

Étude des noyaux lourds par la méthode des émulsions photographiques. Amincissement des trajectoires vers la fin de parcours

Tchang-Fong Hoang

▶ To cite this version:

Tchang-Fong Hoang. Étude des noyaux lourds par la méthode des émulsions photographiques. Amincissement des trajectoires vers la fin de parcours. Journal de Physique et le Radium, 1951, 12 (7), pp.739-743. 10.1051/jphysrad:01951001207073901. jpa-00234467

HAL Id: jpa-00234467 https://hal.science/jpa-00234467

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.

TOME 12, JUILLET-AOUT-SEPTEMBRE 1951, PAGE 739.

ÉTUDE DES NOYAUX LOURDS PAR LA MÉTHODE DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES AMINCISSEMENT DES TRAJECTOIRES VERS LA FIN DE PARCOURS

Par HOANG TCHANG-Fong. Laboratoire de Physique (École Polytechnique, Paris).

Sommaire. — L'objet de cet article est d'envisager, suivant les cas, la méthode qu'il faut utiliser pour estimer la charge Z des noyaux lourds observés dans l'émulsion photographique. L'auteur a proposé la loi explicite approchée donnant la densité des rayons δ en fonction de Z et du parcours $R: n = a Z^p R^{-b} (p = 1,54, b = 0,46)$ et a dépend des conditions de mesures. L'amincissement de la trace vers la fin de parcours a été également étudié : la loi de variation des longueurs d'amincissement d'après les mesures est linéaire par rapport à Z.

Dans les réactions nucléaires énergiques produites au sein de l'émulsion photographique par le rayonnement cosmique, on observe parfois des fragments nucléaires de poids atomiques notablement supérieurs à celui des particules α . D'autre part, on sait qu'il existe dans le rayonnement cosmique primaire à haute altitude des noyaux lourds animés de grandes vitesses ayant un nombre atomique assez élevé allant jusqu'à Z=26. Pour déterminer la nature de ces noyaux dans l'émulsion photographique, on recourt, en général, à la méthode des rayons δ que l'on applique sous une forme convenable selon la longueur de la trajectoire.

1. Formule théorique de densité de rayons δ . — La densité n de rayons δ produits par le passage d'une particule de charge Z à travers l'émulsion photographique peut être établie d'après une relation due à Mott qui donne le nombre dn, par unité de longueur de la trajectoire, des rayons δ d'énergie comprise entre W et W+dW:

$$dn = \frac{2\pi N Z^2 e^4}{m_e \beta^2 c^2} \frac{dW}{W^2}, \tag{1}$$

où N est le nombre d'électrons par centimètre cube

de l'émulsion, βc est la vitesse de la particule au point de la trajectoire où l'on compte les rayons δ , et e et m_e sont la charge et la masse de l'électron. La densité n de rayons δ cherchée s'obtient en intégrant l'expression précédente à partir de W_0 , énergie minima des rayons δ que l'on compte jusqu'à W_{\max} , énergie maxima que la particule incidente est capable de communiquer à l'électron secondaire formant un des rayons δ le long de sa trajectoire. Cette énergie W_{\max} est liée à la vitesse βc de la particule par la relation de Bhabha:

$$W_{\text{max}} = 2 m_e e^2 \beta^2, \qquad (2)$$

d'où nous déduisons

$$n = 2\pi N \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{W_0 \beta^2} - \frac{1}{2\beta^4}\right) Z^2.$$
 (3)

La figure 1 indique les variations de n en fonction de β (avec $W_0 = 20$ keV et Z = 10). Lorsque l'on se rapproche de la fin de la trajectoire, la densité des rayons δ augmente et atteint un maximum correspondant à la vitesse $\beta_0^2 = \frac{W_0}{m_e c^2}$ de la particule, puis n décroît jusqu'à zéro.

Si dans le comptage des rayons d on fixe pour

minimum de l'énergie des rayons δ une valeur assez faible devant l'énergie au repos de l'électron, on voit qu'à partir d'une certaine valeur de β , le second terme de la parenthèse de (3) devient négligeable vis-à-vis du premier; alors la densité n des rayons δ peut être représentée par une loi simple

$$n \simeq 2\pi N \left(\frac{e^2}{m_e c^2}\right)^2 \left(\frac{m_e c^2}{W_0}\right) \frac{Z^2}{\beta^2} = \frac{Z^2}{K\beta^2}, \tag{4}$$

où K désigne une constante. Les variations de n

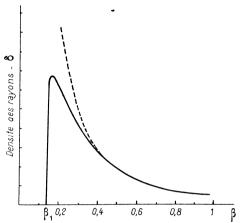


Fig. 1. — Variations de n en fonction de β .

en fonction de β sont représentées par la courbe en traits discontinus de la figure 1.

La constante K de cette formule dépend, entre autres, de la nature de l'émulsion, du développement de la valeur W_0 de l'énergie minima des rayons \hat{o} et de la façon dont l'observateur fait le comptage. Sa valeur peut être déterminée expérimentalement (cf. Hoang, Thèse, Masson, 1950).

2. Méthode dite du « premier rayon δ ». — Le premier rayon δ d'énergie W_0 apparaît au point où la vitesse de la particule est β_1 c telle que

$$\frac{m_c c^2}{W_0} - \frac{1}{2\beta_1^2} = 0,$$

$$\beta_1^2 = \frac{W_0}{2m_0 c^2}.$$
(5)

d'où

Désignons par R_1 le parcours restant mesuré à partir de la fin de la trajectoire jusqu'au point où l'on observe le premier rayon δ d'énergie W_0 , on sait que d'après la théorie de la perte d'énergie $\frac{Z^2R}{Wc^2}$ est uniquement fonction de β , Z et M étant la charge et la masse de la particule. Si donc on considère le parcours restant R_ρ correspondant au proton ayant la même vitesse, on aura

$$\frac{Z^2 R_1}{Mc^2} = \frac{R_p}{M_p c^2},\tag{6}$$

où M_p désigne la masse du proton. Or le parcours R_p peut être déduit de la courbe empirique donnant le parcours d'un proton en fonction de l'énergie; la relation précédente nous donne donc la valeur du rapport $\frac{Z^2}{M}$ de la particule, par suite la nature de la particule.

Si l'on admet, pour simplifier, la relation suivante :

$$M \simeq 2 Z M_p,$$
 (7)

on trouve

$$Z \simeq \frac{2R_p}{R_1}. (8)$$

Pratiquement, cette méthode ne permet que d'estimer un ordre de grandeur de Z: en raison des fluctuations le parcours restant R_1 n'est jamais bien défini. En effet, les résultats expérimentaux indiquent que pratiquement le premier rayon d'énergie W_0 apparaît au point de la trajectoire où la vitesse est supérieure à la finite que donne la relation (5). Donc le résultat obtenu par cette méthode ne fournit qu'une limite inférieure pour Z.

3. Relation liant la densité des rayons $\hat{\rho}$ au parcours restant R. — On sait que dans le processus de perte d'énergie par ionisation, la vitesse de la particule est uniquement fonction du parcours réduit $\frac{Z^2R}{Mc^2}$, quelle que soit la nature de la parti-

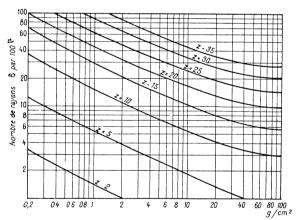


Fig. 2. — Réseau des courbes de n en fonction de R.

cule. Les valeurs théoriques de β en fonction de $\frac{Z^2R}{Mc^2}$ ont été calculées (cf. Rossi, Rev. Mod. Phys., juillet 1948). Il est par suite possible d'exprimer la densité des rayons δ en fonction du parcours restant pour une particule de nature connue. La figure β représente le réseau des courbes ainsi obtenues, la constante K de la relation (4) étant égale à 45. Pour simplifier les calculs nous avons pris la relation (7) liant la masse M à la charge Z; l'erreur ainsi commise sur les valeurs de n est par défaut, toutefois, elle est petite et de l'ordre de 5 pour 100.

D'après le graphique de la figure 2 on voit que pour les valeurs de R comprises entre 0,3 et 20 g : cm², les différentes courbes de $\log n$ en fonction de $\log R$ peuvent être assimilées à des droites parallèles. Dès lors nous pouvons écrire approximativement :

Nº 7.

$$\log n = a(Z) - b \log R,$$

où a(Z) est un terme dépendant de Z. Les valeurs de b que l'on déduit des différentes courbes du réseau sont:

$$Z$$
...... 5 10 15 20 25 b 0,46 0,45 0,45 0,47 0,46

Ce qui donne pour la valeur moyenne de b:

$$b = 0,46.$$

L'écart maximum déduit de ces mesures est de l'ordre de 20 pour 100.

Quant à la forme de a(Z), nous posons

$$a(Z) = \log \{ a_0 Z^p \}.$$

Pour déterminer a_0 et p il suffit de fixer une valeur de R et de prendre deux valeurs n_1 et n_2 de la figure 2 correspondant à deux valeurs de la cote Z_1 et Z_2 . Alors on a

$$p = \frac{\log n_2 - \log n_1}{\log Z_2 - \log Z_1}.$$

Nous avons choisi R = 0.5; 2; 10 g: cm² et $Z_1 = 5$, $Z_2 = 25$. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant:

$$R \text{ (g cm}^2) \dots$$
 0 5.
 2
 10.

 $Z_1 = 5 \dots$
 $n_1 = 7, 6$
 $n_1 = 3, 9$
 $n_1 = 1,85$
 $Z_2 = 25 \dots$
 $n_2 = 86$
 $n_2 = 47$
 $n_2 = 24, 5$
 $p \dots$
 1,51
 1,55
 1,66

Nous voyons que les valeurs de n calculées d'après (9) en prenant Z = 20 ou 22 sont systématiquement plus petites ou plus grandes que celles mesurées, et que les valeurs correspondant à Z=21 donnent un accord satisfaisant.

5. **Application**. — La formule (9) nous permet de déterminer la valeur approchée de Z d'une particule toutes les fois que l'on connaît la densité n de rayons δ par 100 μ et le parcours restant R, sous la réserve que le parcours R soit assez long afin de s'assurer que la valeur correspondante de B soit supérieure à β_0 . Cette condition est certainement satisfaite si l'on dispose d'un parcours R dépassant quelques centaines de microns.

Dans le cas où la trajectoire ne se termine pas dans l'émulsion, c'est ce qui arrive, en général,

d'où, en prenant la moyenne

$$p = 1,54.$$

Connaissant b et p on peut déterminer la constante a_0 par simple substitution

$$a_0 = \frac{n R^b}{Z^p},$$

on trouve

$$a_0 = 0,45.$$

Ainsi nous avons pour la densité des rayons d par 100 \u03c3 de la trajectoire la relation approchée

$$n = 0.45 Z^{1,54} R^{-0,46}. (9)$$

Les exposants de Z et deR (en $g: cm^2$) doivent être indépendants des conditions expérimentales de mesure, alors que le coefficient $a_0 = 0.45$, tout comme le coefficient K de la relation (4) varie avec la manière dont on effectue le comptage des rayons δ .

4. Vérification. — Nous avons vérifié la relation (9) au moyen des traces de noyaux lourds primaires ayant un parcours restant assez grand, ce qui nous permet de comparer des valeurs de n mesurées avec celles déduites de (9). Voici un cas où la particule a pour charge $Z=21\pm1$ et un parcours restant $R = 10 \text{ g} : \text{cm}^2$ le long duquel on a mesuré les rayons δ tous les 1,25 g : cm². Les résultats sont résumés dans le tableau suivant.

Les écarts indiqués dans le tableau pour les valeurs mesurées sont dus aux fluctuations de mesure.

lorsqu'on a affaire aux noyaux lourds primaires du rayonnement cosmique, on peut encore appliquer la méthode avec quelques modifications, à condition de disposer d'une longueur suffisante de la trajectoire telle que l'on ait une variation significative de la densité de rayons δ d'une extrémité à l'autre de la trajectoire.

Désignons par AB = ΔR la longueur de la trajectoire, et n_1 , n_2 ($< n_1$) les densités de rayons δ aux extrémités A et B. Si R_1 et R_2 (> R_1) sont les parcours restants correspondants à A et B, nous avons

$$\Delta R_1 = R_2 - R_1, \qquad \Delta n_1 = n_2 - n_1$$

de la relation

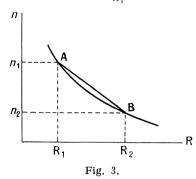
$$n = a Z^p R^{-b},$$

on déduit

$$\frac{\Delta n_1}{n_1} = -b \frac{\Delta R_1}{R_1},$$

d'où, en choisissant l'intervalle (R_1, R_2) pour que l'arc AB de la courbe soit assimilable à la corde (fiq. 3):

$$R_1 = b \frac{\Delta R_1}{\frac{n_1 - n_2}{n_1}} \cdot \tag{10}$$



Le parcours restant R_1 étant connu, on peut déterminer Z par la méthode que l'on vient de décrire.

6. Méthode de l'amincissement. — Dans tout ce qui précède, nous avons supposé essentiellement que la charge de la particule reste la même le long de la trajectoire; cette charge est égale à celle du noyau dépouillé de ses électrons périphériques. Ceci est vrai tant que la vitesse de la particule est assez grande, de l'ordre de 20 fois celle de l'électron de l'atome de l'hydrogène $\frac{2\pi e^2}{h} = 10^8$ cm: s. Mais quand la vitesse diminue et devient inférieure à cette valeur, le noyau commence à capter ses électrons périphériques, et par suite, sa charge effective diminue, ce qui se traduit par une décroissance de l'ionisation le long de la région terminale : la trajectoire est amincie (fig. 4).

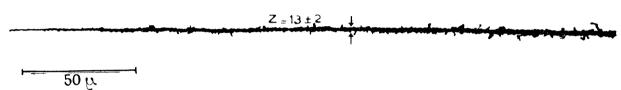


Fig. 4. - Amincissement de la trajectoire vers la fin de parcours.

La longueur L du parcours restant à partir duquel commence l'amincissement dépend essentiellement de la nature de la particule considérée. En principe, il est possible d'estimer la charge Z du noyau au moyen de la longueur d'amincissement L. Une corrélation théorique entre L et Z a été établie par Frier et ses collaborateurs en se basant sur l'hypothèse de Bohr avec le modèle planétaire de l'atome. La figure 7 reproduit des résultats de leurs calculs. On peut vérifier que, avec les hypothèses simplificatrices admises par Frier et ses collaborateurs la longueur d'amincissement L est en première approximation proportionnelle au carré de Z. Si l'on exprime L en microns, on a

$$L \simeq \frac{1}{2} Z^2. \tag{11}$$

Expérimentalement, on peut déterminer L d'après le diagramme obtenu en exprimant les diamètres d de la trajectoire en fonction du parcours restant R. La figure 5 montre un tel diagramme avec la trace de la figure 4. On voit que d croît et atteint une valeur de palier d_0 . La longueur correspondant au commencement du palier donne la valeur de L. Du reste le choix judicieux de L peut être vérifié par le fait que le long de la partie amincie de la trajectoire la section varie linéairement avec le parcours restant :

$$\frac{d^2}{R} = \frac{d_0^2}{L},\tag{12}$$

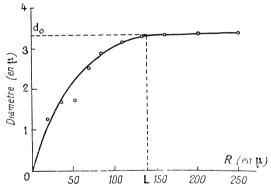


Fig. 5. — Détermination de la longueur d'amincissement.

cette relation nous permet de fixer la valeur de L connaissant le diamètre a_0 de la trace avant l'amincissement (fig. 6).

Nous avons fait, en collaboration avec D. Morellet, une étude de l'amincissement des trajectoires des noyaux lourds primaires, les résultats obtenus sont marqués sur la figure 7. Nous voyons que les longueurs d'amincissement L mesurées sont systématiquement plus grandes que celles calculées par Frier et ses collaborateurs. Ce désaccord peut être dû au fait que le processus de capture des électrons périphériques est en réalité plus complexe que ne le suppose la théorie de Bohr.

Actuellement nous ne disposons pas d'un nombre suffisant de trajectoires se terminant dans l'émulsion avec des Z s'échelonnant dans un intervalle assez grand pour pouvoir préciser la forme de la loi de variation de L avec Z, mais les résultats préliminaires semblent nous indiquer que L varie suivant une loi lineaire de Z.

Nº 7.

Il reste enfin à préciser la forme de la fonction dont dépend le rapport $\frac{d_0^2}{L}$ (12). La connaissance de cette fonction nous permettra d'estimer la charge Z des noyaux dont le parcours restant est faible, voire inférieur à la longueur d'amincissement et même sans que ces noyaux s'arrêtent dans l'émulsion, car il sussit alors de mesurer le taux de décroissance de la section de la trace pour en déduire le

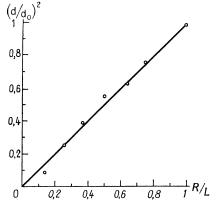


Fig. 6. — Diagramme de $\left(\frac{d}{d_0}\right)^2$ en fonction de $\frac{R}{L}$.

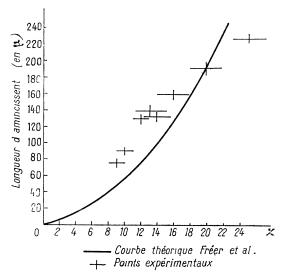


Fig. 7. — Corrélation entre la longueur d'amincissement L et la charge Z du noyau.

rapport $\frac{d_0^2}{L}$, et par suite une valeur approchée de la charge.

Ce travail a été effectué sous la direction de M. Leprince-Ringuet. Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude pour le bon accueil qu'il m'a accordé. Je remercie tous mes collègues du laboratoire de leur esprit de camaderie.

Manuscrit reçu le 9 décembre 1950.

BIBLIOGRAPHIE.

Frier, Lofgren et Oppenheimer. — *Phys. Rev.*, 1948, 74, 213 et 1818.

Bradt et Peters. — Phys. Rev., 1948, 74, 1828.

Hoang Tchang-Fong. — Thèse de Doctorat, Paris, Masson 1950.

BONNETTI, DILWORTH — *Phil. Mag.*, 1949, **304**, 585. PERKINS et HODGSON — *Nature*, 1949, **163**, 439. Sörensen. — Phil. Mag, 1949, 308, 947.

Hoang Tchang-Fong et Morellet. — C. R. Acad. Sc., 1950, 231, 695.

Bohr. — The penetration of Atomic Particles through matter, Copenhague, 1948.

PFRKINS. — Proc. Roy. Soc., 1950, A. 203, 239.