



HAL
open science

Étalonnage d'une plaque de physique nucléaire : application à l'étude des traces isolées produites par le rayonnement cosmique au niveau de la mer

Jean Edmont

► **To cite this version:**

Jean Edmont. Étalonnage d'une plaque de physique nucléaire : application à l'étude des traces isolées produites par le rayonnement cosmique au niveau de la mer. *Journal de Physique et le Radium*, 1949, 10 (1), pp.22-32. 10.1051/jphysrad:0194900100102200 . jpa-00234142

HAL Id: jpa-00234142

<https://hal.science/jpa-00234142>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

**ÉTALONNAGE D'UNE PLAQUE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE:
APPLICATION A L'ÉTUDE DES TRACES ISOLÉES PRODUITES PAR LE RAYONNEMENT COSMIQUE
AU NIVEAU DE LA MER**

Par JEAN EDMONT.

Sommaire. — Les traces laissées par les particules électrisées élémentaires dans l'émulsion photographique permettent l'étude de ces particules du point de vue masse et énergie.

Une plaque photographique utilisée en physique nucléaire a été étalonnée en utilisant des particules connues — proton — ce qui a permis l'étude de certaines traces provenant du rayonnement cosmique au niveau de la mer.

L'étude des particules chargées par la méthode de la plaque photographique, présente certaines difficultés; la particule ne s'arrête pas toujours dans l'émulsion (existence d'un parcours résiduel), de plus, la trace peut s'affaiblir pendant le laps de temps précédant le développement.

Dans ces conditions, à partir des seules données expérimentales (nombre de grains d'argent de la trace ΔN sur un parcours visible ΔR , densité linéaire $\frac{dN}{dR}$), il faut rétablir la courbe $N = f(R)$ que l'on aurait obtenue sans affaiblissement, N et R étant comptés à partir de la fin de la trace. (On sait, en effet, que les courbes $N = f(R)$ correspondant à des particules de même charge Z et de masses respectives M et M' sont homothétiques dans le rapport $\frac{M}{M'}$, le centre étant l'origine; ces courbes sont donc caractéristiques de la particule considérée.)

Le présent travail a eu essentiellement pour objet la discrimination quantitative des particules enregistrées dans les émulsions nucléaires actuelles dans le cas où il faut tenir compte du parcours résiduel (traces incomplètes).

En premier lieu, nous avons procédé à l'étalonnage des plaques utilisées pour ces études: pour ceci, les courbes $N = f(R)$ correspondant à des particules de nature connue, provenant de réactions nucléaires, ont été construites.

L'influence du fading sur la forme de la courbe a été étudiée de la même manière.

Une relation empirique existant entre N et R a été mise en évidence, ce qui a permis d'établir aisément une relation entre la densité linéaire

$\frac{dN}{dR}$ et R . La détermination du parcours résiduel par cette méthode a été ainsi facilitée et a pu être systématisée.

Il en est de même de la mesure des masses (quelques exemples d'application sont donnés).

La comparaison de la courbe $\frac{dN}{dR} = f'(R)$ avec la courbe $\frac{dE}{dR} = f_1(R)$ (énergie dE perdue par élément dR) a permis de montrer que l'énergie cédée par la particule était mieux utilisée aux grandes vitesses, du point de vue formation de l'image latente.

Dans la seconde partie, les traces isolées provenant du rayonnement cosmique au niveau de la mer, sont étudiées:

particules de $Z = 2$ (He_2^+ et isotopes);
particules de $Z = 1$ (H_1^+ , isotopes et particules intermédiaires).

Nous nous sommes limités à l'interprétation expérimentale des résultats.

1. ÉTALONNAGE D'UNE PLAQUE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE.

I. Construction des courbes $N = f(R)$ et $\frac{dN}{dR} = f'(R)$ correspondant à des protons. Extension aux courbes N , et $\frac{dN}{dR} = f'(R)$ pour deutons et tritons. Influence du fading. — Les plaques utilisées pour cette étude sont des « Nuclear Research emulsions » (Ilford) $C_2 + B$ développées entre 30 et 40 mn. Les mesures ont été faites avec un microscope Lemardeley (objectif 1/15 immersion, oculaire $\times 10$). Seule la partie centrale du champ

a été utilisée de manière à être assuré d'une netteté suffisante. Le micromètre oculaire a été étalonné préalablement (1 division = 1,273 micron).

La construction des courbes a été effectuée en utilisant des parcours de protons provenant du choc de neutrons de la réaction



sur les noyaux d'hydrogène des matériaux entourant la plaque. Les protons ont sensiblement la même direction privilégiée que les neutrons; cette direction faisant un très petit angle avec la plaque, un grand nombre de protons s'arrêtait dans l'émulsion.

A. Une première étude a été faite pour éliminer l'effet du fading. — Ceci en développant la plaque immédiatement (1 h 15 mn) après l'exposition.

Six trajectoires de protons (800, 850, 880, 880, 900, 1 040 μ) ont été retenues. Cinq des courbes obtenues sont pratiquement superposées, la dispersion $\frac{\Delta N}{N}$ étant inférieure à $1,5 \cdot 10^{-2}$ pour $R = 900$ microns. Par contre la sixième courbe est notablement plus élevée ($\frac{\Delta N}{N} = 7 \cdot 10^{-2}$ à 900 microns) (fig. 1).

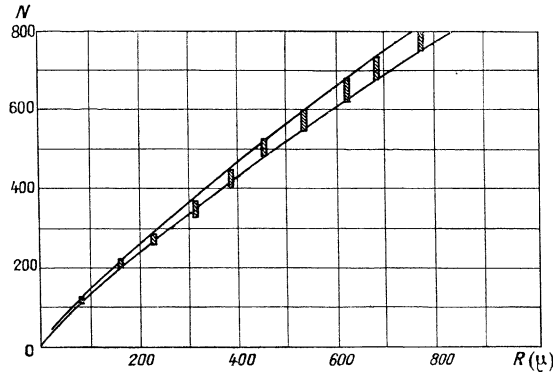


Fig. 1.

La proximité assez prolongée de la trajectoire et de la surface air-gélatine semble être cause de cette différence assez importante; le voile de la plaque est en effet plus intense à la surface et le nombre de grains parasites introduits lors du comptage est plus important que pour une trajectoire se trouvant à l'intérieur de l'émulsion. Le phénomène contraire (diminution apparente du nombre de grains) est observé lorsque la trace longe la surface verre-gélatine sur une assez grande distance.

EXISTENCE D'UNE RELATION EMPIRIQUE $N = AR^p$. — Elle est mise en évidence par la représentation graphique de $\log N$ en fonction de $\log R$. La courbe représentative est en effet sensiblement une droite.

L'erreur introduite $\frac{dN}{N}$ est inférieure à $0,4 \cdot 10^{-2}$ entre 100-1 000 microns et $\frac{dN}{N} < 10^{-2}$ entre 50 et 100 microns.

On trouve comme relation

$$\log N = 0,456 + 0,84 \log R, \quad \text{soit} \quad N = 2,86 R^{0,84}. \quad (1)$$

Ceci permet de calculer facilement $\frac{dN}{dR}$ dans le même intervalle.

$$\log \frac{dN}{dR} = 0,381 - 0,16 \log R, \quad \text{soit} \quad \frac{dN}{dR} = 2,4 R^{-0,16}. \quad (2)$$

RELATIONS ENTRE N , $\frac{dN}{dR}$ ET R POUR LES DEUTONS ET TRITONS. — Ces relations se déduisent facilement de (1) et (2) en tenant compte des remarques faites précédemment sur l'homothétie et l'affinité des courbes représentatives.

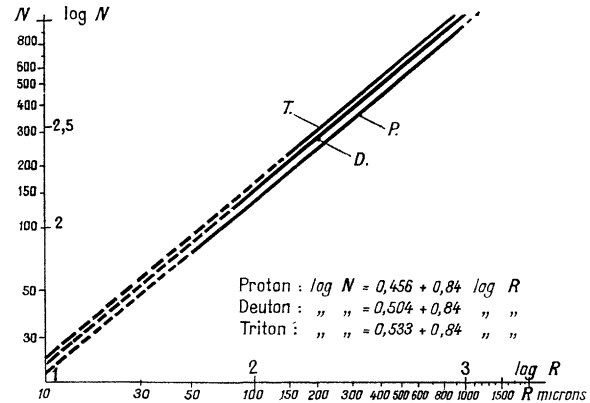


Fig. 2.

R_D et R_P étant les coordonnées d'un point de la courbe du deuton, nous avons : $R_D = 2 R_P$ et $N_D = 2 N_P$ relations qui donnent, en tenant compte de (1),

$$\log N_D - \log 2 = 0,456 + 0,84 \log R_D - 0,84 \log 2,$$

soit

$$\log N_D = 0,504 + 0,84 \log R_D \quad \text{ou} \quad N_D = 3,19 R_D^{0,84}, \quad (1')$$

dans le cas du triton, le même calcul nous donne

$$\log N_T = 0,533 + 0,84 \log R_T \quad \text{ou} \quad N_T = 3,41 R_T^{0,84}. \quad (1'')$$

Des transformations analogues sur la formule (2) nous donnent

$$\log \frac{dN_D}{dR} = 0,429 - 0,16 \log R_D. \quad (2')$$

$$\log \frac{dN_T}{dR} = 0,417 - 0,16 \log R_T \quad (\text{fig. 2 et 3}). \quad (2'')$$

Remarques. — 1° Ces relations pour les deutons et les tritons n'ont pu être vérifiées expérimentalement sur un grand nombre de particules. Toutefois, une particule d'origine cosmique a donné comme courbe

$$\log N = 0,496 + 0,84 \log R,$$

ce qui est très proche de la courbe du deuton.

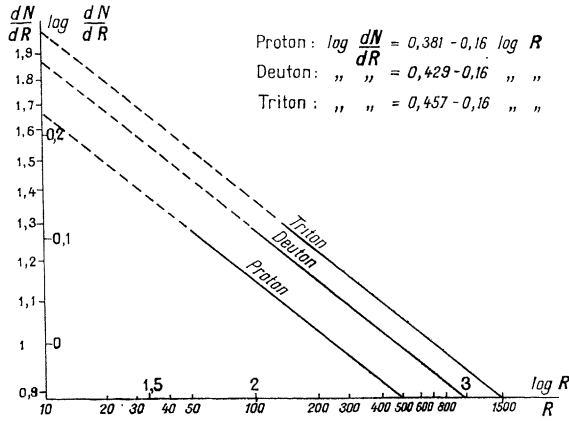


Fig. 3.

DISCUSSION. — Ces relations ont été établies expérimentalement, en prenant la moyenne des mesures. Dans leur utilisation ultérieure, il sera nécessaire de tenir compte de la dispersion de ces mesures, car celle-ci sera cause d'une erreur systématique. Tous les nombres N trouvés à 900 microns sont compris dans un intervalle ΔN de part et d'autre de la valeur moyenne, tel que $\frac{\Delta N}{N} < 5 \cdot 10^{-2}$.

La dispersion des mesures a d'autre part été étudiée par la répartition statistique des nombres N de grains contenus dans un intervalle de 76 microns de longueur, situé à une distance constante (190 microns) de l'extrémité.

Les résultats sont résumés par le tableau suivant.

N .	75.	76.	77.	78.	79.	80.
Nombre de trajectoires..	1	1	3	0	1	1
N .	81.	82.	83.	84.	85.	86.
Nombre de trajectoires..	6	1	4	3	0	1

L'intervalle contenant tous les nombres N est :

$$N_m - \Delta N \quad N_m + \Delta N \quad \text{tel que} \quad \frac{\Delta N}{N} < 6 \cdot 10^{-2}.$$

Le courbe de répartition ci-contre montre que les nombres N sont sensiblement plus resserrés que si la distribution était totalement due au hasard. Le calcul de l'écart quadratique moyen donne $\sigma \approx 3$ ce qui est très inférieur à la valeur $\sqrt{N_m} = 9$, qui serait donnée par une répartition gaussienne.

Les courbes T, D, P, représentent la valeur moyenne de $\log N$ en fonction de $\log R$. Or, $\log R$ est connu avec toute la précision désirable. Mais N

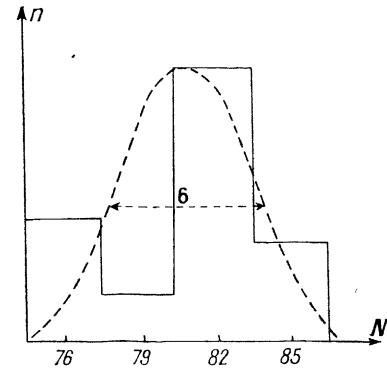


Fig. 4.

peut varier entre $N + \Delta N$ et $N - \Delta N$, tel que $\frac{\Delta N}{N} < 5 \cdot 10^{-2}$. Comme $\frac{dN}{N} = \frac{1}{\log e} d(\log N)$, les valeurs de $\log N$ sont données par :

Proton..... $\log N = 0,456 \pm 0,022 + 0,84 \log R$
 Deuteron..... $\log N = 0,504 \pm 0,022 + 0,84 \log R$
 Triton..... $\log N = 0,533 \pm 0,022 + 0,84 \log R$

Les points représentatifs de $\log N$ en $f(\log R)$ sont donc compris dans trois bandes qui se chevauchent partiellement pour les deutons et les tritons. Cette disposition est assez fâcheuse pour la sûreté des déterminations, comme nous le verrons par la suite.

2° Les domaines de valabilité de ces formules empiriques se déduisent de celui du proton; à savoir 100-2 000 microns pour le deuton et 150 3 000 microns pour le triton.

3° L'exposant de la formule $N = AR^p$ ne dépend pas de la masse de la particule, mais seulement du nombre Z .

B. Étude faite en développant la plaque trois mois après l'exposition. Influence du fading. — Des plaques identiques aux précédentes ayant été impressionnées en même temps, ont été développées dans les mêmes conditions, mais trois mois après l'exposition. Ces plaques ont été conservées dans des conditions identiques à celles qui furent exposées aux rayons cosmiques.

Les grains ont été comptés sur quatre traces de protons (825, 500, 350 et 300 microns).

Une formule empirique de la forme $\log N = f(\log R)$ a pu être établie.

$$\log N = 0,47 + 0,82 \log R$$

donnant N moyen avec une erreur $\frac{\Delta N}{N} < 2 \cdot 10^{-2}$ pour

un parcours R supérieur à 100 microns. Les nombres R sont compris dans un intervalle $N_m \pm \Delta'N$, tel que

$$\frac{\Delta'N}{N} = 3,5 \cdot 10^{-2}.$$

Il est à remarquer que l'exposant p de $N = AR^p$ a légèrement diminué : 0,82 au lieu de 0,84.

Des mesures analogues permettent une évaluation du vieillissement d'une trace, par la simple mesure de l'exposant p et comparaison à la courbe donnant la variation de p avec le temps séparant l'exposition du développement. Toute théorie du fading doit expliquer la variation de p .

On a noté aussi au cours du dénombrement des grains un changement d'aspect de ceux-ci. Alors que dans le premier cas (développement immédiat) les grains étaient par amas, ils sont souvent, cette fois, isolés, même vers la fin de la trace.

C. Plaques développées quatre mois après l'exposition. — Il subsiste peu de longues traces après quatre mois. La formule empirique donnant N en $f(R)$ est cette fois

$$\log N = 0,44 + 0,79 \log R.$$

L'exposant p a donc diminué rapidement entre trois et quatre mois. On peut penser que la chute

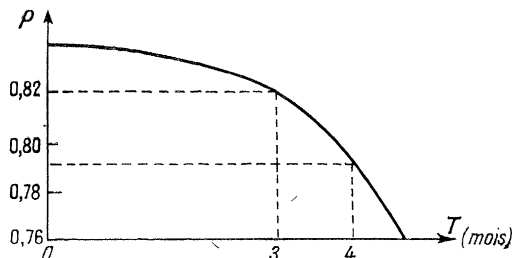


Fig. 5.

de p sera de plus en plus rapide et que les traces deviendront très vite indiscernables, à cause du voile.

II. Application de cette étude. — *a. AU RENDEMENT DE L'IONISATION.* — Des courbes donnant la variation de l'énergie du proton avec le parcours ont été établies expérimentalement [1]. On peut en déduire facilement la variation de l'énergie dE perdue par élément dR en fonction de R . Il est intéressant de comparer la courbe $\frac{dN}{dR} = f'(R)$ à $\frac{dE}{dR} = f_1(R)$ afin de donner une idée de l'utilisation de l'énergie aux différentes vitesses.

Entre 100 et 1 000 microns, on peut établir entre E et R une relation empirique de la forme

$$\log E = 0,59 \log R - 0,62. \quad (3)$$

E étant exprimé en MeV et R en microns, relation qui donne E dans cet intervalle à moins de 10^{-2} près. Cette relation nous donne, dans le même intervalle,

$$\log \frac{dE}{dR} = -0,41 \log R - 0,86. \quad (4)$$

soit, en tenant compte de (2),

$$\log \frac{dN}{dR} = 0,39 \log \frac{dE}{dR} + 0,71. \quad (5)$$

Cette formule nous permet de construire la courbe $dN = f(dE)$ entre les points A et B (fig. 6). Au delà

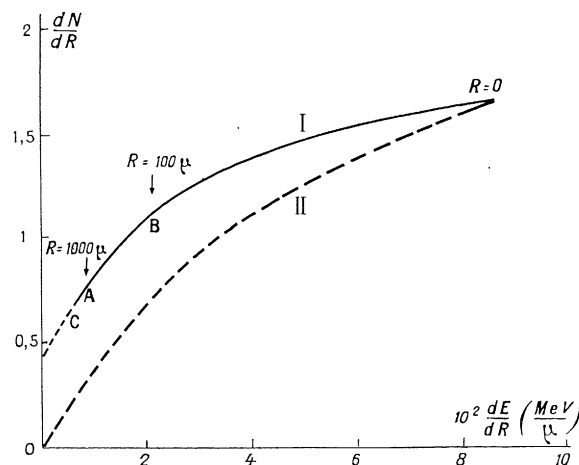


Fig. 6.

de B (parcours plus courts), on peut construire quelques points en déterminant graphiquement $\frac{dN}{dR}$ et $\frac{dE}{dR}$ à partir des courbes $N = f(R)$ et $E = f_1(R)$.

Au delà de A, on peut extrapoler, en prolongeant la partie sensiblement rectiligne CA, qui coupe l'axe pour $\frac{dN}{dR} = 0,45$.

Cette densité résiduelle correspondant à une perte d'énergie nulle, s'expliquerait par la présence de grains parasites du voile, dénombrés en même temps que ceux qui appartiennent réellement à la trace. Cette densité 0,45 g/micron est une limite supérieure qui peut se retrouver en considérant les grains du voile qui forment un alignement.

Pour avoir la courbe exacte $dN = f(dE)$, il faut déduire de dN cette valeur constante 0,45; il est à remarquer toutefois que cette valeur est supérieure à la réalité lorsqu'il s'agit de densités linéaires $\frac{dN}{dR}$ assez importantes (correspondant à de faibles parcours), car à ce moment, les grains de la trace sont nettement différents de ceux provenant du voile.

La courbe II (fig. 6) obtenue après correction,

donne des indications qualitatives sur le rendement de l'ionisation. Le rapport $\frac{dN}{dE}$ croît depuis les faibles parcours jusqu'à une limite supérieure pour des parcours très importants. L'énergie cédée par la particule semble donc mieux utilisée, en ce qui concerne la formation de l'image latente, lorsque la particule a une grande vitesse, ce qui confirme le mécanisme proposé par M. P. Cuer [2].

b. A LA DÉTERMINATION DU PARCOURS RÉSIDUEL DANS LE CAS DES TRACES INCOMPLÈTES. — La plupart des traces isolées d'origine cosmique ne se terminent pas dans l'émulsion (84 %). Leur étude du point de vue nature et énergie est donc plus complexe que pour des particules obtenues par des réactions nucléaires. En ce qui concerne la charge, il est facile de distinguer à première vue, dans les plaques étudiées (C₂ + B) développées entre 30 et 50 mn, les particules de $Z = 1$ de celles de $Z > 1$. Pour celles-ci, la trace est continue sur un très grand parcours.

Mais pour des particules $Z = 1$, il est impossible de donner *a priori*, la masse, donc de déterminer à partir de la densité, le parcours résiduel effectué en dehors de l'émulsion sensible.

Le seul critère permettant de déterminer ces deux facteurs dont dépend la connaissance de l'énergie est la variation de la densité de grains sur le parcours visible.

Soient $d_0 = \frac{dN}{dR}(R_0)$ et $d_1 = \frac{dN}{dR}(R_1)$ les densités aux extrémités d'un parcours ΔR visible : $\Delta R = R_1 - R_0$. L'inconnue est R_0 .

Or $\frac{dN}{dR} = BR^{-n}$, donc

$$\log \frac{d_0}{d_1} = n \log \frac{R_0}{R_1}.$$

On peut donc connaître théoriquement $\frac{R_0}{R_1}$ et par suite, avec $R_1 - R_0 = \Delta R$, déterminer R_0 .

La connaissance de R_0 et d_0 permet de déterminer enfin la nature de la particule par les courbes $\frac{dN}{dR} = f'(R)$. (On suppose qu'il s'agit de particules communes, protons, deutons, tritons).

Pratiquement, il suffit de faire la courbe $N = f(\Delta R)$ en comptant les grains, sur la partie visible, et à partir de cette courbe déterminer les densités d_0 et d_1 . Pour cela, on peut, si la courbure de la courbe n'est pas trop accusée, prendre la pente de la corde joignant les points situés à $R_0 - a$ et $R_0 + a$.

Si la courbure est par trop faible et le parcours visible trop court pour pouvoir déterminer avec précision d_0 et d_1 , on prend la valeur moyenne de la densité $\frac{dN}{dR}$. On fait une série d'hypothèses sur la masse, ce qui permet de calculer la variation

de la pente entre les deux extrémités, variation qui, en première approximation est égale à $4f/l$; ceci permet de donner la nature la plus probable (fig. 7).

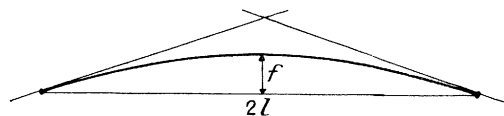


Fig. 7.

La seule difficulté consiste donc à trouver la valeur de n convenable, car nous avons vu que cette valeur dépend beaucoup du fading. Cette valeur peut varier entre +0,24 et +0,16.

On peut, si la partie visible est assez grande, déterminer une troisième valeur de $\frac{dN}{dR}(R_2) = d_2$.

On possède alors un système d'équations

$$\begin{aligned} \frac{\log d_0 - \log d_1}{\log d_0 - \log d_2} &= \frac{\log R_0 - \log R_1}{\log R_0 - \log R_2}, \\ R_1 - R_0 &= \Delta R_1, \\ R_2 - R_0 &= \Delta R_2, \end{aligned}$$

où les inconnues sont R_0 , R_1 et R_2 . Ce système ne peut être résolu qu'en faisant certaines approximations.

Exemple. — Une particule visiblement de charge 1 de 3 800 microns a donné la courbe $N = f(R)$ ci-contre (fig. 8).

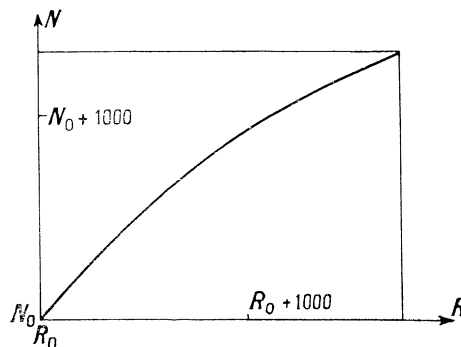


Fig. 8.

On a les données suivantes :

$$\begin{aligned} R_0 &= 1,04, \\ R_1 &= R_0 + 1000, & d_1 &= 0,62, \\ R_2 &= R_0 + 1800, & d_2 &= 0,54. \end{aligned}$$

La variation rapide de $\frac{dN}{dR}$ nous fait supposer *a priori* que la particule est légère (proton) et par suite qu'elle est assez près de sa fin en R_0 ($d_0 = 1,04$ correspond à un parcours de proton $\simeq 150$ microns).

Par suite, on pourra, en première approximation, négliger R_0 devant R_1 et R_2 . Les résultats nous montreront si cette approximation est légitime.

Les calculs nous donnent

$$\log \frac{d_0}{d_1} = 0,22464; \log \frac{d_0}{d_2} = 0,28464; \log \frac{d_0}{d_1} : \log \frac{d_0}{d_2} = \frac{1}{1,27},$$

avec l'approximation ci-dessus

$$\log \frac{R_1}{R_0} = \log \frac{1000}{R_0} \quad \text{et} \quad \log \frac{R_2}{R_0} = \log \frac{1800}{R_0},$$

ce qui donne

$$1,27 = \frac{3,255 - \log R_0}{3 - \log R_0},$$

$$\log R_0 = 2,036, \quad R_0 \approx 110 \text{ microns.}$$

Comme vérification, on peut chercher le nombre N de grains à 1 800 microns.

L'exposant p de $N = AR^p$ nous est donné par

$$\log \frac{d_0}{d_1} = (p-1) \times \log \frac{R_0}{R_1}, \quad \text{ce qui donne} \quad p = 0,78;$$

d'autre part,

$$\log \frac{dN}{dR} = a + (p-1) \log R,$$

en faisant $\frac{dN}{dR} = d_0$, $R = R_0$, cette relation nous donne le coefficient $a = 0,48$. A partir de cette valeur, on peut calculer le coefficient b de la formule

$$\log N = b + p \log R. \quad \text{soit} \quad b = 0,58.$$

Cette formule nous donne pour valeurs de N

$$\begin{array}{lll} \text{pour } R = 1910, & N_{\text{cal}} = 1420, & N_{\text{reel}} = 1376, \\ \text{» } R = 1110, & N_{\text{cal}} = 895, & N_{\text{reel}} = 938; \end{array}$$

on voit que

$$\frac{\Delta N}{N} < \frac{5}{90}.$$

Comme

$$\frac{\Delta N}{N} = 0,78 \frac{\Delta R}{R}, \quad \text{on trouve} \quad \frac{\Delta R}{R} < 7,10^{-2}.$$

Donc, cette particule, qui est très probablement un proton (nombre de grains à 100 microns : 138 ± 8 alors que la moyenne pour les protons est 135 ± 10), a un parcours résiduel de 110 ± 8 . Le parcours visible étant de $3900 \pm 50 \mu$, ce proton a une trajectoire de longueur totale de $3900 \pm 60 \mu$, soit une énergie de

$$30 \pm 0,5 \text{ MeV.}$$

Causes d'erreur. *x. Longueur visible.* — Ces déterminations seront d'autant plus précises que la longueur visible de la trajectoire sera plus grande. L'exemple précédent montre qu'avec une longueur visible de 4 000 microns environ, il est relativement facile de retrouver la formule empirique donnant

$N = f(R)$ à moins de 10 % près, et par suite de donner la nature et l'énergie de la particule avec assez de précision. Malheureusement d'aussi longs parcours visibles sont rares. Et pourtant, il est souvent nécessaire de déterminer le parcours résiduel de particules traversant l'émulsion en quelques centaines de microns (cas des branches d'étoiles). Si la particule est énergique, la variation de densité sur un parcours aussi faible est pour ainsi dire imperceptible; par suite, il est difficile ou même impossible de différencier : proton, deuton, et triton.

Une autre erreur introduite par le peu de longueur de la partie visible est celle que l'on fait sur la densité moyenne, ce qui, par suite, introduit une erreur ΔR sur le parcours résiduel, puisque d'après (2),

$$\left| \frac{\Delta \left(\frac{dN}{dR} \right)}{\frac{dN}{dR}} \right| = (1-p) \frac{\Delta R}{R}.$$

L'erreur sur la densité $\Delta \left(\frac{dN}{dR} \right)$ peut provenir de la fluctuation statistique du nombre N sur l'intervalle considéré. Cette erreur est de l'ordre de $6,10^{-2}$, comme nous l'avons vu précédemment.

Donc

$$(1-p) \frac{\Delta R}{R} < 6,10^{-2},$$

$$\frac{\Delta R}{R} < \frac{6}{1-p} \cdot 10^{-2}.$$

Cette erreur est la limite inférieure de celle commise sur R . Il vient en effet, s'y ajouter celles dues à la structure de la plaque qui, parfois, présente des lacunes de sensibilité. Lorsque la particule traverse une de ces régions, la densité de la trace prend une valeur bien inférieure à ce qu'elle devrait avoir normalement. Si ces zones peu sensibles, ou peu riches en BrAg, comme il s'en trouve dans les plaques au Bore, sont du même ordre de grandeur que la partie visible, ce facteur provoque des erreurs importantes, mais impossibles à chiffrer.

Longueur de l'intervalle utilisé.	Parcours calculé.	Parcours mesuré.	Erreur.
76 microns	145	130	1/10
	220	180	1/4
	140	230	1/2,5
152 »	300	680	1/3,5
	250	290	1,7
228 »	680	700	1/35
	750	790	1/20
	200	270	1/4

La longueur visible de la trajectoire est donc un facteur très important du point de vue détermination du parcours résiduel. Son influence est montrée par les mesures suivantes : sur des protons expérimentaux se terminant dans l'émulsion, des inter-

valles de longueur déterminée étaient isolés et donnaient lieu à un calcul de parcours résiduel; celui-ci était ensuite directement mesuré.

Il est à remarquer que seule, dans ces mesures, la longueur visible est cause d'erreur. Il n'y a pas à tenir compte du fading, tous ces protons en étant au même stade d'affaiblissement.

3. *Fading.* — Lorsqu'il s'agit de particules d'origine cosmique, le fading intervient pour beaucoup dans l'erreur. Les plaques ont été exposées de deux mois à un an et par suite, il existe des trajectoires de tous les âges. Si le parcours visible est assez long, on peut essayer de trouver l'exposant de la relation $N = AR^p$ comme il a été fait ci-dessus. Le fading sera ainsi chiffré par la variation de p ; il pourra en être tenu compte en comparant cette partie de trajectoire à une courbe-étalon correspondant au même fading. Par contre, si la partie visible est courte, un tel calcul est impossible.

Par suite, à une densité moyenne d que l'on peut calculer expérimentalement, correspondra un parcours qui sera donné par

$$\log d = 0,381 - 0,16 \log R \text{ (fading nul)}$$

et

$$\log d = 0,460 - 0,23 \log R \text{ (fading le plus prononcé),}$$

ceci dans le cas d'un proton.

On peut donc, tout au plus, donner des valeurs encadrant la valeur réelle. (Il faudra d'ailleurs ajouter par là suite les erreurs dues aux autres causes, examinées précédemment).

Exemple. — Une trajectoire partant d'une étoile cosmique a 380 microns de long, et compte 256 grains. La densité moyenne est donc $\frac{\Delta N}{\Delta R} = -0,67$ (fig. 9).

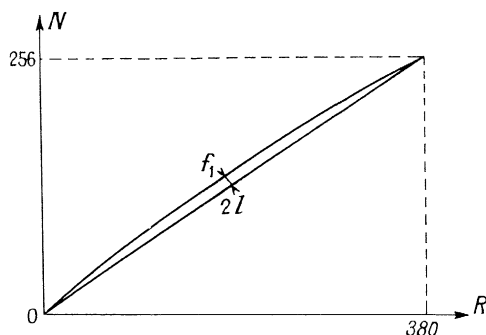


Fig. 9.

Les parcours sont donc 3 000 microns et 570 microns dans les cas extrêmes, si l'on suppose que la particule est un proton. Le parcours serait à doubler ou à tripler dans le cas d'un deuton ou d'un triton.

La variation de la pente est donnée par

$$\Delta \left(\frac{dN}{dR} \right) \simeq (1 - \nu) \frac{\Delta R}{R} \times \frac{dN}{dR}.$$

Soit, dans les cas extrêmes,

$$\left. \begin{array}{l} 1,3 \cdot 10^{-2} \\ 10 \cdot 10^{-2} \end{array} \right\} \text{ pour un proton,}$$

$$\left. \begin{array}{l} 0,7 \cdot 10^{-2} \\ 5 \cdot 10^{-2} \end{array} \right\} \text{ pour un deuton.}$$

Or, cette variation de pente est en première approximation $4/l$, soit ici 10^{-2} . Le deuton semble donc le plus probable; son parcours est compris entre 1 200 et 6 000 microns. Si, de plus, l'on tient compte de la fluctuation statistique de la densité, l'erreur $\frac{\Delta R}{R} < 0,38$ vient s'ajouter, ce qui donne comme limite $8300 > R > 700$. Energie entre 62 et 15 MeV.

La précision est donc tout à fait illusoire dans ce cas.

Remarque. — Il peut parfois être tenu compte du fading pour les branches d'étoiles. Il suffit, en effet, que l'une d'elles se termine dans l'émulsion. Toutes les autres branches de la même étoile ont évidemment subi le même fading. Il est donc logique de comparer les autres particules à la courbe construite en se servant de la trajectoire dont on voit la fin. On élimine ainsi l'erreur due au fading.

c. A LA MESURE DES MASSES. — Il est à remarquer que lorsqu'il s'agit de protons, deutons, ou tritons, la détermination de la masse se fait en même temps

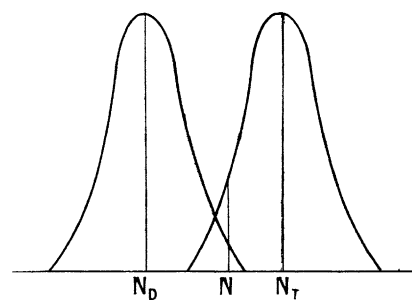


Fig. 10.

que celle du parcours résiduel. Si une de ces particules se termine dans l'émulsion, il est quelquefois intéressant de donner sa nature (donc sa masse).

La comparaison de la courbe $N = f(R)$ [ou dans la représentation $\text{Log } N = f(\text{log } R)$] à la courbe étalon correspondant au même fading, permet en principe de donner la nature de la particule.

Il faut remarquer toutefois qu'il est quelquefois impossible de décider entre un deuton et un triton, car les courbes correspondant à ces particules

sont situées dans des bandes qui résultent de la dispersion des mesures, et ces bandes se recouvrent en partie. Etant donnée la forme de la courbe donnant la dispersion des nombres N autour de la valeur moyenne, on voit que l'on ne peut qu'attribuer à une des particules une plus grande probabilité qu'à l'autre.

On voit par exemple que si une particule donne pour un parcours R un nombre de grains N compris entre N_D et N_T , le triton sera plus probable dans le cas de la figure 10.

Lorsqu'il s'agit de particules qui sont visiblement de masses inférieures à celle du proton, la masse peut être déduite de la formule

$$\log N = f(\log R).$$

Il suffit de comparer la relation donnant $\log N$ en fonction de $\log R$ pour cette particule à celle du proton ayant subi le même fading. Si pour le proton

$$\log N = b + p \log R$$

pour une particule de masse m fois celle du proton, la relation sera

$$\log N = b + (1-p) \log m + p \log R.$$

Ceci résulte des remarques faites sur l'homothétie de ces courbes. Si N_p et N sont les nombres de grains correspondant à un parcours R pour le proton et la particule inconnue, il vient :

$$\log N_p - \log N = (p-1) \log m, \quad (6)$$

ce qui donne m .

Pratiquement, il faut déterminer la pente de la droite représentative de $\log N$ en $f(\log R)$ pour la particule, prendre N_p , la valeur la plus probable de N (pour le proton considéré) correspondant au parcours R et mesurer N correspondant au même parcours R pour la particule.

L'erreur peut provenir de la détermination de p . — La pente de la droite sera connue avec d'autant plus de précision que le parcours sera plus long. *L'erreur peut provenir de la valeur de N .* — Il y a au moins l'erreur due à la fluctuation statistique $\frac{\Delta N}{N} < 5 \cdot 10^{-2}$.

C'est la plus importante à considérer si le parcours est assez long.

Cette erreur entraîne une erreur dm telle que

$$\left| \frac{dm}{m} \right| = |p-1| \frac{dN}{N}, \quad \frac{dN}{N} \sim 25 \cdot 10^{-2}.$$

Remarque. — Cette valeur $\frac{dm}{m} < 25 \cdot 10^{-2}$ caractérise en quelque sorte le pouvoir séparateur maximum de la méthode du point de vue masse, sans tenir compte de l'affaiblissement et des autres causes d'erreur, en particulier, zones de sensibilités différentes. C'est en effet la différence de masse nécessaire (0,25 m) pour que deux particules donnent des

courbes de distribution du nombre N telles que le maximum de l'une coïncide avec le minimum de l'autre. Ce pouvoir séparateur est atteint seulement dans le cas où il existe de nombreux exemplaires de chaque particule, de manière à donner lieu à une série de mesures.

2. ÉTUDE DES TRACES ISOLEES DUES AU RAYONNEMENT COSMIQUE AU NIVEAU DE LA MER.

Le rayonnement cosmique au niveau de la mer a été étudié par la méthode de la plaque photographique [3]. Les plaques employées étaient des NR émulsions C2 + B de 50 microns d'épaisseur. Le temps d'exposition au rayonnement est de un an à une altitude de 30 m environ. Le temps de développement a varié entre 30 et 50 mn. 19 cm² de plaques ont été explorés. Des traces visiblement de $Z = 2$ et de $Z = 1$ ont été étudiées.

1. **Particules $Z = 2$.** a. ORIGINE. — Un grand nombre de particules α de moins de 50 microns

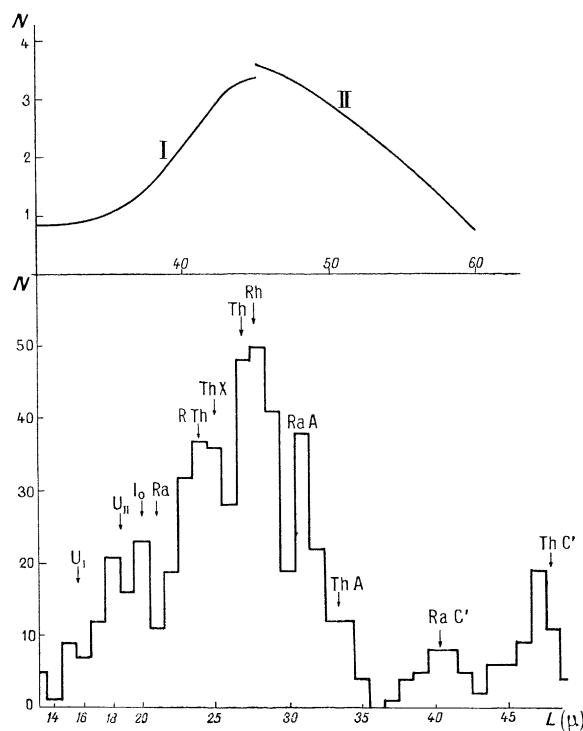


Fig. 11 et 12.

est observé. La répartition en longueur de 600 trajectoires a montré que ces particules ont pour origine les impuretés radioactives de l'air (fig. 12). Ceci est confirmé par le fait que le nombre de traces

par champ croît lorsque la quantité d'air emprisonné au contact des plaques est renouvelée au cours de l'exposition. Ces traces de contamination ont été systématiquement éliminées par la suite, en ne tenant compte que des particules ayant plus de 53 microns de long.

b. INFLUENCE DU FADING SUR LE NOMBRE DE TRACES. RATTRAPAGE DU FADING PAR LE DÉVELOPPEMENT. — Ces particules ont toutefois permis de mettre en évidence l'influence du temps de développement sur le nombre N de traces par champ. Pour cette étude, des fragments provenant d'une même plaque, mais développés pendant des temps T différents ont été utilisés. La courbe $N = f(T)$ présente un maximum aux environs de 42 mn (fig. 11).

Le révélateur, par une action prolongée, arriverait à rendre visibles des traces de plus en plus affaiblies par le fading. La densité de trace devrait donc atteindre une saturation. Mais un autre phénomène intervient : l'augmentation du voile avec le temps de développement (peu de variation du nombre

de grains, mais augmentation de leur grosseur). Par suite, certaines traces deviennent indiscernables pour des temps de développement élevés.

Remarque. — Très peu d'autres particules α (ou isotopes) ont été observées. 27 de ces particules de plus de 53 microns ont été trouvées dans 19 cm² de plaques. Plus de 70 % d'entre elles se terminent dans l'émulsion. Leur longueur varie de 60 à 1 000 microns.

2. Protons et particules $Z = 1$. — Les particules visiblement de charge 1 sont assez nombreuses. Un total de 250 de ces particules a été repéré dans 19 cm² de plaque. 84 % d'entre elles traversent l'émulsion et environ 1 % prend naissance dans l'émulsion.

a. ORIGINE. — L'origine de ces particules est assez discutée actuellement. L'étude de la répartition des projections sur le plan de la plaque ne permet pas d'éclaircir ce problème. En effet, aucune zone de grande sensibilité, aucune direction privilégiée ne sont nettement mises en évidence (fig. 13).

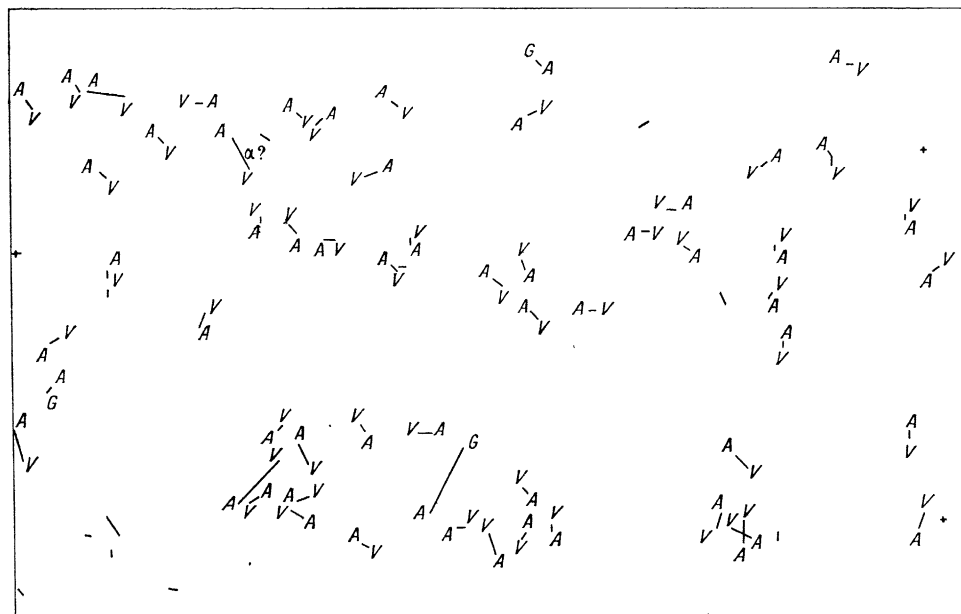


Fig. 13.

La distribution semble être totalement due au hasard.

1^{re} hypothèse. — La disposition des plaques lors de leur exposition (plaques empilées côtés émulsions en regard) rendait très plausible l'hypothèse donnant pour origine à ces particules les étoiles cosmiques produites dans le verre. L'ordre de grandeur de la densité de traces ayant cette origine, est susceptible d'être évalué. Soient N , le nombre de particules $Z = 1$ émises en moyenne par une étoile; d , le

nombre d'étoiles, par unité de volume; R , le parcours moyen de particules $Z = 1$, émises par ces étoiles.

Dans l'élément de volume $dh.ds$, il y a $N.d.dh.ds$ particules $Z = 1$ émises; pour que des particules de parcours moyen R traversent l'émulsion, il faut qu'elles soient dans le cône de demi-angle au sommet θ ($\cos \theta = h/R$) si h est la distance de l'élément de volume à l'émulsion (fig. 14).

Il y a donc $N.d.dh.ds \times \frac{2\pi}{4\pi} \times \left(1 - \frac{h}{R}\right)$ par-

ticules provenant de l'élément de volume $dh.ds$ qui sont visibles dans l'émulsion.

Il suffit d'intégrer cette quantité, h variant entre $-R$ et $+R$, pour avoir le nombre de traces provenant du volume situé de part et d'autre de l'élément de surface ds .

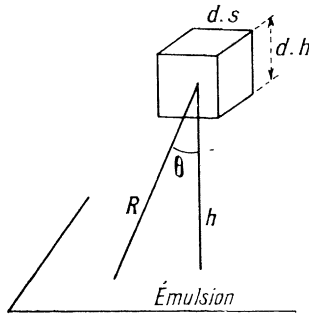


Fig. 14.

Soit

$$\mathcal{N} = \int_0^R \frac{\lambda ds}{r} \left(1 - \frac{h}{R}\right) dh = \frac{R \lambda ds}{2}$$

Si l'on suppose la répartition des particules uniforme, leur densité sera

$$\delta = \frac{R \lambda ds}{2}$$

Le parcours moyen des particules de $Z = 1$ a été évalué à 300 microns dans l'émulsion (moyenne sur une quinzaine d'étoiles). Comme le verre a un pouvoir d'arrêt voisin de 1800, c'est-à-dire très proche de celui de l'émulsion, on peut admettre en première approximation que le parcours moyen est également de 300 microns ($R = 300$ microns) dans le verre.

Les éléments du verre sont relativement légers : Si, Na, Ca, O, H. Par suite, pour calculer le nombre d d'étoiles par unité de volume, il n'a été tenu compte que des étoiles qui, dans l'émulsion, semblaient provenir d'éléments légers. Des étoiles dont le bilan donnait des masses pour le noyau primitif, proches de celles de Br, Ag, ont été rejetées.

Il n'a pas été tenu compte non plus, des étoiles ayant l'allure de la tripartition du Bore.



Neuf étoiles ont été trouvées dans $0,10 \text{ cm}^3$ d'émulsion.

En tenant compte de la composition de l'émulsion cela donne $3 \cdot 10^{-21}$ étoile par noyau.

Le poids atomique moyen du verre étant ≈ 20 , et sa densité 2,5, on trouve le nombre d'étoiles par centimètre cube de verre :

$$d = \frac{3 \cdot 10^{-21} \times 2,5 \times 6,06 \cdot 10^{23}}{20} \approx 2,2 \cdot 10^2$$

Sur les neuf étoiles, on a trouvé 12 particules de $Z = 1$, soit $N \approx 1,35$.

Ces nombres nous donnent comme densité $\delta \approx 5$.

Cette densité doit d'ailleurs être une limite supérieure, car les particules presque arrivant sur la plaque avec une incidence presque normale seraient peu visibles. Si l'on se fixe une limite supérieure de l'incidence pour une bonne visibilité, 45° environ, il faut à ce moment, retrancher les particules se trouvant comprises dans le cône de demi-angle au sommet $\gamma = 45^\circ$. Un calcul identique au précédent montre que cela revient à retrancher $0,3 R \lambda d$ à la densité. Celle-ci devient donc $\delta \approx 2$.

En définitive, cette densité de traces qui auraient pour origine les étoiles cosmiques du verre, est bien inférieure à celle que l'on trouve en réalité,

$$\frac{250}{89} \sim 13$$

2^e hypothèse. Choc de neutrons d'origine cosmique, sur les éléments hydrogénés. — Une autre hypothèse [3], protons provenant du choc élastique de neutrons sur les noyaux d'hydrogène des matériaux (bois, papier) entourant les plaques, expliquerait peut-être la répartition angulaire observée, qui montre une prédominance des particules ayant des trajectoires très peu inclinées sur la surface de la plaque. Cette hypothèse serait en accord avec le grand nombre de protons rencontrés ($\approx 75\%$), mais d'autres hypothèses, également plausibles, sont à retenir; elles sont actuellement étudiées par les groupes de chercheurs que dirige M. Morand.

b. IDENTIFICATION DES PARTICULES. — Les courbes $N = f(R)$ ont été tracées chaque fois qu'une trajectoire assez importante se terminait dans la gélatine.

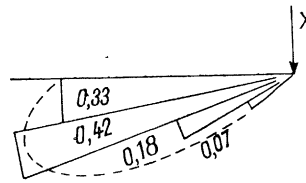


Fig. 15.

La représentation $\log N = f(\log R)$ a montré que rarement l'exposant de R atteignait 0,84, valeur trouvée pour les protons expérimentaux; la valeur la plus basse enregistrée pour cet exposant est 0,77. La courbe I correspond à un proton, ($p = 0,77$) (fig. 16).

La courbe II correspond à un deuton

$$\log N = 0,84 \log R + 0,196$$

(au lieu de $0,84 \log R + 0,504 = 0,022$). Ce deuton n'aurait donc subi aucun fading.

La courbe IV correspond à une particule dont la trajectoire de 400 microns est caractérisée par la variation rapide de la densité, ce qui s'accorderait

avec une masse plus faible que celle du proton. Cette hypothèse est d'ailleurs confirmée par le fait que la trajectoire présente un scattering assez prononcé.

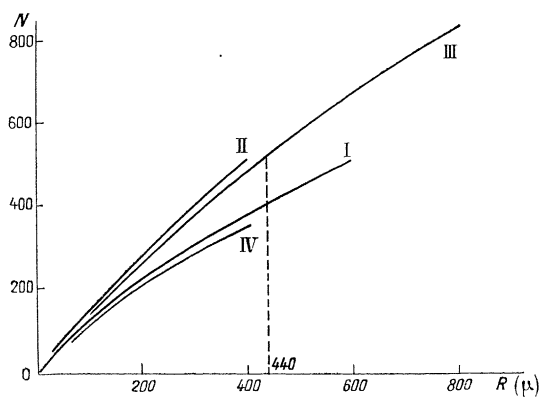


Fig. 16.

3. Traces à changement apparent d'ionisation. — Quelques particules dont les traces présentaient un changement apparent d'ionisation en cours de route, ont été rencontrées dans les plaques. Ces particules ont sensiblement le même aspect que les autres de $Z = 1$. Mais lorsqu'on suit la trajectoire dans le sens des densités croissantes, il y a une brusque variation dans l'ionisation (courbe III); la densité prend une valeur sensiblement plus faible, pour ensuite croître à nouveau régulièrement.

Toutefois, on ne note, en ce point particulier, aucun changement de direction bien marqué, ni centre très ionisant pouvant faire penser à la présence d'une étoile cosmique.

Deux d'entre elles seulement se terminent dans l'émulsion, et ont une longueur suffisante pour donner lieu à des mesures.

Le changement d'ionisation se traduit sur les courbes $N = f(R)$ par un point anguleux nettement visible. La partie de la trajectoire comprise entre ce point et la fin a une longueur de 440 microns, et est compatible avec la trajectoire d'un proton.

La représentation $\log N = f(\log R)$ donne en effet, une droite d'équation

$$\log N = 0,47 + 0,84 \log R,$$

au lieu de

$$\log N = 0,456 + 0,022 + 0,84 \log R.$$

Au point de changement d'ionisation, les densités déterminées graphiquement, sont 0,91 et 1,19 de part et d'autre. Sur l'une des trajectoires, la densité

est 0,932, 330 microns plus loin (en s'éloignant de la fin de la trajectoire). En supposant comme charge de la particule primaire $Z = 1$ (la charge $Z = 2$ est incompatible avec l'allure de la trajectoire), il a été possible de déterminer l'ordre de grandeur de la masse et le parcours résiduel de cette particule.

Il semble assez logique, étant donné le même affaiblissement des deux traces, de prendre pour valeur de l'exposant p la même valeur que celle correspondant à la particule secondaire. En posant

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,19 \text{ correspondant à } R_1, \\ \alpha_2 &= 0,832 \text{ » } R_2 = R_1 + 330, \end{aligned}$$

il vient

$$\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{p-1} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2},$$

ce qui donne $R_1 \simeq 90$ microns (Erreur $\frac{\Delta R}{R} < 0,38$), d'où $\Delta R < 36$ microns.

Le parcours d'un proton ayant une densité de 1,19 (même exposant m) est 85 microns.

La particule primaire semble donc très proche du proton. L'expérience montre, en effet, que les deux courbes correspondant respectivement à la particule primaire et à la particule secondaire sont superposables, en ayant soin de faire coïncider le commencement de la seconde, avec le point situé à 90 microns de la fin de la première.

La particule primaire aurait, au point de changement d'ionisation, une énergie $\simeq 3,2$ MeV, alors que le proton secondaire correspondrait à une énergie de 8,7 MeV, soit un changement $\simeq 5$ MeV.

Ces phénomènes de changement apparent d'ionisation paraissent plus vraisemblablement mettre en évidence les zones, de sensibilités différentes, qui existent incontestablement dans les émulsions nucléaires actuelles.

Ces recherches ont été effectuées pendant l'année 1947-1948 au laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, sous la direction de M. le Professeur Morand. Nous tenons à le remercier pour les conseils qu'il nous a prodigués, tout au long de ce travail. Nous remercions de même, M. le Dr Pierre Cüer, de nous avoir constamment guidé dans l'interprétation des résultats, et d'avoir développé les plaques nécessaires à cette étude. Nos remerciements vont aussi à M. Guerrier, pour les améliorations techniques qu'il a apportées à l'observation des plaques, ainsi qu'à nos collègues du laboratoire pour l'atmosphère de cordialité qu'ils ont su y faire régner.

Manuscrit reçu le 21 août 1948.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] P. CÜER. Thèse (Paris).

[2] P. CÜER, *Sc. et Ind. Photographiques*, 1947, nos 11 et 12, p. 18.

[3] MORAND, CÜER, EDMONT, MOUCHARAFYER. *C. R. Acad. Sc.*, 1948, 226, p. 1008.