

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 42 (1969)

Heft: 3

Artikel: Interaction p-noyau à 3 GeV/c dans l'émulsion nucléaire

Autor: Bogdanski, M. / Jeannet, E. / Metzger, C.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-114078>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 21.12.2024

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

Interactions p -noyau à 3 GeV/c dans l'émulsion nucléaire

par M. Bogdanski, E. Jeannet et C. Metzger

Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel

(1 X 68)

Summary. The results of an analysis of about 700 'stars' induced by 3 GeV/c protons in photographic emulsion are presented. A new technique used for measuring the tracks is described.

Size distributions of stars in terms of black, grey and shower tracks, angular distributions of emitted particles, energy spectra of protons and alphas, emission ratios of protons and alphas as well as the excitation energy distribution of the residual nuclei after the intranuclear cascade are in good agreement with the cascade-evaporation model of nucleon - nuclei high energy interactions.

Introduction

Ce travail fait partie des recherches effectuées par notre Institut sur le modèle statistique, décrivant les réactions nucléaires à grande énergie [1 à 5], au moyen de la technique des émulsions nucléaires. Nous avons pu nous convaincre que l'étude des particules secondaires de faible énergie (traces noires dites «d'évaporation») ne devrait pas être dissociée de celle des particules plus énergétiques (traces grises dites «de cascade» et traces fines). Pour clarifier cette situation, nous avons étudié les interactions p -noyau et \bar{p} -noyau à 3 GeV/c en vue de leur comparaison. Nous savons en effet que l'annihilation libère une énergie considérable et entraîne l'émission d'un grand nombre de pions, modifiant ainsi le développement de la cascade intranucléaire. Nous exposons ici les résultats relatifs aux «étoiles nucléaires» produites par des protons; un article présentant les résultats obtenus pour les étoiles d'antiprotons, est en préparation [6].

Une réaction nucléon-noyau à grande énergie (telle que la longueur d'onde associée à la particule incidente soit faible par rapport au rayon du noyau) se décrit [7] par une cascade intranucléaire de chocs nucléon-nucléon et pion-nucléon laissant le noyau résiduel dans un état fortement excité (une centaine de MeV), cascade suivie de l'évaporation d'un certain nombre de neutrons (non détectés par notre méthode), de protons, de deutons, de particules α , etc.

Méthode expérimentale

Nous avons effectué un dépouillement par suivage de traces de protons incidents dans 2 plaques Ilford G-5 choisies au milieu d'un empilement de 20 plaques irradiées au faisceau de protons de l'accélérateur SATURNE de Saclay. Le Professeur MAX MORAND de Paris (Sorbonne) nous a aimablement mis cet empilement à disposition. L'énergie des protons était réglée à 2,23 GeV.

Nous avons ainsi découvert 702 étoiles nucléaires dont les traces ont été classées en trois groupes: 1° les traces fines dont la densité de grains est inférieure à 1,4 fois le minimum d'ionisation g_0 , 2° les traces grises dont la densité est supérieure à 1,4 g_0 et dont le parcours R dépasse 3,5 mm, 3° les traces noires dont R est inférieur à 3,5 mm. Les traces très courtes ($R < 3\mu\text{m}$), considérées comme «reculs», n'ont pas été retenues.

Les traces noires ont été réparties en deux catégories sur la base d'une évaluation visuelle de la densité de grains et de la diffusion multiple: celles de charge $z = 1$ que nous appellerons désormais «protons» bien qu'il puisse s'agir, en faible proportion, de deutons ou de tritons et celles de charge $z \geq 2$ que nous nommerons «alphas» bien que des noyaux ${}^3_2\text{He}$, ${}^6_3\text{Li}$ ou ${}^7_3\text{Li}$ y entrent pour une faible part.

Le tableau I résume les résultats de cette première analyse:

Tableau I

Nombre total d'étoiles	$N_{tot} = 702$	
Nombre de traces fines	$N_f = 667$	$\bar{N}_f = 0,95 \pm 0,05$
Nombre de traces grises	$N_g = 1696$	$\bar{N}_g = 2,42 \pm 0,12$
Nombre de traces noires	$N_n = 3125$	$\bar{N}_n = 4,45 \pm 0,22$
Nombre de protons	$N_p = 1874$	
Nombre d'alphas	$N_\alpha = 681$	
Nombre de traces noires non identifiées ^{a)}	$N' = 570$	

a) 144 traces présentant une interaction secondaire et 426 n'ayant pu être poursuivies d'une plaque à l'autre en raison d'un défaut de développement.

Les parcours des traces noires ont été déterminés en projetant l'image de l'étoile sur la table d'un coordinatomètre digitalisé (grossissement 630 \times). La position d'un point de l'émulsion est donnée par 3 têtes de lecture; l'une, fixée sur la vis micro-

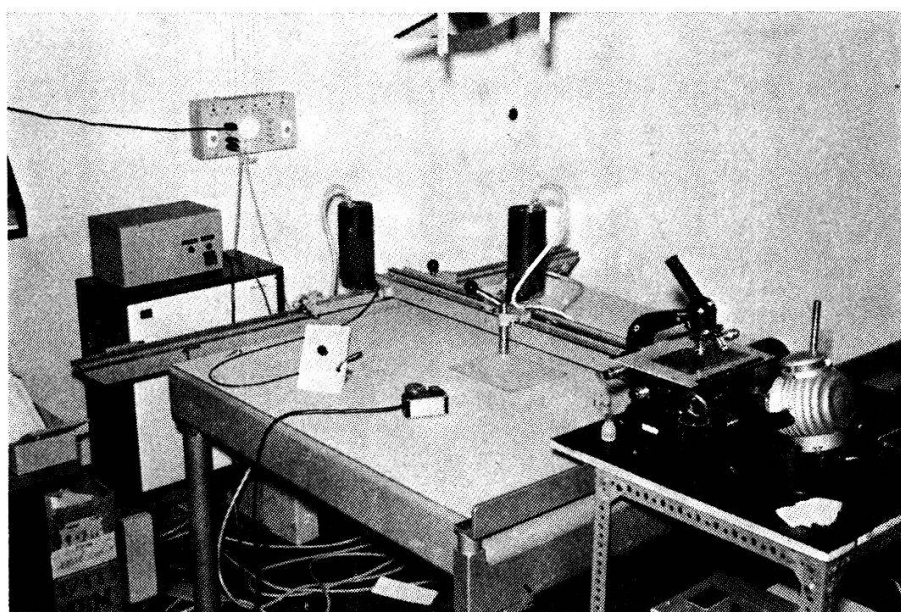


Figure 1
Photographie de l'installation.

métrique de mise au point du microscope, repère la hauteur relative z du point considéré dans la plaque, les 2 autres, attenantes aux crémaillères de la table, fixent x et y . Ces informations sont transférées automatiquement sur cartes perforées. La figure 1 présente une vue de l'installation. Cette méthode permet de réduire le temps de mesure d'un facteur 8 à 10.

La longueur des traces se calcule à partir de l'expression :

$$R = \sum_{i=1}^n \{G^2 [(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2] + S^2 (z_{i+1} - z_i)^2\}^{1/2}$$

où n est le nombre de segments utilisés pour mesurer la trace, G le rapport entre l'unité de mesure du coordinatomètre (0,200 mm) et le grossissement ($630 \times$): $G = 0,316 \mu\text{m}/\text{div}$ et S le rapport de l'épaisseur de l'émulsion non développée (mesurée au palpeur) à l'épaisseur de l'émulsion développée (mesurée optiquement avec un objectif $10 \times$): $S = 2,73$.

Les erreurs dues à l'aberration sphérique du système de projection ont été évitées en plaçant les extrémités des segments à mesurer symétriquement par rapport à l'axe optique du système. La figure 2 représente les résultats de 50 mesures effectuées sur 3 traces de longueurs et de pentes différentes.

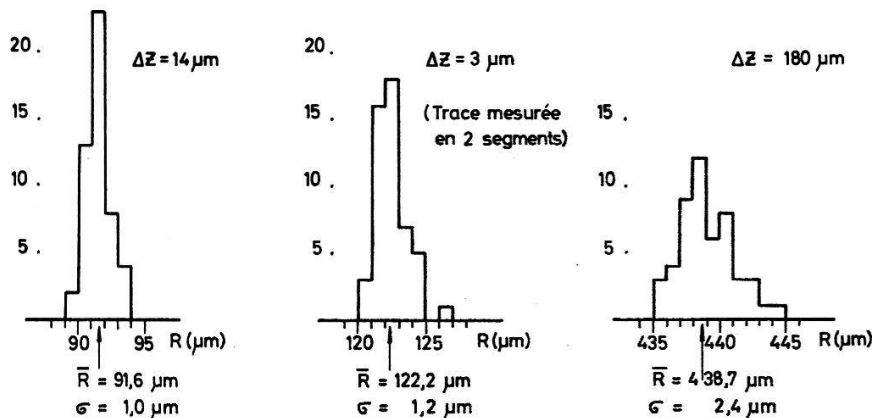


Figure 2

Distributions des longueurs de 3 traces mesurées chacune 50 fois.

L'énergie cinétique des protons est déterminée par l'expression $E_p = a R^b$ [8] dans laquelle R est en μm et E_p en MeV

$$\text{avec } a = 0,281 \pm 0,005 \quad \text{et} \quad b = 0,568 \pm 0,003 .$$

Pour les alphas, nous avons admis l'expression: $E_\alpha = 4 a R^b$.

Résultats

La figure 3 présente les distributions de nos étoiles en nombre N_N , N_G , N_F de branches noires, grises et fines.

Le tableau II indique le nombre d'étoiles ayant N_N traces noires et N_G traces grises, tandis que le tableau III donne le nombre d'étoiles ayant $N_H = N_N + N_G$ traces noires et grises et N_F traces fines.

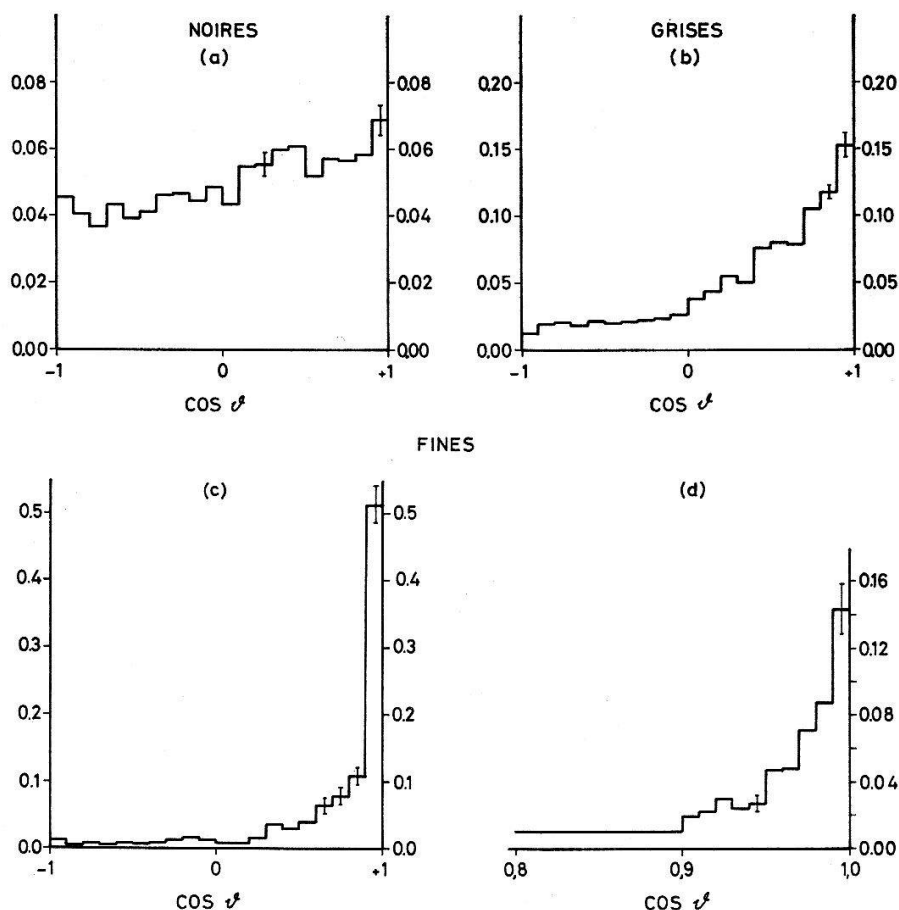


Figure 4

Distributions angulaires des traces noires (a), grises (b) et fines (c) avec le détail du pic vers l'avant (d) pour les traces fines.

La figure 4 illustre les distributions angulaires obtenues pour les traces noires, grises et fines, ainsi que le détail du pic vers l'avant pour les traces fines.

Les figures 5 et 6 montrent les spectres énergétiques obtenus pour les protons et les alphas. Une certaine proportion de traces n'ayant pu être poursuivies d'une plaque à l'autre, nous avons appliqué une correction géométrique tenant compte de la probabilité d'enregistrer l'extrémité de la trace en fonction de l'énergie. Notons que cette correction n'influence pratiquement pas le spectre des alphas, leur parcours étant relativement faible ($R < 600 \mu\text{m}$). Les énergies moyennes tirées de ces résultats valent:

$$\tilde{E}_p = 11,1 \text{ MeV}; \quad \tilde{E}_\alpha = 12,4 \text{ MeV}.$$

Nous avons adapté sur ces spectres une courbe d'évaporation du type [9]

$$\frac{dN}{dE} = \frac{E - V}{T^2} e^{-(E-V)/T} \quad (1)$$

où V représente le seuil du spectre (lié à la barrière coulombienne du noyau) et où T est lié à la température nucléaire. L'adaptation des paramètres au moyen d'un programme recherchant la valeur minimum du χ^2 conduit aux valeurs suivantes:

Protons: $T = 5,25 \text{ MeV}$ $V = 1,5 \text{ MeV}$ niveau de confiance: 6%
 Alphas: $T = 5,25 \text{ MeV}$ $V = 2,5 \text{ MeV}$ niveau de confiance: 50%

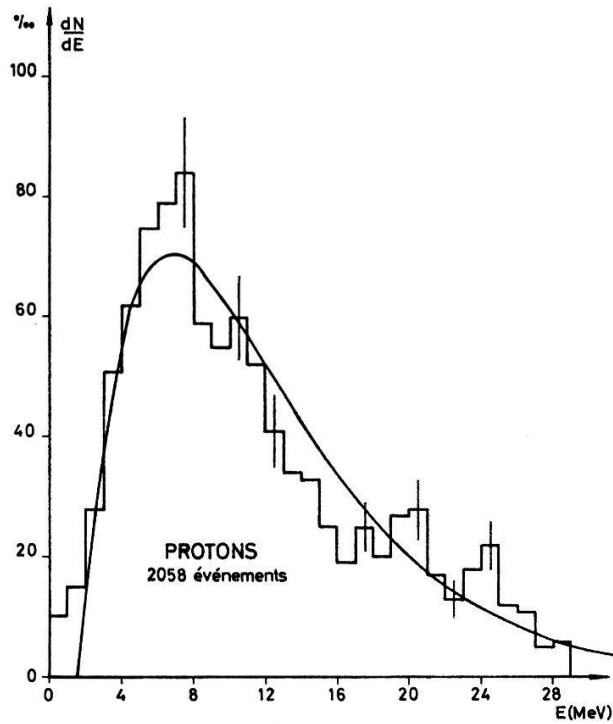


Figure 5

Spectre énergétique corrigé des protons d'évaporation.

La courbe continue représente la relation (1) avec $V = 1,5$ MeV et $T = 5,25$ MeV.

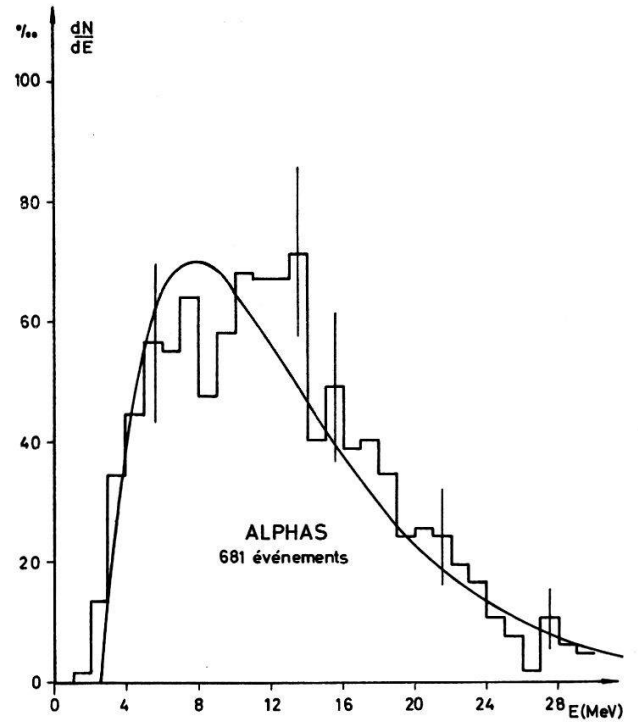


Figure 6

Spectre énergétique des alphas d'évaporation.

La courbe continue représente la relation (1) avec $V = 2,5$ MeV et $T = 5,25$ MeV.

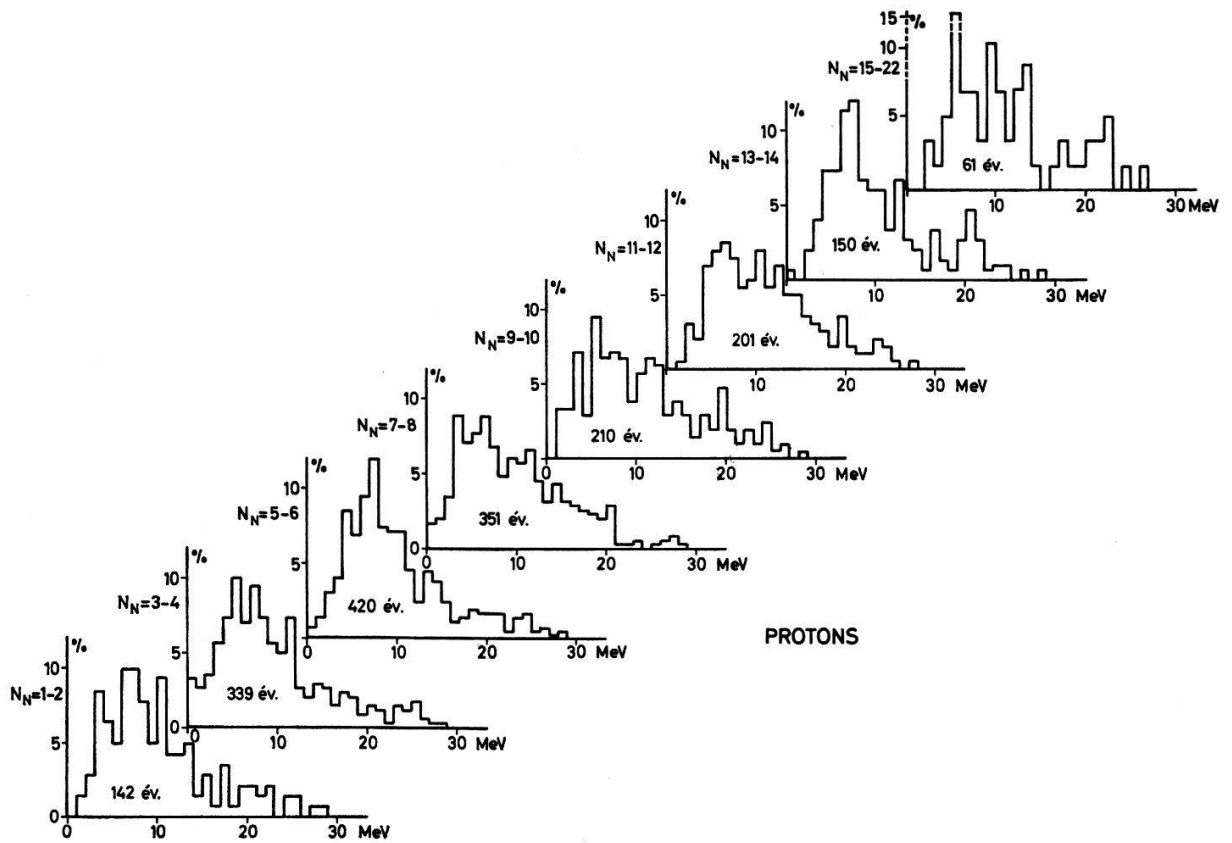


Figure 7

Spectres énergétiques des protons pour différentes catégories d'étoiles.

Les figures 7 et 8 représentent les spectres énergétiques des protons et des alphas pour un nombre donné N_N de traces noires. On constate que l'allure générale des spectres ne dépend pas de manière systématique de la grandeur de l'étoile. Les

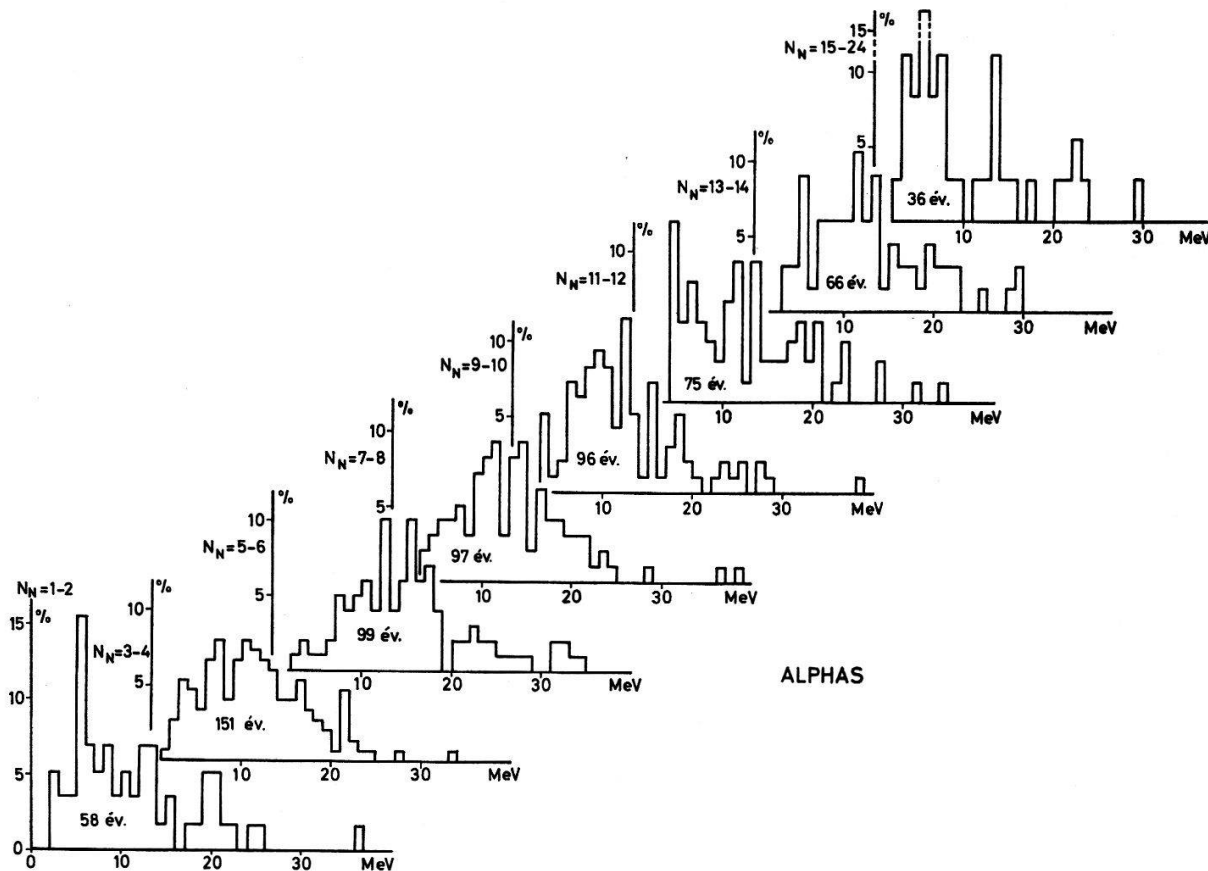


Figure 8

Spectres énergétiques des alphas pour différentes catégories d'étoiles.

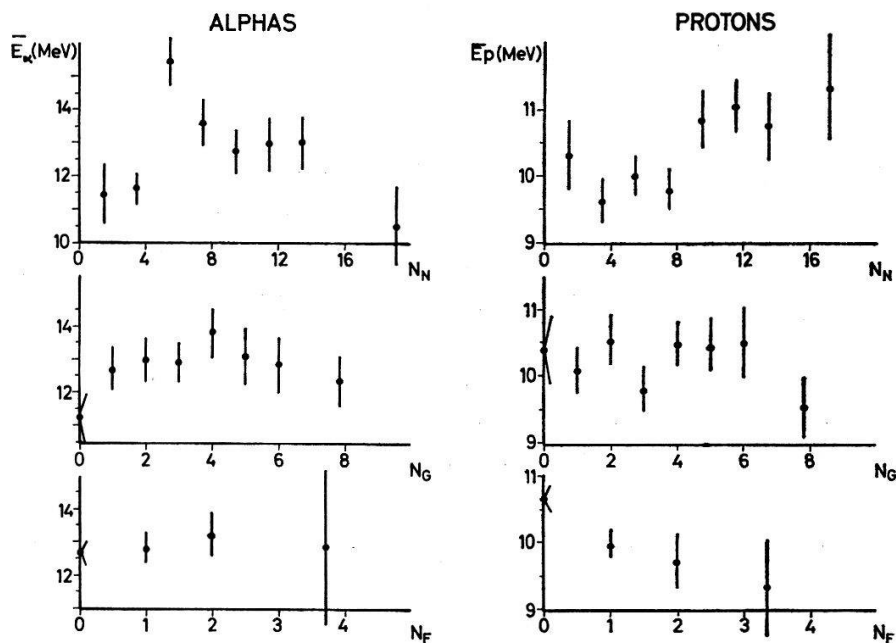


Figure 9

\bar{E}_α et \bar{E}_p en fonction du nombre de branches des étoiles.

énergies cinétiques moyennes \bar{E}_p et \bar{E}_α ont été reportées en fonction de N_N , de N_G et de N_F dans la figure 9; on ne constate pas, ici non plus, de variation significative. On obtient pour les énergies moyennes globales: $\langle E_p \rangle = 10,2 \text{ MeV}$; $\langle E_\alpha \rangle = 12,8 \text{ MeV}$.

Nous n'avons pas apporté de correction géométrique à ces calculs. Il est donc normal que $\langle E_p \rangle$ soit quelque peu inférieur à \bar{E}_p . La petite différence entre $\langle E_\alpha \rangle$ et \bar{E}_α provient du découpage en classes inégales.

La figure 10 représente le taux d'émission $P_\alpha(N_N) = N_\alpha / (N_\alpha + N_p)$ des particules α pour les étoiles ayant $N_N = N_\alpha + N_p$ traces noires. Les valeurs reportées tiennent compte de corrections relatives aux traces non identifiées: pour chacune des 144 traces présentant des interactions secondaires, nous avons admis un même taux $P_\alpha(N_N)$ que pour les étoiles dont les N_N traces noires ont été identifiées; 426 traces non

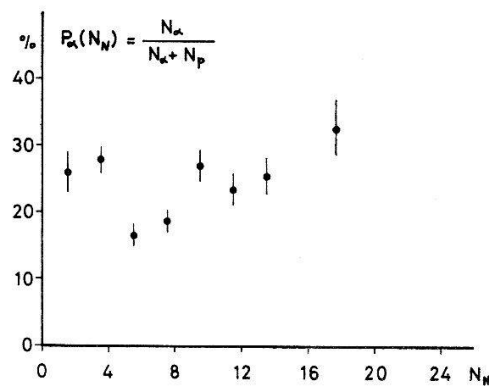


Figure 10

Taux d'émission des particules α en fonction du nombre de branches noires des étoiles.

poursuivies (dont le parcours est supérieur à $600 \mu\text{m}$) ont été considérées comme protons sur la base des figures 5 et 6. Les deux valeurs notées pour $N_N \leq 4$ sont relevées par la contribution des noyaux légers C, N et O. Pour $N_N > 4$, on obtient une croissance quasi linéaire. Le taux d'émission global des particules α vaut:

$$P_\alpha = 0,231 \pm 0,008.$$

Dans le but d'étudier l'énergie d'excitation U des noyaux au début de l'évaporation, nous avons calculé, pour chaque étoile, l'énergie totale U_+ , somme des énergies cinétiques des traces noires émises. Aux traces présentant des interactions secondaires, dans une étoile à N_N branches, nous avons assigné une énergie:

$$E = P_\alpha(N_N) \langle E_\alpha \rangle + [1 - P_\alpha(N_N)] \langle E_p \rangle$$

Nous avons d'autre part admis que les traces non poursuivies avaient toutes une énergie de $21,6 \text{ MeV}$. Cette valeur est la moyenne de la distribution énergétique obtenue en soustrayant le spectre de protons détectés du spectre corrigé de la figure 5. La distribution des valeurs de U_+ ainsi calculées est reportée sur la figure 11.

La valeur moyenne de U_+ vaut: $\bar{U}_+ = 63,45 \text{ MeV}$. Nous avons adapté sur notre histogramme expérimental une courbe à deux paramètres, n et U_0 , de la forme:

$$\frac{dN}{dU_+} = A U_+^n e^{-U_+/U_0}$$

A est une constante de normalisation dépendant de n et U_0 . La méthode du maximum de vraisemblance [10] donne une relation simple entre nos deux paramètres: $U_0 = \bar{U}_+ / (n + 1)$.

Nous avons calculé χ^2 pour plusieurs n et trouvé une valeur minimale [$\chi^2 = 20,6$; $P_{25}(\chi^2) = 0,70$] pour $n = 0,6$. Une distribution de Maxwell-Boltzmann, pour laquelle $n = 0,5$, conduit à $\chi^2 = 22,0$ et $P_{25}(\chi^2) = 0,63$. La courbe tracée sur la figure 11 est une distribution du type:

$$\frac{dN}{dU_+} = A \sqrt{U_+} e^{-U_+/U_0} \quad (2)$$

avec $U_0 = 42,3$ MeV.

Discussion

Nous limiterons la discussion aux caractéristiques des particules d'évaporation (traces noires) dont la distribution angulaire est pratiquement isotrope; une publication plus approfondie concernant les collisions primaires (traces fines) et la cascade intranucléaire (traces grises) est en préparation [6].

a) *Energie d'excitation avant l'évaporation*

L'histogramme de la figure 11 présente un intérêt pour lui-même; l'énergie emportée par les particules chargées est en effet une mesure de l'ionisation que les particules d'évaporation provoquent dans la matière entourant l'étoile.

La forme (2) est en bon accord avec les résultats d'un calcul de METROPOLIS et coll. [11] qui ont étudié la cascade intranucléaire sur différents noyaux par une méthode de Monte-Carlo et montré que la distribution des énergies résiduelles U après la cascade

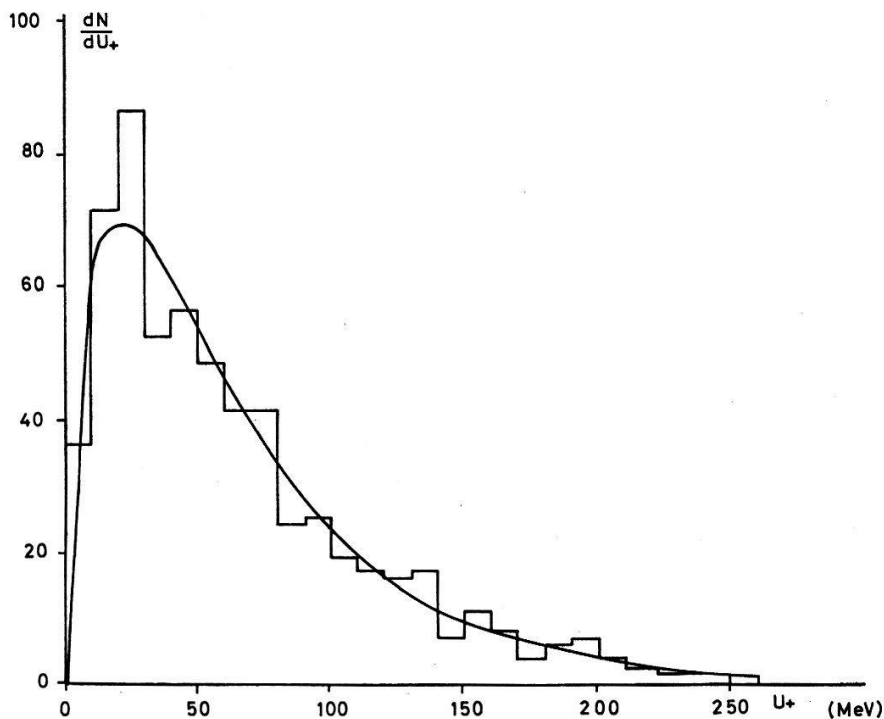


Figure 11

Distribution des énergies cinétiques emportées pour chaque étoile par les particules chargées. La courbe continue représente une distribution de Maxwell (relation (2)).

épouse une forme maxwellienne. La figure 12 représente les valeurs moyennes \bar{U} obtenues par ces auteurs pour différents noyaux et pour des protons incidents de 1,85 GeV.

Nous avons reporté l'énergie d'excitation \bar{U} relative à notre irradiation, évaluée en ajoutant à $\bar{U}_+ = 63,45$ MeV l'énergie moyenne \bar{U}_n emportée par les neutrons et l'énergie de liaison totale moyenne \bar{B}_{tot} par étoile utilisée par les particules émises.

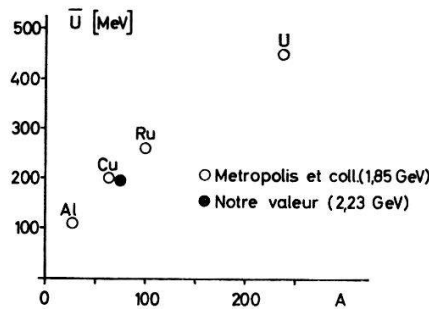


Figure 12

Energie d'excitation moyenne par étoile en fonction du nombre de masse A .

Le nombre moyen N_0 de neutrons émis par étoile est calculé en supposant qu'au cours des évaporations successives le rapport du nombre de neutrons au nombre de protons du noyau résiduel reste constant en moyenne et vaut 1,3 (fond de la «vallée de stabilité»); le nombre moyen de particules chargées ($\bar{N}_n = 4,45$) et la proportion moyenne d'alphas ($P_\alpha = 0,231$) conduisent alors à $N_0 = 5,08$. Nous admettons d'autre part que le spectre énergétique des neutrons est caractérisé par la même température $T = 5,25$ MeV que ceux des protons et des alphas, ce qui conduit à une énergie moyenne $\bar{E}_n = 2 T = 10,5$ MeV et à une valeur $\bar{U}_n = 53,3$ MeV. Le choix d'énergies de liaison valant 8,7 MeV pour les protons et les neutrons et 6,5 MeV pour les alphas [3] entraîne une énergie de liaison totale moyenne de 80,6 MeV. L'énergie d'excitation moyenne atteint ainsi la valeur $\bar{U} = 197$ MeV; elle est relative à un «noyau moyen» de l'émulsion dont le nombre de nucléons A vaut 74. Etant donné les approximations faites dans notre évaluation de \bar{U} d'une part et dans celle de METROPOLIS et coll. [11]. d'autre part, l'accord peut être considéré comme satisfaisant (voir figure 12, où $\bar{U} = 205$ MeV pour ^{64}Cu).

Dans le modèle du noyau en gaz de Fermi, l'énergie d'excitation est reliée à la température nucléaire T par une expression du type $U = a T^2$; a est un coefficient proportionnel au nombre A de nucléons du noyau et voisin de $A/10$ (dont la valeur exacte dépend du rayon et de la profondeur du puits de potentiel ainsi que du nombre relatif de neutrons N/A). Pour un «noyau moyen» de l'émulsion, $A = 74$ et $a = 7,4$ conduisent, avec $T = 5,25$ MeV, à $\bar{U} = 204$ MeV, valeur à comparer à notre évaluation $\bar{U} = 197$ MeV. Remarquons que les plus grandes énergies U_+ détectées dans nos étoiles sont supérieures à 200 MeV, ce qui conduit à des énergies d'excitation U dépassant 600 MeV. L'énergie moyenne par nucléon dans le noyau atteint alors l'énergie de liaison par nucléon et l'équilibre thermodynamique postulé dans la théorie de l'évaporation devient problématique.

b) *Spectres énergétiques*

Les études expérimentales de l'évaporation nucléaire à plus basse énergie [1, 3] ont montré que l'adaptation d'une formule du type (1) aux spectres de protons et d'alphas conduit à des paramètres V nettement inférieurs aux barrières coulombiennes des noyaux émetteurs et à des températures T plus grandes pour les spectres d'alphas que pour ceux des protons; de plus, tous les spectres présentent un excès de particules aux grandes énergies. Ces « anomalies » ont trouvé différentes explications: la présence de particules telles que deutons, tritons, noyau de lithium, confondues expérimentalement avec les protons et les alphas, contribue à un abaissement fictif du seuil V ainsi qu'à un élargissement du spectre [3]; l'émission de fragments instables tels que ${}^8_4\text{Be}$ [12] peut conduire à des particules alphas ayant une énergie inférieure à la barrière B_α du noyau considéré. Il convient aussi de constater que non seulement le noyau cible n'est pas connu (l'émulsion nucléaire contient les noyaux Ag, Br, O, N, C et H) mais encore que la cascade intranucléaire conduit à toute une distribution de noyaux excités et par suite à un élargissement des spectres. D'autre part, une étude détaillée du refroidissement du noyau [3, 5] a montré que la formule (1) n'est qu'une approximation valable pour des excitations relativement faibles ($T \leq 2$ MeV).

Bien qu'aucune correction n'ait été apportée à nos spectres pour tenir compte des remarques ci-dessus (la méthode utilisée ne le permettant pas), les spectres expérimentaux s'adaptent relativement bien à une courbe du type (1); mieux encore, une seule température, $T = 5,25$ MeV, convient aux 2 spectres. Remarquons toutefois que l'adaptation est meilleure pour les « alphas » que pour les « protons », où des protons peu énergétiques émis lors de la cascade sont interprétés comme particules d'évaporation [6].

c) *Taux d'émission*

Le nombre moyen ΔA de nucléons perdus par le noyau excité au cours des évaporations successives se calcule à partir du nombre moyen de traces noires $\bar{N}_n = 4,45$, de la proportion moyenne d'alphas $P_\alpha = 0,231$ et du nombre moyen $N_0 = 5,08$ de neutrons émis (évalué sous a). Le résultat, $\Delta A = 12,6$, est à comparer avec les valeurs tirées des estimations théoriques de HAGEDORN et coll. [9] et de DOSTROVSKY et coll. [13].

Pour des noyaux de l'émulsion, HAGEDORN et coll. indiquent (Fig. 2 [9]) qu'un ΔA de 12,6 correspond à une température initiale de 4,5 MeV, tandis que nous avons obtenu $T = 5,25$ MeV à partir de nos spectres énergétiques. DOSTROVSKY et coll., sur la base d'un calcul de Monte-Carlo, trouvent (Fig. 29 [13]) $\Delta A = 12,6$ pour les énergies initiales d'excitation $U = 180$ MeV (${}^{109}\text{Ag}$) et $U = 205$ MeV (${}^{64}\text{Cu}$), en introduisant un paramètre de densité de niveau $a = A/10$ dans leur calcul. Ces deux valeurs encadrent bien notre résultat $U = 197$ MeV relatif à des noyaux initiaux « moyens » de $A \simeq 70$ après la cascade.

Le taux $P_\alpha = 0,231$ correspond en fait à la proportion de particules de charge $z \geq 2$ émises. On en tire le rapport $R = (N(z \geq 2)/N(z = 1))$ généralement évalué dans la littérature et qui vaut 0,30 dans notre cas. Les courbes publiées par HAGEDORN et coll. [9] (Fig. 1) permettent de calculer $R = 0,30$ pour $T = 4,5$ MeV (température compatible avec $\Delta A = 12,6$) et $R = 0,28$ pour $T = 5,25$ MeV (température tirée de nos spectres). D'autre part, DOSTROVSKY et coll. [13] trouvent que l'énergie d'excitation initiale influence peu ce rapport R ; leur figure 19 montre qu'un rapport $R \simeq 0,30$

pour $U \simeq 200$ MeV peut être obtenu avec un paramètre de densité de niveau $a = A/20$ ou bien avec $a = A/10$ mais en diminuant la barrière coulombienne pour tenir compte de l'effet tunnel. Il semble que cette dernière alternative soit la bonne étant donné que la valeur $a = A/10$ relie de manière satisfaisante nos valeurs de T et de U et que les seuils V de nos spectres sont inférieurs aux valeurs des barrières coulombiennes.

Ce choix est corroboré par les figures 23 et 24 [13] qui indiquent un nombre moyen de particules chargées, émises pour une excitation de 200 MeV, valant $\bar{N}_n = 5,5$ pour ^{64}Cu et $\bar{N}_n = 4,0$ pour ^{109}Ag alors que nous trouvons $\bar{N}_n = 4,45$ pour $A \simeq 70$.

Compte tenu du fait que nos évaluations sont basées sur un «noyau moyen» de l'émulsion et que nos traces sont séparées en particules de charges $z \geq 2$ et $z = 1$, on peut conclure que l'accord de nos résultats avec les calculs de HAGEDORN et coll. [9] et ceux plus raffinés de DOSTROVSKY et coll. [13] est satisfaisant, tant du point de vue des nombres de particules émises que des spectres énergétiques, de l'énergie d'excitation et du rapport $R = (N(z \geq 2)/N(z = 1))$. On peut, de plus, indiquer qu'un paramètre de densité de niveau $a = A/10$ donne le meilleur accord avec nos résultats, si l'on tient compte, pour le calcul de R , de l'abaissement de la barrière coulombienne.

Nous remercions le Professeur J. ROSSEL de l'intérêt qu'il a porté à cette étude et de ses remarques constructives. Notre groupe de «scanning-girls» dont le travail consciencieux d'exploration et de mesure a permis cette recherche, a droit à notre gratitude. Cette étude a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.

Bibliographie

- [1] C. ZANGGER et J. ROSSEL, *Helv. phys. Acta* 29, 507 (1956).
- [2] C. BOVET, E. JEANNET, J. ROSSEL et E. VAUCHER, *Helv. phys. Acta* 33, 529 (1960).
- [3] E. JEANNET, *Bull. Soc. Neuch. Sc. Nat.* 86, 5 (1963).
- [4] E. JEANNET et J. ROSSEL, *Helv. phys. Acta* 36, 560 (1963).
- [5] C. BOVET, *Helv. phys. Acta* 37, 361 (1964).
- [6] C. METZGER, Thèse présentée à l'Université de Neuchâtel (à paraître).
- [7] R. SERBER, *Phys. Rev.* 72, 1114 (1947).
- [8] W. BARKAS and D. YOUNG, UCRL Report 2579 (rev.) (1954).
- [9] R. HAGEDORN, R. MACKE, *Kosmische Strahlung*, W. Heisenberg (Berlin 1953).
- [10] J. OREAR, UCRL Report 8417 (1958).
- [11] N. METROPOLIS, R. BIVINS, M. STORM, J. MILLER, G. FRIEDLANDER and A. TURKEVICH, *Phys. Rev.* 110, 204 (1958).
- [12] C. METZGER, J. DAETWYLER, B. BOSKOVIC et E. JEANNET, *Helv. phys. Acta* 39, 58 (1966).
- [13] I. DOSTROVSKY, P. RABINOWITZ and R. BIVINS, *Phys. Rev.* 111, 1659 (1958).