

## SUR LES POTENTIELS MOYENS D'EXCITATION ET LES RELATIONS ÉNERGIE-PARCOURS DANS LES ÉLÉMENTS LÉGERS

par M. BOGAARDT et B. KOUDIJS

Joint Establishment for Nuclear Energy Research, Kjeller, Norway  
Fysisch Laboratorium der Rijksuniversiteit te Utrecht, Nederland

### Sommaire

D'une manière directe <sup>2)</sup> les potentiels d'ionisation moyens  $I$  des éléments légers ont été déduits avec une précision aussi grande que possible à base des observations expérimentales déjà connues. Il apparaît qu'il faut se limiter à un domaine d'énergie restreint pour représenter  $I$  approximativement par une constante. En introduisant les valeurs de  $I$  ainsi obtenues dans la formule bien connue de B e t h e <sup>1)</sup>, nous avons calculé les relations énergie-parcours des particules  $\alpha$  dans l'hydrogène, l'hélium, l'azote, l'oxygène, le néon, l'aluminium, l'argon et dans le gaz carbonique. Il apparaît qu'il existe un excellent accord entre les points expérimentaux de différents auteurs et la courbe théorique. Les observations de M a n o <sup>3)</sup> et de R o s e n b l u m <sup>2)</sup> concernant les parcours différentiels, ont été réduites aux valeurs absolues.

Finalement la constante de proportionnalité dans la relation linéaire de B l o c h <sup>4)</sup> entre  $I$  et  $Z$  a été déterminée:  $I = (12,7 \pm 0,4) Z$ .

§ 1. *Introduction.* La connaissance des relations énergie-parcours dans les matières différentes est de la plus grande importance dans plusieurs expériences. Dans un certain nombre de cas, ces relations ont été établies, en principe, par une série de points expérimentaux. On se voit, cependant, souvent forcé par des limitations pratiques de se contenter d'un petit nombre de points empiriques. Malheureusement, il n'y a pas actuellement de considérations théoriques qui permettent de calculer des courbes énergie-parcours complètes dans tous les éléments. Même la théorie la plus usuelle, celle de L i v i n g s t o n et B e t h e <sup>1)</sup>, qui permet de calculer, au moins dans les éléments légers, la relation énergie-parcours avec une précision raisonnable, ne donne pas cette relation dans un domaine d'énergies étendu <sup>2)</sup>.

Nous avons rassemblé ci-dessous les données expérimentales connues dans les travaux concernant les éléments légers. De ces données, les courbes énergie-parcours relatives aux éléments légers peuvent être construites approximativement. En nous limitant <sup>2)</sup> à la théorie de B e t h e <sup>1)</sup> nous avons pu déduire de ces courbes à l'aide d'une „analyse de  $I'$ ” des renseignements assez sûrs concernant la valeur correcte de  $I$  qu'il faut substituer dans la formule de B e t h e. Ensuite, une relation énergie-parcours théorique a pu être établie dans les éléments considérés.

Bien que la recherche que nous présentons ci-dessous, soit plus ou moins parallèle à celle de M a n o <sup>3)</sup>, nous croyons qu'une étude renouvelée de cette matière est justifiée pour les raisons suivantes:

a) Pour établir une relation énergie-parcours, M a n o s'est servi de la théorie de B l o c h <sup>4)</sup>, tandis qu'il a déterminé les potentiels d'excitation moyens à l'aide d'une formule simplifiée de B e t h e <sup>5)</sup>, dans laquelle notamment l'inefficacité des électrons dans la couche K relative au freinage d'une particule chargée incidente, est négligée.

b) M a n o a adopté, pour le potentiel moyen d'excitation de l'air, la valeur de 87 eV, tandis qu'une valeur plus exacte est de  $77,5 \pm 1,2$  eV.

c) Nous n'avons pas considéré les pouvoirs ralentisseurs de divers éléments relatifs à l'air comme M a n o <sup>3)</sup> et W i l s o n <sup>19)</sup> l'ont fait, mais nous avons calculé les valeurs de  $I$  correspondants à toute une série de valeurs de  $dE/dx$  déduites des expériences.

§ 2. *Considérations théoriques.* B e t h e <sup>1)</sup> a donné la formule suivante pour la perte d'énergie des particules chargées dans un milieu donné:

$$dE/dx = (4\pi e^4 z^2 n / mv^2) \cdot B \quad (1)$$

$$B = Z \cdot \ln(2mv^2/I) - C_K(\eta, \vartheta) \quad (2a)$$

dans laquelle la signification des notations est la suivante:

$m$  = masse de l'électron =  $9,107 \cdot 10^{-28}$  g <sup>7)</sup>;

$ze$  = charge de la particule incidente =  $z \cdot 4,802 \cdot 10^{-10}$  u.e.s. <sup>7)</sup>;

$v$  = vitesse de la particule incidente;

$n$  = nombre d'atomes de la matière ralentissante par unité de volume.

Si on adopte comme unité de longueur le g/cm<sup>2</sup>, on a:

$$n = N/A,$$

$N$  = nombre d'Avogadro =  $6,024 \cdot 10^{23}$  (échelle chimique);  
 $A$  = poids atomique de l'élément considéré;  
 $B$  = la quantité appelée „stopping number”.

La quantité  $B$  dépend du nombre atomique  $Z$ , du potentiel d'excitation moyen de l'élément considéré et de la vitesse des particules incidentes.  $C_K$  est une correction qui tient compte de l'inefficacité des électrons  $K$ . Le paramètre  $\vartheta$  égale la proportion du potentiel d'ionisation réel et le potentiel d'ionisation „idéal” des électrons  $K$ :

$$\vartheta = E_K/E_{id} \quad (3)$$

tandis que

$$\eta = \frac{1}{2} mv^2/E_{id} \quad (4)$$

Le potentiel d'ionisation „idéal” des électrons  $K$  est donné par:

$$E_{id} = Z_{eff}^2 \cdot Ry = (Z - s)^2 \cdot e^2/2a_0 \quad (5)$$

$s$  = la constante qui tient compte de l'effet d'écran pour les électrons  $K$ . D'après Slater<sup>6)</sup> la valeur de cette constante est de 0,3.

$Ry = e^2/2a_0$  égale le potentiel d'ionisation de l'hydrogène;

$a_0$  = le rayon de la première orbite de Bohr dans l'atome de l'hydrogène, dont on accepte actuellement<sup>7)</sup> la valeur de  $0,5291 \cdot 10^{-8}$  cm. Le potentiel d'ionisation de l'hydrogène est alors de:

$$Ry = 13,60 \text{ eV.}$$

Le potentiel d'excitation réel  $E_K$  des électrons  $K$  peut être déduit des spectres des rayons  $X$ . Mme Curie<sup>8)</sup> donne les valeurs de  $E_K$  pour tous les éléments. Certaines de ces valeurs sont cependant des valeurs interpolées.

On se sert de l'expression donnée comme (2a) pour la quantité  $B$  pour des valeurs basses de  $\eta$ . Pour les valeurs de  $\eta$  plus élevées on se sert plutôt de la formule suivante:

$$B = (Z - k) \ln (2mv^2/I') + B_K(\eta, \vartheta) \quad (6a)$$

Dans cette expression,  $I'$  égale le potentiel moyen d'ionisation de tous les électrons sauf les électrons de la couche  $K$ , et  $k$  donne le nombre efficace des électrons  $K$ . La fonction  $B_K(\eta, \vartheta)$  donne la contribution des deux électrons  $K$  relative à la quantité  $B$  (formules 1, 2a et 6a). Cette fonction a été calculée et donnée graphiquement par

B e t h e et L i v i n g s t o n <sup>1)</sup> et plus récemment par B r o w n <sup>9)</sup>. En modifiant la formule pour  $B_K$  de B r o w n (l.c. la formule 41) on peut écrire:

$$B_K(\eta, \vartheta) = k [\ln \eta + F(\vartheta)] - C_K(\eta, \vartheta) \quad (7a)$$

ce qui définit la fonction  $F(\vartheta)$  de façon ce qu'on puisse trouver facilement la liaison entre  $B_K$  et  $C_K$  qui figurent dans les formules (2a) et (6a). Du mémoire de B r o w n <sup>9)</sup> sur l'approximation asymptotique de la quantité  $B_K$  on peut déduire l'expression suivante qui est valable pour des valeurs de  $\vartheta$  entre 0,7 et 0,9:

$$F(\vartheta) = -0,091 + 4,825 \vartheta - 4,997 \vartheta^2 + 1,735 \vartheta^3. \quad (8)$$

Il est pratique de simplifier les formules données en introduisant les fonctions  $b_K(\eta, \vartheta)$  et  $c_K(\eta, \vartheta)$ , qui sont définies comme suit:

$$B_K(\eta, \vartheta) = k b_K(\eta, \vartheta); \quad C_K(\eta, \vartheta) = k c_K(\eta, \vartheta) \quad (9)$$

Les expressions (2a), (6a) et (7a) s'écrivent maintenant:

$$B = Z \ln (2mv^2/I) - k c_K(\eta, \vartheta) \quad (2b)$$

$$B = (Z - k) \ln (2mv^2/I') + k b_K(\eta, \vartheta) \quad (6b)$$

$$b_K(\eta, \vartheta) + c_K(\eta, \vartheta) = \ln \eta + F(\vartheta) \quad (7b)$$

$$\text{d'où:} \quad Z \ln I - (Z - k) \ln I' = k [\ln (4E_{id}) - F(\vartheta)]. \quad (10)$$

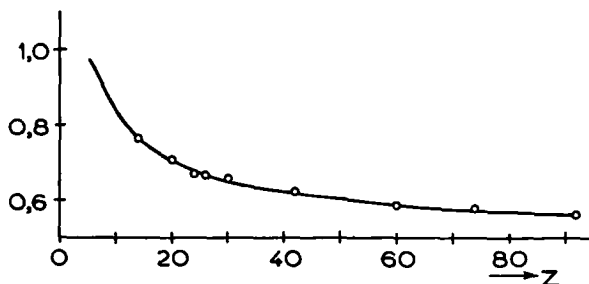


Fig. 1. Nombre efficace des électrons de la couche K en fonction du nombre atomique  $Z$  (§ 2).

La valeur de la quantité  $k$  a été déterminée par H ö n l <sup>10)</sup> selon des observations spectroscopiques pour les éléments Si, Ca, Cr, Fe, Zn, Mo, Nd, W et U. Pour les éléments légers cependant, il manque les données expérimentales. On peut étendre la connaissance à ce sujet à l'aide des fonctions bien connues de H a r t r e e, selon la

manière indiquée par *B e t h e*<sup>1)</sup>). Nous donnons dans la figure 1 le graphique ainsi complété de  $k$  en fonction du nombre atomique  $Z$ .

§ 3. *Les sources des données expérimentales.* Les données expérimentales dont nous nous sommes servis, proviennent pour la plupart du travail de *M a n o*<sup>3)</sup>). Sauf les parcours absolus des particules  $\alpha$  des éléments radioactifs naturels dans des gaz différents, *M a n o* a mesuré pour chaque élément étudié l'énergie finale des particules  $\alpha$  qui avaient traversé une distance donnée dans cet élément. De ces mesures on peut déduire, à une constante près, les parcours correspondants aux énergies données; la constante diffère pour de différentes séries de mesures. Les mesures absolues de *M a n o* ont été rassemblées dans le tableau suivant; les énergies des émetteurs naturels de rayons  $\alpha$  proviennent du travail de *H o l l o w a y* et *L i v i n g s t o n*<sup>11)</sup>).

TABLEAU I

| Parcours des particules $\alpha$ dans l'hélium, le néon et l'argon déterminés par <i>M a n o</i> <sup>3)</sup> )<br>Energies d'après <i>H o l l o w a y</i> et <i>L i v i n g s t o n</i> <sup>11)</sup> ) |                |  |       |       |
|--|----------------|--|-------|-------|
| Elément radioactif   | Energie en MeV | Parcours en mg/cm <sup>2</sup> dans le |       |       |
|  |                | He                                     | Ne    | A     |
| Po   | 5,298          | 3,60                                   | 5,74  | 6,95  |
| Rn   | 5,486          | 3,78                                   | 6,04  | 7,30  |
| RaA  | 5,998          | 4,37                                   | 6,88  | 8,35  |
| ThC  | 6,054          | 4,44                                   | 6,99  | 8,49  |
| AcC  | 6,619          | 5,13                                   | 8,00  | 9,75  |
| RaC'   | 7,680          | 6,54                                   | 10,01 | 12,27 |
| ThC'   | 8,776          | 8,19                                   | 12,31 | 15,15 |
| ThC' long  | 10,538         | 11,17                                  | 16,43 | 20,24 |

Nous nous sommes également servis des résultats de quelques autres auteurs pour éprouver les relations énergie-parcours établies. L'accord mutuel entre les observations des auteurs différents est en général satisfaisant, tandis que l'accord avec les courbes calculées est excellent. Les séries différentes d'observations qui à l'origine ne donnaient pas de parcours absolus, ont pu être mis en excellent accord les unes avec les autres et toutes avec les courbes calculées, par des translations parallèles à l'axe des parcours.

Un problème spécial était posé par le fait que les auteurs anciens ont mesuré souvent des parcours extrapolés, tandis que la formule de *B e t h e* est valable pour les parcours moyens. Pour changer les parcours extrapolés en parcours moyens, on peut supposer que la

proportion entre les deux est pour une énergie donnée indépendante de la nature de milieu. Cette proportion pouvait être déterminée le plus souvent dans l'air. La relation entre le parcours moyen et l'énergie a été déterminée récemment avec une grande précision par Jesse et Sadauskis<sup>12)</sup>. De cette manière, les parcours extrapolés mesurés par Harper et Salaman<sup>13)</sup>, Naidu<sup>14)</sup> et Schmi eder<sup>15)</sup> ont été rassemblées dans les tableaux suivants.

TABLEAU II

| Parcours extrapolés des particules $\alpha$ de Po, ThC, RaC' et ThC' dans des gaz différents d'après Harper et Salaman <sup>13)</sup> réduits aux parcours moyens |                |  |        |       |       |       |
|---|----------------|--|--------|-------|-------|-------|
| Elément radioactif  | Energie en MeV | Parcours moyen en mg/cm <sup>2</sup> dans le |        |       |       |       |
|   |                | Air  | H      | N     | O     | A     |
| Po  | 5,298          | 4,71   | 1,462  | 4,58  | 4,90  | 7,00  |
| ThC   | 6,054          | 5,80   | 1,845  | 5,64  | 6,05  | 8,47  |
| RaC'  | 7,680          | 8,46   | 2,766  | 8,23  | 8,83  | 12,23 |
| ThC'  | 8,776          | 10,50  | 3,467  | 10,23 | 10,92 | 15,13 |
| Densité ( $d$ ) à 15°C en mg/cm <sup>3</sup>  | —              | 1,225  | 0,0852 | 1,185 | 1,354 | 1,691 |

Naidu et Schmi eder ont mesuré les parcours des particules  $\alpha$  du Po, dont l'énergie est d'après Holloway et Livingston<sup>11)</sup> de 5,298 MeV et le parcours moyen dans l'air de 4,708 mg/cm<sup>2</sup>.

TABLEAU III

| Parcours extrapolés de particules $\alpha$ du Po ( $E = 5,298$ MeV) d'après Naidu <sup>14)</sup> et Schmi eder <sup>15)</sup> réduits aux parcours moyens |   |      |      |      |      |
|---|---|------|------|------|------|
| Auteur:   | Parcours réduit en mg/cm <sup>2</sup> dans le |      |      |      |      |
|   | He  | N    | O    | Ne   | A    |
| Naidu   | 3,60  | —    | —    | 5,84 | 7,05 |
| Schmi eder  | —   | 4,61 | 4,88 | 5,83 | 6,88 |

§ 4. *Calcul. a. L'Hydrogène.* Les parcours des particules  $\alpha$  dans l'hydrogène ont été mesurés par Harper et Salaman (voir le tableau II) et, en outre par Blackett et Lees<sup>16)</sup>. Ces derniers, cependant, se sont servis pour l'interprétation de leurs mesures, de la relation énergie-parcours d'alors dans l'air, qui fut établie par eux-mêmes (pour les énergies jusqu'à 2 MeV) et par Briggs<sup>17)</sup> (dans le domaine d'énergies de 0,4 jusqu'à 7,68 MeV).

Cette relation n'était pas correcte, de sorte que les données de

Blackett et Lees doivent être corrigées. Pour cela nous avons comparé les énergies données par Blackett et Lees à différents parcours dans l'air, avec les énergies correspondant aux mêmes parcours d'après Jesse et Sadauskis<sup>12)</sup>. De cette manière, on peut construire une courbe qui donne la correction nécessaire aux valeurs d'énergie de Blackett et Lees en fonction des énergies dont ils se sont servis. A l'aide de cette courbe, il était ainsi possible de corriger les énergies de leur relation énergie-parcours dans l'hydrogène. Le résultat de cette opération est présenté dans le tableau suivant.

TABLEAU IV

| Parcours des particules $\alpha$ dans l'hydrogène d'après Blackett et Lees <sup>16)</sup><br>correspondant aux énergies corrigées |                              |  |
|---|------------------------------|--|
| Energies en MeV de<br>B. et L.  | Energies corrigées<br>en MeV | Parcours dans l'hydrogène<br>en mg/cm <sup>2</sup> |
| 0,083   | 0,104                        | 0,027  |
| 0,33  | 0,42                         | 0,076  |
| 0,75  | 0,94                         | 0,147  |
| 1,33  | 1,57                         | 0,247  |
| 2,07  | 2,24                         | 0,395  |

Mano<sup>3)</sup> enfin, a fait des mesures sur la perte d'énergie des particules  $\alpha$  de ThC' et de ThC traversant des quantités de gaz d'hydrogène différentes. De ces mesures se déduisent les parcours correspondants aux énergies différentes à une constante près qui diffère pour chaque série d'observations. Nous nous sommes servis des valeurs de  $dE/dx$  déduites de ces relations énergie-parcours relatifs pour accomplir une analyse de  $I$ . Il faut substituer dans les formules (1) et (2b) les constantes:

$$Z = 1; A = 1,008; k = 1; \vartheta = 0,7; d_{15^\circ} = 0,0852 \text{ mg/cm}^3.$$

Il résulte de cette analyse que  $I$  peut être représenté raisonnablement par la valeur de  $17,1 \pm 0,3$  eV dans le domaine d'énergie entre 1 et 9 MeV. A l'aide de cette valeur de  $I$ ,  $dx/dE$  pouvait ensuite être calculé aux différentes énergies, après quoi la relation énergie-parcours théorique était obtenue par intégration numérique (voir fig. 2). La constante d'intégration a été choisie de façon à ce que la courbe obtenue passe aussi bien que possible par les points empiriques de Harper et Salaman et de Blackett et Lees (tableaux II et IV).

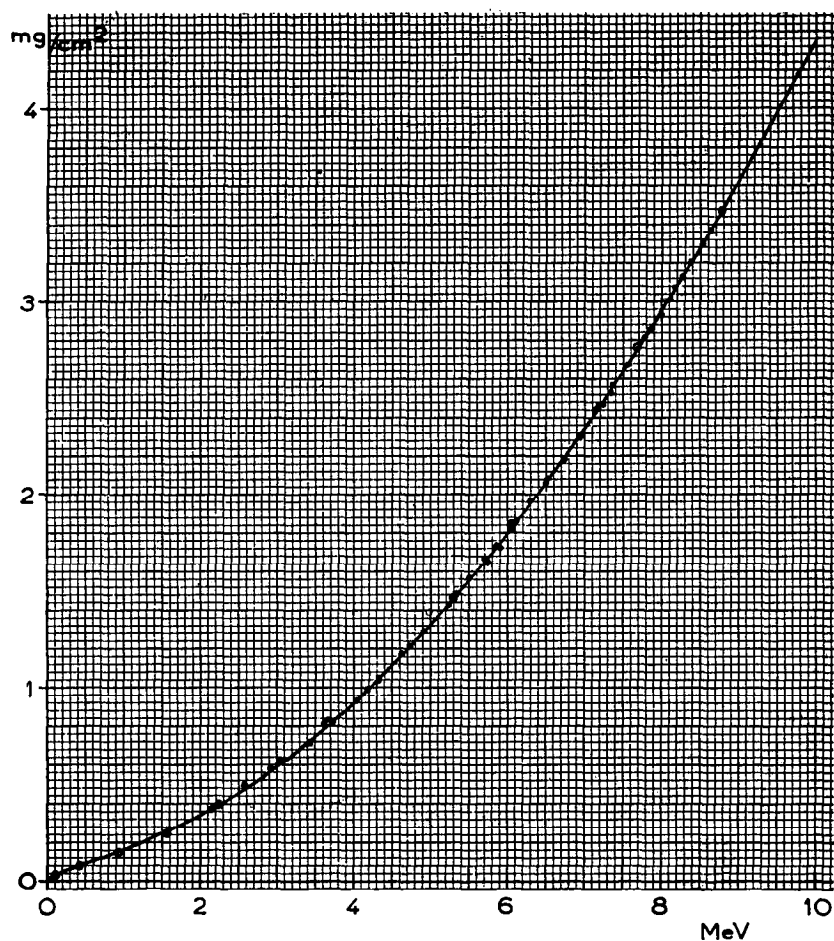


Fig. 2. Relation énergie-parcours des particules  $\alpha$  dans l'hydrogène. Les cercles représentent les points expérimentaux absolus (tableaux II et IV). Les points noirs représentent les données déduites du travail de Mano<sup>3)</sup>.

La plus grande déviation entre les points expérimentaux et la courbe calculée est de 0,7%.

Enfin, les parcours relatifs de Mano ont été mis en accord avec la courbe théorique par une translation parallèle à l'axe des parcours. Ces parcours ont obtenu ainsi des valeurs absolues.

b. L'Hélium. Les parcours des particules  $\alpha$  dans l'hélium ont été déterminés par Mano (tableau I) et par Naidu (tableau



III), tandis que *M a n o* a mesuré en même temps quelques séries de parcours relatifs, dont nous nous sommes servis pour accomplir une analyse de *I*. Dans le cas de l'hélium nous nous sommes servis des constantes suivantes:

$$Z = 2; A = 4,003; k = 2; \vartheta = 0,7; d_{15^\circ} = 0,1692 \text{ mg/cm}^3.$$

Il apparaît de cette analyse que  $I = 35,2 \pm 0,7$  eV représente la valeur la plus probable de *I* dans le domaine de 3 jusqu'à 9 MeV. A l'aide de cette valeur de *I*,  $dx/dE$  et ensuite la relation énergie-parcours théorique ont été calculés, et la courbe ainsi obtenue a été mise en accord avec les points expérimentaux absolus de *M a n o* et de *N a i d u* (voir fig. 3). La plus grande déviation des points empiriques de la courbe calculée est de 0,6%.

Enfin, les parcours relatifs déterminés par *M a n o* ont été ajustés à la courbe théorique.

c. *L'A z o t e*. Pour établir une courbe énergie-parcours expérimentale on ne peut disposer que de quatre points qui ressortent des mesures de *H a r p e r* et *S a l a m a n* et de *S c h m i e d e r* (tableaux II et III). Dans le cas de l'azote il faut substituer les constantes suivantes dans les expressions (1), (6*b*) et (10):

$$Z = 7; A = 14,01; k = 1,85; \vartheta = 0,7; d_{15^\circ} = 1,185 \text{ mg/cm}^3.$$

La relation entre *I* et *I'* devient:

$$7 \log I - 5,15 \log I' = 5,115 \quad (11)$$

Nous avons déduit de l'analyse de *I* une valeur de  $I = 76,2 \pm 3,8$  eV comme moyenne raisonnable du potentiel d'excitation moyen de l'azote dans l'intervalle de 5 jusqu'à 9 MeV; à cette valeur correspond  $I' = 36,7 \pm 2,6$  eV. Il résulte de l'intégration de l'expression pour  $dx/dE$  avec cette valeur de *I'* une courbe, qui a pu être mis en accord avec les points expérimentaux d'une façon très satisfaisante (voir fig. 3). L'écart des points empiriques relatif à la courbe construite est de 1% environ.

d. *L'Ox y g è n e*. A construire une courbe énergie-parcours dans le cas de l'oxygène on ne dispose également que de quatre points expérimentaux. Ces points suivent des mesures de *H a r p e r* et *S a l a m a n* et de *S c h m i e d e r* (tableaux II et III). *O n o d a*<sup>18)</sup>

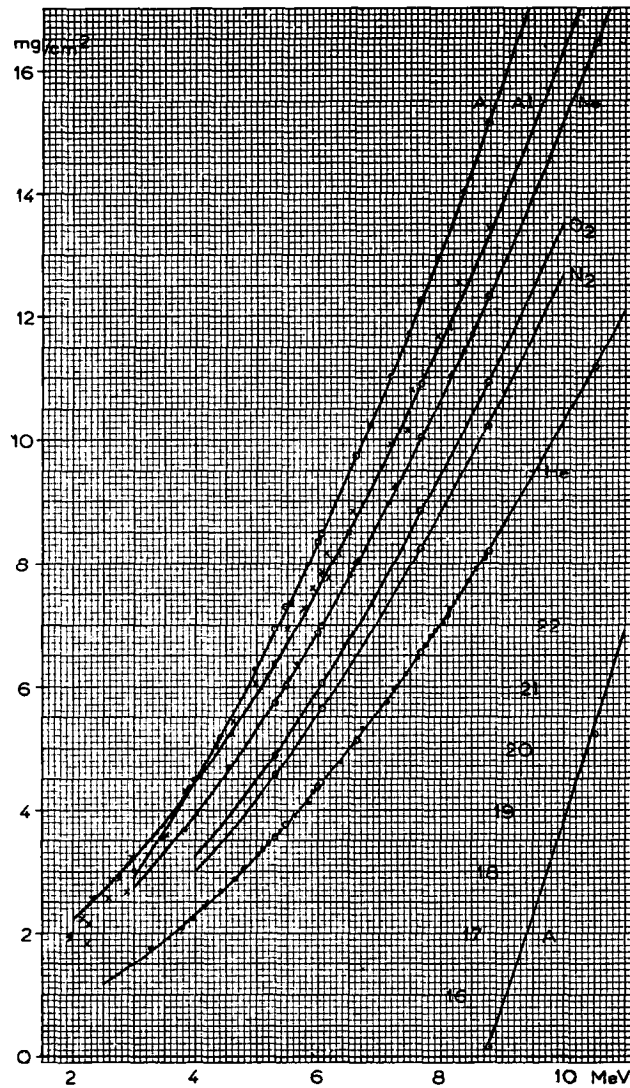


Fig. 3. Relation énergie-parcours des particules  $\alpha$  dans l'hélium, l'azote, l'oxygène, le néon, l'aluminium et l'argon. Les cercles représentent les points empiriques absolues (tableaux II et III). Les points noirs représentent les données déduites du travail de M a n o <sup>3)</sup>; les croix celles déduites du mémoire de R o s e n b l u m <sup>21)</sup>.

a déterminé les parcours extrapolés des particules  $\alpha$  du polonium dans l'air et dans l'oxygène, et le parcours moyen dans l'oxygène qui

s'en déduit est le même que le parcours réduit de S c h m i e d e r, c.-à-d.  $4,88 \text{ mg/cm}^2$ . Pour l'analyse de  $I$  nous nous sommes servis des constantes suivantes:

$$Z = 8; A = 16,00; k = 1,79; \vartheta = 0,7; d_{15\bullet} = 1,354 \text{ mg/cm}^3.$$

La relation entre  $I$  et  $I'$  devient:

$$8 \log I - 6,21 \log I' = 5,166 \quad (12)$$

De l'analyse du potentiel d'ionisation moyen se déduit comme moyenne raisonnable pour les énergies des particules  $\alpha$  incidentes entre 5 et 9 MeV la valeur de  $I = 96,3 \pm 4,8 \text{ eV}$ , c.-à-d.  $I' = 52,9 \pm 3,4 \text{ eV}$ . L'intégration de l'expression pour  $dx/dE$  à l'aide de cette valeur de  $I'$  a donné une relation énergie-parcours théorique, qui ayant subi une translation dans le sens de l'axe des parcours, montre un excellent accord avec les points expérimentaux (voir fig. 3). L'écart de ces points empiriques relatif à la courbe théorique est de 1% environ.

*e. Le néon.* En exécutant une analyse de  $I$  dans le cas du néon on dispose de quelques séries de mesures très précises de parcours relatifs déterminés par M a n o, et, en outre, d'un certain nombre de mesures absolues de cet auteur (tableau I). On dispose également de quelques points empiriques de N a i d u et de S c h m i e d e r (tableau III).

L'analyse a été exécutée sur la base des points relatifs de M a n o et à l'aide des constantes données ci-dessous:

$$Z = 10; A = 20,18; k = 1,68; \vartheta = 0,7; d_{15\bullet} = 0,853 \text{ mg/cm}^3.$$

Comme relation entre  $I$  et  $I'$  on obtient:

$$10 \log I - 8,32 \log I' = 5,185 \quad (13)$$

L'analyse de  $I$  donne la valeur de  $I = 130,6 \pm 2,0 \text{ eV}$ , c.-à-d.  $I' = 83,2 \pm 1,7 \text{ eV}$ , comme moyenne dans le domaine d'énergie entre 4 et 9 MeV. Ensuite une intégration de l'expression pour  $dx/dE$  a été exécutée sur la base de cette valeur de  $I'$ . Une translation parallèle à l'axe des parcours a montré que la courbe théorique ainsi obtenue est une excellente approximation des points expérimentaux (voir fig. 3). La déviation des points empiriques de la courbe théorique est de 1,2% au maximum.

Enfin, il a été possible de réduire les points relatifs de M a n o aux parcours absolus.

*f. L'aluminium.* Dans une publication précédente <sup>2)</sup> nous nous sommes servis des mesures de Wilson <sup>19)</sup> sur les protons dans la région des énergies de 0 jusqu'à 3,5 MeV pour déterminer le potentiel moyen d'ionisation de l'aluminium. Il est apparu que dans le domaine d'énergie considéré la valeur de  $I = 151 \pm 3$  eV représentait une valeur moyenne raisonnable de  $I$ . A l'aide de la relation (10) qui dans le cas de l'aluminium s'écrit

$$13 \log I - 11,46 \log I' = 5,114 \quad (14)$$

on trouve pour  $I'$  la valeur de  $I' = 106 \pm 2$  eV. Se servant des expressions (1) et (6b) on peut établir une relation énergie-parcours théorique pour les particules  $\alpha$  dans l'aluminium. Malheureusement, il n'y a que quelques mesures de parcours absolus assez sûres, de sorte que la constante d'intégration n'a pas pu être établie avec une très grande précision. Les expériences de Rausch von Traubenberg <sup>20)</sup> permettent de déterminer le parcours moyen des particules  $\alpha$  du radium C' dans l'aluminium. On trouve alors un parcours de 10,96 mg/cm<sup>2</sup> à une énergie de 7,680 MeV. Prenant ce point empirique comme point de référence, on obtient la courbe donnée dans la figure 3. Dans cette figure sont également passés les points expérimentaux de Rosenblum <sup>21)</sup>, qui sont des points relatifs d'origine, déplacés de façon à ce qu'ils s'accordent aussi bien que possible avec la courbe théorique.

*g. L'argon.* Pour établir la relation énergie-parcours relative aux particules  $\alpha$  dans l'argon, on dispose des mesures de Mano (tableau I), de Harper et Salaman (tableau II), de Naidu et de Schmie der (tableau III). L'analyse de  $I$  a été exécutée sur la base des séries de mesures relatives de Mano à l'aide des constantes suivantes:

$$Z = 18; A = 39,94; k = 1,44; \vartheta = 0,75; d_{150} = 1,691 \text{ mg/cm}^3.$$

ce qui donne comme relation entre  $I$  et  $I'$ :

$$18 \log I - 16,56 \log I' = 5,187 \quad (15)$$

On déduit de l'analyse du potentiel moyen d'excitation que la valeur de  $I = 226,8 \pm 2,3$  eV, représente une moyenne raisonnable dans le domaine d'énergie entre 3 et 9 MeV, d'où:  $I' = 176,7 \pm 1,9$  eV.

La relation énergie-parcours qui a été établie ensuite par intégration et translation, montre un accord excellent avec les données expérimentales (voir fig. 3). L'écart des points empiriques de la courbe théorique est de 2,6% au maximum.

Les points relatifs déterminés par M a n o ont pu enfin être transformés en une seule série de points absolus.

*h. Le carbone.* Dans les travaux connus aucune mesure directe de parcours dans le carbone n'a été décrite, de sorte qu'on en est réduit aux compositions de cet élément pour déterminer son potentiel d'ionisation moyen. Un certain nombre d'auteurs s'est occupé de la mesure de parcours dans le gaz carbonique. Une analyse de  $I$ , qu'on pourrait exécuter pour le carbone à base de ces données serait cependant trop imprécise. Or, on peut écrire:

$$p \cdot (dE/dx)_C = (dE/dx)_{CO_2} - q \cdot (dE/dx)_O \quad (16)$$

expression dans laquelle  $p$  et  $q$  représentent les quantités relatives d'oxygène et de carbone. Le premier terme du membre droit peut être déterminé à l'aide des mesures de K a p i t z a <sup>22</sup>), qui ne sont pas excessivement précises, tandis qu'on peut calculer le deuxième terme sur la base de la valeur de  $I_0 = 96,3$  eV, qu'on a trouvée ci-dessus.

Les valeurs de  $(dE/dx)_C$  finalement obtenues sont trop peu précises pour nous permettre d'exécuter une analyse de  $I$ . Nous avons donc suivi dans le cas du carbone une méthode différente de celle que nous avons appliquée aux autres éléments. Au graphique du potentiel moyen d'ionisation  $I$  en fonction du nombre atomique  $Z$  qui est donné dans le paragraphe suivant (figure 5), nous avons emprunté la valeur de  $I = 70$  eV. A l'aide de la relation (10), qui dans le cas du carbone s'écrit:

$$6 \log I - 4,10 \log I' = 4,987 \quad (17)$$

on trouve pour  $I'$  la valeur de  $I' = 33,7$  eV.

Considérant que le gaz carbonique se compose de 27,3% de carbone et de 72,7% d'oxygène, on peut écrire:

$$(dE/dx)_{CO_2} = 0,273 \cdot (dE/dx)_C + 0,727 \cdot (dE/dx)_O \quad (18)$$

A l'aide des valeurs ainsi obtenues de la perte d'énergie des particules  $\alpha$  par mg/cm<sup>2</sup> du gaz carbonique la relation énergie-parcours des particules  $\alpha$  dans ce milieu peut se calculer.

La constante d'intégration a été déterminée sur la base des mesures

de Schmieder<sup>15)</sup> et de Rausch von Traubenberg et Philipp<sup>23)</sup>, qui ont été recueillies dans le tableau suivant.

TABLEAU V

| Parcours des particules $\alpha$ du Po et du RaC' d'après Schmieder <sup>15)</sup> et Rausch von Traubenberg et Philipp <sup>23)</sup> , réduits aux parcours moyens |                                  |                |  |                |                 |
|--|----------------------------------|----------------|--|----------------|-----------------|
| Auteur:  | Emetteur des particules $\alpha$ | Energie en MeV | Parcours en mg/cm <sup>2</sup> dans le |                |                 |
|  |                                  |                | air                                    | O <sub>2</sub> | CO <sub>2</sub> |
| Schmieder  | Po                               | 5,298          | 4,71                                   | —              | 4,84            |
| Rausch von Tr.   | RaC'                             | 7,680          | —                                      | 8,83           | 8,79            |

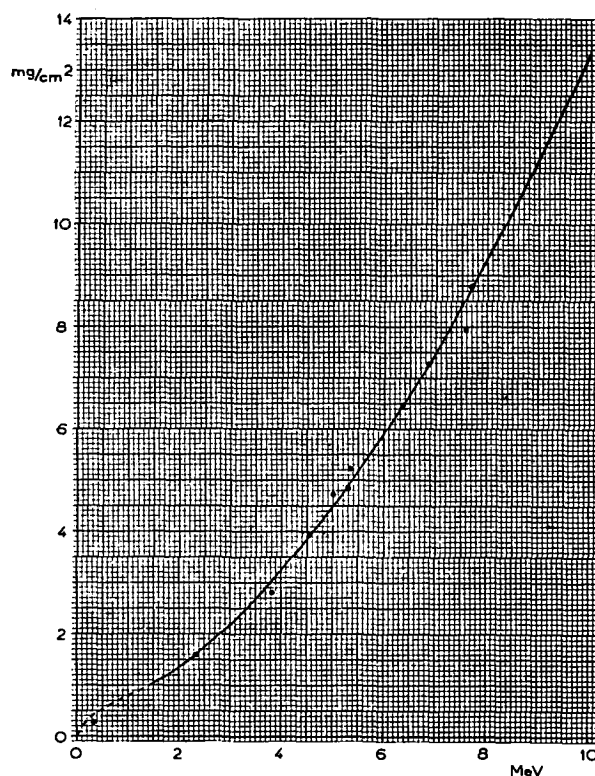


Fig. 4. Relation énergie-parcours des particules  $\alpha$  dans le gaz carbonique. Les cercles représentent les points expérimentaux absolues (tableau V) et les points noirs les données empiriques déduites du travail de Kapitza<sup>22)</sup>.

La relation énergie-parcours dans le gaz carbonique ainsi obtenue est représentée graphiquement dans la figure 4. Les points expérimentaux de Kapitza y sont également représentés. Ces points de Kapitza ont été déterminés selon une méthode spéciale pour

la mesure des énergies des particules  $\alpha$ . L'auteur a donc mesuré à l'aide d'un thermo-élément l'énergie cinétique des particules  $\alpha$  incidentes transformée en chaleur. Il donne comme mesure de cette énergie la déviation du galvanomètre. Heureusement K a p i t z a a accompli des mesures de parcours dans l'air aussi bien que dans le gaz carbonique. Les parcours exacts dans l'air ont été donnés en fonction de la déviation du galvanomètre. A l'aide de la relation énergie-parcours de Jesse et Sadauskis<sup>12)</sup> les énergies correspondant aux parcours donnés par K a p i t z a ont pu être trouvées. En se servant de la relation ainsi trouvée entre la déviation du galvanomètre et l'énergie des particules  $\alpha$ , il devient possible de déduire des mesures relatives de parcours des résultats de K a p i t z a dans le gaz carbonique. Par une translation dans le sens de l'axe des parcours, les points expérimentaux se laissent bien ajuster à la courbe calculée.

§ 5. *Relation entre  $I$  et  $Z$ .* On s'est posé à plusieurs reprises la question de savoir s'il y avait une relation simple entre le potentiel d'ionisation moyen  $I$  d'un élément et son nombre atomique  $Z$ . B l o c h<sup>4)</sup> a déduit de raisons théoriques une relation linéaire entre  $I$  et  $Z$ , dans laquelle cependant le facteur de proportionnalité ne peut pas être calculé.

M a n o<sup>3)</sup> à son tour, a trouvé dans ses expériences pour les éléments légers également une relation linéaire. Les valeurs de  $I$  déterminées par M a n o sont représentées dans la figure 5, d'où il

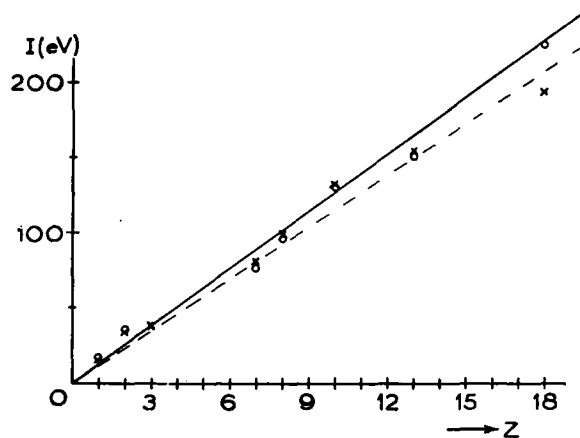


Fig. 5. Les potentiels moyens d'excitation des éléments légers en fonction du nombre atomique (§ 5).

résulte que:

$$I = 11,6 Z \text{ eV} \quad (19)$$

Dans la même figure nous donnons la représentation graphique de la relation entre les potentiels d'ionisations moyens déterminée par nous mêmes et le nombre atomique. Les valeurs représentées sont valables aux énergies entre environ 2 MeV et environ 10 MeV pour les particules  $\alpha$ . Pour les éléments légers (de l'hydrogène jusqu'à l'argon) nous trouvons la relation:

$$I = (12,7 \pm 0,4) Z \text{ eV} \quad (20)$$

*Nota:* Ce travail fait partie du programme de recherches de la „Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie” (F.O.M.) et sa réalisation a été rendue possible grâce au support financier de la „Nederlandse Organisatie voor Zuiver Wetenschappelijk Onderzoek” (Z.W.O.).

Reçu 14-1-52.

#### RÉFÉRENCES

- 1) Livingston, M. S., and Bethe, H. A., Rev. mod. Phys. **9** (1937) 261-290.
- 2) Bogaardt, M., and Koudijs, B., Physica **17** (1951) 703-710.
- 3) Mano, G., Ann. de Phys. (11) **1** (1934) 407-531.
- 4) Bloch, F., Z. Phys. **81** (1933) 363-376.
- 5) Bethe, H., Ann. der Phys. (5) **5** (1930) 325-400.
- 6) Slater, J. C., Phys. Rev. **36** (1930) 57-64.
- 7) Bearden, J. A., and Watts, H. M., Phys. Rev. **81** (1951) 73-81.
- 8) Curie, Mme P., Radioactivité (Paris, 1935).
- 9) Brown, L. M., Phys. Rev. **79** (1950) 297-303.
- 10) Hönl, H., Z. Phys. **84** (1934) 1-16.
- 11) Holloway, M. G., and Livingston, M. S., Phys. Rev. **54** (1938) 18-37.
- 12) Jesse, W. P., and Sadauskis, J., Phys. Rev. **78** (1950) 1-8.
- 13) Harper, G. I., and Salaman, E., Proc. roy. Soc. **A** **127** (1930) 175-185.
- 14) Naidu, R., Ann. de Phys. (11) **1** (1934) 72-122.
- 15) Schmieder, K., Ann. der Phys. (5) **35** (1939) 445-464.
- 16) Blackett, P. M. S., and Lees, D. S., Proc. roy. Soc. **A** **134** (1932) 658-671.
- 17) Briggs, G. H., Proc. roy. Soc. **A** **114** (1927) 341-354.
- 18) Onoda, T., J. Phys. Radium (6) **9** (1928) 185-186.
- 19) Wilson, R. R., Phys. Rev. **60** (1941) 749-753.
- 20) Rausch von Traubenbergh, H., Z. Phys. **2** (1920) 268-276.
- 21) Rosenblum, S., Ann. de phys. (10) **10** (1928) 408-471.
- 22) Kapitza, P. L., Proc. roy. Soc. **A** **102** (1923) 48-71.
- 23) Rausch von Traubenbergh, H., und Philipp, K., Z. Phys. **5** (1921) 404-409.