de la réaction inélastique, l'autre de la réaction élastique, montre que, grossièrement, l'énergie moyenne des neutrons « élastiques » vaut 590 MeV pour des protons incidents de 680 MeV. En admettant le même décalage de 90 MeV entre l'énergie des neutrons « élastiques » et celle des protons incidents de 657 et 556 MeV (hypothèse rendue plausible par l'examen des spectres de neutrons obtenus à plus basse énergie), on est conduit à $\bar{E}_n^e = 567 \text{ MeV}$ et $\bar{E}_n^e = 466 \text{ MeV}$.

La connaissance des sections efficaces élastique et inélastique permet alors d'évaluer l'énergie moyenne des neutrons :

$$\begin{array}{ll} E_{\text{inc}} = 657 \text{ MeV} & : \quad \bar{E}_n = 383 \text{ MeV} \\ E_{\text{inc}} = 556 \text{ MeV} & : \quad \bar{E}_n = 386 \text{ MeV} \end{array}$$

Ce « renversement » de l'énergie moyenne des neutrons est dû à la forte variation de $\sigma_{\text{inél}}$ entre 556 et 657 MeV.

D'autre part, l'intégration graphique du spectre de la figure 2 donne :

$$E_{\text{inc}} = 680 \text{ MeV} \quad : \quad \bar{E}_n = 393 \text{ MeV}$$

et l'application du même procédé que ci-dessus pour des nucléons incidents de 680 MeV (en admettant $\bar{E}_n^i = 154 \text{ MeV}$ par extrapolation linéaire des deux valeurs déterminées pour 657 et 556 MeV) conduit à :

$$E_{\text{inc}} = 680 \text{ MeV} \quad : \quad \bar{E}_n = 392 \text{ MeV}$$

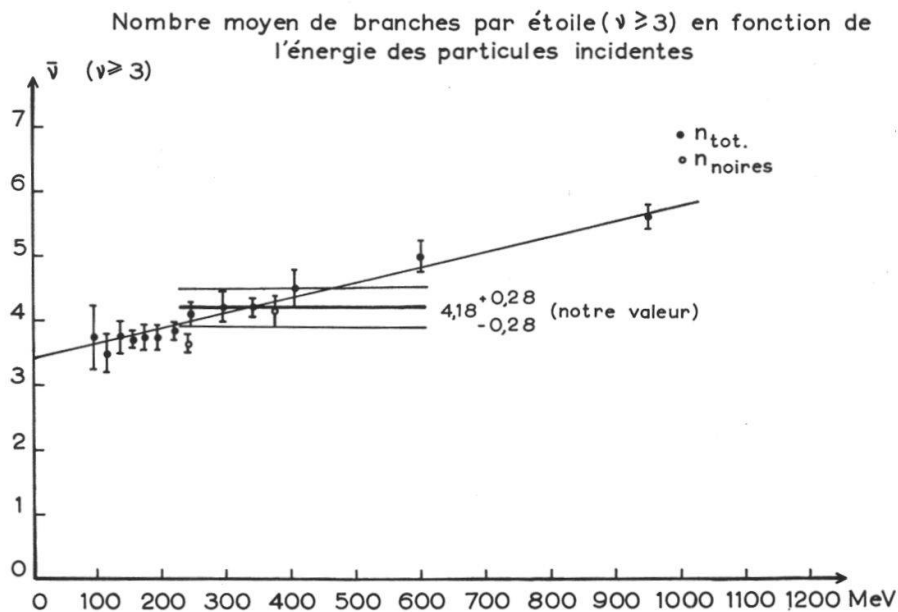
On voit que cette méthode de calcul qui ne tient pas compte de la forme du spectre permet d'évaluer l'énergie moyenne avec une précision suffisante; elle conduit alors pour notre irradiation à une énergie moyenne des neutrons :

$$\bar{E}_n = 385 \text{ MeV}$$

Cette valeur peut être comparée avec celle obtenue par une autre méthode : le nombre moyen des traces des étoiles de l'émulsion est une fonction de l'énergie d'irradiation. La figure 3 représente ce nombre moyen (pour des étoiles à 3 branches et plus afin d'éliminer les ambiguïtés inhérentes à la définition des étoiles à 1 et à 2 branches) en

fonction de l'énergie d'irradiation, calculé d'après les distributions en nombre de branches reproduites par DEMERS (1958). Très peu de travaux ont été effectués avec des neutrons incidents et, dans les cas cités, l'énergie moyenne est assez imprécise. Il nous faut donc admettre que ce nombre est le même pour des protons et des neutrons incidents, quoiqu'on ait des raisons théoriques de penser que ce nombre de traces est légèrement plus faible pour des neutrons (les calculs de cascade de METROPOLIS et al. (1958) montrent que le rapport neutrons/protons est plus élevé pour des neutrons incidents que pour des protons incidents, alors que le nombre total de nucléons émis est le même). D'autre part, la quasi-totalité des travaux se font avec des émulsions G - 5 développées afin de rendre les traces visibles au minimum d'ionisation. Dans deux travaux seulement, la distribution des traces noires (comparable à notre mesure) est indiquée.

Remarquons que notre valeur $\bar{\nu} = 4,18 \pm 0,28$ est très voisine de celle obtenue par des protons de 375 MeV et que notre évaluation est en accord avec le nombre moyen obtenu (aux fluctuations statistiques près). De toute façon, l'énergie d'excitation résiduelle après la cascade varie lentement avec l'énergie des particules incidentes, ce qui la rend peu sensible à notre estimation.



2° Détermination du flux de neutrons

L'intensité du flux de neutrons de la cible de Be irradiée aux protons de 591 MeV est de $\sim 10^5$ neutrons/cm² s d'après des données du CERN (33). Notre temps d'irradiation (7 mn) correspond ainsi à un flux total de :

$$N_t = 4,2 \cdot 10^7 \text{ neutrons/cm}^2$$

Cette valeur est à comparer avec celle que l'on peut déterminer expérimentalement à partir du nombre d'étoiles créées dans l'émulsion.

Pour des protons incidents, LOCK et al. (1955) indiquent une série de valeurs montrant que le libre parcours moyen λ dans l'émulsion est insensible à l'énergie initiale entre 130 MeV et 2,2 GeV; la valeur moyenne étant :

$$\bar{\lambda} = 37,7 \text{ cm}$$

Le nombre moyen d'étoiles de l'émulsion (y compris les étoiles à 1 branche) trouvé dans nos émulsions est de $1,26 \cdot 10^3$ étoiles/cm³; ce qui conduit, avec cette valeur du libre parcours moyen à un flux total de neutrons :

$$N_t = 1,26 \cdot 10^5 \cdot 37,7 = 4,75 \cdot 10^6 \text{ neutrons/cm}^2$$

Remarques :

- a) les faisceaux de neutrons sont très peu utilisés au CERN et aucune mesure de flux n'a été effectuée ;
- b) le jour de l'irradiation, un groupe de Padoue travaillait sur le même faisceau de neutrons avec une chambre de Wilson ; ces physiciens évaluaient le flux à $7,5 \cdot 10^3 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$;
- c) les physiciens de Dubna indiquent un flux de neutrons de $2 \cdot 10^4 \text{ n/cm}^2 \text{ s}$ pour un courant de protons de $0,2 \mu\text{A}$ comme au CERN et pour une énergie voisine des protons.

En conclusion, il semble bien que le flux indiqué par le CERN soit surestimé d'un facteur 5 à 10.

En l'absence de valeur précise du flux, nous renonçons à indiquer des valeurs de sections efficaces absolues.

B. Cibles et détecteur

Des feuilles métalliques de $2,3 \text{ cm} \times 4,6 \text{ cm}$, soigneusement laminées et recuites sous presse, ont été montées dans une boîte ad hoc entre des émulsions Ilford L-4 sans support et comprimées au moyen de caoutchouc mousse afin d'assurer un bon contact entre le métal et les émulsions photographiques. L'épaisseur moyenne de la couche d'air entre le métal et l'émulsion est de l'ordre de la moitié de l'épaisseur de la feuille métallique. Cette épaisseur est déterminée par reconstruction géométrique de traces traversant de part en part le sandwich. L'utilisation d'émulsions sans support a permis de diminuer d'un facteur deux environ cette épaisseur, rendant ainsi plus précise la détermination géométrique des centres d'étoile.

TABLEAU I

Métal	Epaisseur de la feuille		Atomes/cm ²
Cuivre	15 μ *	13,1 mg/cm ² **	12,7 . 10 ¹⁹
Argent	16 μ	17,0 mg/cm ²	10,0 . 10 ¹⁹
Platine	11 μ	22,6 mg/cm ²	7,2 ₅ . 10 ¹⁹

* Déterminée au micromètre.

** Déterminée par pesée.

Après irradiation, les sandwichs sont démontés, les émulsions collées sur verre et développées. Les deux plaques sont alors montées dans un support adéquat muni de vis latérales de réglage fin permettant l'alignement relatif des deux plaques. Cet alignement se fait sous le microscope en utilisant des étoiles d'AgBr voisines de la surface et dont les branches se prolongent d'une émulsion dans l'autre. Le contact optique entre les deux émulsions est assuré par une pellicule intermédiaire d'huile de cèdre.

Les objectifs utilisés pour l'observation microscopique (Fluotars-Wild $20\times$) ont une distance frontale de 1,25 mm, ce qui exclut l'observation d'émulsions épaisses à travers le support de verre. D'autre part, l'alignement relatif des deux émulsions et la reconstruction géométrique sont rendus difficiles par l'utilisation d'émulsions épaisses du fait des distorsions et de la mauvaise visibilité causée par un fond de traces dense consécutif à une irradiation intense. 300 microns nous est apparu être l'épaisseur optima.

Les émulsions sont développées par la méthode du « choc de température », en utilisant un révélateur au glycine et en ménageant notamment une lente dilution du fixatif avant le rinçage afin de minimiser les distorsions.

Le facteur d'affaissement dont la connaissance est indispensable à la reconstruction géométrique des étoiles est déterminé par le quotient de deux mesures de l'émulsion, au micromètre avant le collage et au microscope après le développement. Il est égal à $2,50 \pm 0,02$.

Le développement effectué permet de détecter avec une bonne efficacité les protons d'énergie inférieure à environ 30 MeV. La discrimination se fait entre particules de charge $z = 1$ et $z \geq 2$ par l'évaluation visuelle de l'ionisation et de la diffusion multiple. Cette discrimination s'est faite indépendamment par deux observateurs expérimentés; dans le 6,3 % des cas, elle s'est révélée différente pour les deux observateurs.

L'énergie des particules est déterminée par leur parcours dans l'émulsion et la feuille métallique. Nous avons utilisé les courbes parcours-énergie pour les protons dans l'émulsion de BARKAS ET YOUNG (1954) et celles de ARON et al. (1951) dans Cu et Ag. La relation $R(E)$ dans Pt est obtenue par interpolation sur Z des pouvoirs d'arrêt atomique des autres éléments indiqués par ARON et al. sur une même gamme d'énergie (32).

Les relations parcours-énergie pour les autres particules (de masse M et de charge électrique Z) s'obtiennent par l'utilisation de l'expression :

$$R_{M,Z}(E) = \frac{1}{Z^2} \frac{M}{m} R\left(\frac{m}{M} E\right)$$

où $R(E)$ est la relation parcours-énergie pour les protons (masse $m = 1$ et charge $z = 1$).

C. Reconstruction géométrique des étoiles

L'exploration des sandwichs se fait au binoculaire (grossissement $300\times$); elle consiste à noter toutes les traces sans continuation dans l'émulsion opposée pouvant se combiner, à l'intérieur des critères de mesure, afin de former une étoile à une ou plusieurs branches ¹.

Dans le cas où l'angle projeté entre deux traces est voisin de 180° , l'examen de la pente des traces d'une part et de la variation d'ionisation d'autre part permet d'exclure facilement les cas de diffusion de particules produites dans la couche sensible par le métal.

La reconstruction géométrique de la projection horizontale des étoiles (plan du sandwich) se fait au grossissement $400\times$ à l'aide d'une grille micrométrique placée dans un des oculaires. L'observateur dessine sur une feuille quadrillée l'image qu'il voit dans le microscope. (Cette méthode s'est révélée aussi précise et plus rapide que la méthode consistant à projeter l'image sur une feuille au moyen d'un miroir.)

La reconstruction verticale se fait en mesurant la longueur et la profondeur des traces. Le décalage entre les deux émulsions (défaut d'alignement du sandwich, distorsions) ainsi que l'épaisseur de la couche d'air entre les deux plaques varient de lieu en lieu; ces deux grandeurs sont déterminées localement pour chaque étoile par la reconstruction de deux traces parasites traversant les deux émulsions de part en part et ayant des trajectoires approximativement perpendiculaires.

Les traces satisfaisant aux critères suivants sont retenues :

Critère 1 : La trace doit avoir un parcours géométrique dans l'émulsion supérieur au tiers du parcours initial hors de l'émulsion (métal + air).

Critère 2 : La trace doit émerger dans l'émulsion à une distance du centre de l'étoile inférieure au rayon $D/2$ du champ de vue.

Critère 3 : La discrimination certaine des traces très inclinées est difficile, voire impossible. Les traces d'angle zénithal inférieur à 20° ne sont pas discriminées.

La position de la feuille de métal entre les deux émulsions est indéterminée. On a supposé systématiquement qu'elle occupait une position exactement médiane. L'erreur maximum est obtenue en la supposant collée à l'une ou à l'autre des émulsions; en moyenne, cette erreur maximum conduit aux indéterminations suivantes sur le parcours total de la trace (ramené au métal), ainsi que sur l'énergie moyenne des « protons » (ici toutes les particules de charge $z = 1$) et des « alphas » ($z \geq 2$) :

¹ Pour une partie de l'exploration, nous avons retenu toutes les traces ne se prolongeant pas dans l'émulsion opposée et dont le sens permettait d'affirmer qu'il s'agissait d'une étoile à une branche. Le nombre de telles étoiles dans l'émulsion même est tel que celles prenant naissance à la surface de l'émulsion constituent une partie appréciable des étoiles à une branche retenues ($\sim 10\%$).

TABLEAU II

	$\overline{\Delta l}$	$\overline{\Delta E_p}$	$\overline{\Delta E_a}$
Cuivre	10,5 μ	0,3 MeV	2,0 MeV
Argent	11,4	0,3	1,9
Platine	11,5	0,5	2,7

L'angle Θ des traces avec la direction d'incidence des neutrons se calcule numériquement à partir des angles ξ et φ mesurés sur la reconstruction géométrique à partir de la formule :

$$\cos \Theta = \cos 30^\circ \cos \xi - \sin 30^\circ \sin \xi \cos \varphi$$

les neutrons incidents faisant un angle de 30° avec la normale au sandwich.

D. Corrections expérimentales

Les critères de reconstruction précédemment mentionnés et l'épaisseur finie des pellicules sensibles font que certaines traces ne sont pas retenues, ni même détectées. Les distributions angulaires ainsi que les distributions énergétiques en sont donc modifiées et doivent par conséquent être corrigées.

1. Probabilité de détection d'une trace en fonction de l'énergie

L'énergie d'une trace peut être déterminée si d'une part elle s'arrête dans l'émulsion et si, d'autre part, elle satisfait aux trois critères énoncés précédemment. La probabilité pour qu'une particule d'énergie E s'arrête dans l'émulsion dépend :

de la nature de la particule
de la profondeur du centre de l'étoile au sein du métal
de l'angle ξ d'émission de la particule.

Des calculs préliminaires ont montré que cette probabilité dépend très peu de la profondeur du centre de l'étoile dans le métal et que le fait de choisir le centre de la feuille de métal au lieu de faire une moyenne sur l'épaisseur de la feuille métallique introduit des écarts inférieurs au %.

Pour un premier calcul, supposons une émission isotrope des particules, en nous réservant de revenir plus tard sur cette hypothèse. La probabilité de détection d'une trace de parcours équivalent R dans le métal est simplement donnée par l'angle solide défini par nos trois critères (voir fig. 4) :

$$p(R) = \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} \sin \xi d\xi$$

ou

$$\cos \xi_{\min} = \frac{\delta}{R} + \frac{Sd}{R} \leq \cos 20^\circ \quad (\text{critère 3})$$

$$\cos \xi_{\max} = \frac{\delta}{R} + \frac{S(e + \delta)}{3R} \text{ ou } \frac{e + \delta}{\sqrt{(D/2)^2 + (e + \delta)^2}} \quad (\text{critère 1 ou 2})$$

δ = demi épaisseur de la feuille métallique

d = épaisseur de l'émulsion sensible

S = pouvoir d'arrêt de l'émulsion relatif au métal

e = épaisseur moyenne de la couche d'air entre le métal et l'émulsion

$D/2$ = rayon du champ de vue du microscope

Coupe à travers le sandwich

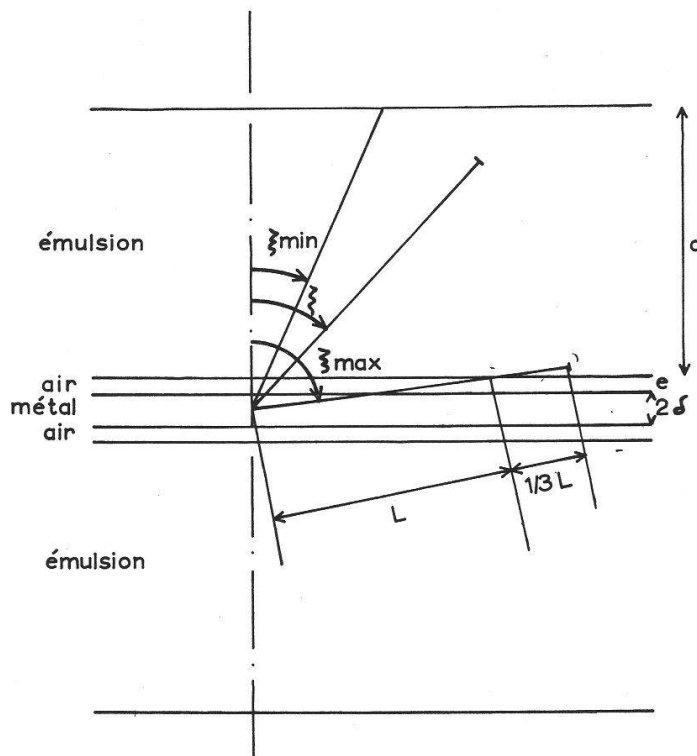


Fig. 4.

Le critère 1 permet en effet d'écrire, la perte d'énergie dans l'air étant négligeable :

$$S \frac{L}{3} + \frac{\delta}{\cos \xi_{\max}} = R \quad (\text{parcours équivalent dans le métal})$$

D'autre part, la géométrie permet d'écrire

$$\cos \xi_{\max} = \frac{e + \delta}{L}$$

L'élimination de L conduit immédiatement à

$$\cos \xi_{\max} = \frac{\delta}{R} + \frac{S(e + \delta)}{3R}$$

La figure 5a représente la valeur de $1/p(R)$ pour le sandwich de Cu.

Remarque :

Revenons sur l'hypothèse de l'émission isotrope. Nos distributions angulaires expérimentales selon l'angle d'incidence des neutrons ne sont pas isotropes. A partir des distributions angulaires expérimentales corrigées (par la probabilité de détection en fonction de l'angle) nous avons calculé, avec une méthode de Monte-Carlo et en supposant la distribution azimuthale autour de la direction d'incidence isotrope, la distribution en ξ dans le sandwich. Il se trouve qu'entre 20° et 90° cette distribution est isotrope ; ce qui est précisément le domaine dans lequel les traces sont discriminées.

2. Probabilité de détection d'une trace faisant un angle Θ avec la direction des neutrons

La distribution corrigée des parcours étant connue, il est possible de déterminer la valeur moyenne de l'angle ξ_{\max} défini par le critère 1 :

$$\xi_{\max} = \arccos \left(\frac{\delta}{R} + \frac{S}{3} \frac{\delta + e}{R} \right)$$

Le calcul basé sur nos distributions énergétiques corrigées nous a donné :

$$\begin{aligned} \text{Cuivre} \quad \overline{\xi}_{\max} &= 78^\circ \\ \text{Argent} \quad \overline{\xi}_{\max} &= 79^\circ \\ \text{Platine} \quad \overline{\xi}_{\max} &= 81^\circ \end{aligned}$$

Ces trois angles étant très voisins, nous conduisons notre calcul avec la valeur 80° , ce qui permet d'effectuer les mêmes corrections dans les trois sandwiches.

Les critères de reconstruction définissent, sur la sphère trigonométrique centrée sur l'étoile, trois régions dans lesquelles les traces ne sont pas retenues :

- 1° deux calottes « polaires » délimitées par les angles $\xi = 20^\circ$ et $\xi = 160^\circ$,
- 2° une zone « équatoriale » comprise entre $\xi = 80^\circ$ et $\xi = 100^\circ$.

La probabilité de détecter une trace d'angle Θ avec la direction d'incidence est simplement le rapport entre la longueur du parallèle d'angle Θ hors des régions 1° et 2° et sa longueur totale. Cette probabilité est déterminée graphiquement par les méthodes classiques de la géométrie descriptive ; la figure 5b en donne la représentation graphique.

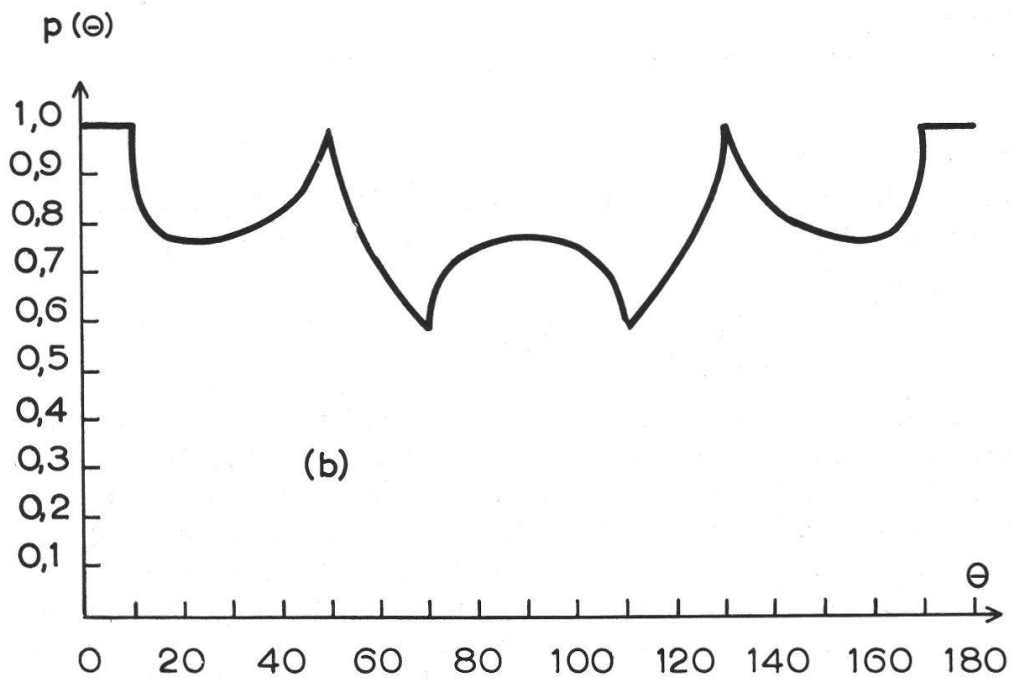
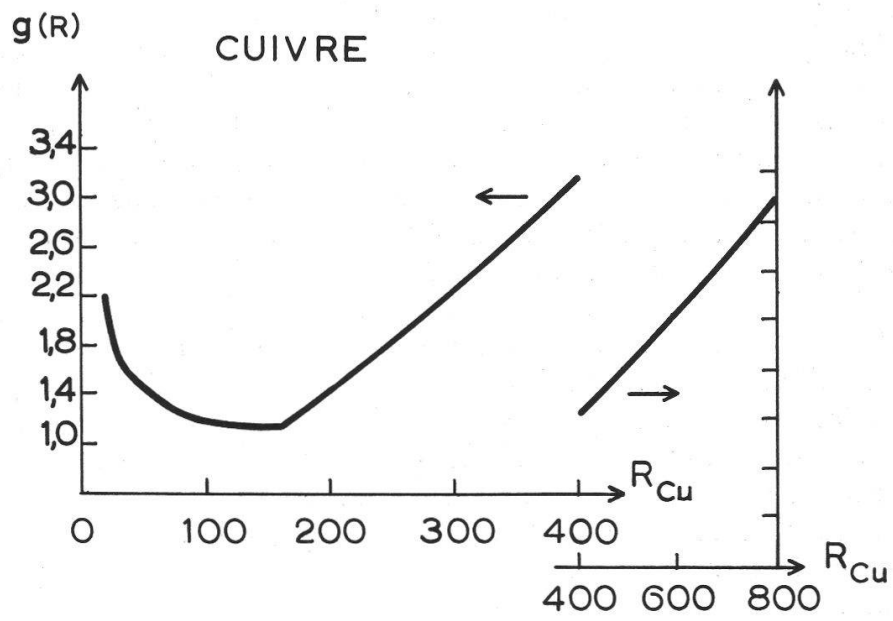


Fig. 5.

3. RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Les prédictions de la théorie de l'évaporation nucléaire portent sur les spectres d'énergie, les rapports d'émission et les distributions angulaires (qui devraient être isotropes dans le système lié au noyau émetteur) des différentes particules émises. D'autre part, les calculs de cascade, comme ceux de METROPOLIS et al. (1958), prédisent la distribution des énergies résiduelles après ce processus, distribution en rapport avec la répartition des étoiles en nombre de branches.

Nos résultats sont basés sur l'étude des étoiles à deux branches et plus. Les traces des étoiles à une seule branche ne sont pas comprises (sauf indication contraire) dans cette analyse. En effet, comme nous l'avons déjà noté, le nombre de ces étoiles est mal assuré par suite de confusion possible avec des étoiles de l'émulsion. Le grand nombre de ces traces d'étoiles à une branche (voir fig. 17) « souillerait » les résultats obtenus sur les étoiles à plusieurs branches.

Le tableau III indique le nombre d'étoiles, le nombre de traces identifiées et le nombre de traces s'arrêtant dans l'émulsion pour les trois métaux.

TABLEAU III

	<i>Cu</i>	<i>Ag</i>	<i>Pt</i>
Nombre d'étoiles	244	222	147
Nombre de « protons » détectés .	498	471	243
Nombre d'« alphas » détectés . .	189	202	166
Nombre de « protons » s'arrêtant dans l'émulsion	331	257	100
Nombre d'« alphas » s'arrêtant dans l'émulsion	182	194	150

A. Les spectres d'énergie

Sous sa forme la plus simple, la théorie de l'évaporation nucléaire (voir annexe 1) prévoit un spectre de la forme suivante pour les particules chargées :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{A}{T^2} (E - V) \exp\left(-\frac{E - V}{T}\right) \quad (1)$$

où A est une constante de normalisation représentant le nombre total de particules émises, V la barrière de Coulomb (éventuellement abaissée pour tenir compte de l'effet tunnel, de la dilatation thermique du noyau et des oscillations de surface du noyau) et T la température nucléaire moyenne durant les évaporations successives de plusieurs particules. La température nucléaire devrait, en principe, être la même pour tous les types de particules émises.

Habituellement, toutes les particules de charge $z = 1$ sont considérées comme des « protons » et celles de charge $z \geq 2$ comme des « alphas ». Les énergies sont alors déterminées par le parcours de ces particules dans l'émulsion photographique. Les figures 6 et 7 représentent les

spectres expérimentaux (corrigés par la probabilité de détection) ainsi obtenus. Les flèches représentent les barrières de Coulomb calculées selon les indications de l'annexe 2. Les courbes pointillées sont des essais d'adaptation selon la formule (1) où les paramètres V et T sont choisis de manière à obtenir la meilleure adaptation, la surface totale étant la même pour les spectres expérimentaux et théoriques. On remarque l'adaptation satisfaisante pour les « protons » (à condition d'admettre un abaissement considérable de la barrière de Coulomb) et l'adaptation relativement moins bonne des spectres d'« alphas » conduisant par ailleurs à des valeurs aberrantes des paramètres V et T . Ces constatations ont été faites dans tous les travaux relatifs aux étoiles nucléaires de l'émulsion (mélange AgBr).

Notre travail, portant sur trois cibles bien définies chimiquement, présente l'avantage de permettre une confrontation des résultats obtenus avec la théorie en fonction de la masse A de la cible. Le tableau IV représente les températures obtenues dans ce premier essai d'adaptation; les valeurs théoriques sont celles calculées dans l'annexe 1, § 4.

TABLEAU IV

	<i>Cu</i>	<i>Ag</i>	<i>Pt</i>
T_{exp} (« protons »)	2	2	3 MeV
T_{exp} (« alphas »)	4	5	6 MeV
$T_{\text{théorique}}$	2,16	1,82	1,51 MeV

On constate : 1° une variation expérimentale de la température en fonction de A qui va à l'encontre de celle attendue théoriquement;

2° une température moyenne plus faible pour les « protons » que pour les « alphas ».

Revenons sur notre classification grossière des particules en « protons » et en « alphas » et envisageons la possibilité de l'émission d'autres particules expérimentalement confondues avec les protons (deutons, tritons) ou les alphas (He^3 , Li^6 , etc.). Considérons alors la distribution des parcours des particules de charge $z = 1$, respectivement $z \geq 2$, sans faire d'hypothèse sur la nature de ces particules, et comparons cette distribution avec le spectre théorique (1) mais transformé en distribution des parcours grâce à la relation empirique

$$E = b R^a$$

dans laquelle a et b sont des constantes déduites des relations parcours-énergie, b étant différent selon la nature de la particule :

$$\frac{dN}{dR} = \text{Const} (R^a - R_0^a) R^{a-1} \exp\left(-\frac{b}{T}(R^a - R_0^a)\right) \quad (2)$$

où $R_0 = R(V)$ est le parcours minimum (pour un type donné de particule) correspondant à une énergie cinétique égale à la barrière coulombienne.

SPECTRES ENERGETIQUES CORRIGES
DES "PROTONS"

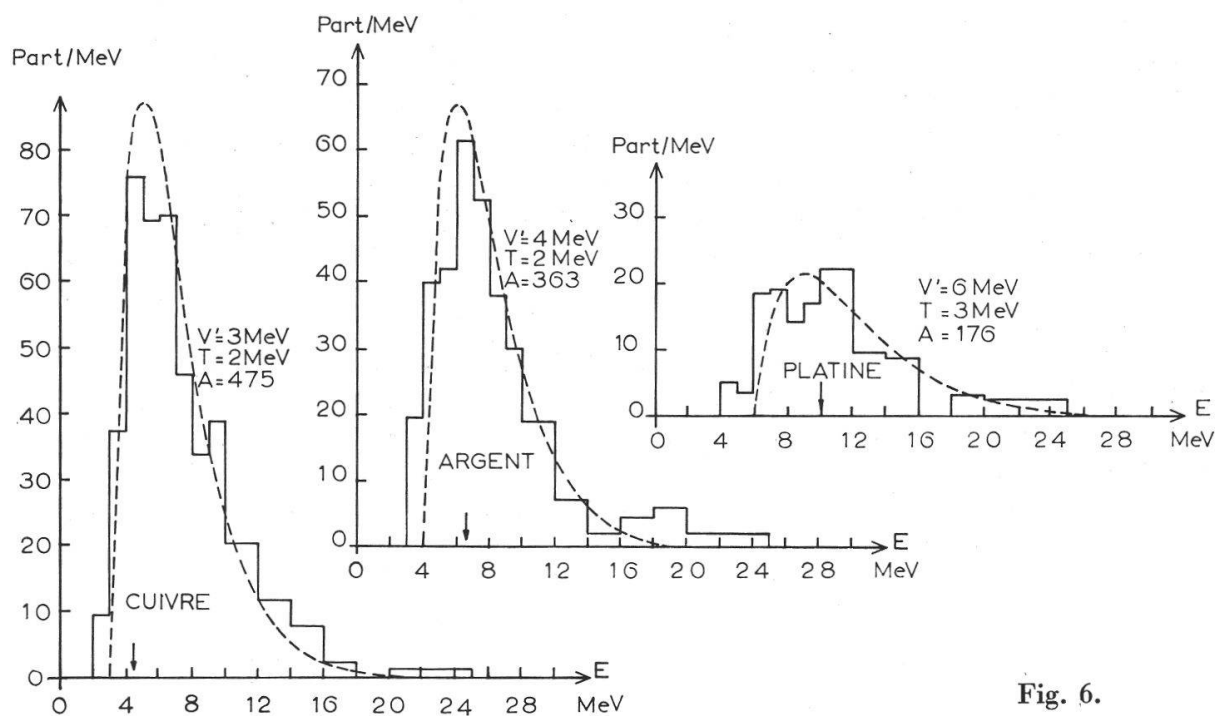


Fig. 6.

SPECTRES ENERGETIQUES CORRIGES
DES "ALPHAS"

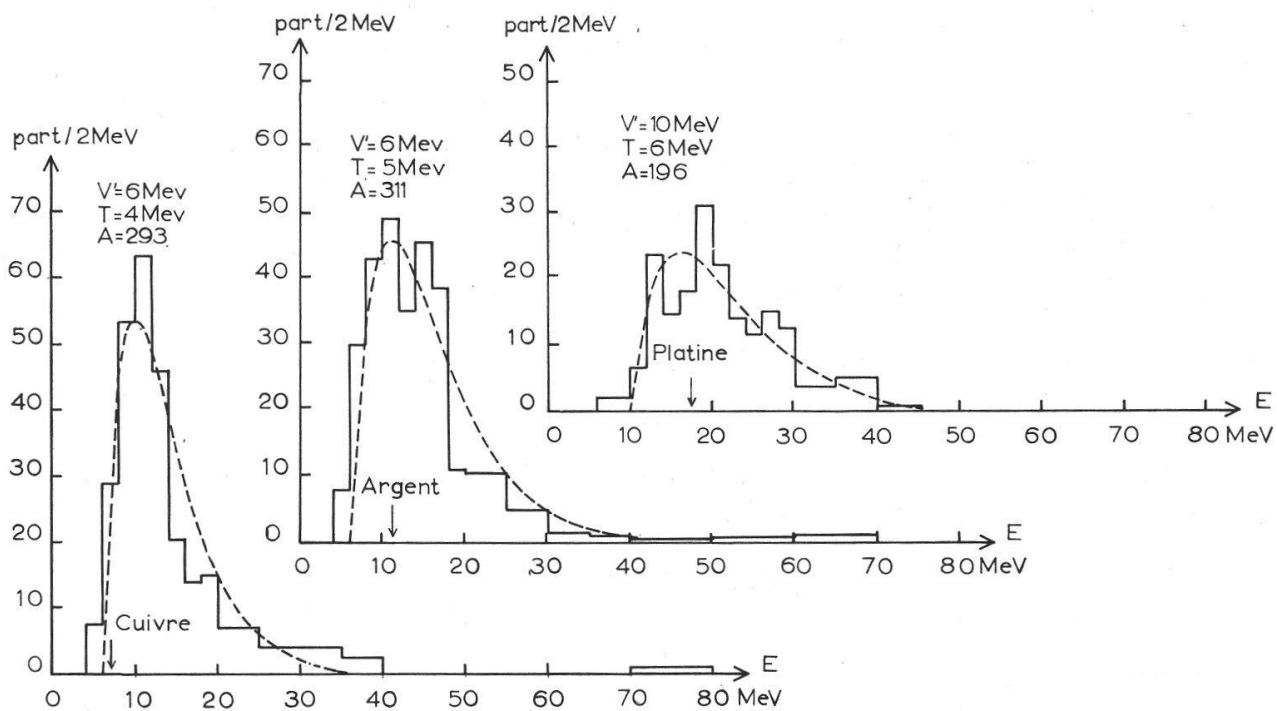


Fig. 7.

Les histogrammes des figures 8 à 10 représentent nos distributions expérimentales (corrigées pour tenir compte de la probabilité de détection). On constate qu'il est impossible d'adapter un spectre théorique de la forme (2) des parcours relatifs à un seul type de particules. Plusieurs types de particules sont nécessaires à l'interprétation de nos histogrammes. Ainsi ce procédé apparemment nouveau nous permet d'estimer directement les rapports d'émission des différents types de particules (avec une imprécision assez grande il est vrai, imprécision due à la pauvreté de la statistique et aux imprécisions expérimentales de la détermination de R) et de donner aux spectres des « protons » ($z = 1$) la même température qu'aux spectres des « alphas » ($z \geq 2$).

L'intérêt de ces essais d'adaptation réside tout particulièrement dans les deux faits suivants :

- 1° L'anomalie signalée généralement concernant le nombre trop élevé de particules « alphas » émises aux basses énergies s'explique avec vraisemblance par une contamination due à l'émission de noyaux de Li (difficilement discriminables à faible énergie). Notre distribution des parcours des traces issues de Pt est d'autant plus significative que la barrière de Coulomb est un paramètre calculé (voir annexe 2) et non adapté et que la température est la même que celle des protons.

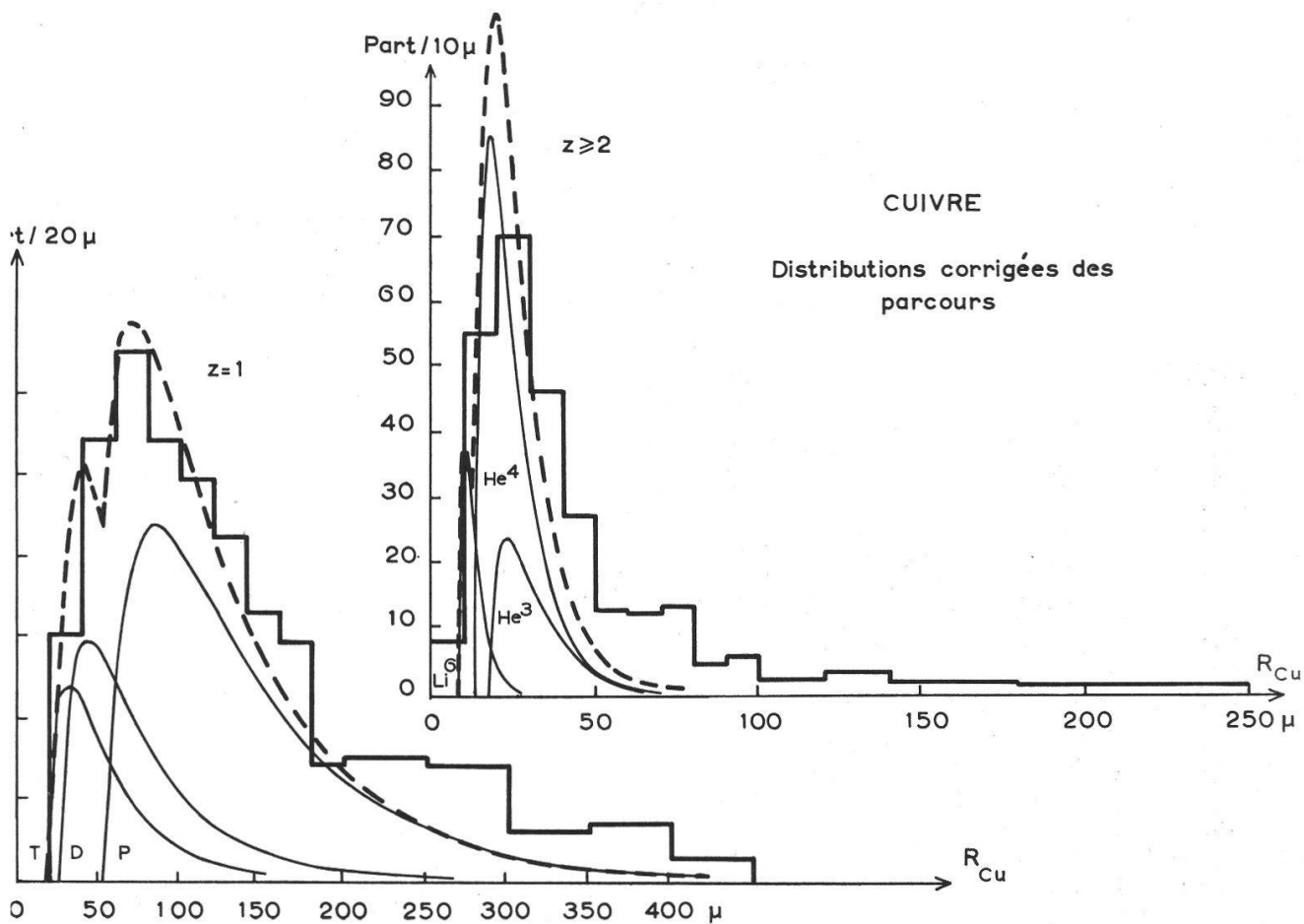


Fig. 8.

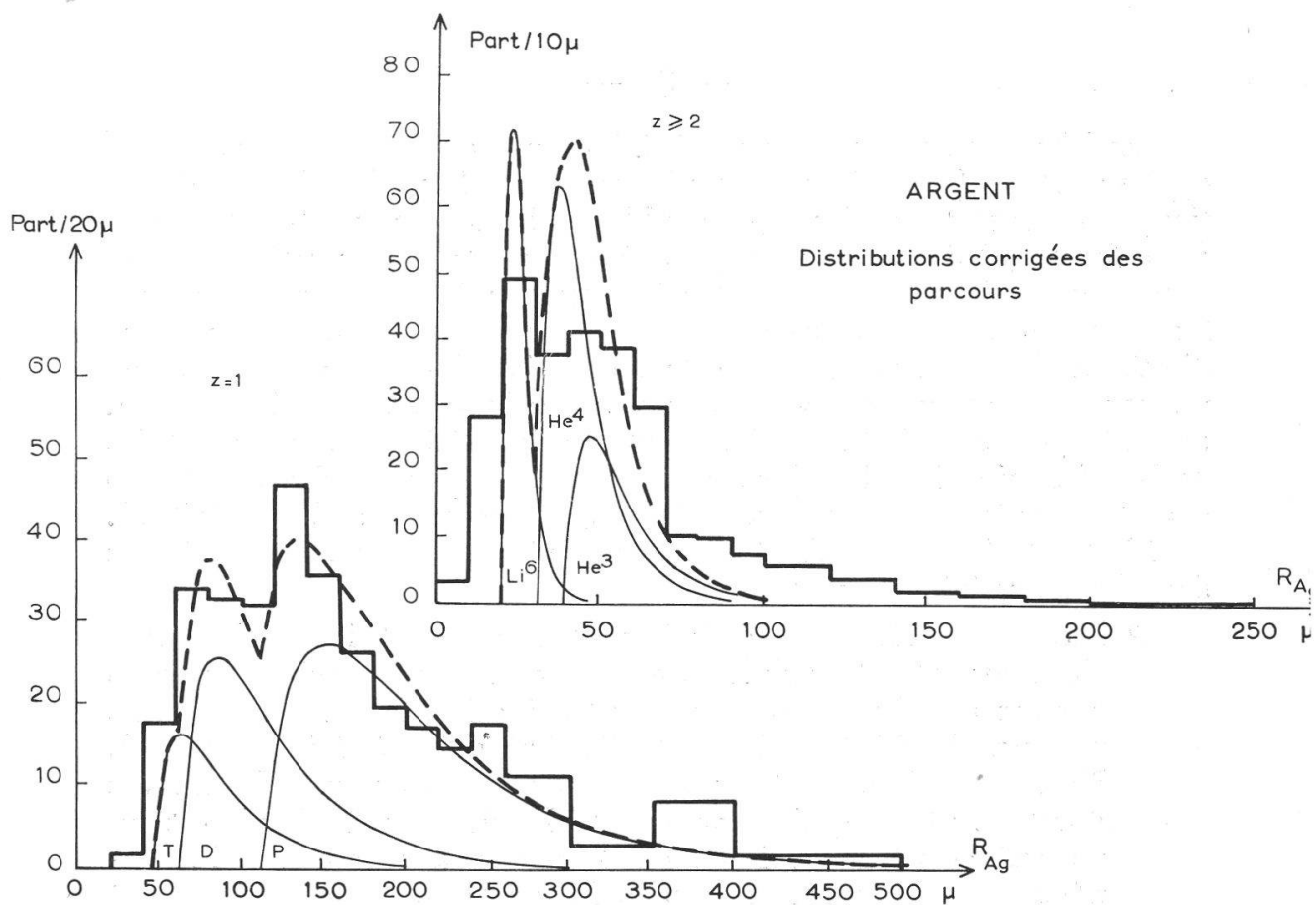


Fig. 9.

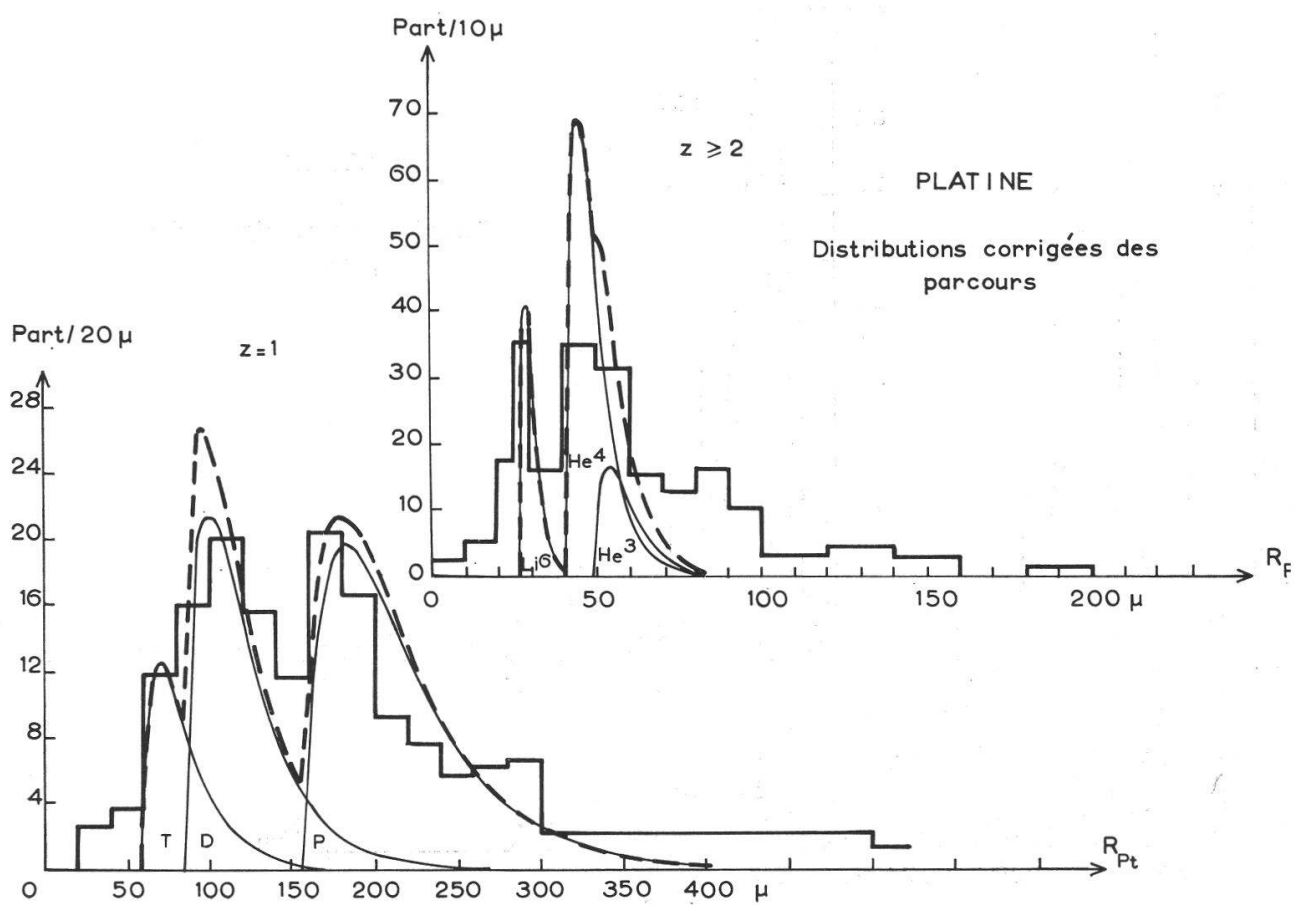


Fig. 10.

- 2° La température expérimentale des spectres de particules « alphas » trouvée généralement supérieure à celle des spectres de « protons » semble artificiellement due au fait que la discrimination entre He^3 et He^4 est impossible à ces énergies; nos histogrammes montrent qu'il suffit d'une faible proportion de He^3 pour expliquer cet élargissement.

Il convient de remarquer ici déjà que les spectres dans les cas des « alphas » ne sont pas aussi satisfaisants que dans les cas des « protons ».

Nous pensons donc que les anomalies habituellement citées, soit l'abaissement exagéré de la barrière de Coulomb (que SÜSSMANN (1953) tente d'expliquer par une fission précédant l'évaporation) et la température des spectres d'« alphas » supérieure à celle des spectres de « protons » (que HARDING et al. (1949) expliquent par l'émission des « alphas » au début du processus d'évaporation, interprétation en accord avec un abaissement de la barrière coulombienne provoqué par une dilatation thermique et des oscillations de surface, plus importantes au début du processus) ne sont qu'apparentes. Ces anomalies proviennent de la mauvaise interprétation des spectres énergétiques expérimentaux. Trois raisons expliquent pourquoi, jusqu'ici, les spectres obtenus dans AgBr ont été interprétés de façon incorrecte :

- 1° L'impossibilité de déterminer à la fois la masse et la charge d'une particule d'une dizaine de MeV dans une émulsion photographique conduit à classer les particules en « protons » ($z = 1$) et « alphas » ($z \geq 2$) et à déterminer l'énergie au moyen du parcours. Si par exemple la particule appelée « alpha » est en réalité un noyau de Li, l'énergie ainsi déterminée est trop faible; si c'est un He^3 , elle est trop élevée, ce qui contribue dans les deux cas à élargir le spectre et en définitive à attribuer au processus une température moyenne trop élevée et une barrière de Coulomb trop faible.
- 2° L'impossibilité de distinguer les étoiles provenant des noyaux d'Ag de celles issues de Br conduit à la superposition de deux spectres dont les barrières coulombiennes sont différentes. Par conséquent, la méthode consistant à reporter les distributions des longueurs ne met pas en évidence de façon aussi nette que dans notre cas les pics dus aux différents types de particules émises.
- 3° L'impossibilité de distinguer à coup sûr les étoiles provenant de la gélatine (C, N, O) de celles provenant d'Ag ou Br conduit à ne retenir que les étoiles à grand nombre de branches (supérieur à 7 en général). Par conséquent, le noyau émetteur est caractérisé (pour des étoiles riches) par des valeurs de A qui s'échelonnent, au cours des émissions successives, dans un domaine plus étendu que pour des étoiles à petit nombre de branches. Il s'ensuit une variation de la barrière de Coulomb au cours des évaporations

successives qui, indépendamment de la remarque précédente, ne permet pas de mettre en évidence des pics dans la distribution des parcours.

Les courbes des figures 8 à 10 ont été tracées en imposant une même température nucléaire dans la formule (2) pour les trois types de particules (protons, deutons, tritons), température qui correspond à la meilleure adaptation possible dans chaque sandwich. L'imprécision de nos spectres expérimentaux ne permet pas de déterminer cette température à mieux que 0,1 MeV près. Les barrières de Coulomb sont celles calculées dans l'annexe 2, § 2, sauf pour les protons, particules pour lesquelles les barrières ont dû être abaissées d'environ 10 % pour s'adapter aux distributions expérimentales (ce qui correspond à une transparence de barrière d'un ordre de grandeur tout à fait plausible).

Les courbes correspondant aux particules de charge $z \geq 2$ ont été tracées en prenant comme température celle obtenue (par adaptation) pour les particules de charge $z = 1$ et comme barrières coulombiennes celles calculées dans l'annexe 2, § 2. Toutes ces courbes ont été tracées en adaptant les surfaces aux histogrammes expérimentaux dans la région des pics. On remarque qu'il subsiste toutefois une anomalie : l'émission de particules de grande énergie n'est pas expliquée par la théorie de l'évaporation.

Le tableau V met en rapport les températures calculées dans l'annexe 1 § 4 à celles déterminées expérimentalement. On constate maintenant une variation avec A , dans le sens attendu, mais une température calculée systématiquement trop élevée.

TABLEAU V

	$T_{\text{calc.}}$	$T_{\text{exp.}}$
Cuivre	2,16 MeV	1,6 MeV
Argent	1,82	1,3
Platine	1,51	1,1

L'analyse des distributions angulaires (voir sous C) nous conduit à admettre qu'une proportion importante des traces émises (tant « alphas » que « protons ») proviennent d'un processus autre que l'évaporation. Nous reviendrons sur ce désaccord dans nos conclusions (chap. 4).

B. Les rapports d'émission

Les rapports théoriques d'émission des différentes sortes de particules émises peuvent se déterminer à partir des calculs de Monte-Carlo de DOSTROVSKY et al. (1958). Ces auteurs ont conduit leurs calculs pour deux valeurs du paramètre de densité de niveau a et deux valeurs V_0 et V_1 de la barrière coulombienne (voir annexe 1, § 1c). Le tableau VI indique les nombres moyens calculés des différentes particules émises par événement (nombres déterminés d'après les fig. 14, 15, 16, et 23 à 28 de la référence 7), l'énergie d'excitation initiale étant obtenue par interpolation des données de notre figure 1.

TABLEAU VI

		${}_1\text{H}^1$	${}_1\text{H}^2$	${}_1\text{H}^3$	${}_2\text{He}^3$	${}_2\text{He}^4$	\bar{v}
<i>Cuivre*</i>	$a = \frac{A}{10}, V_0$	0,57	0,15	—	—	0,15	0,87
U = 77 MeV	$a = \frac{A}{10}, V_1$	0,95	0,26	—	—	0,26	1,47
(Cu ⁶⁴)	$a = \frac{A}{20}, V_0$	1,31	0,65	0,15	—	0,65	2,76
<i>Argent</i>	$a = \frac{A}{10}, V_0$	1,04	0,15	0,03	—	0,27	1,45
U = 98 MeV	$a = \frac{A}{10}, V_1$	0,92	—	—	—	0,35	1,27
(Ag ¹¹¹)	$a = \frac{A}{20}, V_0$	0,75	0,15	0,12	—	0,45	1,47
<i>Platine</i>	$a = \frac{A}{10}, V_0$	0,52	—	—	—	0,11	0,63
U = 126 MeV	$a = \frac{A}{10}, V_1$	0,69	—	—	—	0,42	1,11
(Ta ¹⁸¹)	$a = \frac{A}{20}, V_0$	0,80	0,17	0,08	0,03	0,33	1,41

* Les indications de la figure 14 de la référence 7 ne sont pas cohérentes : $J_c \geq \bar{p} + \bar{a}$.

Les données du tableau VI ne sont pas directement comparables en valeur absolue à nos résultats expérimentaux qui sont limités aux étoiles à 2 branches et plus. Le tableau VII permet de comparer les rapports $(d + t)/p$ et $(z \geq 2)/(z = 1)$, c'est-à-dire de la somme des deutons et des tritons au nombre de protons émis et de la somme des particules de charge $z \geq 2$ à celle des particules de charge unité.

TABLEAU VII

	$(d + t)/p$			$(z \geq 2)/(z = 1)$		
	Cu	Ag	Pt	Cu	Ag	Pt
Ce travail	0,65	0,81	0,92	0,39	0,72	0,79
$a = \frac{A}{10}, V_0$	0,26	0,17	0,00	0,21	0,22	0,21

	$(d + t)/p$			$(z \geq 2)/(z = 1)$		
	Cu	Ag	Pt	Cu	Ag	Pt
$a = \frac{A}{10}, V_1$	0,27	0,00	0,00	0,21	0,38	0,61
$a = \frac{A}{20}, V_0$	0,61	0,36	0,31	0,31	0,44	0,34

On remarquera que nos valeurs expérimentales (fort imprécises vu les difficultés de l'adaptation des courbes théoriques à nos distributions basées sur quelques centaines de traces seulement) semblent plus près des valeurs calculées avec le paramètre $a = A/20$ que de celles calculées avec $a = A/10$, remarque sur laquelle nous reviendrons dans nos conclusions, une proportion appréciable des traces provenant en effet d'un processus différent de l'évaporation.

C. Les distributions angulaires

La théorie prévoit une émission isotrope des particules dans le système lié au noyau émetteur. L'impulsion emportée par les particules de cascade étant connue (voir annexe 3) il est possible de déterminer la vitesse du noyau émetteur et par suite l'anisotropie des traces d'évaporation (voir annexe 3). Le calcul montre que le mouvement du noyau émetteur a peu d'effet sur la distribution des particules émises.

Les figures 11 à 13 représentent nos distributions expérimentales, corrigées pour tenir compte des pertes consécutives aux critères de reconstruction (θ étant l'angle avec la direction d'incidence des neutrons); elles sont basées sur toutes les traces s'arrêtant dans l'émulsion, identifiées comme « protons », et sur toutes les traces identifiées comme « alphas ».

Nos distributions expérimentales présentent un nombre important de particules émises vers l'avant, nombre incompatible avec l'anisotropie résultant du mouvement du noyau émetteur. Ce fait est bien connu et est généralement interprété en invoquant la présence de particules émises lors d'un processus antérieur à l'évaporation, notamment lors de la cascade. Comme l'émission de particules « alphas » n'est pas envisagée dans les calculs de cascade, nous examinerons séparément les distributions angulaires des « protons » et des « alphas ».

Distributions angulaires des « protons »

Les figures 11 à 13 représentent les distributions angulaires (corrigées) des « protons » s'arrêtant dans l'émulsion, traces qui sont à la base des spectres énergétiques discutés sous A. La moyenne du cosinus de l'angle θ avec la direction d'incidence est une grandeur significative de la distribution angulaire (plus représentative de la distribution que

CUivre Distributions angulaires corrigées

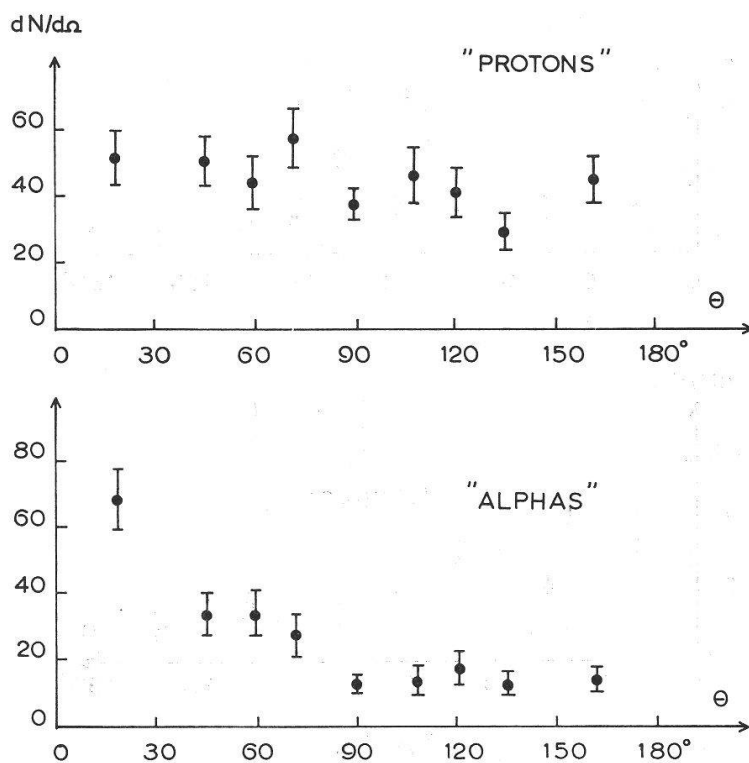


Fig. 11.

ARGENT Distributions angulaires corrigées

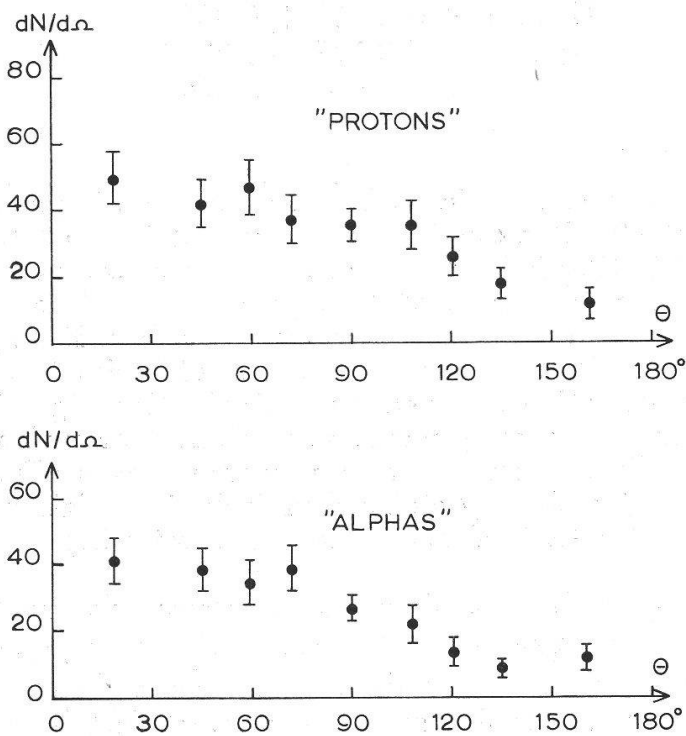


Fig. 12.

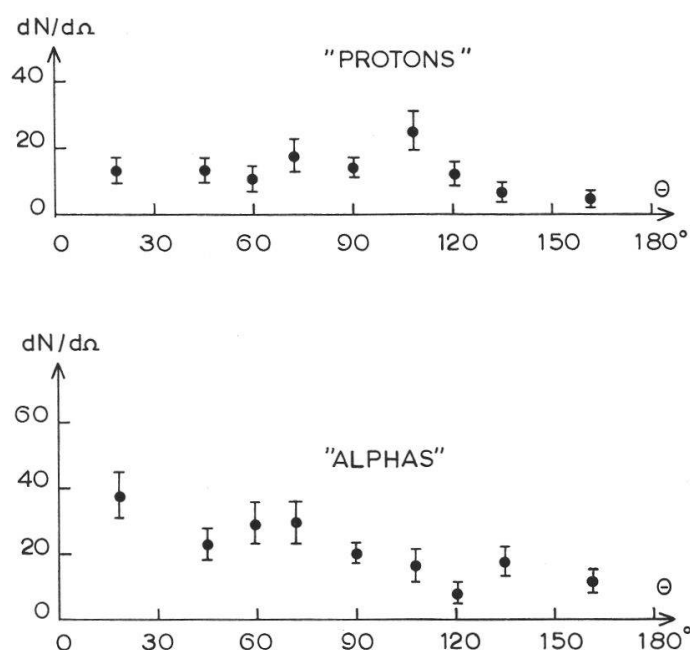


Fig. 13.

le rapport du nombre de traces émises vers l'avant et vers l'arrière, généralement utilisé); les valeurs expérimentales sont :

$$\begin{aligned} \text{Cu : } \overline{\cos \Theta} &= 0,065 \pm 0,028 \\ \text{Ag : } &0,175 \pm 0,030 * \\ \text{Pt : } &0,080 \pm 0,044 \end{aligned}$$

Remarque :

La valeur anormalement élevée de $\overline{\cos \Theta}$ pour Ag n'a pas de signification physique ; elle résulte d'un « accident » expérimental : en effet, une des émulsions du sandwich d'Ag (celle détectant les traces émises vers l'arrière), bien que développée en même temps et dans les mêmes conditions que les autres plaques, présente une corrosion importante en surface. Il s'ensuit une diminution de l'efficacité d'exploration des traces peu ionisées dans une plaque et, par suite, une modification artificielle de la distribution angulaire des protons. Nous ne tiendrons pas compte par la suite de la distribution angulaire des « protons » d'Ag. Cette corrosion est apparemment sans effet sur les traces fortement ionisées (particules « alphas ») mais diminue légèrement le nombre détecté des étoiles à petit nombre de branches (voir fig. 17).

La connaissance des distributions angulaires des protons d'évaporation et de celle des protons de cascade dont l'énergie est inférieure à 30 MeV (ou du moins la connaissance du $\overline{\cos \Theta}$ de ces distributions, voir annexe 3), permet d'évaluer le rapport N_c/N_e du nombre de « knock-ons » au nombre de protons d'évaporation :

	Cu	Pt
Evaporation (voir annexe 3) : $\overline{\cos \Theta} = 0,036$		0,008
Cascade (voir annexe 3) : $\overline{\cos \Theta} = 0,24$		0,25
Expérimentalement : $\overline{\cos \Theta} = 0,065$		0,080

La valeur expérimentale correspond à la moyenne pondérée des cosinus moyens des traces d'évaporation et de cascade, d'où les valeurs suivantes pour les rapports N_c/N_ϵ :

$$\begin{aligned} \text{Cu : } N_c/N_\epsilon &= 0,17 \\ \text{Pt : } &0,42 \end{aligned}$$

Les nombres expérimentaux moyens (corrigés pour tenir compte de la probabilité de détection en fonction de l'angle d'émission) de « protons » par étoile sont :

$$\begin{aligned} \text{Cu : } N_\epsilon + N_c &= 1,78 \\ \text{Ag : } &(1,54) \\ \text{Pt : } &0,92 \end{aligned}$$

ils permettent de calculer (pour Cu et Pt) le nombre de « knock-ons » dans le domaine d'énergie considéré grâce aux rapports N_c/N_ϵ ci-dessus. On trouve alors :

$$\begin{aligned} \text{Cu : } N_c &= 0,26 \\ \text{Pt : } &0,27 \end{aligned}$$

Ces valeurs sont en accord qualitatif avec les résultats des calculs de METROPOLIS et al. (1958) montrant que le nombre de protons de cascade dépend peu de A (irradiation aux protons); une comparaison quantitative n'est pas possible, METROPOLIS et al. n'indiquant pas le nombre de protons émis lors d'une irradiation aux neutrons.

Distribution angulaire des « alphas »

La quasi-totalité des « alphas » identifiés s'arrêtent dans l'émulsion; les distributions des figures 11 à 13 et les spectres énergétiques discutés sous A sont donc basés sur les mêmes traces à quelques exceptions près. Les valeurs expérimentales du cosinus moyen sont :

$$\begin{aligned} \text{Cu : } \overline{\cos \Theta} &= 0,315 \pm 0,042 \\ \text{Ag : } &0,228 \pm 0,035 \\ \text{Pt : } &0,194 \pm 0,040 \end{aligned}$$

La possibilité de l'émission de particules alphas par interaction directe a été invoquée par plusieurs auteurs, notamment par VAGANOV et OSTROUMOV (1958) à la suite de leur étude d'étoiles dans AgBr induites par des protons de 360, 560 et 660 MeV. A l'instar d'HOGSDON (1958) ces auteurs font l'hypothèse (fausse à notre avis) que les traces émises dans l'hémisphère arrière proviennent toutes d'un processus

d'évaporation et en déduisent, par comparaison des nombres de traces émises dans les hémisphères avant et arrière, que le 20 % des « alphas » émis le sont à la suite d'interactions directes lors de la cascade.

Si l'on admet cette valeur de 20 %, il est possible de calculer le cosinus moyen des alphas de cascade; en effet, pour Ag :

Evaporation : $\overline{\cos \Theta} = 0,029$ (voir annexe 3)

Expérimentalement : $\overline{\cos \Theta} = 0,228$

$N_c/N_e = 0,25$ (réf. 26)

$$\frac{N_e \cdot 0,029 + N_c \overline{\cos \Theta}_{\text{casc}}}{N_e + N_c} = 0,228$$

Il en résulte immédiatement : $\overline{\cos \Theta}_{\text{casc}} = 1,00 !!!$

Le rapport N_c/N_e de VAGANOV et OSTROUMOV est donc nettement sous-estimé. Il est clair que leur hypothèse selon laquelle tous les alphas émis dans l'hémisphère arrière proviennent du processus d'évaporation est en cause. En effet, une telle hypothèse n'est valable que s'il s'agit de chocs directs entre les nucléons incidents et les particules alpha préformées : dans ce cas, les alphas sont alors émis avec un angle Θ inférieur à 90° , et un diagramme de corrélation énergie-angle met en évidence des points s'alignant sur une courbe caractéristique de la dynamique du choc. Or, il n'en est rien, comme le montre notre figure 14 corroborée d'ailleurs par la figure 5 donnée par HOGSDON (1958). Ces alphas rendant les distributions angulaires fortement anisotropes ne proviennent donc ni d'un phénomène d'évaporation ni de chocs directs avec les nucléons incidents. Nous pensons qu'ils sont émis à la suite de collisions avec des nucléons secondaires lors de la cascade. Les distributions angulaires de ces nucléons de cascade sont du même type que celles indiquées par METROPOLIS et al. (1958) (fig. 6 à 9 de cette référence) et s'étendent de 0° à 180° ; il doit donc en être de même pour la distribution angulaire d'« alphas » émis lors de cette cascade.

Une évaluation de N_c/N_e plus proche de la réalité pourrait être celle-ci :

Les particules « alpha » considérées ont une énergie cinétique moyenne d'environ 15 MeV en dehors du noyau, à laquelle s'ajoute un potentiel moyen d'environ 26 MeV à l'intérieur du puits. Cette valeur est intermédiaire entre l'énergie de Coulomb interne d'un proton et d'un alpha et a très peu d'influence heureusement sur le résultat de nos considérations. Ces particules « alpha » ont subi un choc avec un nucléon dont l'énergie, à l'intérieur du noyau, obéit à la relation

$$E_\alpha = \frac{16}{25} E_n \cos^2 \varphi$$

Avec la valeur moyenne $1/2$ pour $\cos^2 \varphi$, on en tire la valeur $E_n = 124$ MeV pour l'énergie du nucléon à l'intérieur du noyau, soit 98 MeV à l'extérieur. La figure 24 de l'annexe 3 permet d'évaluer grossièrement

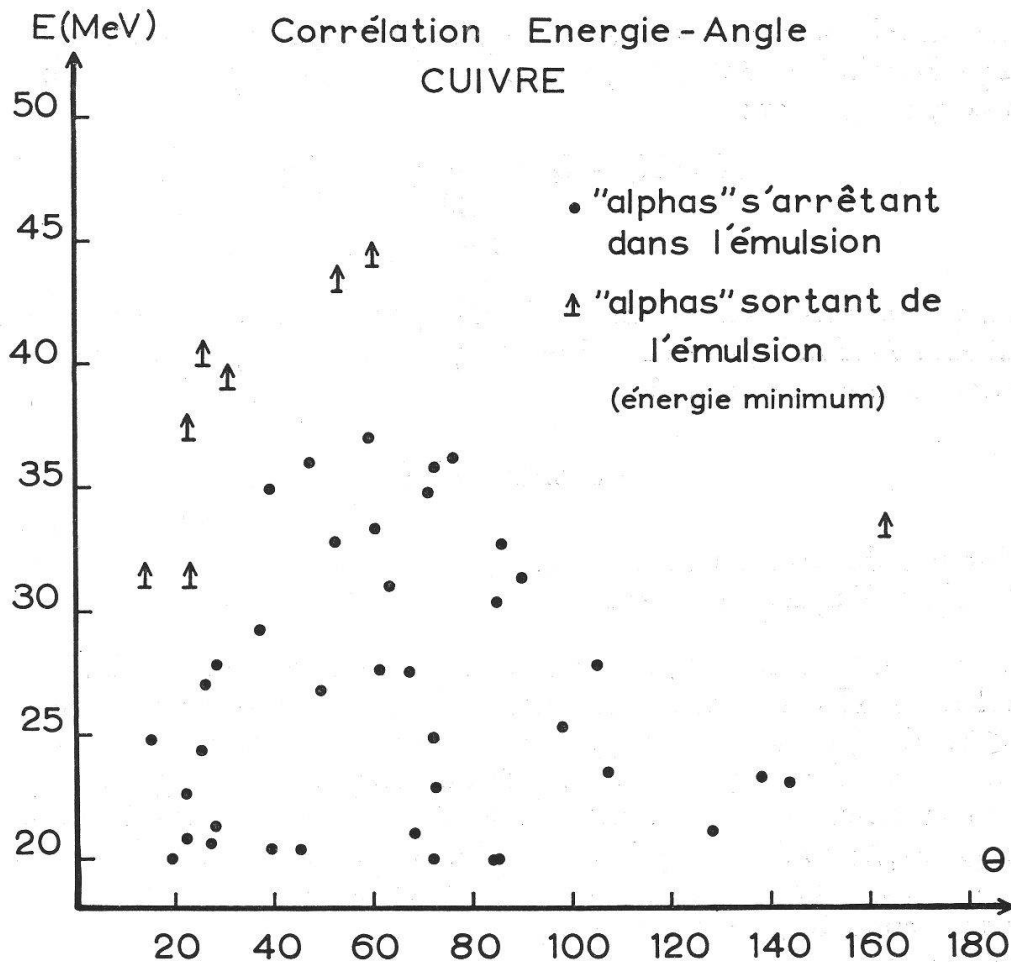


Fig. 14.

le $\overline{\cos \theta}$ des nucléons de cascade qui sont émis avec cette énergie, soit $\overline{\cos \theta} = 0,48$. En supposant que les alphas de cascade ont même distribution angulaire moyenne en θ que les nucléons avec lesquels ils interagissent, et en introduisant les valeurs adéquates dans l'expression :

$$N_e \overline{\cos \theta}_{\text{évap}} + N_c \overline{\cos \theta}_{\text{casc}} = (N_e + N_c) \overline{\cos \theta}_{\text{exp}}$$

on trouve les valeurs suivantes des rapports N_c/N_e :

$$\begin{aligned} \text{Cu : } N_c/N_e &= 1,55 \\ \text{Ag : } &0,79 \\ \text{Pt : } &0,63 \end{aligned}$$

ce qui correspond aux proportions suivantes d'alphas d'évaporation et de cascade :

	évaporation	cascade
Cu :	39 %	61 %
Ag :	56 %	44 %
Pt :	61 %	39 %

Les nombres expérimentaux moyens (corrigés pour tenir compte de la probabilité de détection) de particules « alphas » par étoile obtenus dans ce travail sont :

$$N = N_c + N_e = \begin{array}{ll} 0,99 & \text{pour Cu} \\ 1,20 & \text{Ag} \\ 1,47 & \text{Pt} \end{array}$$

La précédente évaluation de N_c/N_e permet alors de calculer N_c . Le tableau VIII indique les nombres de « protons » et de particules « alphas » de cascade ainsi déterminés.

TABLEAU VIII

	Cu	Ag	Pt
Nombre de protons de cascade	0,26	—	0,27
Nombre d'alphas de cascade	0,61	0,53	0,57

Il convient de remarquer que le nombre de protons indiqué dans le tableau VIII est relatif aux traces de « knock-ons » de faible énergie ($E_p \lesssim 20$ MeV) et qui sont toujours classées comme particules d'évaporation; ce nombre représente une faible proportion des protons émis lors de la cascade. Le nombre élevé d'alphas émis dans le domaine d'énergie $E_\alpha \lesssim 40$ MeV explique les difficultés rencontrées dans l'interprétation des spectres énergétiques des « alphas »; ce nombre constitue une proportion importante des alphas émis lors de la cascade (comme le suggère notre calcul des chocs $\alpha - p$ dans le noyau). Nous discuterons l'effet de ces particules de cascade sur les rapports d'émission dans nos conclusions.

D. Les distributions des étoiles en nombre de branches

La distribution des étoiles en nombre de branches est connue expérimentalement pour son caractère exponentiel (BARBOUR 1954) :

$$N_\nu = N_0 e^{-\xi \nu}$$

La figure 15 représente nos trois distributions (sans correction pour tenir compte de la probabilité de détection d'une trace) basées sur toutes les traces détectées.

Il est possible d'évaluer la forme de la distribution théorique en se basant sur les calculs de cascade de METROPOLIS et al. (1958) et d'évaporation de DOSTROVSKY et al. (1958). Notre figure 16 indique la distribution de l'énergie résiduelle U dans les noyaux de Cu à la suite d'une cascade induite par des protons de 363 MeV (d'après la figure 15, référence 22) et le nombre moyen de particules chargées évaporées de ce même noyau en fonction de l'énergie d'excitation U (d'après la figure 26, référence 7), calcul effectué avec le paramètre de densité de niveau $a = A/20$; notre choix de cette valeur de a est motivé par les

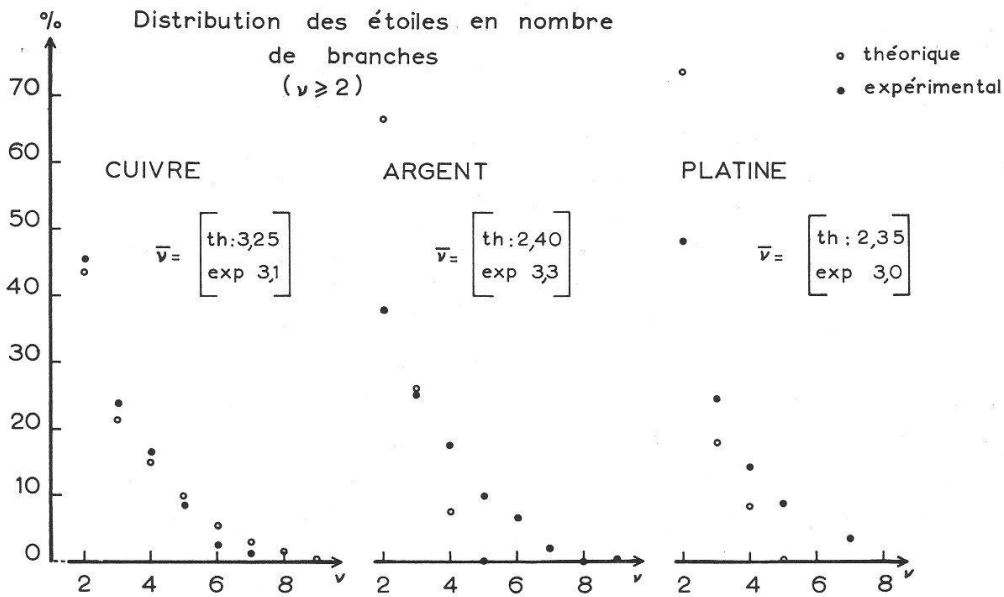


Fig. 15.

résultats discutés sous B). Ces indications permettent alors de déterminer le nombre relatif des phénomènes à ν branches au moyen de la surface de la distribution dN/dU entre l'énergie U correspondant à l'émission de $\nu - \frac{1}{2}$ branches et celle correspondant à $\nu + \frac{1}{2}$ branches. Les résultats relatifs à Cu, Ag et Pt sont représentés sur la figure 15. La comparaison avec l'expérience appelle les remarques suivantes :

1. La correction faisant intervenir la probabilité de détection d'une trace ne modifie pas l'allure générale de la distribution théorique, celle-ci est simplement décalée vers les petits nombres de branches (comme nous l'avons contrôlé par un calcul non reproduit ici).

2. L'étude des distributions angulaires a montré qu'une proportion importante des particules détectées provient d'un autre processus; ce fait tend à déplacer la distribution expérimentale vers les grands nombres de branches.

3. Le bon accord obtenu entre le calcul et l'expérience pour Cu n'est pas réalisé pour Ag et Pt; ce désaccord est à mettre en relation avec celui mis en évidence entre les rapports d'émission calculés et expérimentaux pour Ag et Pt discutés sous B.

La comparaison de nos résultats avec ceux de BARBOUR (1954) pose un problème que nous avons déjà soulevé (5) lors d'une irradiation à 300 MeV : selon BARBOUR, le nombre moyen de branches croît avec A , alors que nous trouvons au contraire une décroissance. Les irradiations de BARBOUR étant faites à grande énergie (rayonnement cosmique), notre résultat montre qu'il y a un « renversement » dans la dépendance $\bar{\nu}(A)$ en fonction de l'énergie incidente, celui-ci se produisant pour une énergie incidente de 400 MeV environ. La valeur élevée pour Ag, $\bar{\nu} = 3,3$ pourrait s'expliquer par des effets de couches (voir à ce sujet la figure 5, référence 7, voir aussi notre remarque page 28).

La distribution en nombre de branches n'est pas un résultat expérimental fournissant beaucoup d'indications sur le phénomène : elle dépend de trop de paramètres mal connus (dans les calculs de cascade et d'évaporation). Nous nous contentons de remarquer que le caractère approximativement exponentiel (fig. 17) de ces distributions provient de la « queue » des distributions en énergie résiduelle après la cascade (voir fig. 16). Les résultats indiqués sur la figure 17 comprennent les étoiles à une seule branche, étoiles dont le nombre est mal assuré par suite de la confusion possible avec des étoiles à une branche provenant de la surface de l'émulsion.

Il reste néanmoins à expliquer le nombre anormalement élevé d'étoiles à une seule branche; une technique expérimentale assurant une meilleure probabilité de détection des particules de faible énergie serait souhaitable (la technique des micelles par exemple).

E. L'énergie d'excitation initiale

La connaissance des nombres moyens $\bar{\nu}_i$ des particules émises, des énergies moyennes \bar{E}_i et des énergies de liaison B_i permet de calculer l'énergie d'excitation initiale moyenne \bar{U} :

$$\bar{U} = \sum_i \bar{\nu}_i (\bar{E}_i + B_i)$$

la somme étant étendue à tous les types de particules émises.

Le tableau IX représente les valeurs de $\bar{\nu}_i$, \bar{E}_i et B_i utilisées pour déterminer les énergies d'excitation relatives à Cu, Ag, Pt.

$\bar{\nu}_i$ est basé sur le nombre moyen corrigé (pour tenir compte de la probabilité de détection en énergie) des traces s'arrêtant dans l'émulsion (respectivement 2,57, 2,53 et 1,97 pour Cu, Ag et Pt) et sur les rapports d'émission tirés de l'adaptation des spectres énergétiques. $\bar{\nu}_p$ est obtenu après déduction des nombres de « knock-ons » indiqués dans le tableau VIII (en admettant la valeur $N_c = 0,30$ pour Ag); la déduction des nombres d'alphas de cascade indiqués dans le tableau VIII conduit à des hérésies ($\bar{\nu}_\alpha < 0$ pour Cu !) provenant de l'imprécision des rapports d'émission expérimentaux; le nombre d'alphas de cascade est alors soustrait du nombre de particules de charge $z \geq 2$ avant la détermination des $\bar{\nu}_i$ au moyen des rapports d'émission. $\bar{\nu}_{\text{neutron}}$ est tiré du travail de DOSTROVSKY et al. (1958) de la manière suivante : dans les figures 26, 27 et 28 de cette référence, figures représentant $\bar{\nu}_i$ en fonction de l'énergie d'excitation U , nous lisons $\bar{\nu}_{\text{neutron}}$ correspondant à la même énergie d'excitation que $\bar{\nu}_J$ = nombre moyen de particules chargées, soit $\bar{\nu}_J = 2,57; 2,53$ et $1,97$.

\bar{E}_i est déterminé au moyen de la formule $\bar{E} = 2T + V$, où T est la température de nos spectres expérimentaux et V la barrière de Coulomb, valeurs indiquées dans notre tableau XII. Pour les neutrons, nous prenons la même température que pour les autres particules et $V = 0$.

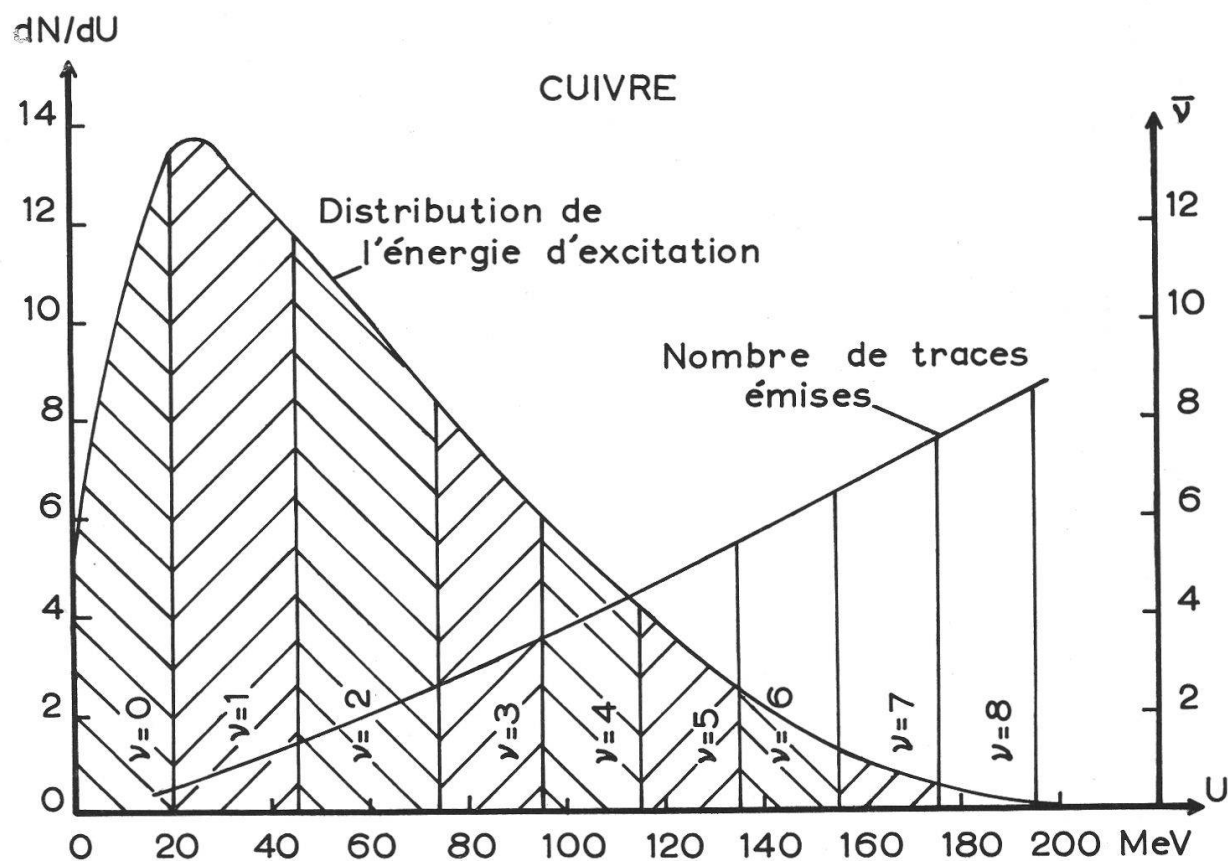


Fig. 16.

DISTRIBUTION DES ETOILES EN NOMBRE DE BRANCHES

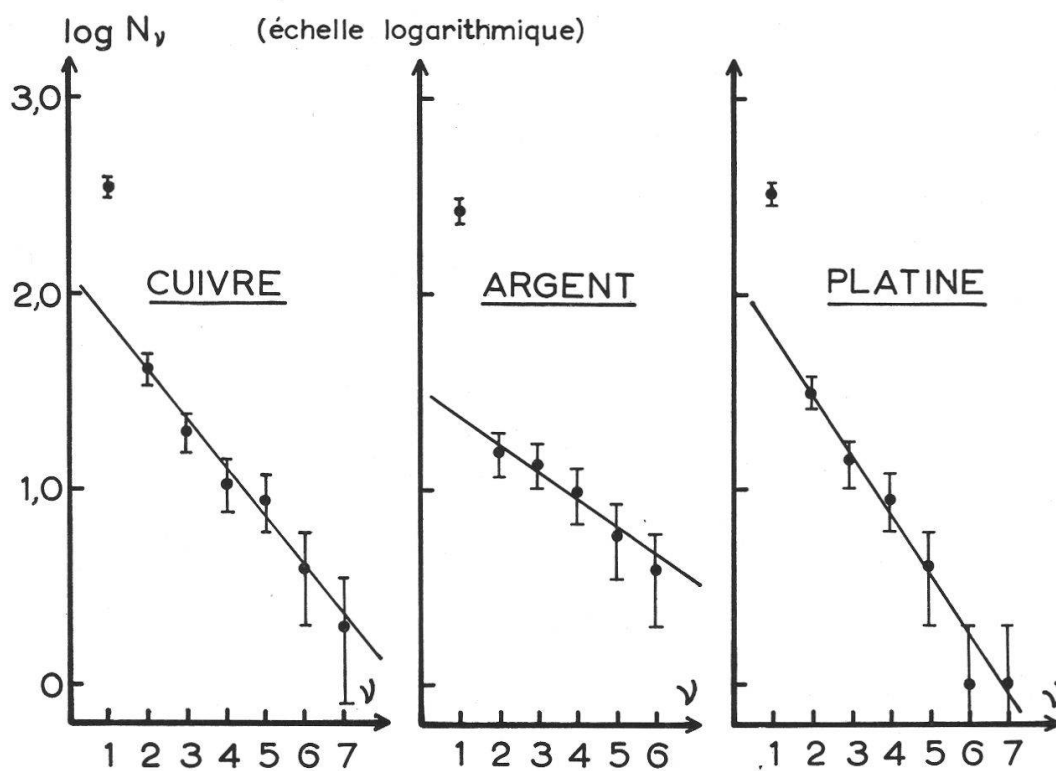


Fig. 17.

Pour les neutrons et les protons, B_i est pris sur la courbe moyenne des énergies de liaison des noyaux stables en fonction de A (pour \bar{A} au cours des évaporations successives). Pour les particules composées : $B_i = (n + z).B - b_i$ où $(n + z)$ est le nombre de nucléons de la particule, B l'énergie de liaison d'un nucléon dans le noyau \bar{A} et b_i l'énergie de liaison interne de la particule. Le fait de prendre B pour des noyaux situés au fond de la « vallée » de stabilité conduit à une valeur surestimée de \bar{U} .

TABLEAU IX

		n^1	H^1	H^2	H^2	He^2	He^4	Li^6	
Cu	$\bar{\nu}_i$	5,0	0,73	0,42	0,26	0,05	0,16	0,02	
	\bar{E}_i	3,2	7,2	6,8	6,7	10,5	10,3	13,8	MeV
	B_i	8,7	8,7	15,2	17,6	27,1	6,5	20,2	MeV
Ag	$\bar{\nu}_i$	5,5	0,51	0,45	0,21	0,13	0,26	0,13	
	\bar{E}_i	2,6	8,6	8,2	8,0	13,9	13,7	19,0	MeV
	B_i	8,6	8,6	15,0	17,3	26,8	6,1	19,6	MeV
Pt	$\bar{\nu}_i$	9,0	0,29	0,37	0,15	0,05	0,19	0,05	
	\bar{E}_i	2,2	12,3	11,0	10,8	19,9	19,6	28,1	MeV
	B_i	8,0	8,0	13,8	15,5	24,3	3,7	16,0	MeV

Le tableau X représente les valeurs de \bar{U} calculées d'après les indications du tableau IX; on peut les comparer aux valeurs obtenues par interpolation des indications de notre figure 1 pour $E_{inc} = 385$ MeV :

TABLEAU X

	Cu	Ag	Pt	
Calcul d'après tableau IX :	$\bar{U} = 92$	102	120	MeV
Interpolation figure 1 :	$\bar{U} = 76$	96	123	MeV

L'écart relatif maximum entre nos valeurs calculées et celles tirées des calculs de METROPOLIS et al. (1958) est de 17 %. On remarquera que les grandeurs du tableau IX sont telles que la moitié de l'énergie d'excitation est emportée par les neutrons; comme la valeur de $\nu_{neutron}$ n'est pas déterminée expérimentalement, il n'est pas possible de tirer des conclusions pertinentes de la comparaison des valeurs du tableau X.

4. CONCLUSIONS

L'analyse de nos spectres énergétiques expérimentaux en reportant la distribution des parcours suggère que les anomalies généralement citées (abaissement exagéré des barrières de Coulomb, température des spectres d'« alphas » plus élevée que celle des spectres de « protons »)

ne sont pas réelles; elles proviennent partiellement d'une analyse trop grossière des résultats devant l'impossibilité de déterminer la masse d'une particule de faible énergie par l'examen de sa trace. L'élargissement anormal du spectre d'« alphas » vers les hautes énergies nous paraît dû aussi à la superposition du spectre des alphas de cascade.

La comparaison des températures adaptées aux spectres expérimentaux à celles calculées (tableau V) met en évidence des valeurs expérimentales nettement inférieures (d'un facteur 1,4 environ) aux températures théoriques. L'accord satisfaisant entre l'énergie d'excitation initiale \bar{U} calculée à partir de nos résultats et celle basée sur les calculs de METROPOLIS et al. (1958) (tableau X) ne permet pas de mettre en cause cette donnée dans une large mesure. Il n'est pas possible non plus d'envisager une valeur plus élevée du paramètre de densité de niveau a ($U = aT^2$); en effet, les rapports d'émission et les distributions en nombre de branches mesurées conduisent plutôt à admettre une valeur plus faible de a . Nous notons dans l'annexe 1, § 4 que les valeurs de la température finale T_f dans l'approximation $T = \sqrt{T_i T_f}$ est surestimée; l'utilisation de $T_f = 1,1$ MeV par exemple pour Cu (valeur moyenne des températures expérimentales des spectres de protons issus de réactions $n-p$ sur Cu à 14 MeV) conduit à une température théorique $T = 1,82$ MeV au lieu de 2,16 MeV (valeur obtenue avec $T_f = 1,55$ MeV). D'autre part, la contamination des spectres énergétiques par les « knock-ons » de faible énergie diminue légèrement la température déterminée par nos adaptations; nous nous sommes assuré, en tenant compte des rapports N_c/N_e et des spectres énergétiques de la figure 23, que cette diminution est inférieure à 0,1 MeV.

Il ressort de cette discussion que la principale cause de l'écart entre les températures expérimentales et théoriques provient de la surestimation de T_f dans nos calculs de l'annexe 1. Comme le modèle de l'évaporation nucléaire perd sa validité aux basses énergies et que les températures déterminées sur les spectres énergétiques obtenus à 14 MeV sont sujettes à discussion, nous avons renoncé à les utiliser dans nos calculs. Notre évaluation de la température moyenne ne permet pas de prédire avec précision la température des spectres expérimentaux mais elle conduit à une variation satisfaisante de T en fonction de A .

Notre étude des distributions angulaires nous a conduit à admettre qu'un nombre important de particules sont émises lors de la cascade avec une énergie relativement faible aussi bien pour les protons que pour les alphas. Cette émission de particules composées lors de la cascade doit rendre très prudentes les interprétations des phénomènes de spallation au moyen de la théorie de l'évaporation. Elle rend nécessaire d'autre part une nouvelle étude de la cascade tenant compte d'interactions possibles avec les alphas préformés; par contre, les calculs d'évaporation, qui admettent implicitement l'existence de particules préformées dans le noyau, restent valables.

Les indications de notre tableau VII devraient être modifiées afin de tenir compte des protons et des alphas émis lors de la cascade.

Toutefois, une telle modification nécessite la connaissance des spectres énergétiques des protons et des alphas de cascade. Cette correction est impossible pour les alphas, étant donné l'absence de calcul théorique tenant compte de ces particules dans la cascade; elle est possible, en principe pour les protons, grâce aux spectres énergétiques que nous indiquons dans la figure 23; une évaluation grossière montre que les rapports d'émission $(d + t)/p$ du tableau VII deviennent 0,9; 1,3 et 1,8 pour Cu, Ag et Pt, valeurs en complet désaccord avec celles des calculs de DOSTROVSKY et al. (1958).

Nous ne pensons pas qu'il faille accorder grande importance aux rapports d'émission ainsi corrigés. En effet, notre méthode consistant à reporter les distributions des parcours permet de séparer grossièrement des groupes dus à différents types de particules, mais il n'est pas possible, étant donné notre faible statistique, de reconnaître encore à l'intérieur de chaque groupe les particules provenant de phénomènes différents.

Il est donc encore impossible de séparer complètement les contributions de la cascade et de l'évaporation dans l'étude des traces d'étoiles nucléaires. Nous souhaitons que les travaux en cours dans notre Institut, travaux portant sur la discrimination des traces d'étoiles nucléaires, permettent une meilleure séparation des manifestations de deux phénomènes se succédant dans un temps de 10^{-17} seconde.

J'adresse mes remerciements à M. le professeur Rossel, qui, en m'engageant comme assistant dans son Institut, m'a donné l'occasion et les moyens d'effectuer ce travail. Je lui exprime ma reconnaissance pour les conseils et les encouragements qu'il m'a donnés durant cette recherche.

Je remercie MM. les professeurs Enz et Dinichert pour les discussions intéressantes que j'ai eues avec eux, M. Bovet, mon compagnon de travail, pour son aide efficace dans la résolution de certains problèmes, pour ses suggestions et ses critiques, M. Vaucher qui a participé à la mise en route de ce travail et a contrôlé une partie de l'exploration des plaques.

Je tiens à remercier aussi M. le Dr Combe, pour sa gentillesse et son hospitalité au CERN lors des irradiations. Ma reconnaissance s'en va également à l'équipe des exploratrices attachées au groupe des émulsions photographiques, M^{mes} Bouteiller, Desponds, Gretillat et Kiraly pour leur minutieux travail d'exploration, de reconstruction géométrique des étoiles ainsi que pour l'aide apportée dans les longs calculs numériques nécessités par ce travail.

Que tous les collaborateurs de l'Institut de physique en général et MM. Wagner et Schindelholz en particulier reçoivent ici mes remerciements pour la peine qu'ils n'ont pas ménagée lorsque j'ai sollicité leur aide.

ANNEXE 1 : LE PROCESSUS D'ÉVAPORATION NUCLÉAIRE

§ 1 La théorie de l'évaporation nucléaire (31) (12) (Emission d'une seule particule)

Considérons un noyau excité a dont l'énergie par rapport à l'état fondamental est E_a . Calculons la probabilité d'émission $w(\varepsilon) d\varepsilon$ d'une particule x , constituée de n neutrons et z protons, d'énergie cinétique ε par le noyau a , émission conduisant à un noyau résiduel e dont l'énergie d'excitation (par rapport à son niveau fondamental) est E_e :

$$a \rightarrow e + x(n, z)$$

La conservation de l'énergie s'écrit, en négligeant l'énergie de recul du noyau résiduel et en supposant la particule émise dans son niveau fondamental :

$$\sum_a m_i c^2 - E_{\text{liaison}}^a + E_a = \sum_e m_i c^2 - E_{\text{liaison}}^e + E_e + \sum_x m_i c^2 - b_x + \varepsilon$$

Comme le nombre total de nucléons est conservé dans un tel phénomène, on en déduit :

$$E_a = E_e + E_x + E_0 \quad (1)$$

où $E_x = \varepsilon - b_x$ avec ε = énergie cinétique de x

b_x = énergie de liaison interne de x

$E_0 = E_{\text{liaison}}^a - E_{\text{liaison}}^e$ = différence des énergies de liaison totales

La probabilité d'émission $w(\varepsilon) d\varepsilon$ est alors :

$$w(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{1}{h} \left| H' \right|^2 \varrho_x(\varepsilon) \varrho_e(E_a - E_0 - E_x) d\varepsilon \quad (2)$$

$\varrho_e(E)$ = densité de niveaux du noyau résiduel

$\varrho_x(E)$ = densité de niveaux de la particule émise

H' est l'élément de matrice conduisant de l'état initial a à l'état final $e + x$, la particule émise ayant son énergie cinétique comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$. On supposera qu'à tous les états finaux correspond le même élément de matrice (hypothèse fondamentale du modèle statistique).

La particule émise étant libre, la densité de niveaux $\varrho_x(E)$ est simplement donnée par le nombre d'états dans l'espace de phase :

$$\varrho_x(\varepsilon) = g_x \frac{4\pi p^2 dp V}{h^3 d\varepsilon} = g_x \frac{m^2 V}{\pi^2 \hbar^3} \frac{v}{2} \quad (3)$$

$g_x = 2s + 1$ est le poids statistique du spin de x

v est la vitesse de x (non relativiste) et m sa masse

H' peut s'éliminer en considérant le processus inverse qui possède le même élément de matrice et dont la probabilité

$$w_{\text{inverse}} = \frac{1}{h} \left| H' \right|^2 \varrho_a(E_a) \quad (4)$$

peut s'exprimer au moyen de la section efficace σ de la réaction $e + x \rightarrow a$:

$$w_{\text{inverse}} = \frac{\sigma v}{V}$$

V est le même volume que dans (3), volume dans lequel se trouve la particule x de vitesse v .

L'élimination de H' entre (2) et (4) en tenant compte de (3) conduit à :

$$w(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{g_x \sigma m \varepsilon d\varepsilon}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\varrho_e(E_a - E_x - E_0)}{\varrho_a(E_a)} \quad (5)$$

Le rapport des densités de niveaux ϱ_e/ϱ_a s'écrit au moyen de la relation de Boltzmann (dans laquelle on pose $k = 1$ en thermodynamique du noyau) :

$$\begin{aligned} \ln \varrho_e(E) &= S_e(E) \\ \ln \varrho_a(E) &= S_a(E) \end{aligned}$$

l'entropie est ici sans dimension et la température aura les dimensions d'une énergie :

$$w(\varepsilon) d\varepsilon = g_x \frac{\sigma m \varepsilon d\varepsilon}{\pi^2 \hbar^3} \exp \{ S_e(E_a - E_0 - E_x) - S_a(E_a) \}$$

Si l'on suppose que $\varepsilon \ll E_a - E_0 + b_x$ et que les fonctions S_a et S_e sont identiques, on peut écrire :

$$S_e(E_a - E_0 - \varepsilon + b_x) = S_a(E_a - E_0 + b_x) - \varepsilon \frac{dS}{dE} - f(\varepsilon)$$

Le terme de correction $f(\varepsilon)$ dû au fait que $\varepsilon \ll E_a - E_0 + b_x$ s'annule pour $\varepsilon = 0$. La dérivée

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}$$

définit la température T du noyau final; si $f(\varepsilon)$ est négligeable, on obtient la formule :

$$w(\varepsilon) d\varepsilon = \text{constante} e^{-\varepsilon/T} d\varepsilon \quad (6)$$

Pour l'émission de particules chargées, l'approximation classique¹ :

$$\sigma(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \varepsilon < V \\ \sigma_0 (1 - V/\varepsilon) & \text{pour } \varepsilon > V \end{cases}$$

où V est la barrière de Coulomb et σ_0 la section efficace géométrique conduit à l'expression suivante pour la probabilité relative d'émission d'une particule α d'énergie cinétique ε :

$$\omega(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{w(\varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^\infty w(\varepsilon) d\varepsilon} = \frac{\varepsilon - V}{T^2} e^{-(\varepsilon - V)/T} d\varepsilon \quad (7)$$

C'est à cette forme théorique simple que sont en général comparés les spectres expérimentaux. Il est facile de montrer que le maximum de la distribution a lieu pour $\varepsilon = T + V$ et que l'énergie moyenne vaut $\bar{\varepsilon} = 2T + V$.

Dans le modèle de noyau en gaz de Fermi, la relation entre l'énergie d'excitation U du noyau et la température nucléaire est :

$$U = a T^2$$

où a est un paramètre que l'on peut calculer théoriquement et qui se trouve être de l'ordre de $A/10$ (A = nombre de nucléons), les valeurs théoriques indiquées dans la littérature variant entre $A/10$ et $A/20$ selon les paramètres nucléaires utilisés.

§ 2 Les évaporations successives

Lorsque l'énergie d'excitation du noyau est suffisante, plusieurs particules peuvent être émises successivement, voire même simultanément comme l'a montré TOMASINI (1957). Au contraire de l'évaporation d'une goutte liquide qui se fait à température constante, l'évaporation du noyau est accompagnée d'une diminution de la température (la particule émise emporte une partie non négligeable de l'énergie d'excitation du noyau). L'interprétation correcte des spectres énergétiques de traces provenant d'étoiles à plusieurs branches doit donc faire intervenir une théorie de *refroidissement du noyau*.

a) Aspect phénoménologique

La température diminuant au cours des évaporations successives, le spectre énergétique expérimental observé est la superposition de plusieurs spectres du type (7) où T et V varient. Les spectres expérimentaux sont alors comparés à :

¹ Nous négligeons ici les effets de barrière centrifuge. En effet dans le modèle statistique, seuls les moments de l pair interviennent et l'on est en droit d'admettre que la contribution de $l = 2$ est négligeable dans le cas de l'évaporation.

$$\omega(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \bar{V}}{\bar{T}^2} e^{-(\varepsilon - \bar{V})/\bar{T}} \quad (7a)$$

où \bar{V} est la barrière moyenne durant les évaporations successives et \bar{T} une température moyenne. HAGEDORN et MACKÉ (1953) proposent la relation semi-empirique suivante, pour des étoiles dans AgBr :

$$\bar{T} = 0,40 T_{\text{initial}}$$

b) Le calcul de HARDING, LATTIMORE et PERKINS (1949)

Ces auteurs font un calcul analytique des évaporations successives. Ils admettent premièrement que les particules alpha sont émises lors d'un processus préliminaire suivi de l'émission de neutrons et de protons uniquement.

Soit A_0 la masse du noyau après cette émission préliminaire de particules alpha et U l'énergie d'excitation du noyau. L'énergie moyenne des protons émis à la température T est $2T + V$ et celle des neutrons $2T$; ainsi l'énergie moyenne des nucléons émis est $2T + V^*$, V^* étant une valeur moyenne de la barrière de Coulomb dépendant de la probabilité d'émission des protons et des neutrons. L'énergie enlevée au noyau à chaque émission est (E_0 = énergie de liaison par nucléon) :

$$\frac{dU}{dA} = E_0 + 2T + V^*$$

D'autre part, dans le modèle de Fermi : $U = aT^2 = KAT^2$ et par conséquent, en dérivant :

$$\frac{dU}{dA} = 2KAT \frac{dT}{dA} + KT^2$$

et en éliminant dU entre les deux relations ci-dessus :

$$\frac{dA}{A} = \frac{2KT dT}{E_0 + V^* + 2T - KT^2}$$

La solution de cette équation différentielle donne une relation entre la température T et la masse A du noyau après l'émission de $(A_0 - A)$ particules. HARDING et al. (1949) ont calculé les spectres d'évaporation des protons à partir des noyaux A_0 , $A_0 - 2$, $A_0 - 4$, etc. (émission alternative d'un proton et d'un neutron) et ont tracé la somme des spectres ainsi obtenus. Ce spectre résultant n'est pas très différent de celui défini par la relation (7a). Ce calcul basé sur des simplifications très grossières (émission de tous les alphas au début du phénomène, équiprobabilité d'évaporation des neutrons et des protons) n'est qu'une toute première approximation. D'autre part, les calculs numériques fastidieux que cette méthode implique nous incite à rechercher une approximation analytiquement plus simple (voir sous lettre *d*, Refroidissement linéaire).

c) Le calcul de DOSTROVSKY, RABINOWITZ et BIVINS (1958)

Les données de ce calcul sont : un noyau de masse A et de charge Z a une énergie d'excitation U_0 ; les probabilités relatives d'émission de neutrons, protons, deutons, tritons, etc., sont celles calculées théoriquement par LE COUTEUR (1950). Ces auteurs ont utilisé une méthode de Monte-Carlo : la machine à calculer dans laquelle les données ont été introduites « tire au sort » la nature et l'énergie de la première particule émise, détermine la masse, la charge et l'énergie d'excitation du noyau résiduel et les probabilités d'émission à partir de ce nouveau noyau. La machine tire ensuite au sort la nature de la deuxième particule émise et ainsi de suite jusqu'à ce que l'énergie résiduelle du noyau soit trop faible pour permettre l'émission d'une particule. La machine garde en mémoire la nature et l'énergie des particules émises et recommence ce processus quelques centaines de fois. On peut alors extraire de la mémoire les spectres et les rapports d'émission tenant compte du refroidissement du noyau sans qu'il soit nécessaire de connaître à priori la forme analytique de ce refroidissement. Les valeurs expérimentales de l'énergie de liaison de chaque noyau sont introduites sous forme de table dans la machine à calculer, si bien que ce calcul a pu mettre en évidence des effets de couche.

Ces calculs ont été effectués en donnant successivement deux valeurs au paramètre de densité de niveau a qui intervient dans la définition de la température à partir de l'énergie d'excitation ($U = aT^2$) : $a = A/10$ et $a = A/20$ et avec deux valeurs différentes de la barrière de Coulomb, l'une, V , calculée sur un puits rectangulaire de rayon $R = 1,3 \cdot 10^{-13} [(A-m)^{1/3} + m^{1/3}]$ (où m est le nombre de masse de la particule émise) et abaissée (pour tenir compte de l'effet tunnel) au moyen d'un coefficient valant 0,7 pour les protons, 0,77 pour les deutons, 0,8 pour les tritons, et 0,83 pour les alphas; l'autre, V_1 , tient compte de la dilatation thermique du noyau et des vibrations de surface. La formule de correction utilisée est

$$V_1 = V (1 - T^2/t^2)$$

où V est la barrière abaissée pour tenir compte de l'effet tunnel et t une température critique valant 9 MeV.

d) Refroidissement linéaire

Au vu des difficultés analytiques que présente l'équation différentielle de HARDING et al. (1949) pour la définition d'une température moyenne, nous proposons l'approximation suivante : dans la formule (5), supposons $\varrho_a(\bar{E}) = \varrho_e(E)$ au cours des évaporations successives (comme nous l'avons déjà fait pour l'évaporation d'une seule particule). Cette hypothèse revient à admettre que l'évaporation se fait à partir d'un noyau qui reste identique à lui-même au cours des évaporations successives; ce noyau se refroidit de la température initiale T_i à une

température finale T_f . Ainsi, le spectre global des neutrons, par exemple, sera de la forme :

$$\int_{T_f}^{T_i} \frac{E}{T^2} e^{-E/T} g(T) dT$$

où $g(T) = \frac{dA}{dT}$ est une fonction qui représente la variation de A avec la température au cours des évaporations successives; $g(T)$ est donc la dérivée de la courbe de refroidissement $A(T)$. Si l'on pose en première approximation $g(T) = \text{constante} = 1$, l'intégration est immédiate :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{T_i - T_f} \left(e^{-E/T_i} - e^{-E/T_f} \right) \quad (8)$$

et pour des particules chargées :

$$\frac{dN}{dE} = \frac{1}{T_i - T_f} \left(e^{-(E-V)/T_i} - e^{-(E-V)/T_f} \right) \quad (8')$$

Il convient de remarquer que les deux températures T_i et T_f ne sont pas des paramètres adaptables : T_i est déterminée par l'énergie d'excitation initiale et T_f par l'énergie d'excitation résiduelle au-dessous de laquelle l'émission d'une particule est impossible (énergie de liaison + barrière de Coulomb).

Il est naturel de se demander si la distribution (8) peut se représenter par une distribution analogue à (7a); c'est-à-dire dans quelle mesure il est légitime de définir une température moyenne \bar{T} ; si cela est possible, alors :

$$\frac{1}{T_i - T_f} \left(e^{-E/T_i} - e^{-E/T_f} \right) = \frac{E}{\bar{T}^2} e^{-E/\bar{T}}$$

Il est immédiat que \bar{T} défini par cette relation dépend de E :

$\bar{T} = \bar{T}(T_i, T_f, E)$. Toutefois dans le domaine qui présente un intérêt physique, c'est-à-dire :

$$\begin{aligned} 2 &\lesssim T_i \lesssim 5 \text{ MeV} \\ T_f &\simeq 1 \text{ MeV} \\ 0 &< E \lesssim 10 \text{ MeV} \end{aligned}$$

T varie très peu avec E comme le montre la figure 18 dans laquelle on a représenté graphiquement l'expression

$$\ln \left[\frac{1}{T_i - T_f} \left(e^{-E/T_i} - e^{-E/T_f} \right) \right] = -2 \ln \bar{T} - \frac{E}{\bar{T}}$$

pour les valeurs numériques $T_i = 3 \text{ MeV}$ et $T_f = 1 \text{ MeV}$.

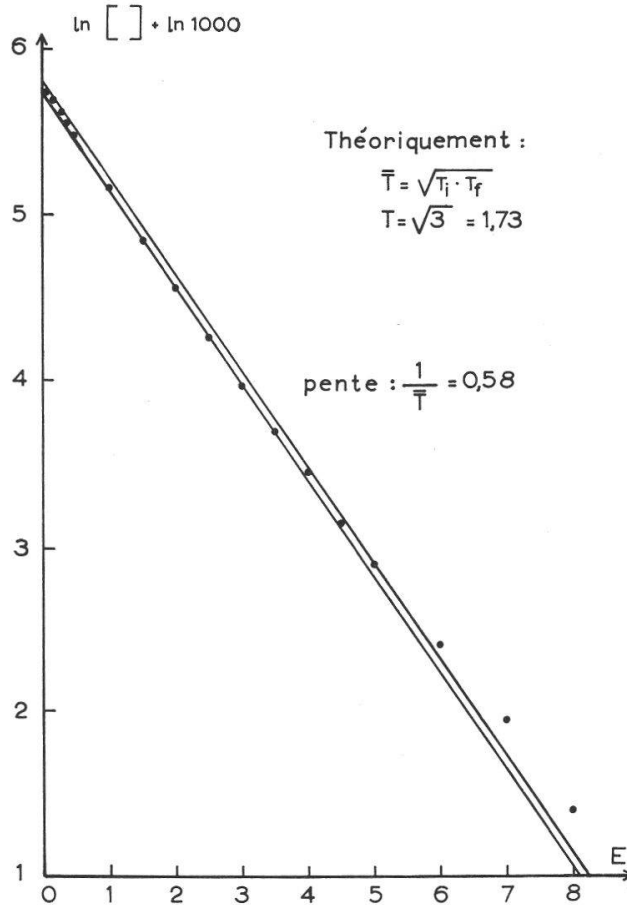


Fig. 18.

On constate une pente constante dans la représentation appropriée pour un domaine d'énergie suffisant permettant d'interpréter nos spectres au moyen d'une température moyenne. Celle-ci se calcule analytiquement en faisant $E = 0$ dans l'expression ci-dessus; on obtient alors la relation simple :

$$\bar{T} = \sqrt{T_i \cdot T_f} \quad (9)$$

Les figures 19 et 20 représentent les spectres énergétiques des protons évaporés à partir de Ag^{109} excité à 200 MeV respectivement 700 MeV, calculés par la méthode de Monte-Carlo (DOSTROVSKY et al. (1958)), au moyen d'un refroidissement linéaire (formule (8)) et avec une température moyenne (formule (7a)) calculée selon (9). La température initiale T_i est déterminée à partir de l'énergie d'excitation initiale grâce à la relation $U = aT^2$ dans laquelle $a = A/10 = 10,9$. La température finale T_f se détermine à partir de l'énergie d'excitation au-dessous de laquelle un proton ne saurait être émis, c'est-à-dire en moyenne 14 MeV et avec un paramètre de densité de niveaux $a = A/10 = 9,4$, respectivement 6,8. La masse du noyau final est calculée à partir du nombre moyen de nucléons émis soit 15, respectivement 41, d'après les résultats de DOSTROVSKY et al. (1958).

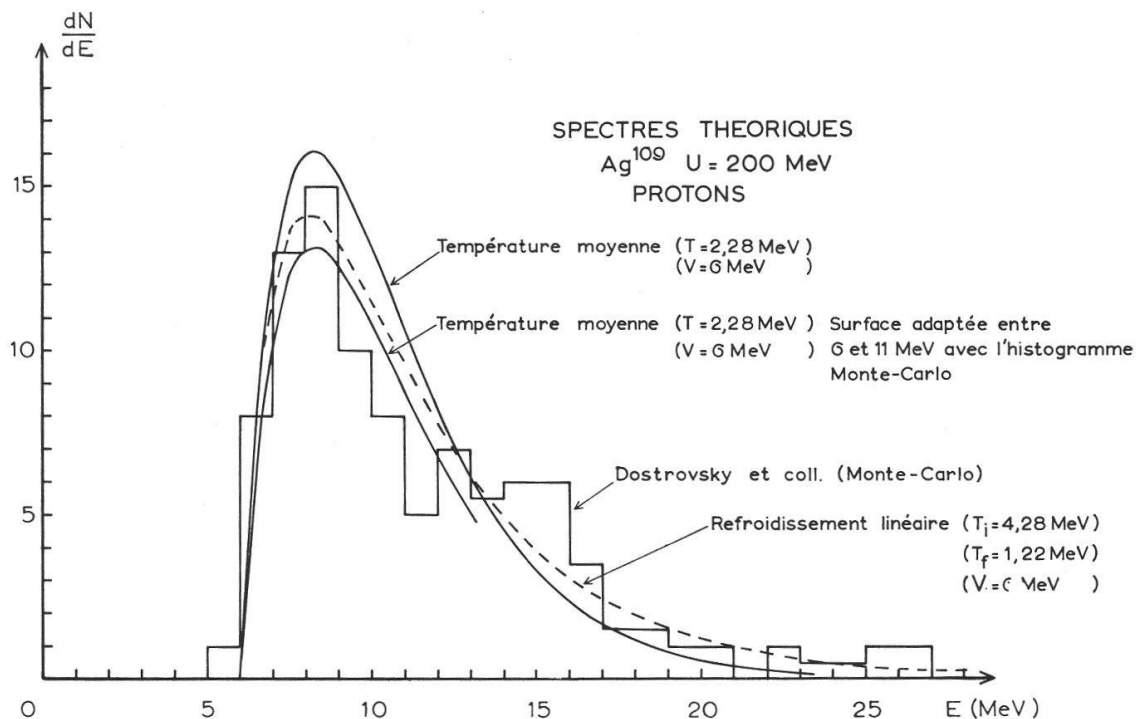


Fig. 19.

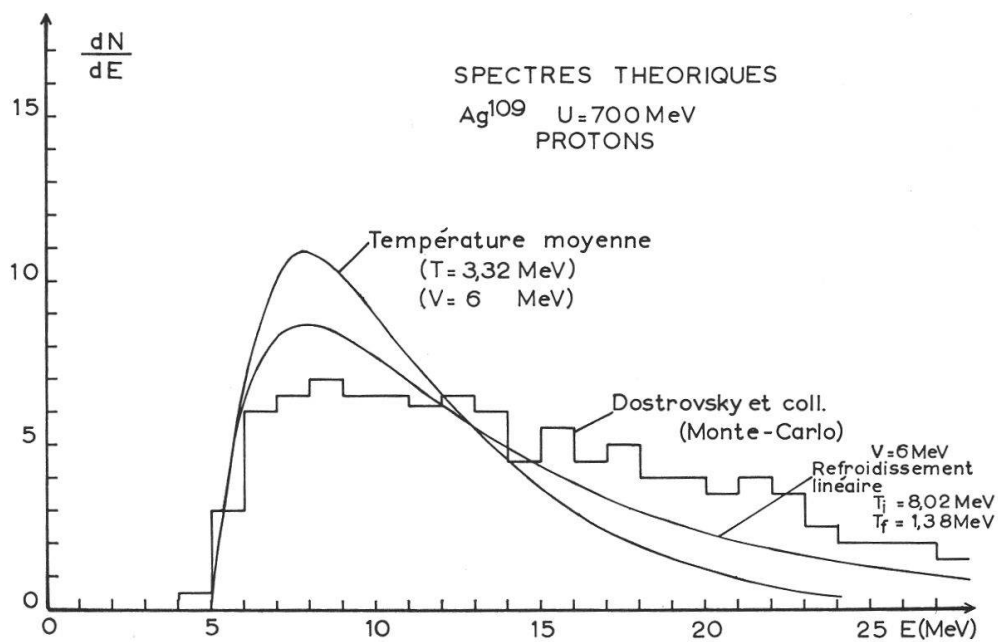


Fig. 20.

Les trois courbes ont la même surface totale; on constate un bon accord du refroidissement linéaire avec le calcul de Monte-Carlo à 200 MeV. La forme de la courbe tracée sur l'hypothèse d'une température moyenne rend bien compte de l'allure du spectre au voisinage du maximum. Par contre, le spectre pour $U = 700$ MeV ne peut s'interpréter ni avec l'une ni avec l'autre des approximations.

L'adaptation d'une distribution à deux températures du type (8') à des histogrammes expérimentaux s'avère délicate. En effet, la forme du spectre aux basses énergies est caractéristique de la température finale T_f ; cette partie inférieure du spectre est par ailleurs très sensible au choix de la section efficace $\sigma(\varepsilon)$ qui intervient dans la probabilité d'émission. L'approximation utilisée (voir page 41) ne constitue qu'une grossière approximation qui rend douteuse la forme du spectre théorique aux basses énergies. Il n'est par conséquent pas possible de déterminer expérimentalement T_f par adaptation d'une courbe du type (8').

§ 3 La distribution de la température initiale

Après le processus de cascade, le noyau possède une énergie d'excitation résiduelle dont la valeur dépend de la façon dont la cascade (phénomène essentiellement stochastique) s'est développée; il s'ensuit donc une distribution de l'énergie résiduelle après la cascade. METROPOLIS et al. (1958) ont calculé cette distribution pour différents noyaux et différentes énergies d'irradiation. Elle est sensiblement indépendante de l'énergie des nucléons incidents lorsque celle-ci est supérieure à 200 MeV. La figure 21a représente la distribution d'énergie d'excitation résultant du bombardement de Ce^{140} par des protons de 368 MeV; la figure 21b la distribution des températures correspondantes calculée graphiquement par la relation $U = aT^2$ (avec $a = A/10$). On constate que la distribution est approximativement gaussienne, de valeur moyenne $\bar{T}_i = 2,37$ MeV et d'écart-type $\sigma = 0,88$ MeV. Nous avons tracé les distributions de température initiale pour Al^{27} , Cu^{64} , Ru^{100} , Ce^{140} et Bi^{209} d'après les distributions d'énergie d'excitation de METROPOLIS et al. (1958); dans tous les cas, nous avons trouvé des distributions gaussiennes. La figure 21c représente la variation de la température initiale moyenne \bar{T}_i et de l'écart-type σ en fonction de A . Par interpolation on en tire les paramètres relatifs à Cu, Ag et Pt :

	Cu	Ag	Pt
\bar{T}_i	2,85	2,47	2,25 MeV
σ	1,07	0,90	0,80 MeV

Il convient de souligner tout particulièrement ce résultat remarquable du calcul de METROPOLIS et al. (1958) : *la distribution des températures après la cascade est gaussienne.*

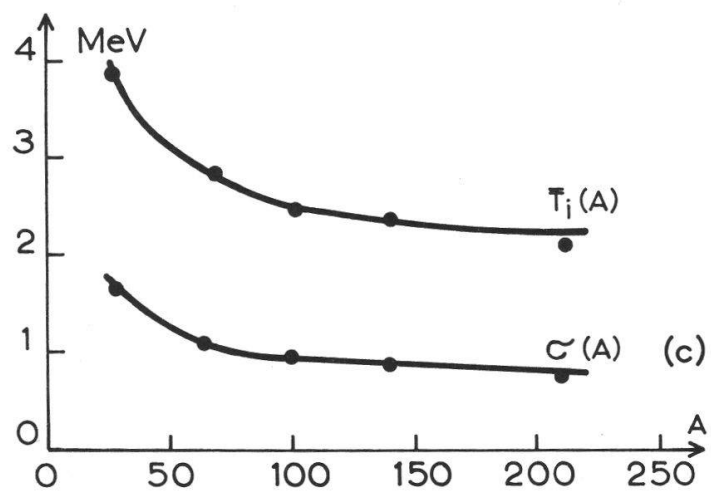
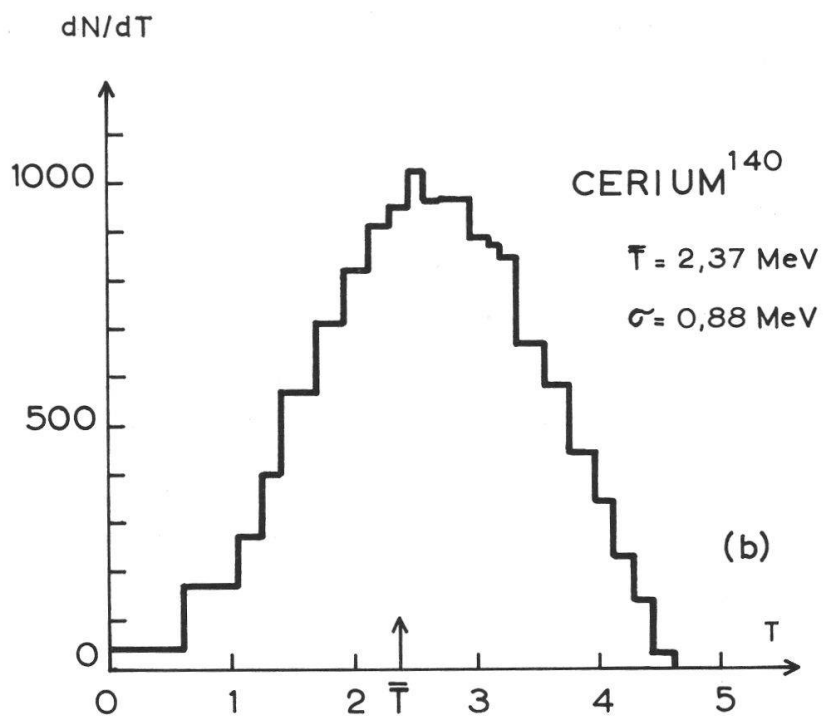
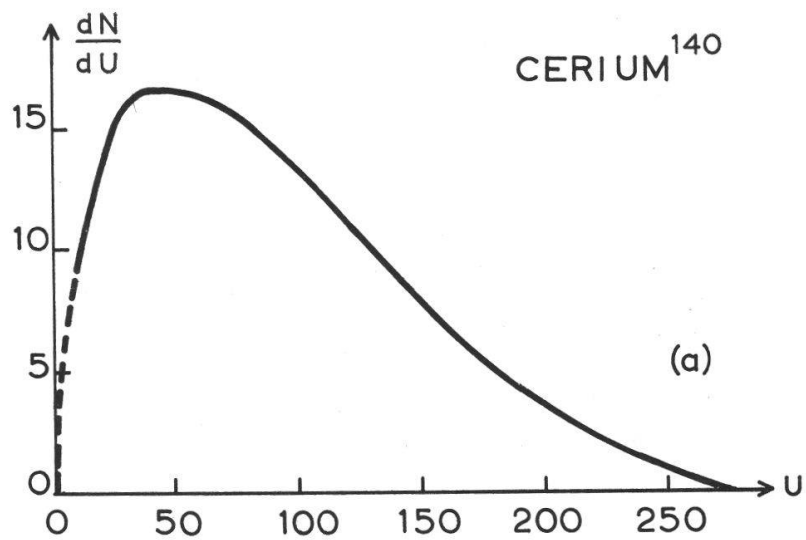


Fig. 21.

§ 4 Calcul de la température moyenne des spectres énergétiques

Il est possible en utilisant l'approximation (9) de déterminer la température moyenne des spectres énergétiques des branches de nos étoiles; la seule valeur adaptable est le paramètre de densité de niveaux a choisi égal dans tous nos calculs à $A/10$.

La température initiale T_i a une distribution gaussienne dont les paramètres \bar{T}_i et σ sont donnés au § 3.

La température finale T_f est déterminée par l'énergie d'excitation résiduelle (toujours mesurée à partir du niveau fondamental du noyau en question) permettant encore l'émission d'une particule :

$$U_f = E_{\text{liaison}} + V_{\text{Coulomb}} = a T_f^2$$

E_{liaison} est prise sur la courbe moyenne des énergies de liaison en fonction de A ;

V_{Coulomb} est calculé dans l'annexe 2;

$a = A/10$, où A est la masse moyenne finale du noyau émetteur (déterminé à partir des nombres moyens de branches par étoile et des rapports d'émission expérimentaux). On obtient alors les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{Cu} : T_f = 1,55 \text{ MeV} \\ \text{Ag} : & 1,29 \\ \text{Pt} : & 0,99 \end{array}$$

Il convient de remarquer que les températures expérimentales des spectres de protons des réactions à basse énergie sont inférieures aux valeurs ci-dessus. ERBA et al. (1961) indiquent en particulier les températures suivantes (réactions $n-p$ à 14 MeV) :

$$\begin{array}{ll} \text{Co}^{58} : T = 1,14 \text{ MeV} \\ \text{Cu}^{64} : & 1,18 \\ \text{Cu}^{66} : & 0,88 \\ \text{Cu}^{67} : & 1,07 \end{array}$$

et DE TOURREIL (communication privée) a déterminé (réaction $n-p$ sur Au à 17 MeV) :

$$\text{Pt}^{197} : T = 0,80 \text{ MeV}$$

Nos valeurs théoriques de T_i et T_f conduisent aux températures moyennes $\bar{T} = \sqrt{T_i T_f}$ suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{Cu} : \bar{T} = 2,16 \text{ MeV} \\ \text{Ag} : \bar{T} = 1,82 \text{ MeV} \\ \text{Pt} : \bar{T} = 1,51 \text{ MeV} \end{array}$$

vraisemblablement surestimées.

ANNEXE 2 : LE CALCUL DES BARRIÈRES COULOMBIENNES

La détermination de la barrière coulombienne est un des problèmes les plus délicats de la théorie de l'évaporation des particules chargées; elle intervient dans l'expression de la section efficace du phénomène inverse (voir annexe 1, formules (4) et (7)). Nous avons admis l'approximation classique :

$$\sigma(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{pour } \varepsilon < V \\ \sigma_0 \left(1 - \frac{V}{\varepsilon}\right) & \text{pour } \varepsilon > V \end{cases}$$

Habituellement la hauteur de la barrière se calcule sur la base d'un potentiel nucléaire rectangulaire de rayon $R = r_0 A^{1/3}$.

§ 1 Barrières coulombiennes selon DOSTROVSKY et al. (1958)

Ces auteurs ont calculé les barrières sur un potentiel nucléaire en puits rectangulaire, le rayon étant donné par la formule :

$$R = 1,3 \cdot 10^{-13} \left((A - m)^{1/3} + (m)^{1/3} \right)$$

où A = nombre de masse du noyau émetteur
 m = nombre de masse de la particule émise

La valeur V ainsi obtenue est corrigée pour tenir compte de l'effet tunnel par un coefficient de transparence κ valant

0,7	pour les protons
0,77	deutons
0,8	tritons et He ³
0,83	alphas

$$V_0 = \kappa V$$

La dilatation thermique et les oscillations de surface du noyau excité tendent à diminuer la barrière électrostatique; DOSTROVSKY et al. (1958) tiennent compte de cette diminution en abaissant la barrière corrigée pour l'effet tunnel V_0 selon la formule :

$$V_1 = V_0 \left(1 - \frac{T^2}{t^2} \right)$$

où T est la température du noyau et t une température caractéristique valant 9 MeV.

Le tableau XI représente les valeurs de V_0 et V_1 calculées sur les « noyaux moyens » Mn⁵⁵, Mo⁹⁶ et W¹⁸⁴, la température T intervenant dans la correction étant 2,16 MeV, 1,82 MeV, respectivement 1,51 MeV. On remarquera l'effet minime de cette correction sur les hauteurs de barrières.

TABLEAU XI

$^{25}\text{Mn}^{55}$	V_0	3,90	4,09	4,11	7,89	8,01
	V_1	3,67	3,85	3,87	7,43	7,55
$^{42}\text{Mo}^{96}$	V_0	5,72	6,04	6,09	11,88	12,06
	V_1	5,49	5,79	5,84	11,39	11,57
$^{74}\text{W}^{184}$	V_0	8,48	8,89	9,11	17,98	18,30
	V_1	8,24	8,64	8,85	17,48	17,79

Le procédé consistant à tenir compte de la transparence de barrière en abaissant simplement cette dernière n'a pas de fondement théorique sérieux. LE COUTEUR (1950), qui propose cette méthode, détermine les coefficients κ en faisant le rapport des valeurs $V_0 = 5 \text{ MeV}$ pour les particules de charge $z = 1$ et $V_0 = 10 \text{ MeV}$ pour les particules de charge $z \geq 2$ (valeurs indiquées par HARDING et al. (1949)) aux barrières calculées classiquement (avec $r_0 = 1,47$ fermi). Les valeurs de HARDING et al. ne résultent d'ailleurs que de grossières adaptations à leurs spectres expérimentaux. L'emploi des mêmes coefficients (dont la définition même n'est pas satisfaisante) par DOSTROVSKY et al. (1958), afin d'abaisser une barrière V calculée avec d'autres valeurs des rayons nucléaires ($r_0 = 1,3$ fermi), nous semble arbitraire.

Le puits nucléaire rectangulaire n'étant qu'une très grossière approximation, il nous paraît vain de calculer des transparences sur un tel modèle.

§ 2 Barrières sur un puits diffus

Nous nous proposons de calculer classiquement cette barrière sur la base d'un potentiel nucléaire diffus en prenant la forme analytique de Wood-Saxon :

$$W(r) = -W_0 / \left[\exp\left(\frac{r-R}{a}\right) + 1 \right]$$

Nous avons utilisé les valeurs numériques couramment admises (voir par exemple MOSZKOWSKI (1957)) :

$$\begin{aligned} W_0 &= 48 \text{ MeV} \\ R &= 1,33 A^{1/3} \text{ fermi} \\ a &= 0,5 \text{ fermi} \end{aligned}$$

Il convient de remarquer que la densité de charge à l'intérieur du noyau n'est pas homogène mais qu'elle varie en fonction de r selon une expression analogue à (1) mais avec un rayon moyen $R = 1,07 A^{1/3}$, plus faible que celui du potentiel nucléaire. Comme le potentiel global (nucléaire + électrostatique) a son maximum pour $r > R_{\text{nucléaire}}$, il est permis, dans les calculs d'effets de barrière, de considérer le noyau comme une charge électrique ponctuelle.

La figure 22 représente la barrière de Coulomb calculée sur un potentiel de Wood-Saxon et sur un puits rectangulaire. On remarquera

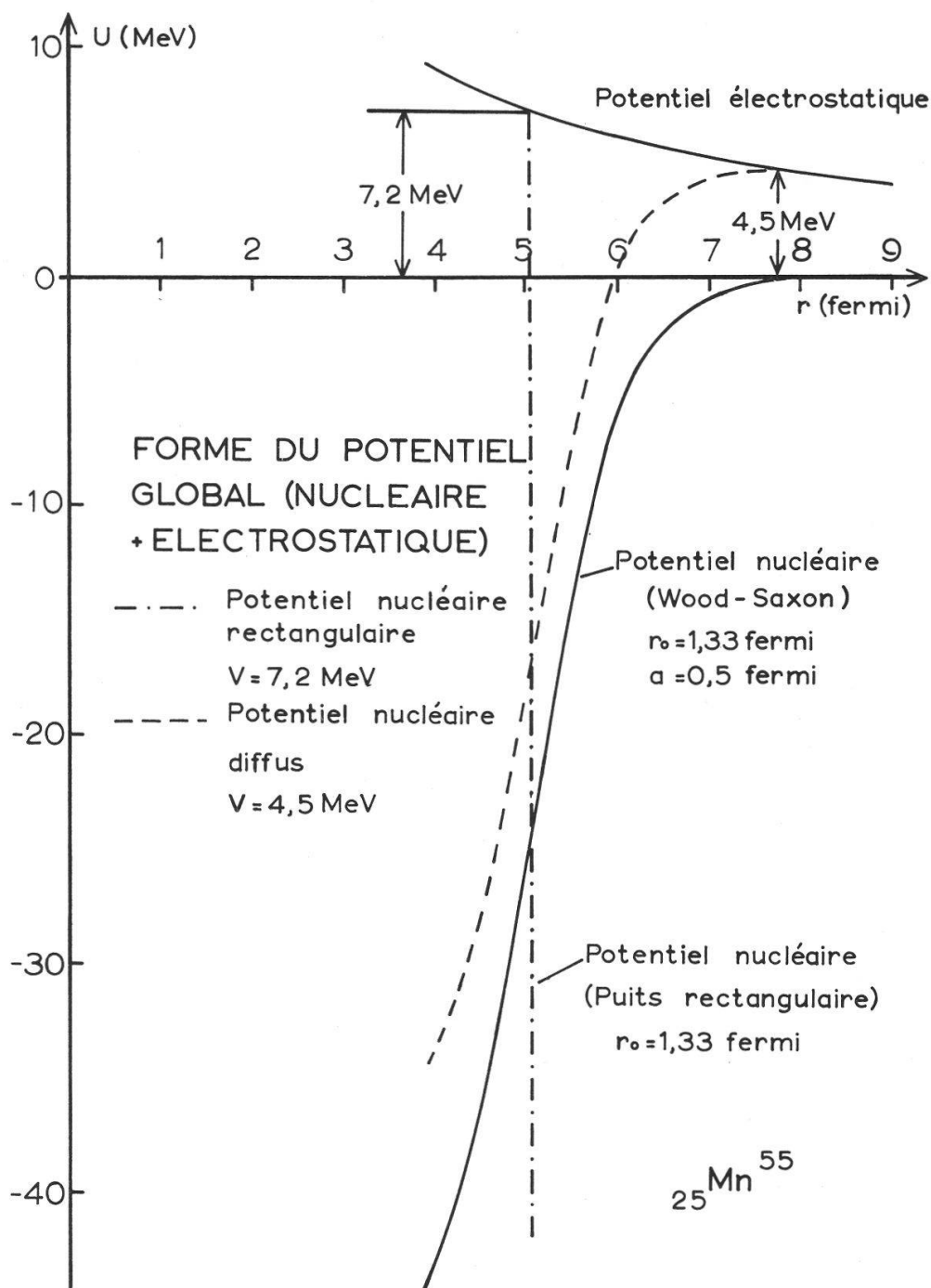


Fig. 22.

que la barrière est très sensible à la forme de l'arrondi du potentiel nucléaire car l'énergie coulombienne est beaucoup plus faible que l'énergie du potentiel nucléaire. La hauteur de la barrière dépend donc très fortement de la forme analytique du potentiel nucléaire choisi, et il est par conséquent impossible de la déterminer de manière précise en l'absence de forme théorique exacte du potentiel nucléaire.

La barrière coulombienne des particules autres que le proton pose un problème délicat. Dans le cas d'un potentiel nucléaire rectangulaire,

on calcule simplement le potentiel coulombien en posant $R = R_0 + R_1$ ou $R_0 =$ rayon du noyau émetteur et $R_1 =$ rayon de la particule émise. En l'absence de toute théorie, nous avons (sur les conseils du Dr Gybbs) appliqué la même méthode en introduisant dans la formule de Wood-Saxon un rayon moyen $R = R_0 + R_1$ mais en conservant la même valeur de a . Le tableau XII donne les valeurs de la barrière ainsi calculée, relatives à l'émission de différentes particules à partir de trois noyaux caractéristiques apparaissant lors des évaporations successives dans les sandwiches de Cu, Ag et Pt.

TABLEAU XII

	${}_1\text{H}^1$	${}_1\text{H}^2$	${}_1\text{H}^3$	He^3	He^4	Li^6
${}_{25}\text{Mn}^{55}$	4,5	3,6	3,5	7,3	7,1	10,6
${}_{42}\text{Mo}^{96}$	6,6	5,6	5,4	11,3	11,1	16,4
${}_{74}\text{W}^{184}$	10,1	8,8	8,6	17,7	17,4	25,9

La variation de la barrière pour les différentes particules (de charge $z = 1$, respectivement $z \geq 2$) n'est pas satisfaisante; la barrière paraît en effet trop élevée pour les protons par rapport aux deutons et aux tritons. Ceci provient de notre calcul qui ne tient pas compte de manière cohérente de l'extension de la particule émise.

L'effet des dimensions spatiales du proton est compris dans la forme même du potentiel nucléaire, si bien qu'on considère la particule ponctuelle pour calculer la barrière relative au proton ($R_1 = 0$). L'effet de l'extension d'une particule composée (deuton, alpha) est, semble-t-il partiellement compris dans la forme du potentiel nucléaire; or, il n'en est pas tenu compte dans les calculs ($R_1 = r_0 \sqrt[3]{2}$ pour le deuton par exemple). C'est ce qui explique la grande différence de barrière pour les protons et les deutons.

D'autre part, la transparence de barrière tend à favoriser l'émission des particules les plus légères. Nous avons calculé (pour ${}_{25}\text{Mn}^{55}$) qu'au-dessous de 3,15 MeV la transparence de barrière à l'approximation WKB est plus grande pour les deutons que pour les tritons.

La hauteur exacte de la barrière dépendant fortement du choix de la forme analytique du potentiel nucléaire choisi, nous n'apportons pas de raffinement à ces calculs. Notre propos est simplement de montrer que l'utilisation d'un potentiel nucléaire diffus conduit à un abaissement considérable de la barrière coulombienne; par conséquent l'effet quantique de transparence à travers la barrière est beaucoup moins important dans ce cas que dans celui d'un puits rectangulaire. En effet, à l'approximation WKB, la transparence est proportionnelle à

$$\exp \left\{ -2 \int_a^b \sqrt{\frac{2m}{\hbar} (V(r) - E)} dr \right\}$$

et l'intégration graphique des potentiels de la figure 22 montre que 0,5 MeV au-dessous de la barrière, la transparence est approximativement 10 fois plus faible pour une barrière calculée sur un puits diffus que pour une barrière calculée sur un puits rectangulaire (avec la même valeur du rayon nucléaire).

Cette remarque nous permet de négliger les effets de transparence.

ANNEXE 3 : ÉVALUATION DE L'ANISOTROPIE DES PARTICULES D'ÉVAPORATION

La connaissance du spectre énergétique des particules émises lors de la cascade et des distributions angulaires (en fonction de l'énergie) permet de calculer l'impulsion transmise au noyau et par suite l'anisotropie des traces d'évaporation.

Les calculs de cascade de METROPOLIS et al. (1958) conduisent aux distributions angulaires et aux spectres énergétiques des protons de cascades (knock-ons). Les auteurs indiquent les distributions angulaires pour deux classes d'énergie : $30 \text{ MeV} < E < 90 \text{ MeV}$ et $E > 90 \text{ MeV}$ relatives à l'émission de protons par Al et U irradiés à 460 MeV et 1840 MeV. Leurs résultats conduisent aux deux remarques suivantes :

- 1° Les distributions angulaires pour Al et U sont très semblables (voir figures 6 à 9, référence 23);
- 2° Les spectres énergétiques pour Al et U ont la même allure (voir figures 12, référence 23).

L'interpolation des résultats de METROPOLIS et al. (1958) pour Cu, Ag et Pt est dès lors possible avec une précision suffisante pour une correction peu importante. (Un calcul préliminaire, non reproduit ici, basé sur l'hypothèse extrême de la transmission intégrale de l'impulsion du nucléon incident au noyau émetteur, conduit en effet à une faible modification de la distribution isotrope.)

La figure 23 représente les spectres énergétiques des protons de cascade pour Cu, Ag et Pt obtenus par interpolation linéaire des résultats de la figure 12, référence 23. Le cut off aux basses énergies correspond aux barrières de Coulomb déterminées expérimentalement, soit respectivement 4, 6 et 10 MeV. Afin d'utiliser les distributions angulaires de METROPOLIS et al., nous divisons les spectres en trois classes d'énergie :

Classe I :	$E < 30 \text{ MeV}$	Ces protons de cascade peuvent être confondus avec ceux d'évaporation.
Classe II :	$30 < E < 90 \text{ MeV}$	Les distributions angulaires dans ces 2 domaines sont données par la référence 23 pour Al et U.
Classe III :	$E > 90 \text{ MeV}$	

SPECTRE ENERGETIQUE DES PROTONS DE CASCADE

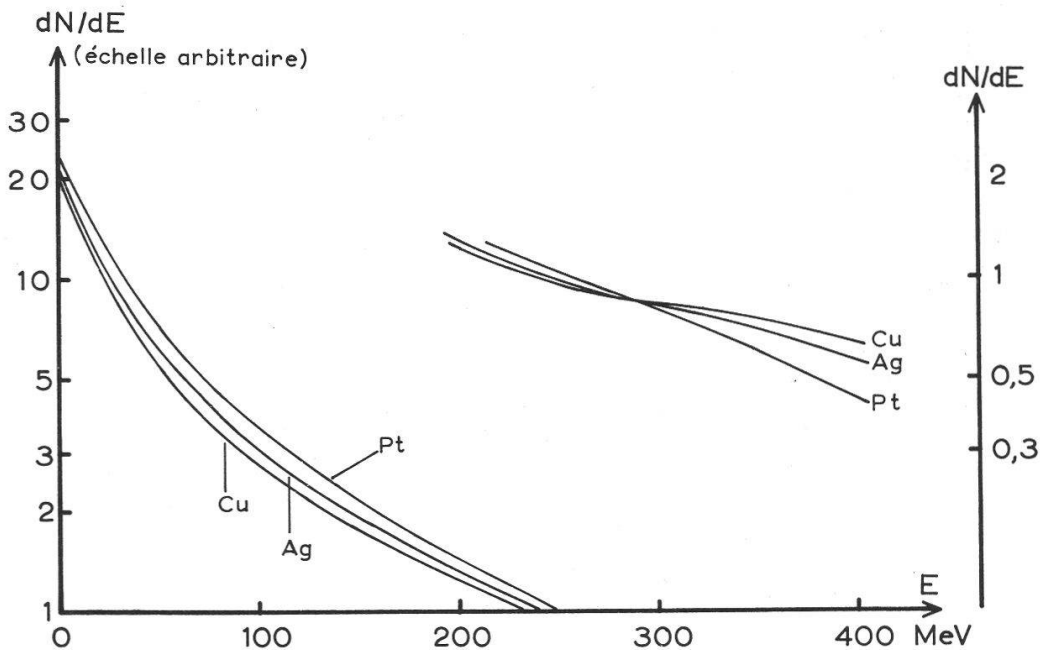


Fig. 23.

L'« impulsion » relativiste $pc = E_{\text{cin}} (1 + 2E_0/E_{\text{cin}})^{1/2}$ emportée en moyenne dans chaque classe a été calculée sur la base des spectres énergétiques. Le tableau XIII indique la proportion de « knock-ons » dans chacune des trois classes, l'« impulsion » moyenne \overline{pc} dans chaque classe, le $\overline{\cos \Theta}$ des « knock-ons » (interpolé linéairement pour Cu, Ag et Pt sur les figures 6 et 7, référence 23 pour les classes II et III et évalué pour la classe I (voir remarque ci-dessous), le nombre moyen $\overline{\nu}$ de nucléons émis lors de la cascade (d'après la figure 4, référence 23). Ces données permettent de calculer l'impulsion moyenne projetée sur la direction d'incidence $\overline{pc \cos \Theta}$ emportée par la cascade (émission de $\overline{\nu}$ nucléons) et par suite l'impulsion P_c laissée au noyau. Tous les calculs sont effectués dans le système du laboratoire. La vitesse V du noyau émetteur est calculée (classiquement) sur la base d'une masse moyenne durant le processus d'évaporation (respectivement $\overline{A} = 55, 96, 184$).

Remarque :

L'émission de « knock-ons » d'énergie inférieure à 30 MeV est certainement caractérisée par une distribution angulaire plus isotrope que pour les classes II et III (à la limite $E = 0$ la distribution serait isotrope (exemple : neutrons thermiques). La variation de $\cos \Theta$ (moyenne sur un grand nombre de particules) en fonction de E est une fonction monotone croissante partant de 0 pour $E = 0$ et qui tend vers 1 pour les grandes énergies ; la figure 24 montre notre méthode d'évaluation de $\overline{\cos \Theta}$ pour la classe I.

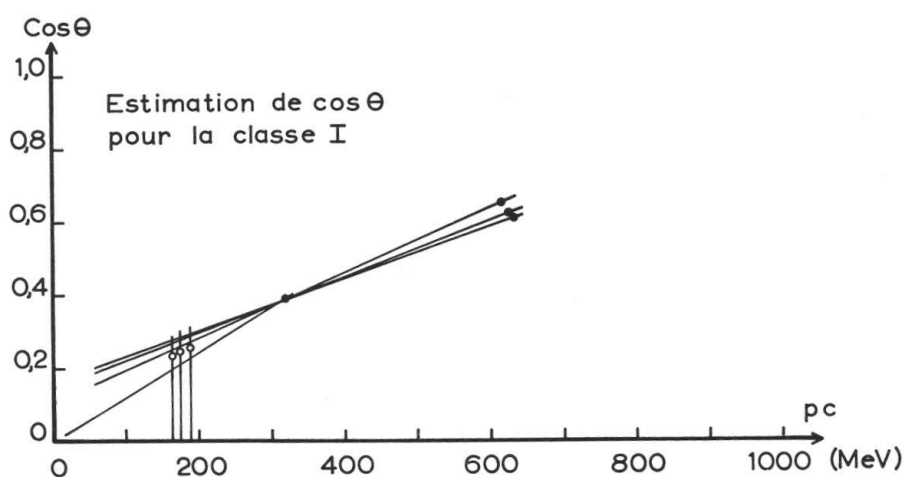


Fig. 24.

TABLEAU XIII

		Cu	Ag	Pt
%	I	32 %	30 %	25 %
	II	30	32	36
	III	38	38	39
\overline{pc}	I	165 MeV	173 MeV	188 MeV
	II	322	322	322
	III	634	626	615
$\overline{\cos \theta}$	I	0,24	0,25	0,25
	II	0,39	0,39	0,39
	III	0,61	0,62	0,65
\overline{v}		3,1	3,0	2,8
$\overline{pc. \cos \theta}$		611 MeV	603 MeV	596 MeV
Pc		339 MeV	347 MeV	354 MeV
V (m/s)		$1,97 \cdot 10^6$	$1,15 \cdot 10^6$	$0,61 \cdot 10^6$

Nous évaluons l'anisotropie pour des protons et des alphas dont l'énergie est une moyenne dans le processus d'évaporation :

$\overline{E} = V + 2T$; V et T sont les valeurs que nous avons déterminées expérimentalement. Les valeurs de \overline{E} utilisées sont indiquées dans le tableau XIV. Dans le même tableau nous avons indiqué les valeurs de $\beta = v/c$ calculées d'après la relation :

$$E_{cin} = m_0 c^2 \left[(1 - \beta^2)^{-1/2} - 1 \right]$$

TABLEAU XIV

	Cu	Ag	Pt
\overline{E}_p	7,0 MeV	8,6 MeV	12,3 MeV
\overline{E}_α	10,1 MeV	13,7 MeV	19,6 MeV
β_p	0,122	0,133	0,160
β_α	0,073	0,088	0,102

L'application des formules relativistes d'addition des vitesses n'est pas nécessaire ici; les formules classiques (v = vitesse dans le laboratoire, v' = vitesse dans le système en mouvement) :

$$v_x = v'_x \text{ et } v_y = v'_y$$

sont bien suffisantes (précisions de l'ordre du 10^{-3}).

L'angle Θ de la trajectoire dans l'émulsion photographique avec la direction x (direction d'incidence) se calcule facilement (Θ' étant l'angle d'émission dans le système en mouvement) :

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{v_y}{v_x} = \frac{v'_y}{v'_x + V} = \frac{v' \sin \Theta'}{v' \cos \Theta' + V}$$

soit :

$$\cotg \Theta = \cotg \Theta' + \frac{V/v'}{\sin \Theta'}$$

Le $\overline{\cos \Theta}$ des distributions angulaires s'obtient après quelques calculs et en tenant compte du fait que la distribution en Θ' est isotrope :

$$\overline{\cos \Theta} = \frac{2V}{3v}$$

soit, numériquement :

		Cu	Ag	Pt
$\overline{\cos \Theta}$	protons	0,036	0,020	0,008
	alphas	0,060	0,029	0,013

Résumé

Les étoiles d'évaporation produites en bombardant des feuilles de Cu, Ag et Pt avec des neutrons de 400 MeV (environ) ont été observées dans des émulsions photographiques nucléaires (méthode du sandwich). Les traces noires, classées en deux groupes selon la charge de la particule ($z = 1$ et $z \geq 2$) ont été étudiées systématiquement.

Les spectres énergétiques expérimentaux ont été comparés avec une expression théorique tenant compte du refroidissement du noyau au cours des évaporations successives dans laquelle la température moyenne des spectres d'émission est reliée aux températures initiale T_i et finale T_f par la relation $T = \sqrt{T_i \cdot T_f}$. Au contraire des distributions en énergie, les distributions des parcours dN/dR font apparaître des pics correspondant à l'émission de protons, de deutons et de tritons pour

$z = 1$ et de Li^6 , He^4 et He^3 pour $z \geq 2$. L'abaissement apparent de la barrière coulombienne, mis ainsi en évidence pour les particules chargées, est discuté sur la base d'un potentiel nucléaire à bord diffus. Ces distributions des parcours permettent d'autre part l'évaluation des rapports d'émission des différents types de particules. Les distributions angulaires des traces, interprétées en tenant compte de la cascade intranucléaire précédant l'évaporation, montrent que les nombres de protons ($E < 30$ MeV) et d'alphas de cascade par étoile sont indépendants de A et valent respectivement 0,3 et 0,6. Les distributions en grandeur des étoiles et les énergies d'excitation des étoiles sont discutées et comparées aux résultats théoriques obtenus par la méthode de Monte-Carlo.

Zusammenfassung

Verdampfungsterne erzeugt durch die Beschiessung von Cu, Ag und Pt — Folien mit schnellen Neutronen ($E \simeq 400$ MeV) wurden in Kernemulsion beobachtet (Sandwichmethode). Schwarze Spuren mit elektrischer Ladung $z = 1$ und $z \geq 2$ wurden systematisch untersucht.

Experimentelle Energiespektren wurden mit einem theoretischen Ausdruck verglichen, der die Abkühlung des Kernes während den successiven Verdampfungsakten berücksichtigt. Die mittlere Temperatur des Spektrum ist gegeben durch $T = \sqrt{T_i T_f}$ wobei T_i und T_f Anfang- und Endtemperaturen sind. Im Gegenteil zu den Energiespektren, zeigen die Reichweiteverteilungen dN/dR , Maxima, die durch Proton, Deuton und Tritonenverdampfungen für $z = 1$ und Li^6 , He^4 und He^3 Verdampfungen für $z \geq 2$ bedingt sind. Die beobachtete Erniedrigung der Coulombschen Barriere für geladene Teilchen wird auf Grund eines diffusen Kernpotential diskutiert. Die Emissionsverhältnisse von verschiedenen Teilchen können mit diesen Reichweiteverteilungen abgeschätzt werden. Die Winkelverteilungen der Spuren, die mit Kaskaden und Verdampfungsprozessen verknüpft sind, zeigen zahlreiche « Knock-ons » deren Zahl pro Stern 0,3 für Protonen ($E < 30$ MeV) und 0,6 für Alphateilchen, unabhängig von A , sind. Sterngrösse-diagramme und Anregungsenergieverteilungen werden mit den durch die Monte-Carlo Methode gelieferten Ergebnissen verglichen.

Summary

Evaporation stars produced by bombarding thin sheets of Cu, Ag and Pt with high energy neutrons ($E \simeq 400$ MeV) were observed in nuclear emulsions (sandwich). The black tracks separated in two groups according to their electric charge ($z = 1$ and $z \geq 2$) were systematically studied.

The observed energy spectra have been compared with a theoretical expression taking into account the cooling of the nucleus during the

successive steps of evaporation. In this expression, the mean temperature is related to the initial and final temperatures T_i and T_f respectively through the relation $T = \sqrt{T_i T_f}$. In contrast to the energy distributions, the range distributions dN/dR show peaks due to the emission of protons, deuterons and tritons for $z = 1$ and of Li^6 , He^4 and He^3 for $z \geq 2$. The apparent lowering of the Coulomb barrier for charged particles is discussed on the basis of a diffuse nuclear potential. These range distributions allow the evaluation of the emission ratio for the different kinds of particles. The angular distributions of the tracks interpreted in terms of an intranuclear-cascade and a subsequent evaporation process, give the number of protons ($E < 30$ MeV) and alpha knock-ons per star. The resulting numbers, i. e. 0,3 respectively 0,6, are independent of A . Size and excitation energy distributions of the stars are discussed and compared with theoretical results obtained by Monte-Carlo calculations.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 ARON, W. A., HOFFMANN, B. G., WILLIAMS, F. C. — (1951). Range Energy Curves (US AECU 663, Radiation Laboratory, University of California).
- 2 BARBOUR, I. — (1954). *Phys. Rev.* 93 : 535.
- 3 BARKAS, W. H., YOUNG, D. M. — (1954). Emulsions Tables I UCRL 2579.
- 4 BERNARDINI, G., BOOTH, E. T., LINDENBAUM, S. J. — (1952). *Phys. Rev.* 88 : 1017.
- 5 BOVET, C., JEANNET, E., ROSSEL, J., VAUCHER, E. — (1958). *Helv. Phys. Acta* 31 : 583.
- 6 DEMERS, P. — (1958). Ionographie p. 444-446, *Montréal* (Les Presses universitaires de Montréal).
- 7 DOSTROVSKY, I., RABINOWITZ, P., BIVINS, R. — (1958). *Phys. Rev.* 111 : 1659.
- 8 DOSTROVSKY, I., FRAENKEL, Z., RABINOWITZ, P. — (1958). A/Conf. 15/P/1615 (Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Genève 1958).
- 9 DZHELEPOV, V. P., DMITRIEVSKI, V. P., KATYSHEV, V. S., KOSODAEV, M. S., MESHCHERIAKOV, M. G., PONTEKORVO, B., CHESTNOI, A. Y. — (1956). *CERN Symposium I* p. 504, Genève.
- 10 ERBA, E., FACCHINI, U., SAETTA MENICHELLA, E. — (1961). *Nuovo Cim* 22 : 1237.
- 11 GOLDBERGER, M. L. — (1948). *Phys. Rev.* 74 : 1296.
- 12 HAGEDORN, R., MACKE, W. — (1953). Kosmische Strahlung, *Berlin* (Springer).
- 13 HARDING, G. N., FARLEY, F. J. M. — (1956). *Proc. Phys. Soc.* A69 : 853.
- 14 HARDING, J. B., LATTIMORE, S., PERKINS, D. H. — (1949). *Proc. Roy. Soc.* A196 : 325.
- 15 HODGSON, P. E. — (1958). *Nuclear Phys.* 8 : 1.
- 16 KISELEV, V., FLIAGIN, V. B. — (1957). *Soviet Phys. JETP* 5 : 786.
- 17 KISELEV, V. S., OGANICAN, K. O., POZE, R. A., FLIAGIN, V. B. — (1959). *Soviet Phys. JETP* 8 : 564.
- 18 LECOUEUR, K. J. — (1950). *Proc. Phys. Soc.* A 63 : 259.
- 19 LOOK, W. O., MARCH, P. V., MUIRHEAD, H., ROSSER, W. G. V. — (1955). *Proc. Roy. Soc.* A 320 : 215.
- 20 McMANUS, H., SHARP, W. T., GELLMANN, H. — (1954). *Phys. Rev.* 93 : 924.
- 21 MESHCHERIAKOV, M. G., VRELOV, V. P., NEGANOV, B. S., VZOROV, I. K., SHABUDIN, A. F. — (1956). *CERN Symposium II*, p. 347, Genève.
- 22 METROPOLIS, N., BIVINS, R., STORM, M., TURKEVICH, A., MILLER, J. M., FRIEDLÄNDER, G. — (1958). *Phys. Rev.* 110 : 185.
- 23 METROPOLIS, N., BIVINS, R., STORM, M., MILLER, J. M., FRIEDLÄNDER, G., TURKEVICH, A. — (1958). *Phys. Rev.* 110 : 204.
- 24 MOSZKOWSKI, S. A. — (1957). *Encyclopedia of Physics XXXIX* p. 445, *Berlin* (Springer).
- 25 PERFILOV, N. A., LOZHKIN, O. V., SHAMOV, V. P. — (1960). *Soviet Phys. USPEKHI* 3 : 1.

- 26 SERBER, R. — (1947). *Phys. Rev.* 72 : 1114.
 - 27 SÜSSMANN, G. — (1953). *Z. f. Naturforschung* 89 : 404.
 - 28 TAYLOR, A. E. — (1957). *Reports on Progress in Physics* 20 : 86.
 - 29 TOMASINI, A. — (1957). *Nuovo Cim.* 6 : 404.
 - 30 VAGANOV, P. A., OSTROUMOV, V. I. — (1958). *Soviet Phys. JETP* 6 : 871.
 - 31 WEISSKOPF, V. — (1937). *Phys. Rev.* 52 : 295.
 - 32 ZANGGER, C., ROSSEL, J. — (1956). *Helv. Phys. Acta* 29 : 507.
 - 33 Rapport CERN / SC / 5372 B — (1959).
-