

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

MESURES PHOTOMÉTRIQUES DE L'IONISATION DES TRAJECTOIRES DANS LES PLAQUES PHOTOGRAPHIQUES (MÉTHODE GÉNÉRALE ET QUELQUES APPLICATIONS)

Par G. KAYAS et D. MORELLET,
Laboratoire de Physique, École Polytechnique.

Sommaire. — On discute un procédé photométrique de mesure de l'ionisation des trajectoires dans les émulsions photographiques. Après une description détaillée de l'appareillage utilisé, on discute la technique de mesure (grandeur à mesurer, corrections utiles). Plusieurs exemples d'application (mesure de masses, détermination de charges) illustrent la méthode.

Introduction. — Les mesures classiques d'ionisation, dans les plaques photographiques nucléaires, sont basées sur le comptage de grains ou de lacunes. La tendance actuelle à se servir d'émulsions de plus en plus sensibles restreint considérablement le domaine d'application de ces méthodes. Ainsi pour des émulsions G₅ Ilford, la numération de grains ou groupes de grains n'est possible que pour des ionisations inférieures à quatre à cinq fois l'ionisation minima I_0 . De même, la mesure du nombre des lacunes ou de leurs longueurs, en plus des grandes fluctuations qu'elles présentent, ne sont utilisables que dans une région comprise entre 6 et 30 I_0 environ.

Ces méthodes souffrent en outre d'une grande subjectivité et sont fastidieuses. Pour éliminer toute subjectivité des mesures, pour les accélérer, les rendre reproductibles et pour étendre leur domaine d'application, il est apparu très utile de développer de nouvelles techniques permettant de mesurer toutes les ionisations se présentant dans une plaque de grande sensibilité.

Nous voudrions exposer ici une de ces tentatives. Nous décrirons tout d'abord la méthode dans son ensemble puis nous l'illustrerons par quelques exemples d'application.

1. La méthode photométrique. — Dans les nouvelles méthodes, au lieu d'individualiser chaque grain, on préfère « intégrer » les grains sur une certaine longueur de trace, de manière à diminuer les

fluctuations. La technique de ce type la plus immédiate consiste à mesurer la variation du flux lumineux transmis par une fente suivant que l'on projette ou non sur elle, au moyen d'un microscope, la trace à étudier.

De nombreux auteurs [1 à 5] ont utilisé ou utilisent une telle technique. Pour notre part, nous avons essayé de réaliser, dans cette voie, un appareillage de construction simple qui soit adaptable aux conditions très diverses se présentant dans les mesures pratiques d'ionisation et dans lequel les possibilités optiques du microscope soient utilisées au maximum.

Nous décrirons tout d'abord de manière assez détaillée le montage expérimental, puis nous discuterons la méthode de mesure utilisée, ainsi que les corrections appropriées à apporter.

1° MONTAGE DE MESURE. — La figure 1 montre le schéma général du montage. Le flux lumineux transmis par la fente est envoyé sur la cathode d'un photomultiplicateur dont la dernière dinode est reliée, à travers un amplificateur continu, aux plaques verticales d'un oscilloscope cathodique. Le coefficient d'amplification utilisé est d'environ 600 000.

Le microscope est de type ordinaire (Koritzka) à platine tournante.

2° BALAYAGE OPTIQUE. — La fente utilisée (ou plus exactement son image dans le plan de la trace :

fente-image) étant, dans un but facile à comprendre, moins large que le diamètre moyen des grains, ne recouvre pas la trace sur toute son épaisseur. Il est

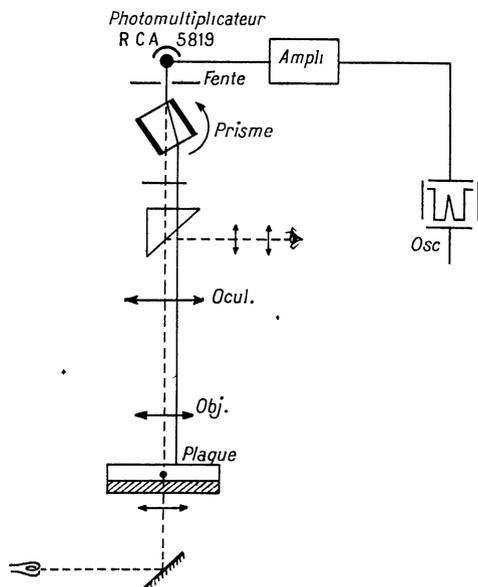


Fig. 1.

donc nécessaire de déplacer la fente perpendiculairement à la trace (ou vice versa) pour étudier la trace dans toute sa largeur.

Tous les auteurs cités ont utilisé un balayage par déplacement mécanique de la plaque, ce qui a pour inconvénient d'obtenir toujours la même surface balayée, quel que soit le grossissement utilisé. Pour des raisons de facilité de construction et de meilleure utilisation des divers grossissements objectifs, nous avons préféré utiliser un déplacement optique de la fente-image par un effet de lame à faces parallèles. Pour cela, entre l'oculaire microscopique et la fente, nous avons intercalé un prisme parallélépipédique de verre d'arête parallèle à la fente, pouvant tourner à vitesse constante autour de son grand axe. La section du prisme et le grossissement utilisé déterminent la largeur du champ balayé (voir tableau I).

Tableau I.

Grossissement objectif (\times)	10	20	43	97
Largeur balayée	120	55	30	13
Longueur de trace utilisée (μ)	350	190	100	30
Largeur de la fente-image (μ)	2	1	$\sim 0,45$	$\sim 0,2$
(grossissement oculaire 10 \times)				

3° MESURE RELATIVE ET MESURE ABSOLUE. — Pour effectuer des mesures photométriques absolues, il est insuffisant d'opérer à éclairage du microscope constant; principalement pour les plaques à grande densité de phénomènes, on doit utiliser une intensité lumineuse de référence.

Dans ce but, nous avons noirci deux faces opposées du prisme tournant afin que la fente soit obturée périodiquement. Dans ces conditions le photomultiplicateur transmet à l'oscilloscope une suite d'impulsions carrées de profondeur H correspondant à la suite lumière, obscurité, lumière, etc., H mesure l'intensité lumineuse reçue par la fente en l'absence de trace. Pour opérer sur les différentes traces dans des conditions identiques, il suffit de maintenir H constant, H étant mesurée par rapport à la position du spot lorsque l'intensité transmise est nulle (passage des faces noircies du prisme). L'impulsion représentant le profil de noirceur de la trace, s'inscrit quand celle-ci est introduite sous la fente, dans la partie correspondant à la phase lumineuse du signal carré (fig. 2).

Pour maintenir H constante, trois modes opératoires sont possibles : action sur la tension d'alimentation du photomultiplicateur, action sur l'amplificateur continu, action sur le rhéostat de la lampe d'éclairage du microscope. Ces trois moyens sont expérimentalement équivalents. Nous préférons donc agir soit sur la tension, soit sur l'amplificateur et laisser l'intensité lumineuse aussi faible que possible afin de ne pas trop chauffer la plaque pendant les mesures.

Nous avons vérifié la stricte fidélité de la tension et de l'amplificateur utilisés.

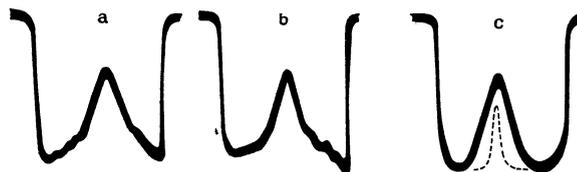


Fig. 2.

Les impulsions représentées ici correspondent à une même trace en des points voisins de son parcours (grossissement total 100 \times).

L'impulsion pointillée correspond à un proton à 500 μ de sa fin de parcours (grossissement total 1000 \times).

En fait, le fond de l'impulsion n'est pas exactement plat, la vitesse de déplacement de la fente n'étant pas constante pour tout le champ balayé. Le fond est un arc de parabole de grande ouverture.

4° GRANDEUR LA PLUS CARACTÉRISTIQUE DE L'IMPULSION D'OBSCURCISSEMENT D'UNE TRACE. — La figure 2 montre l'aspect général du signal carré auquel se superpose l'impulsion relative à un gros noyau primaire cosmique très énergétique en des points voisins de son parcours, on y voit bien l'influence des rayons δ sur les bords de l'impulsion.

On remarque expérimentalement que la hauteur de l'impulsion h est toujours inférieure à H , c'est-à-dire qu'aucune trace ne peut paraître absolument noire, ce qui est dû aux rayons lumineux obliques contenus dans le cône d'ouverture de l'objectif et non interceptés par la trace.

On peut s'attendre à ce que h soit représentative de l'ionisation de la trace. Il est nécessaire de montrer que h est suffisamment caractéristique. La hauteur h mesure l'obscurcissement du milieu de la trace : elle doit être peu sensible aux contours de la trace mais très sensible à sa densité de grains et à sa largeur. Elle sera donc constante pour une particule prise en des points voisins de son parcours (à condition toutefois que l'énergie de cette particule reste constante sur le parcours des mesures). On peut constater ce fait sur la figure 2. Il en est tout autrement pour la demi-largeur de l'impulsion par exemple, qui, elle, est soumise à d'importantes variations visibles sur la figure. Plusieurs cas sont à distinguer quant à la pratique d'une mesure :

a. Cas des traces de faible et moyenne densité (particules de charge unité en général). — Dans ce cas, expérimentalement, l'impulsion a sensiblement la forme d'un triangle isocèle de base à peu près constante pour les diverses ionisations des particules étudiées, si bien que l'on épuise toute l'information donnée par l'impulsion en ne mesurant que sa hauteur.

On peut s'attendre à cette constatation expérimentale : la demi-largeur de l'impulsion mesure la dispersion sensiblement constante des grains touchés par la particule, non en leur centre mais sur leur pourtour.

h est donc la seule grandeur à mesurer. Un exemple d'impulsion de ce genre est porté en pointillé sur la figure 2.

b. Cas des traces de forte densité de grains et de faible densité de rayons δ (noyaux primaires légers loin de leur fin de parcours, par exemple). — Les bords de l'impulsion sont peu modifiés par la présence de rares δ et la demi-largeur ne peut donner une mesure précise du nombre de rayons δ (ionisation « secondaire ») ⁽¹⁾.

En opérant sur les régions des parcours où il n'y a pas de δ , h donne la mesure de l'ionisation « primaire » ⁽¹⁾ de la particule.

c. Cas des traces de forte densité des rayons δ énergiques (majorité des noyaux primaires lourds). — Il est certain que dans ce cas, on n'épuise nullement toute l'information expérimentale en ne mesurant que la hauteur h , puisqu'on néglige l'étalement de l'impulsion (surtout dû à l'ionisation « secondaire »); on devrait tenir compte de toute la forme de l'impulsion. On voit sur la figure 2 que l'aspect très variable des bords de l'impulsion oblige à faire des

⁽¹⁾ Les termes « primaires » et « secondaires » ne sont pas employés ici dans leur sens habituel. Nous désignons par ionisation « primaire » celle représentée par les grains non dissociables de la trajectoire (ionisation très proche). Au contraire l'ionisation « secondaire » sera celle des rayons δ bien dissociables de la trajectoire. On conçoit donc que dans l'ionisation « primaire » est comprise une partie de l'ionisation secondaire de la définition classique.

moyennes : le temps des mesures est donc considérablement augmenté, des enregistrements photographiques étant nécessaires. Il est toutefois intéressant de noter que pour une même trace examinée en des points voisins de son parcours, les impulsions inscrites sur l'oscilloscope, sont toutes comprises entre une impulsion d'étalement maximum (densité de δ maxima) et une d'étalement minimum (densité de δ minima). C'est le cas des impulsions a et c de la figure 2. La figure 3 montre alors comment on peut évaluer l'ionisation due aux rayons δ représentée par la surface limitée par les impulsions extrêmes.

Il nous a semblé préférable d'éliminer l'influence individuelle des rayons δ et de mesurer globalement l'ionisation « primaire » plus l'ionisation « secondaire » en utilisant de très faibles grossissements objectifs.

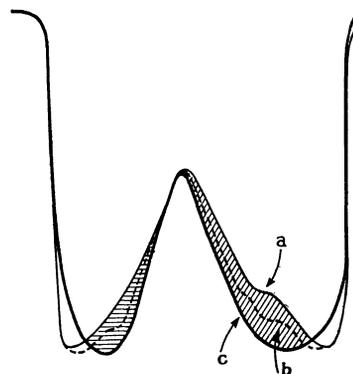


Fig. 3.

On augmente ainsi et la profondeur de champ (pour avoir une bonne mise au point de tous les δ) et les dimensions du champ balayé (pour que tous les δ apportent leur contribution); on est ainsi ramené au cas a et h est la seule grandeur à mesurer.

d. Cas des traces très denses à forte densité de petits rayons δ (fins de parcours des fragments lourds). — Ce cas est intermédiaire entre a et c : les petits rayons δ élargissent la trace et l'on ne peut distinguer l'ionisation « primaire » et l'ionisation « secondaire ».

En ne mesurant que h on perd une partie de l'information en ce qui concerne la largeur de la trace (amincissement), mais la variation de h avec la charge de la particule et le parcours restant est expérimentalement suffisante pour déterminer la nature du fragment.

Cecarelli et Zorn [3], d'ailleurs, ont montré que l'on pouvait aussi considérer la demi-largeur seulement.

5° TECHNIQUE D'UNE MESURE. — Le réglage du microscope se fait en utilisant un micromètre objectif dont les traits remplacent la trace; on obtient ainsi un réglage contrôlable pendant une série de mesures.

Les différentes mesures à faire sur une même trace sont facilitées par un palmer déplaçant la trace, préalablement orientée, dans la direction de la fente. La profondeur de la trace au sein de l'émulsion se lit sur un comparateur micrométrique à cadran.

Les réglages étant effectués, chaque mesure se décompose ainsi : orientation et centrage de la trace, normalisation de H près de la trace, mesure de h après recherche de son optimum en agissant sur la vis micrométrique du microscope, relevé de la profondeur du point de mesure, déplacement de la trace en vue de la mesure suivante. Toutes ces opérations faciles sont très rapides.

Toute variation de tension ou d'intensité lumineuse au cours d'une lecture se voit immédiatement sur l'oscilloscope, ce qui permet un contrôle permanent de la normalisation de H .

6° CORRECTIONS A APPORTER AUX MESURES. — Nous avons jusqu'à présent supposé implicitement que la trace était plane et en surface d'émulsion, ce qui n'est presque jamais réalisé. La pente d'une trace et sa profondeur au sein de l'émulsion modifient la forme de l'impulsion et notamment sa hauteur qui doit donc être, dans ce cas, corrigée pour ces deux effets. Ces deux corrections sont aisées à établir pour h , il n'en est pas de même pour les autres grandeurs géométriques de l'impulsion; cette raison justifie, elle aussi, le choix de h comme grandeur caractéristique la plus utilisable.

a. Correction de profondeur. — La diffusion et l'absorption (par la couche d'émulsion située au-dessus de la trace) de la lumière transmise par la trace réduisent la valeur de h .

Pour établir expérimentalement la correction à apporter (facile à justifier théoriquement), nous étudions la variation de h avec la profondeur pour une trace à son minimum d'ionisation (ionisation constante) traversant l'émulsion de part en part. Pour la précision de la mesure de h , il est préférable d'utiliser à cet effet une trace de noyau primaire de faible charge.

On trouve ainsi que pour une plaque uniformément et bien fixée, la correction est liée à la profondeur p de la trace par la relation

$$h' = h(1 + k_p),$$

h' , hauteur corrigée de profondeur;
 k_p , constante caractéristique d'une même série de plaques (pour la profondeur p);

on peut établir une telle correction pour des plaques G_5 , 600 μ , convenablement traitées ⁽²⁾. On trouve, par exemple, que le coefficient k_p a pour

⁽²⁾ On obtient toute satisfaction en utilisant un fixage acide ($p_H \sim 6,4$) qui empêche les dépôts d'argent colloïdal. Les plaques ainsi obtenues sont très uniformes et transparentes, c'est-à-dire donnent de faibles valeurs de k' .

valeur 1,5 pour la couche d'émulsion au contact du verre pour des G_5 , 600 μ , présentant un coefficient de contraction de 2,4. Ce coefficient de correction varie très peu entre diverses séries de plaques ayant subi les mêmes traitements (fig. 4).

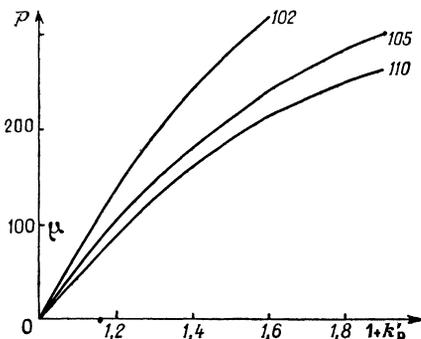


Fig. 4. — Quelques exemples de corrections de profondeur (plaques G_5 , 600 μ).

b. Correction de pente. — Il faut distinguer ici deux effets. En premier lieu une trace inclinée vue en projection horizontale présente une densité apparente plus forte que sa densité réelle; en second lieu, la trace n'est pas au point sur toute sa longueur utile. Ces deux effets agissent en sens opposé.

Cette correction peut se déterminer expérimentalement en comparant des traces de même nature et au même parcours restant (particules α terminées dans l'émulsion) mais d'inclinaisons variées; on est toutefois limité du fait qu'il est difficile d'identifier une particule quand elle est fortement inclinée. Pour un grossissement objectif 97 x, on trouve pour des angles $\theta < 15^\circ$ (limite d'identification certaine), la relation

$$h'' = [1 + \text{tg } \theta] h,$$

h'' , hauteur corrigée de pente.

Pour établir théoriquement cette correction, afin de justifier et prolonger la correction expérimentale, on part des deux constatations expérimentales suivantes :

1° h est lié à la longueur x de trace utilisée par

$$h = kx,$$

relation évidente qui est l'expression mathématique de l'additivité des h élémentaires.

2° La variation de h en fonction du défaut de mise au point z est donnée par

$$h^z = h^0 \left(1 - \frac{z}{a} \right)$$

h^z , hauteur pour un défaut de mise au point z ;
 h^0 , hauteur pour la mise au point exacte;

a , valeur numérique qui dépend du microscope utilisé et de l'épaisseur de la trace;

on peut alors aisément calculer la contribution de chaque élément de trace, compte tenu de son défaut de mise au point. Une intégration sur toute la longueur l de trace utilisée à chaque mesure conduit à

$$h'' = \left[1 - \frac{l}{2a} \operatorname{tg} \theta \right] \frac{1}{\cos \frac{5}{2} \theta} h,$$

où le facteur $\cos \frac{5}{2} \theta$ tient compte de l'effet de densité apparente.

Pour le grossissement objectif 97 \times , on trouve que $\frac{l}{a} = 0,90$ si bien que la correction calculée est une bonne approximation de la correction expérimentale pour les faibles inclinaisons (≤ 20 pour 100) ce que montre la figure 5.

D'autre part, la correction est d'autant plus petite

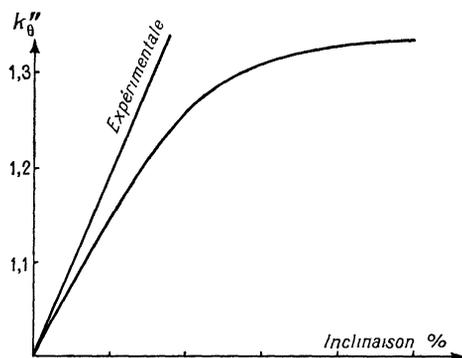


Fig. 5. — Corrections de pente (G_5 , 600 μ , contraction : 2,5).

que le grossissement objectif est plus faible et que la trace est plus épaisse. Elle devient donc négligeable pour les gros noyaux primaires de faible inclinaison. Elle est en outre la même pour toutes les particules de charge unité puisque celles-ci ont approximativement la même épaisseur.

7° NORMALISATION DE SÉRIES DE PLAQUES ENTRE ELLES. — Pour pouvoir comparer entre elles diverses séries de plaques, on doit tenir compte du diamètre des grains, diamètre qui dépend de l'émulsion et de son développement. Plutôt qu'établir une relation entre h et le diamètre moyen du grain pour chaque valeur de l'ionisation, nous avons préféré procéder à une normalisation sur les particules α se terminant dans l'émulsion, toutes corrections précitées faites. Nous avons vérifié que cela entraînait la normalisation de toute valeur de $\frac{I}{I_0}$ pour des séries ayant subi à peu près les mêmes traitements. Pour comparer des émulsions de sensibilités très différentes un nouvel étalonnage semble nécessaire.

Il est bien évident que les inégalités de sensibilité et de développement pour les diverses plaques d'une même série ne sont pas éliminées en procédant

à cette normalisation. Mais ceci est un problème de fabrication et de traitement des émulsions et toute méthode d'évaluation de l'ionisation rencontrera les mêmes difficultés.

Nous avons choisi comme point de normalisation, la meilleure série de plaques à notre disposition.

8° RENDEMENT. — Il nous semble intéressant de donner une indication sur la rapidité des mesures. Dans ce but nous choisissons un exemple concret : 15 h ont suffi pour étudier tous les 10 μ , 115 fins de parcours de carbones accélérés artificiellement de 200 μ environ de long, soit pour 2 250 mesures. Cependant, toutes les trajectoires étant parallèles, les mesures en étaient appréciablement accélérées.

Il faut aussi préciser qu'à telle rapidité, les mesures d'ionisation ne causent pas de lassitude pour l'opérateur, écueil évident des autres méthodes dès que l'on en prolonge la durée d'utilisation.

2. Étalonnage $h = f\left(\frac{I}{I_0}\right)$. — Dans la pratique une mesure d'ionisation a pour but de connaître la valeur de $\frac{I}{I_0}$ pour une trace en un ou plusieurs points de son parcours. Il est donc indispensable de procéder à un étalonnage de l'appareil en fonction de $\frac{I}{I_0}$ théorique (formule de Bethe-Bloch). Pour cela on utilise des traces de nature connue se terminant dans l'émulsion. On peut alors calculer l'ionisation théorique en chacun des points où une mesure photométrique est effectuée. On ne doit travailler qu'en classe a ou b , (voir § 1, 4°); on pourra donc utiliser les particules de charge unité sur tout leur parcours, mais par contre les particules de charge supérieure mais cependant petite, ne devront être utilisées que loin de leur arrêt.

En procédant ainsi, on obtient la courbe donnée par la figure 7, dans laquelle les points marqués par des cercles sont le résultat de moyennes sur plusieurs traces de même type. Sur cette figure, les points 1 à 6 sont déduits de l'étude de protons, les points 7 et 8 de celle des particules α , les points 9 et 10 de celle de ${}^8\text{Li}$ (marteaux), les points 11 de celle du bore, les points 12 et 13 de celle de carbones accélérés artificiellement.

Il est évidemment primordial de pouvoir procéder à un contrôle de cet étalonnage. Une possibilité de vérification nous est fournie par l'étude des primaires d'obus à balles de type pur [6]. Nous rappelons que l'on dénomme ainsi le phénomène d'explosion quasi spontanée d'un noyau primaire en ses constituants nucléoniques, sous l'effet d'un choc. Hoang-Tchang Fong a montré que dans un tel choc, l'énergie d'excitation prise par le noyau heurté est faible et que par suite il n'y a pas création de mésons. Les nucléons de la particule incidente sont émis dans le système du laboratoire dans un cône de

faible ouverture (vue la grande impulsion du noyau primaire) et au minimum d'ionisation; on peut donc avoir exactement la charge du noyau primaire

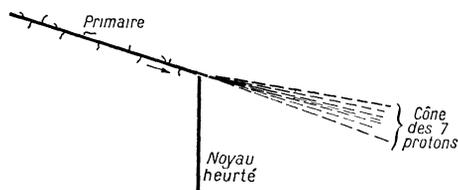


Fig. 6. — Exemple schématisé d'obus à balles pur [6]. Dans un tel phénomène :

1° L'énergie par nucléon du primaire est au voisinage du seuil de création des mésons.

2° La collision ayant lieu au bord du noyau heurté, l'énergie d'excitation transmise est faible.

Le cône contient donc uniquement les protons constituant le primaire.

par comptage des particules du cône, compte tenu de leurs charges respectives. Un exemple de ce phénomène a été publié par Hoang-Tchang Fong et est reproduit dans la figure 6.

Nous avons pu ainsi vérifier les points de l'étalonnage correspondant à 36, 49 et 64 $\frac{I}{I_0}$ respectivement minima du carbone, de l'azote et de l'oxygène.

On peut du point de vue photométrique, justifier la forme de la courbe d'étalonnage de la manière suivante :

1° Pour des ionisations inférieures à environ six fois le minimum, chaque grain agit individuellement; la croissance régulière de h est due à la croissance régulière de la densité de grains, suivant la loi

$$h = h_{\min} \frac{I}{I_0}, \quad \left[I \leq 5,5 \frac{I}{I_0} \right].$$

h_{\min} dépend de la plaque étudiée.

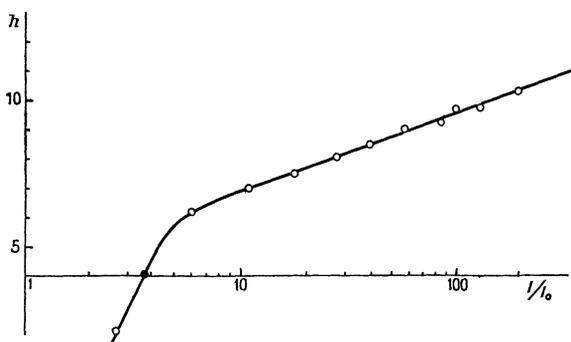


Fig. 7.

2° Entre 6 et 10 I_0 , les grains perdent tout ou partie de leur action individuelle par suite de chevauchements importants entre eux. On assiste alors à une sorte de saturation de la trace.

3° Au delà de 10 I_0 , l'effet de saturation est total, mais il s'y superpose un effet d'épaississement de la trace, si bien que h recommence à croître régulièrement, la loi de variation étant alors

$$h = C \log \frac{I}{I_0}. \quad [I \geq 10 I_0],$$

De cette manière, on ne peut guère espérer prolonger l'étalonnage au delà de 150 I_0 puisqu'alors on passe en classe a ou c . On doit donc procéder autrement en mesurant le total ionisation primaire et ionisation secondaire. Ainsi pour l'étalonnage des fins de parcours de noyaux légers, on se reportera à la figure 9 du paragraphe 3.

Remarque. — Les valeurs numériques ci-dessus, s'entendent pour un minimum de 35 grains par 100 μ .

3. Quelques applications. — 1° MESURE DE MASSES DE PARTICULES DE CHARGE UNITÉ EN FIN DE PARCOURS. — La détermination de masses en fin de parcours par comptage de grains est basée sur la remarque suivante : deux particules de même charge et de même vitesse, donc de même ionisation, ont leurs masses respectives liées par la relation (3) bien connue

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{M_1}{M_2} = k,$$

les indices 1 et 2 désignent les deux particules, M_1 et M_2 leurs masses. R_1 et R_2 sont les parcours restant de ces particules.

Avec la méthode photométrique nous considérerons le rapport des parcours restants pour une même valeur de h (même valeur de l'ionisation). Pour obtenir la valeur de k nous utilisons le traitement statistique (4) suivant : des valeurs expérimentales h pour des parcours R_2 (distribués le long du parcours), on déduit les valeurs de R_1 correspondantes pour la particule de référence, par tracé des horizontales correspondantes dans le diagramme $h = \varphi(R)$. En général la courbe de référence donnant les R_1 est construite par des moyennes sur plusieurs protons. On pose ensuite que la variable

$$R_1 - k R_2$$

est distribuée selon une loi de Laplace-Gauss dont on déduit immédiatement par la méthode du maximum de vraisemblance la meilleure estimation de k , soit \hat{k} , donnée par

$$\hat{k} = \frac{\sum R_1 R_2}{\sum R_2^2},$$

(3) Cette relation ne suppose aucunement la connaissance détaillée de la loi d'ionisation.

(4) Cette méthode de calcul nous a été proposée par M^{me} J. Jouvin.

ainsi que la variance minima sur l'estimation de \hat{k} , soit

$$\sigma_{\hat{k}}^2 = \frac{1}{N} \left[\frac{\sum R_1^2}{\sum R_2^2} - \hat{k}^2 \right]$$

N , nombre de mesures.

Cette erreur tient compte de la dispersion des points expérimentaux (le parcours R_2 peut être parfaitement déterminé) mais ne contient pas l'erreur faite sur la détermination expérimentale de la courbe de référence. On doit ajouter à $\sigma_{\hat{k}}^2$, cette erreur.

La précision de la méthode dans les conditions expérimentales actuelles est au moins aussi bonne que celle du scattering en fin de parcours. Il faut remarquer que notre appareil n'est pas parfaitement adapté aux mesures faites très près de la fin de parcours. En effet pour avoir une bonne mesure de h , il est nécessaire que la trace soit parallèle à la fente sur toute sa longueur utile, ce qui n'est pas toujours réalisé par une trace presque à l'arrêt qui présente des angles de scattering nombreux et importants. Pour obtenir une meilleure précision, il faudrait ajuster la fente dans sa longueur.

La mesure photométrique étant entièrement indépendante de celle de scattering, on peut les combiner statistiquement, ce qui est toujours intéressant, d'autant plus que les causes d'erreur pour ces deux méthodes sont d'origines très différentes. Par exemple, contrairement au scattering, la méthode photométrique est très peu sensible aux déformations faibles éventuelles.

Nous donnerons enfin un exemple de mesure. La particule étudiée (méson lourd émis d'une étoile) a un parcours de $4\ 900\ \mu$ dans l'émulsion jusqu'à son arrêt. La mesure photométrique conduit pour la masse du méson à

$$m_{h_s} = (902 \pm 75) m_e,$$

alors que la mesure de scattering ⁽⁵⁾ donne

$$m_{h_s} = (930 \pm 150) m_e.$$

2° DÉTERMINATION DE LA CHARGE DES NOYAUX LOURDS EN FIN DE PARCOURS (FAIBLES CHARGES). — La charge des fragments lourds émis dans les désintégrations nucléaires peut se déduire de leur densité de petits rayons δ [7] ou de leur longueur d'amincissement [8]. Les rayons δ de très faible parcours (un ou quelques grains) sont difficiles à individualiser, donc à compter. La longueur d'amincissement ne semble pas suivre la loi théorique avancée jusqu'à présent [9]. Ces deux méthodes ne sont utilisables que dans le cas de fragments particulièrement longs. Elles nécessitent d'autre part l'utilisation de critères particuliers à chaque observateur.

⁽⁵⁾ La mesure a été effectuée par J. Trembley selon la méthode couramment utilisée à Bristol (MENON et al., *Phil. Mag.*, **42**, 1951, 1232).

Nous avons procédé à un étalonnage photométrique systématique des fragments émis dans 7 000 étoiles d'une même série de plaques. Nous

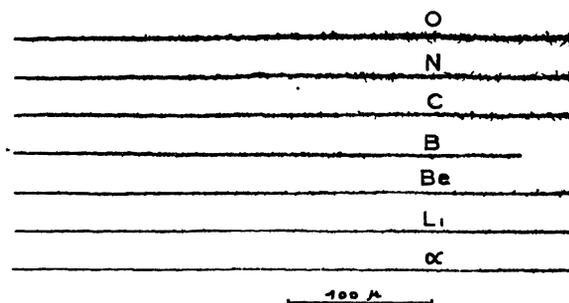


Fig. 8. — Aspects comparatifs de fins de parcours de noyaux lourds ($Z \leq 8$).

avons en outre utilisé des fragments de nature connue soit des ^8Li (marteaux), soit des ^{12}C accélérés artificiellement. La figure 9 montre le résultat de ces mesures.

Dans les étoiles utilisées, nous n'avons rencontré que fort peu de charges supérieures ou égales à celle de l'oxygène (moins de 0,25 pour 100 des 350 fragments étudiés) si bien que l'étalonnage se trouve jusqu'à présent limité à $Z \leq 8$. Des fins de noyaux primaires (carbones, azotes, oxygènes) ont permis de prolonger l'étalonnage pour des parcours plus longs que les parcours habituels des fragments d'étoiles. La figure 8 montre les aspects comparés des fins de parcours pour des noyaux de charge comprise entre 2 et 8.

Nous avons effectué des comptages de δ sur les

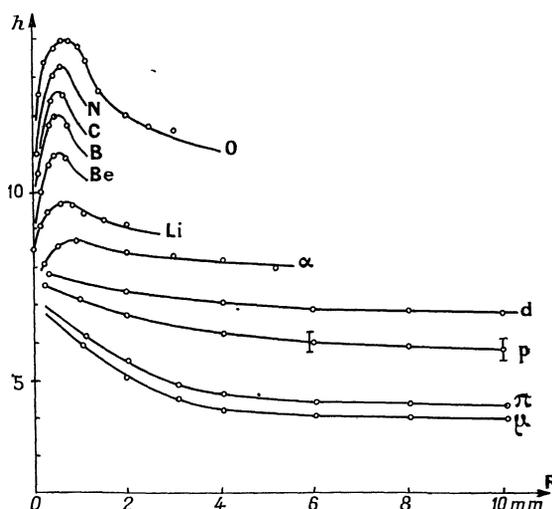


Fig. 9.

fragments le permettant et nous avons vérifié que les mêmes groupements se retrouvaient pour les deux méthodes.

Les fluctuations de mesure autour des courbes moyennes de la figure 9 sont suffisamment petites pour qu'il n'y ait pas de recouvrements entre deux valeurs voisines de la charge, du moins à quelque distance de la fin de parcours. On peut donc donner la charge exacte d'une particule à partir d'une longueur minima d'environ 75μ . On peut remarquer que cette longueur est sans doute plus faible que celle exigée par le comptage de δ ou la longueur d'amincissement (pour $Z \leq 8$). Pour les fragments très fortement inclinés ($\sim 45^\circ$) la mesure photométrique permet seulement une estimation de la charge, avec un choix entre deux ou trois valeurs de celle-ci suivant la longueur de la particule.

Nous ferons remarquer que la méthode permet de vérifier les lois de densité de rayons δ ou d'établir une loi empirique de longueur d'amincissement.

3° ÉTUDE DE LA FRÉQUENCE DE NOYAUX LÉGERS ($Z = 3$ à 6) DANS LE RAYONNEMENT COSMIQUE PRIMAIRE. — Depuis quelques années, plusieurs auteurs [10] et [11] ont étudié la fréquence des noyaux légers Li, Be et B dans le rayonnement cosmique primaire. Les divers résultats obtenus sont loin d'être concordants. Les divergences viennent très probablement des méthodes utilisées pour la détermination de la charge Z de ces primaires.

La connaissance de l'ionisation d'une particule et celle de son impulsion permettent de déterminer sa charge. La mesure de l'impulsion se fait habituellement par scattering [11]; malheureusement comme les noyaux primaires sont le plus souvent très énergiques, cette mesure est limitée dans sa précision. L'ionisation est estimée par le comptage des rayons δ . Dans cette numération on ne peut tenir compte des δ de grande énergie d'identification par trop incertaine, on ne doit utiliser que des δ de moyenne énergie peu nombreux. Une erreur sur leur densité ajoutée à une erreur assez grande de la mesure de scattering, ne permet pas de déterminer Z exactement.

Il est donc intéressant d'effectuer avec le maximum de précision la mesure de l'ionisation; or la méthode photométrique le permet en utilisant l'ionisation « primaire » de la trace (« core »). Pour cette étude nous nous trouvons exactement dans le domaine d'application de l'étalonnage précité. On peut d'ailleurs utiliser les deux estimations possibles de l'ionisation qui doivent être cohérentes. Les formes très différentes des courbes (N_δ , densité de δ ; α , angle moyen de scattering)

$$N_\delta = f(\alpha) \quad \text{et} \quad h = \varphi(\alpha)$$

permettent de comparer aisément les deux mesures de l'ionisation.

La densité expérimentale des rayons δ diffère

toujours de leur densité théorique, par un certain coefficient représentatif de la subjectivité du comptage. Des critères précis de comptage doivent être adoptés et respectés tout le long des mesures. Chaque expérimentateur calibre ses courbes expérimentales sur les courbes théoriques. Notre méthode permet d'effectuer objectivement ce cadrage expérimental des courbes théoriques utilisées.

La méthode photométrique est aussi appréciable pour l'utilisation des émulsions de faible sensibilité (C_2 ou G_0 Ilford). Dans ces émulsions la détermination de l'ionisation se fait par comptages de grains s'avérant impossibles pour les grandes valeurs de Z . Cette limite n'existe pas pour la méthode photométrique; jusqu'à présent nous n'avons malheureusement pas eu l'occasion d'utiliser de telles plaques.

5. **Conclusion.** — Les exemples cités plus haut illustrent quelques apports de la méthode photométrique. D'autres applications sont évidemment possibles; par exemple si l'on disposait d'une fente ajustable et orientable on pourrait faire simultanément la mesure de scattering et la mesure de l'ionisation. Nous avons surtout essayé de faire ressortir au cours de cet exposé les caractères propres de la méthode. Nous les résumerons ainsi :

a. La méthode est très rapide et ne nécessite que des calculs élémentaires.

b. La méthode est objective, ce qui n'est pas réalisé pour les comptages de grains ou de lacunes.

c. La méthode utilise les plaques habituelles sans traitement spécial de celles-ci, si bien que l'on peut toujours comparer les résultats des méthodes classiques et photométriques et les combiner statistiquement.

d. Son domaine d'application est étendu à tout le domaine de variation de l'ionisation; aucune autre méthode ne présente jusqu'à présent cette étendue du domaine d'application.

Il est aussi intéressant de noter que l'appareillage utilisé est très simple ce qui permet de pouvoir facilement le reproduire en plusieurs exemplaires.

Remerciements. — Nous voudrions tout d'abord remercier M. le Professeur Leprince-Ringuet et M. J. Crussard pour leurs encouragements et leurs remarques au cours de ce travail préliminaire. Nous remercions aussi tous nos camarades du laboratoire qui nous ont souvent aidés ou conseillés. Nous sommes reconnaissants aux jeunes filles qui ont trouvé dans les plaques photographiques les phénomènes qui ont permis cette étude. Nous avons apprécié la gentillesse du Docteur Barkas qui a bien voulu exposer pour nous des plaques au cyclotron de Berkeley.

Manuscrit reçu le 15 février 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] BLAU, RUDIN et LINDENBAUM. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 978.
- [2] VON FRIESEN S. et KRISTIANSON K. — *Ark. Fys.*, 1952, **4**, 505-15, paper 35 et livre anniversaire de M. Siegbahn, p. 623.
- [3] CECCARELLI M. et ZORN G. T. — *Phil. Mag.* 1952, **43**, 356.
- [4] KAYAS G. et MORELLET D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **234**, 1359.
- [5] DELLACORTE M. et RAMAT M. — *Nuovo Cimento* (à paraître).
- [6] HOANG TCHANG FONG. — *Thèse*, Paris, 1950.
- [7] CRUSSARD J. — *Thèse*, Paris, 1952. — PERKINS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, **203**, 399. — SØRENSEN. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 188 et 1950, **40**, 947. — HOANG TCHANG FONG. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 709.
- [8] HOANG TCHANG FONG et MORELLET D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 695. — CRUSSARD J. — *Loc. cit.*
- [9] FREIER et al *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 213 et 1818.
- [10] BRADT et PETERS. — 1949, **75**, 1779; 1949, **76**, 166; 1950, **77**, 54 et 419; 1950, **80**, 953. — DANTON et al. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 729.
- [11] DANTON et al. — *Loc. cit.*
-
-