Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 20 (1947)

Heft: III

Artikel: Travail d'ionisation, effets de recombinaison et pouvoir d'arrêt de quelques gaz pour les particules

Autor: Dick, L. / Falk-Vairant, P. / Rossel, J.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111808

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 14.12.2025

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

Travail d'ionisation, effets de recombinaison et pouvoir d'arrêt de quelques gaz pour les particules α

par **L. Dick, P. Falk-Vairant** et **J. Rossel.**

(28. IV. 1947.)

I. Introduction.

L'étude des réactions nucléaires par chambre d'ionisation nécessite, pour la détermination de l'énergie, la connaissance du travail d'ionisation du gaz utilisé.

De plus, comme il est nécessaire d'une part pour des raisons de rendement, d'autre part pour diminuer l'influence des bords, de travailler à des pressions de l'ordre de plusieurs atmosphères, les effets de recombinaison, très marqués à ces pressions, et le pouvoir d'arrêt du gaz doivent être connus si l'on veut choisir des conditions optima de mesure.

L'ionisation des gaz par des particules lourdes chargées (par ex. particules α) a été étudiée surtout à des pressions inférieures ou égales à la pression atmosphérique, ce qui fournit peu d'indications utilisables. C'est pourquoi nous avons entrepris dans ce travail la détermination du travail d'ionisation, des courbes de saturation et du pouvoir d'arrêt pour les gaz suivants, aux pressions élevées usuelles dans les chambres d'ionisation:

$$N_2,\ O_2,\ Cl_2,\ CO_2,\ BF_3,\ CH_4 \text{ et } CF_4.$$

II. Méthodes et dispositifs de mesure.

Nous avons employé les chocs d'ionisation déclenchés dans une chambre d'ionisation à gaz par les particules α produites par un dépôt actif de thorium.

Les mesures ont été faites sur le plan général suivant (fig. 1): 1° Chambre d'ionisation. 2° Source de haute tension, 500 à 12000 volts. 3° Préamplificateur (lampe électromètre). 4° Ampli-

*

ficateur proportionnel. 5⁰ Oscillographe cathodique de contrôle. 6⁰ Oscillographe à boucle et enregistreur à film photographique.

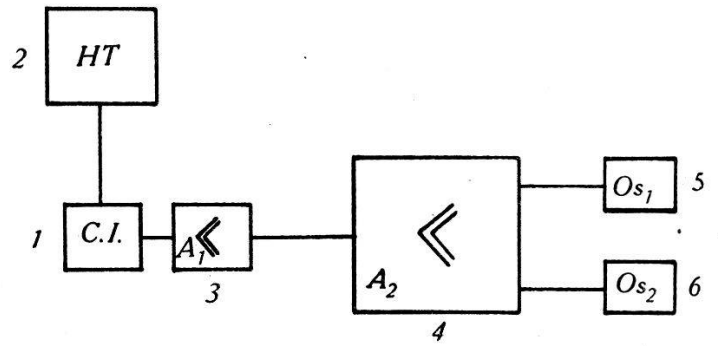


Fig. 1.

1⁰ *Chambres d'ionisation et amplificateur.*

Pour la mesure des travaux d'ionisation nous avons utilisé deux chambres différentes, toutes deux à électrodes planes et anneau de garde, la première du type habituel à boîtier d'acier dimensionné pour 40 atm. et plus, la seconde pour la mesure dans Cl_2, particulièrement étudiée pour les gaz corrosifs, chromée et polie intérieurement, à isolateurs de verre et déjà décrite en détail dans un travail antérieur[1]).

Le dépôt actif de Th était appliqué simplement sur l'électrode haute-tension de la chambre.

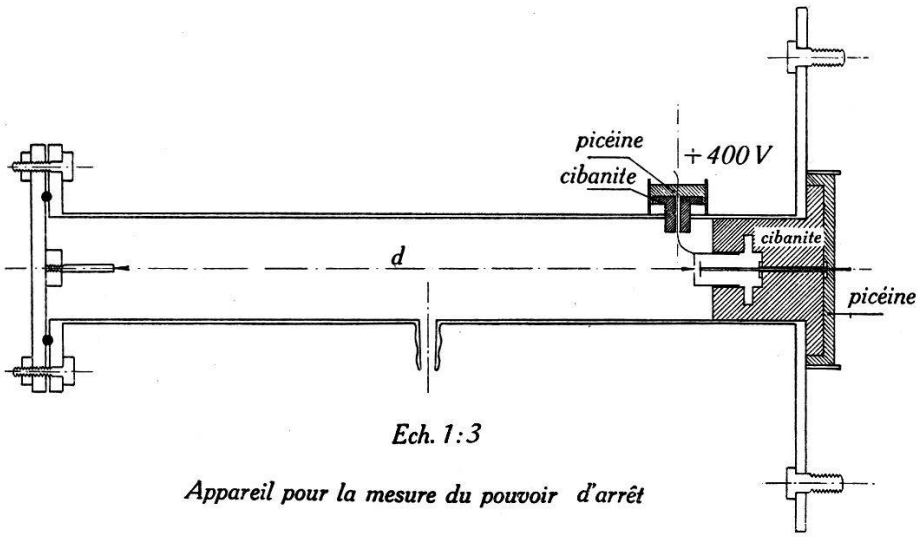


Fig. 2.

Le tube à pression variable indiqué schématiquement fig. 2 servait à la détermination du pouvoir d'arrêt par mesure de la pression critique correspondant à un parcours donné des particules α. Ce tube, ainsi que les chambres d'ionisation elles-mêmes, se vissait directement sur le capôt de l'étage préamplificateur.

Pour équiper ce dernier, nous avons choisi une pentode R. C. A. 38 chauffée sous 4 volts par accumulateurs, alimentée par piles pour la tension d'anode (45 volts) et d'écran (20 volts) et fonctionnant avec grille flottante.

L'amplificateur proportionnel, du type décrit récemment par BALDINGER[2]), comporte 6 étages d'amplification avec contre-réaction par groupe de deux et un étage final attaquant l'oscillographe à boucle. Ce montage permet une alimentation des lampes entièrement par redresseurs y compris le chauffage.

Nous avons voué une attention spéciale aux constantes de temps de la lampe électromètre et de l'amplificateur, les choisissant aussi grandes que possible pour éviter des erreurs de mesure par perte de charges.

2° *Remplissage et purification des gaz.*

Pour N_2, O_2 et CO_2, nous avons rempli les chambres d'ionisation à des pressions variables directement à partir de bouteilles de gaz comprimé dont la pureté était assurée à plus de 99%. Pour les 4 derniers gaz, nous avons employé un dispositif permettant de les liquéfier avant de les introduire dans la chambre. Ce système nous a permis d'éliminer différentes impuretés (O_2, N_2, etc.) qui peuvent être mélangées au gaz: lorsque le gaz est liquéfié, le récipient de liquéfaction ainsi que toutes les conduites sont à nouveau évacués. Comme test de pureté nous avons mesuré la pression résiduelle au manomètre de mercure; celle-ci n'excédait jamais la pression de vapeur du gaz à la température du liquide réfrigérant (air liquide).

3° *Etalonnage et préparation des sources.*

L'étalonnage du dispositif amplificateur a été fait avant et après chaque mesure. Dans ce but on appliquait entre le plateau haute-tension et la cathode de la lampe électromètre des impulsions artificielles de tension de forme comparable et de durée inférieure aux chocs d'ionisation. Cette tension V est connue et peut être variée à volonté. On induit ainsi sur la grille une tension équivalente à celle produite par une charge d'ionisation $Q = CV$, où C est la capacité efficace de la chambre d'ionisation. Cette capacité se calcule par la formule pour le condensateur à anneau de garde avec une erreur de 2,5% environ. Remarquons que si l'on néglige l'effet de l'anneau de garde, la capacité, calculée par la formule ordinaire pour condensateur plan, devient dans notre cas plus faible d'un facteur 1,05. En conséquence, les travaux d'ionisation mesurés seraient multipliés par le même facteur.

Afin d'élucider cette question, nous avons mesuré la capacité de la chambre par comparaison avec un condensateur cylindrique spécial de grande précision*) en effectuant l'étalonnage alternativement avec l'une et l'autre capacité. Les résultats ont justifié, aux erreurs près de 2 à 3%, l'emploi de la formule pour condensateur plan avec anneau de garde.

Pour la mesure des très faibles charges (détermination du pouvoir d'arrêt) la sensibilité de l'amplificateur pouvait être choisie de façon à détecter sans peine la charge de 1000 ions.

Comme nous l'avons déjà dit, nous avons utilisé les particules α du Th C′ et Th C de 8,77 et 6,05 MeV respectivement. Une connaissance exacte de l'énergie des particules est nécessaire. A ce point de vue les dépôts actifs de thorium présentent l'avantage vis-à-vis d'autres sources (Po par exemple) d'avoir naturellement une épaisseur négligeable et par conséquent une influence nulle sur l'énergie.

Les préparations de base se faisaient simplement en maintenant une à deux heures au-dessus d'un sel de thorium d'une dizaine de mC une lame de cuivre mince portée à un potentiel négatif de quelques centaines de volts.

III. Mesures et résultats.

1° *Travail d'ionisation.*

Par travail d'ionisation on entend l'énergie moyenne fournie pour la production d'une paire d'ions par une particule ionisante (dans notre cas une particule α). Le dépôt, appliqué sur l'électrode haute-tension par simple attouchement de la feuille de cuivre porte-substance, est dosé de telle manière que l'intensité de la source ne dépasse pas 100 particules par minute.

La répartition des trajectoires est pratiquement uniforme dans la demi-sphère limitée par le plateau du condensateur: tous les angles φ entre les trajectoires et les lignes de force du champ électrique sont également probables. On sait qu'il a été démontré théoriquement par Jaffé[3]) et expéritalement par Moulin[4]) en particulier que la recombinaison est fonction de l'angle φ, maximum pour $\varphi = 0^0$ et minimum pour $\varphi = 90^0$.

Lorsque nous parlons de recombinaison nous entendons par conséquent une recombinaison moyenne par rapport à φ. Les condi-

*) Ce condensateur a été mis obligeamment à notre disposition par le professeur P. Huber de l'université de Bâle que nous tenons à remercier ici.

tions de mesure des énergies de réactions nucléaires par chambre d'ionisation sont généralement très analogues. Par conséquent, les résultats des mesures exposées ici, en particulier les courbes de saturation sont directement utilisables en pratique.

Si l'on reporte le nombre N de particules en fonction des charges mesurées Q, on obtient des courbes de distribution en cloche dont le maximum correspond à la charge moyenne $\overline{Q}$ libérée par une particule α.

La fluctuation des charges mesurées augmente avec la pression, de plus la recombinaison gagne en intensité et produit un excédent de charges $Q < \overline{Q}$. Ces deux effets se manifestent par un élargissement et une asymétrie des courbes quand la pression augmente, visibles sur les courbes de distribution données à titre d'exemple dans la figure 3.

Toutes les mesures ont été faites à des pressions supérieures à 1 atm., la limite inférieure étant imposée par la condition que le

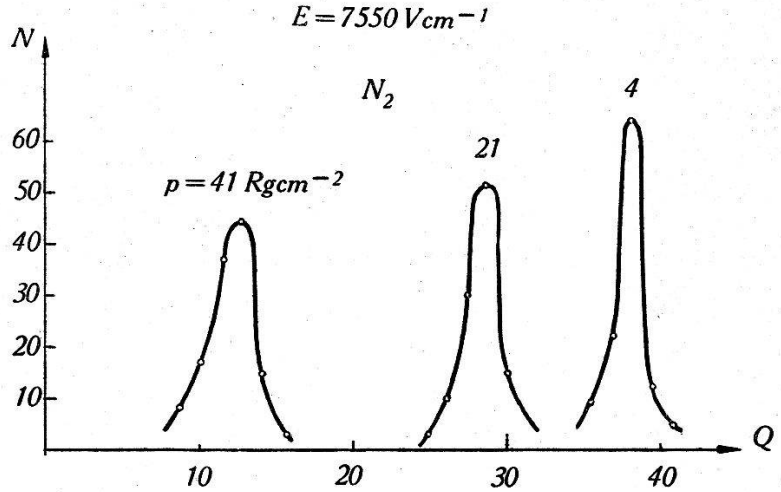


Fig. 3.

parcours des particules dans la chambre ne doit pas dépasser la distance des plateaux du condensateur (de l'ordre de 1 cm.). Ainsi la plus faible pression était de 4 atm. env. pour les gaz à pouvoir d'arrêt comparable à l'air, de 2 atm. env. pour les gaz à pouvoir d'arrêt supérieur. Avec un champ de l'ordre de 8000 V/cm. et ces pressions, la recombinaison est négligeable et nous pouvons nous attendre à la saturation.

Toutefois pour être certain de calculer le travail d'ionisation dans les conditions exactes de saturation, nous avons mesuré $\overline{Q}$ pour différentes pressions du gaz. On obtient ainsi une loi de variation de la charge en fonction de la pression permettant de déterminer la valeur limite de $\overline{Q}$ par extrapolation. Si nous répétons l'expé-

rience pour plusieurs valeurs du champ électrique, nous obtenons avec les deux énergies $E_1 = 8{,}77$ et $E_2 = 6{,}05$ MeV une double famille de courbes qui apporte une bonne certitude à l'extrapolation.

Les figures 4,5 et 6 donnent trois exemples de courbes obtenues en portant la charge par unité d'énergie $\overline{Q}/E$ en fonction de la pression avec le champ électrique comme paramètre. Pour les deux énergies E_1 et E_2 (courbes I et II) on obtient très sensiblement la même valeur extrapolée. Ce résultat confirme la très faible variation du travail d'ionisation moyen avec l'énergie des particules — du moins pour les énergies pas trop faibles. On voit sur les graphiques que l'extrapolation peut se faire avec une erreur inférieure à 2%.

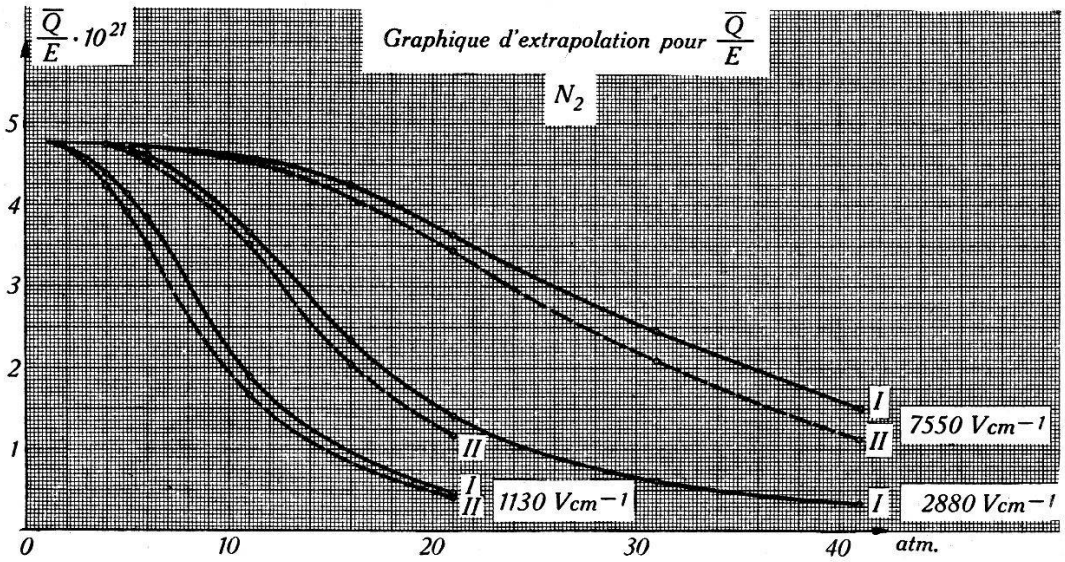


Fig. 4.

Dès que la recombinaison apparaît, les courbes I et II se séparent: les trajectoires correspondant à l'énergie la plus faible sont plus sensibles à la recombinaison. Ce phénomène s'explique facilement par l'augmentation d'ionisation en fin de parcours (courbe de Bragg). Cette concentration plus forte d'ions favorise la recombinaison et a une importance relative plus grande pour les faibles parcours (E_2) que pour les grands (E_1).

A partir des valeurs extrapolées de $\overline{Q}/E$ le travail d'ionisation moyen se détermine par la formule

$$J = (E/\overline{Q}) \cdot e \quad \text{avec} \quad e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}\ \text{C}.$$

Dans le tableau I nous donnons les valeurs de $(\overline{Q}/E)$ extrapolées, le travail d'ionisation J et l'ionisation moyenne totale par rapport à celle de l'air $\overline{Q}/\overline{Q}_{\text{air}}$, calculée à partir des valeurs de la première colonne. Dans la dernière colonne sont indiquées les valeurs de

$\overline{Q}/\overline{Q}_{air}$ données par les Intern. Crit. Tables (tome VI, p. 122). Ces valeurs ont été déterminées avec les particules α du RaC de 7,68

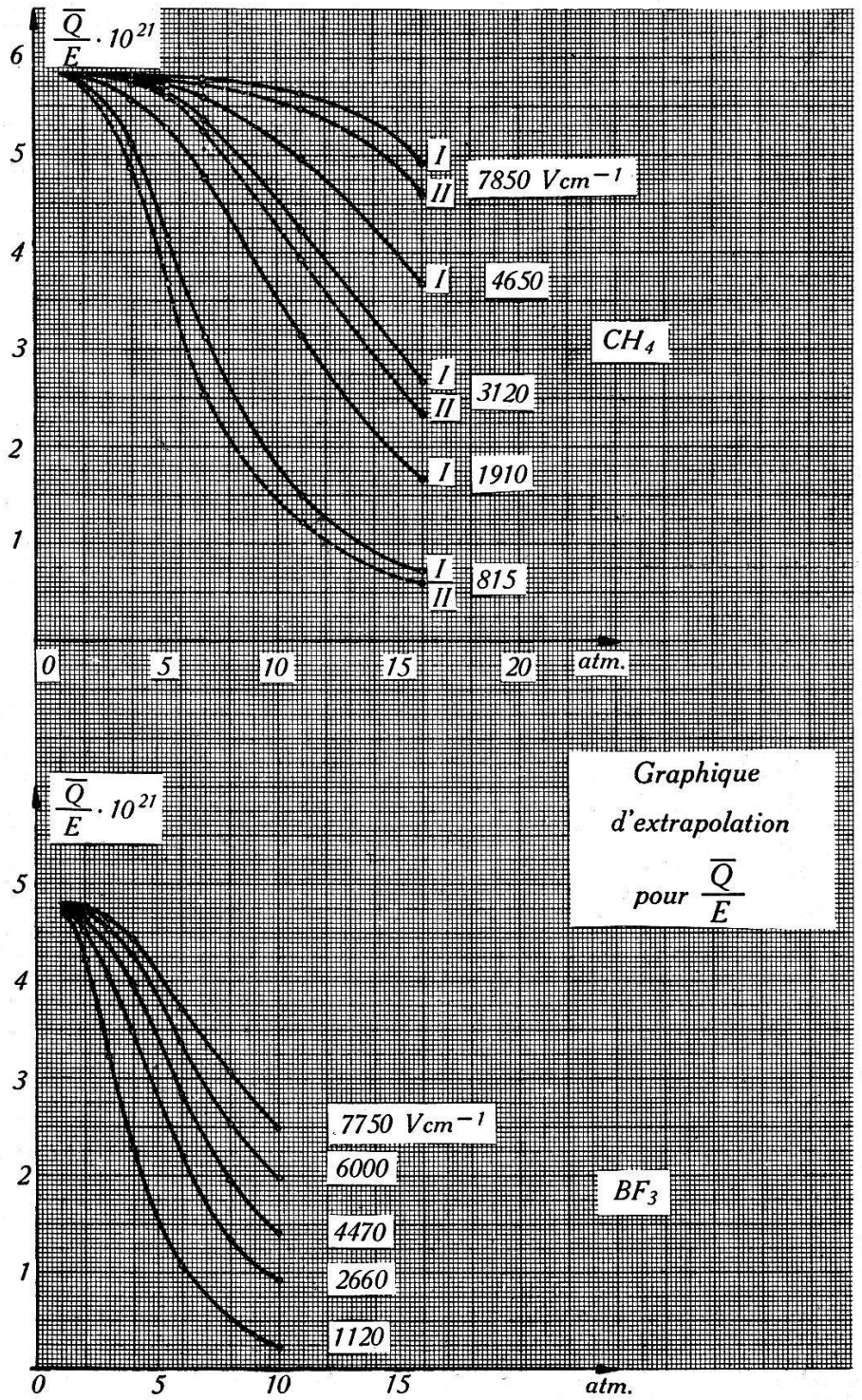


Fig. 5 et 6.

MeV. Cette énergie est intermédiaire entre les énergies que nous avons employées ce qui justifie la comparaison de ces dernières valeurs avec nos résultats. On voit que la concordance avec les

valeurs connues et mesurées par des méthodes différentes et dans d'autres conditions de pression est bonne.

Tableau I.

Gaz	$\left(\frac{\overline{Q}}{E}\right)_{\text{extr.}} \cdot 10^{21}$ C	J (eV)	$\frac{\overline{Q}}{\overline{Q}_{\text{air}}}$	$\frac{\overline{Q}}{\overline{Q}_{\text{air}}}$ (Crit. Tables)
N_2	4,75	33,7	0,95	0,96
O_2	5,60	28,5	1,12	1,13
Air	5,00	32,1	1,00	1,00
Cl_2	6,38	25,0	1,25	—
CO_2	5,14	31,2	1,03	1,02
BF_3	4,80	33,3	0,96	—
CH_4	5,84	27,4	1,17	1,18
CF_4	5,15	31,1	1,03	—

Les valeurs de J peuvent être assurées à 4% près et celles de $\overline{Q}/\overline{Q}_{\text{air}}$ à 1,5% près environ.

La valeur 33,7 eV pour N_2 est à la limite inférieure des valeurs habituellement données dans la littérature (par exemple 33,7 par GURNEY[5]) ou 35 eV par RUTHERFORD[6])). Le résultat pour Cl_2: 25,0 eV est compatible dans la limite d'erreurs avec la valeur (23,5 ± 1,2) eV déterminée dans un précédent travail[1]).

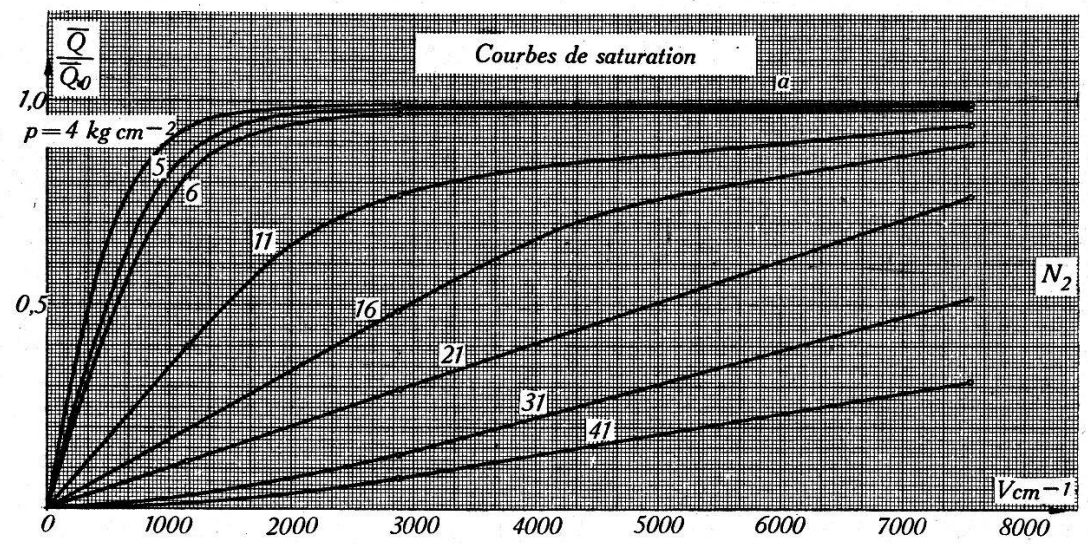
2° *Courbes de saturation.*

Par $\overline{Q}_0$ nous noterons la charge moyenne mesurée lorsque la recombinaison est négligeable (extrapolée). $\overline{Q}$ indique comme précédemment la charge moyenne aux différentes conditions de pression et de champ électrique.

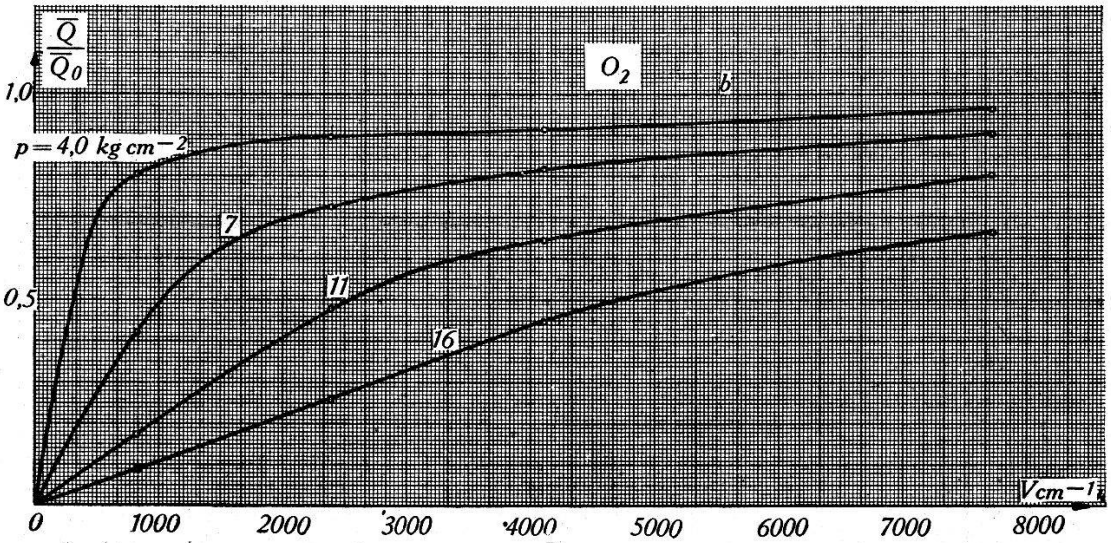
Les six graphiques suivants donnent les familles de courbes $\overline{Q}/\overline{Q}_0$ en fonction du champ électrique E, avec la pression comme paramètre. Nous n'avons tracé que les courbes correspondant à l'énergie de 8,77 MeV. Comme l'indiquent les graphiques d'extrapolation, les valeurs relatives à l'énergie de 6,05 MeV sont inférieures de quelques pourcents dans le domaine de forte recombinaison.

La validé des graphiques est limitée aux domaines pour lesquels le temps de charge est au moins 30 fois plus petit que la constante de temps caractéristique de l'amplificateur. Celle-ci étant pour la lampe électromètre de $3 \cdot 10^{-1}$ sec. et pour le premier étage de $8{,}7 \cdot 10^{-2}$ sec., le domaine à rejeter (perte de charge $>4\%$) est defini pour l'azote par condition $p/E \geqslant 9 \cdot 10^{-3}$ atm. volt$^{-1} \cdot$ cm., ce qui représente une petite région autour de l'origine. Dans cette région, les valeurs de $\overline{Q}/\overline{Q}_0$ ont tendance à être trop faibles.

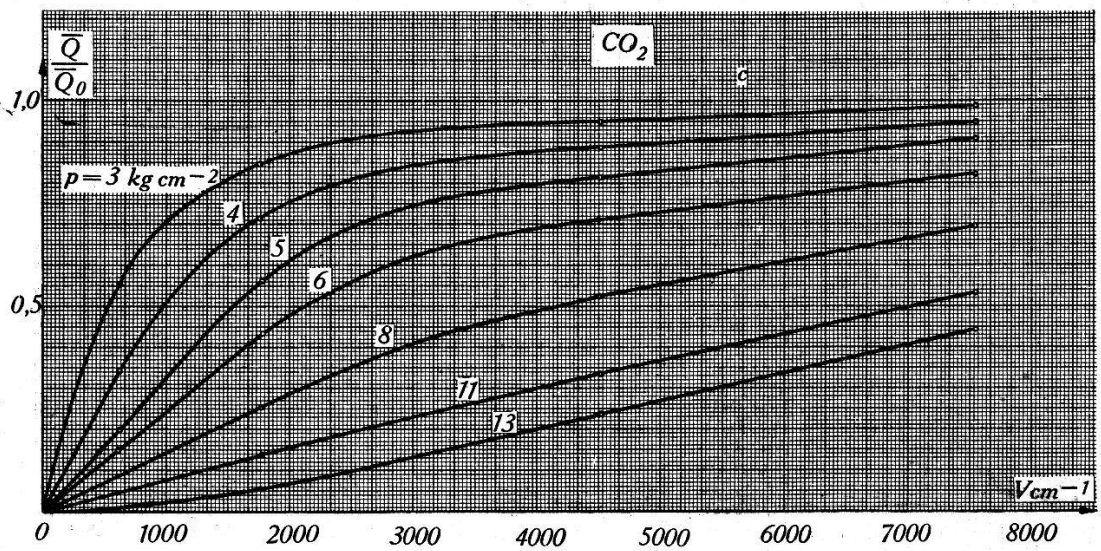
Pour les autres gaz, la valeur critique de p/E varie suivant les mobilités ioniques mais reste du même ordre de grandeur.


Courbes de saturation
a
$\frac{\overline{Q}}{\overline{Q}_0}$
1,0
0,5
p = 4 kg cm−2
5
6
11
16
21
31
41
N2
Vcm−1
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

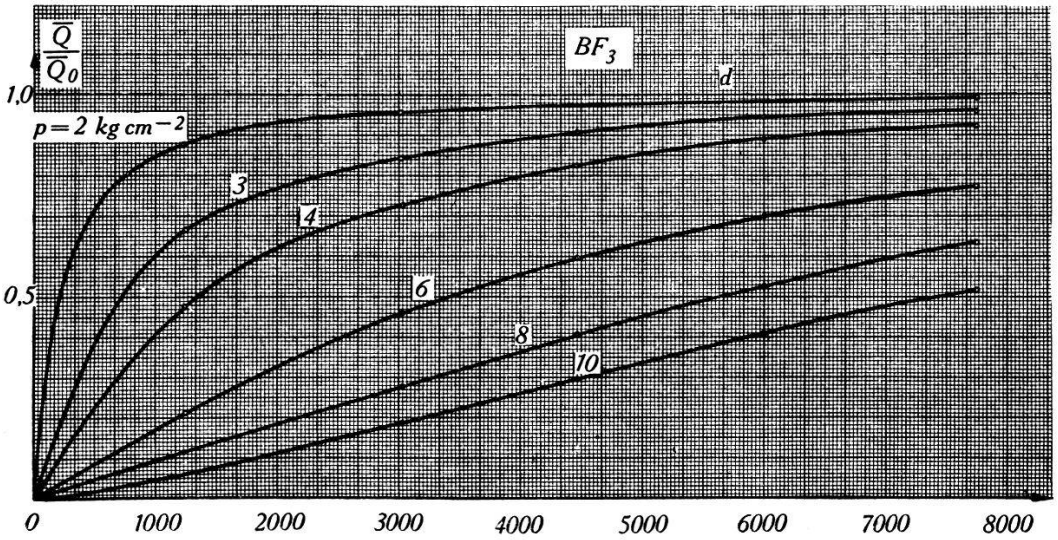
a


$\frac{\overline{Q}}{\overline{Q}_0}$
O2
b
1,0
0,5
p = 4,0 kg cm−2
7
11
16
Vcm−1
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

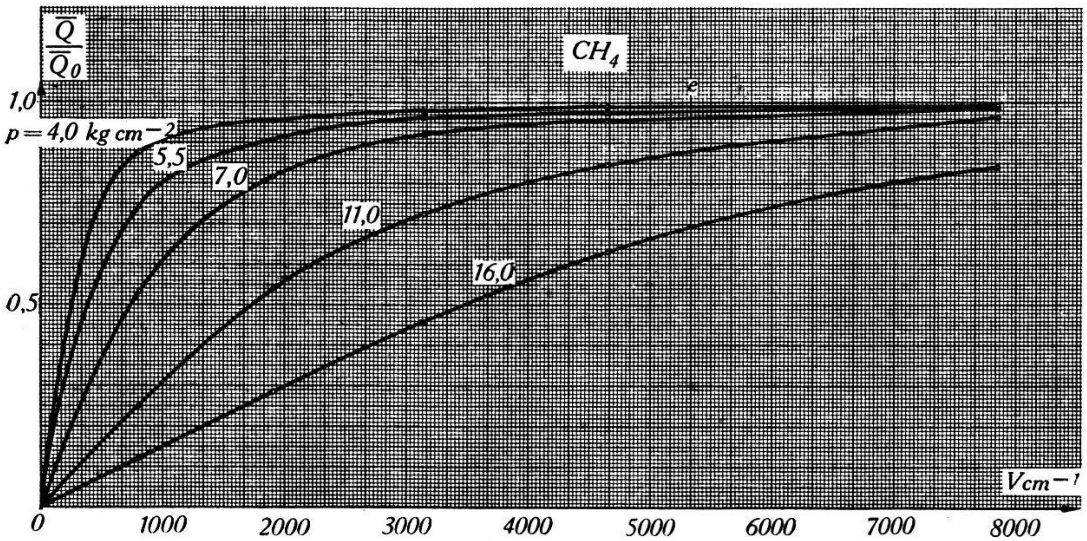
b


$\frac{\overline{Q}}{\overline{Q}_0}$
CO2
c
1,0
0,5
p = 3 kg cm−2
4
5
6
8
11
13
Vcm−1
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

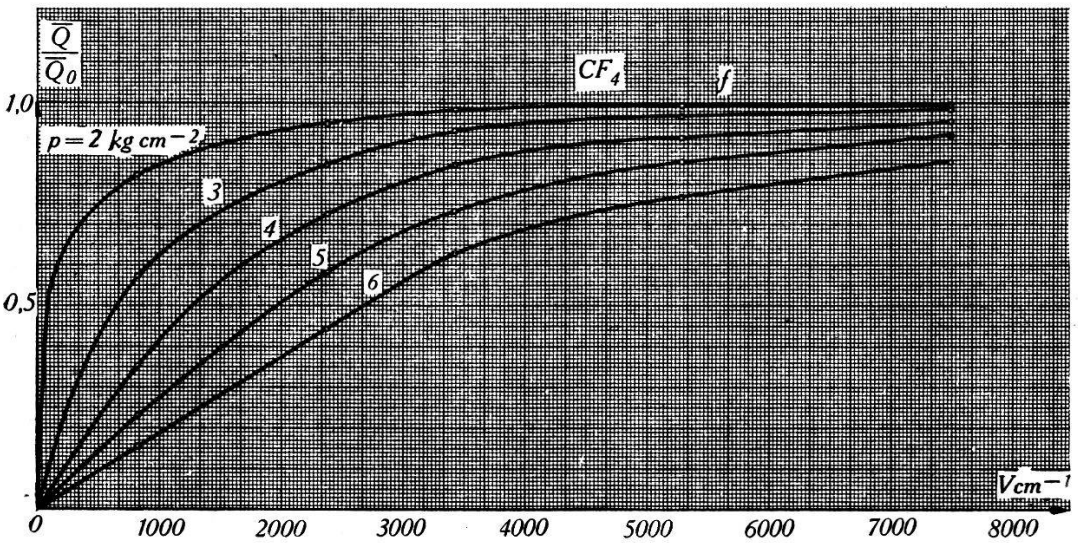
c


Q/Q0
BF3
d
1,0
p = 2 kg cm−2
3
4
6
8
10
0,5
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

d


Q/Q0
CH4
e
1,0
p = 4,0 kg cm−2
5,5
7,0
11,0
16,0
0,5
Vcm−1
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

e


Q/Q0
CF4
f
1,0
p = 2 kg cm−2
3
4
5
6
0,5
Vcm−1
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

f

3° *Remarque sur la détermination du travail d'ionisation à l'aide d'un canon à particules α.*

Si l'on veut obtenir des particules α d'une direction déterminée, on peut focaliser les trajectoires par un canal cylindrique de faible diamètre percé dans le plateau du condensateur et débouchant dans le volume efficace. La source utilisée doit être intense si l'on ne veut pas avoir un faisceau trop faible. Dans le cas du dépôt de Th, la radiation γ est puissante et l'expérience nous a montré qu'il était nécessaire d'établir un plateau massif de Pb pour éviter une ionisation trop intense par les γ.

Nous avons varié l'énergie dissipée dans le volume efficace en changeant la pression p du gaz dans la chambre.

Le parcours efficace (contenu entre les deux plateaux) pour une température du gaz T et une pression p, ramené aux conditions ordinaires $T_0 = 288^0$ K et $p_0 = 760$ mm Hg vaut:

$$R_{\text{eff}} = R_0 - \frac{p\,s\,T_0}{p_0\,T}\,d$$

où R_0 est le parcours dans l'air aux conditions ordinaires (8,57 cm. pour ThC′), s le pouvoir d'arrêt du gaz et d la longueur du canal.

A partir de R_{eff} on détermine l'énergie efficace E_{eff} au moyen des courbes énergie-parcours de Holloway et Livingston[7]).

La formule ci-dessus suppose que l'ouverture du canal est libre et non fermé par une fenêtre de mica ou d'aluminium. C'est dans ces conditions que nous avons effectué une série de mesures à pression variable et en changeant le diamètre du canal (percé perpendiculairement au plateau). Les courbes ci-dessous (fig. 7), donnent les résultats obtenus dans l'azote pour différents diamètres. En ordonnées est porté le rapport $\overline{Q}/\overline{Q}_0$ de la charge effectivement recueillie à la charge véritable, libérée dans le volume efficace et calculée au moyen de E_{eff} et du travail d'ionisation $J = 33{,}7$ eV pris dans la table I; l'énergie efficace E_{eff} reportée en abcisse est une mesure de la pression régnant dans la chambre, les faibles valeurs de E_{eff} correspondant aux grandes pressions (8 et 3 atm. correspondent resp. à 0,5 et 5 MeV environ).

Au lieu d'être horizontales ou légèrement croissantes, les courbes décroissent en tendant vers la valeur unité. Ceci indique que l'influence de la recombinaison est surcompensée par un effet parasite en relation avec le diamètre du canal. Ce résultat peut s'expliquer par le fait qu'une partie des lignes de force du champ pénètre dans l'orifice du canal et recueille un excédent d'ions croissant avec le diamètre de l'ouverture et la ionisation spécifique, c'est-à-dire la pression du gaz.

Comme la longueur du canal (de l'ordre de 10 mm) était mesurable avec une précision de 0,05 mm. et que d'autre part l'angle solide défini par le canal ne pouvait introduire une indétermination de plus de 1 % sur l'énergie, la convergence des courbes vers l'unité

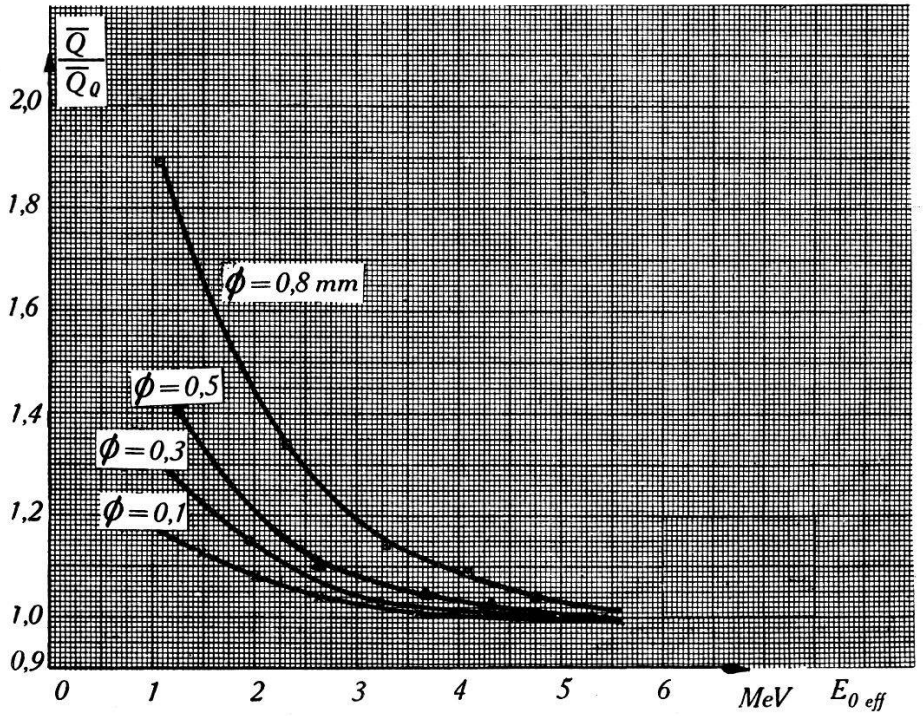


Fig. 7.

est une bonne confirmation de la valeur $J = 33{,}7$ eV/paire déterminée pour N_2 au § 1.

Remarquons que l'emploi d'une fenêtre supprime l'effet d'orifice observé, mais introduit une certaine erreur dans la détermination de l'énergie.

4° *Mesure du pouvoir d'arrêt.*

Nous avons employé l'appareil de la fig. 2. Une préparation très intense est collée sur la base du cylindre A. Pour les basses pressions les particules pénètrent dans le condensateur C et l'on observe à l'oscillographe l'ionisation produite à l'intérieur. En augmentant progressivement la pression, l'ionisation augmente, passe par un maximum et tombe brusquement à zéro (fig. 8).

Nous déterminons la pression critique p_0 pour laquelle les particules α n'atteignent plus le condensateur. La pression est mesurée par un manomètre à mercure.

Grâce à la forte intensité de la source, on détermine sans peine à $\pm$ 0,5 mm. la hauteur du mercure correspondant à la disparition de l'ionisation.

Pour la mesure dans Cl_2 nous avons séparé le gaz et le mercure du manomètre par une couche d'huile de paraffine de 2 cm. d'épaisseur.

Pour chaque gaz nous avons fait trois mesures en prenant pour distance d de la source au condensateur les trois valeurs 127,7 120,8 et 107,8 mm.

De la pression critique on déduit facilement le parcours R_0 aux conditions normales de pression et température (760 mmHg, 15°C).

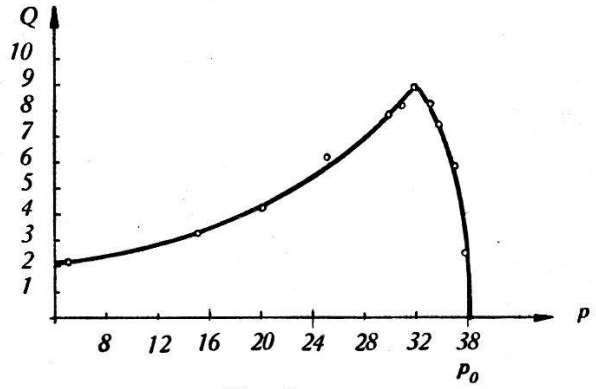


Fig. 8.

Le seuil de sensibilité de l'amplificateur crée une indétermination sur la distance d se laissant évaluer à 0,5 mm. Admettant d'autre part une erreur dans la mesure de la pression de 1 mmHg, il s'ensuit une erreur totale sur le parcours de 1% environ, ce qui est admissible pour le but que nous nous proposons.

Les variations observées entre les trois mesures sont de cet ordre de grandeur. Pour l'air par exemple:

d	R_0	
107,8	8,56	
120,8	8,54	moyenne 8,57 cm.
127,7	8,61	

Prenant le parcours dans l'air comme référence, nous avons pour le pouvoir d'arrêt:

$$s = \frac{R_0(\text{air})}{R_0(\text{gaz})}.$$

Les résultats que nous donnons ci-après sont déduits de la moyenne des trois mesures.

Théoriquement les parcours dans les gaz simples peuvent se calculer à partir de la formule de Bethe (voir par exemple [8]), donnant la perte d'énergie par unité de longueur de trajectoire:

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 NZ}{m v^2} \cdot \log \frac{2 m v^2}{E} \tag{1}$$

où $(z \cdot e)$ et v = charge et vitesse des particules freinées.

Z = Nombre d'électrons des atomes freinants en nombre N par cm^3.

E = Energie moyenne d'excitation de ces atomes et m = masse de l'électron.

Le procédé généralement utilisé est de déterminer la grandeur E expérimentalement par ajustement aux valeurs mesurées. MANO[1]) a de cette façon déterminé E pour un certain nombre de substances.

On pourrait trouver E pour les éléments B, C, F, Cl qui nous intéressent par interpolation au moyen des valeurs connues. Cependant les points ne s'ordonnent pas très bien sur une courbe continue. Le pouvoir freinant par rapport à l'air

$$\sigma = \left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{gaz}} \Big/ \left(\frac{dT}{dx}\right)_{\text{air}} \tag{2}$$

dont MANO donne pour différentes énergies une liste complète se laisse par contre interpoler plus exactement. Nous avons ainsi déterminé, pour une energie des particules α de 4,46 MeV soit une vitesse de 1,5 10^9 cm/sec, les σ des éléments en question et calculé ensuite les valeurs correspondantes de E en prenant pour l'air E = 86 eV.

Comme la formule de BETHE n'est pas applicable en fin de trajectoire où la vitesse des particules α tombe à des valeurs comparables à celle des électrons orbitaux de l'atome freinant, nous avons limité nos calculs à la portion de trajectoire comprise entre l'énergie initiale de 8,77 MeV et une énergie finale de 1 MeV correspondant à une vitesse de $0{,}7 \cdot 10^9$ cm/sec. Cette vitesse est supérieure à la vitesse électronique critique — que l'on peut prendre, suivant MANO égale à $v = \sqrt{2E/m}$ (m = masse de l'électron) — pour tous les éléments en question à part Cl_2 où elle est un peu plus faible.

Pour l'air la perte d'énergie de 7,77 MeV correspond déjà à plus de 90% du parcours total. Comme en outre ce pourcentage varie peu d'un gaz à l'autre, le pouvoir d'arrêt atomique par rapport à l'air pourra sans erreur appréciable être posé égal au rapport de ces parcours partiels dans l'air et dans le gaz, soit:

$$s \approx \left(\frac{E_0}{E}\right)^2 \frac{Z}{Z_0} \cdot \frac{Li(\alpha_0 v_1^4) - Li(\alpha_0 v_2^4)}{Li(\alpha v_1^4) - Li(\alpha v_2^4)} \tag{3}$$

où Z = Nombre d'électrons de l'atome freinant,

$\alpha = \frac{4m^2}{E^2}$; v_1 et v_2 = vitesses initiale et finale des particules α et $Li(x) = \int_0^x \frac{ds}{\log s}$. L'indice 0 se rapporte à l'air.

Le procédé usuel de calcul du pouvoir d'arrêt d'un gaz ou d'une substance moléculaire admet la règle d'additivité des pouvoirs d'arrêt atomiques des composants, par exemple pour une demi-molécule de CF_4: $s_{CF_4} = \frac{1}{2}(s_C + 4 s_F)$.

Une autre méthode consiste à appliquer la règle des mélanges aux énergies d'excitation pour calculer une valeur moyenne de E pour la molécule composée et à employer ensuite la formule des gaz simples.

Il peut être intéressant de comparer les résultats expérimentaux avec les valeurs calculées par ces deux procédés.

Le tableau II indique l'ensemble des résultats obtenus.

La colonne 2 donne à côté de quelques valeurs de σ dues à Mano celles déterminées par interpolation. Les énergies d'excitation E qui s'en déduisent à partir de l'expression (2) (les 4 dernières calculées par la règle des mélanges) et les pouvoirs d'arrêt s dérivés des E par la formule (3) sont portés dans les colonnes 3 et 4. La colonne 5 contenant les pouvoirs d'arrêt pour les gaz à molécules composées est double: I donne les s calculés par la règle d'additivité des pouvoirs d'arrêt des composants et II ceux qu'on déduit des E obtenus par la règle des mélanges. Enfin la colonne 6 indique les valeurs de s que nous avons mesurées et la colonne 7 quelques valeurs expérimentales qu'on peut trouver dans les Int. Crit. Tables.

Tableau II.

Atome	σ	E (eV)	s_{th}	s_{th} par loi d'additivité		s_{exp}	s_{exp} (Crit. Tables)
				I	II		
½ H_2	0,207	16,0	0,28				
B	0,76*	60,3	0,76				
C	0,86*	76,4	0,85				
½ N_2	0,983	82	0,97			0,99	0,98–0,99
½ O_2	1,058	100	1,06			1,07	1,06–1,08
Air	1,000	86	1,000			1,000	
½ F_2	1,15*	113,3	1,18				
½ Cl_2	1,82*	195,5	1,80			2,02	
½ CO_2		92,13		1,48	1,50	1,52	1,49–1,50
½ BF_3		100,05		2,14	2,12	2,14	
½CH_4		28,08		0,98	0,93	0,92	0,86–0,91
½ CF_4		24,39		2,78	2,72	2,70	

* Valeurs interpolées.

Une première remarque qui s'impose concerne les valeurs de σ et s_{th}. Ces valeurs sont très peu différentes les unes des autres ce qui provient du fait que σ est une fonction variant très peu avec l'énergie des particules α et de ce que les valeurs indiquées de σ se rapportent à une énergie moyenne (4,46 MeV); c'est pourquoi en première approximation on peut, comme on le fait généralement, identifier σ et s.

Cependant l'examen du tableau montre que, comme on peut s'y attendre, les s_{th} des gaz composés correspondent mieux avec l'expérience s'ils sont calculés à partir de s que de σ.

Des deux méthodes de composition, celle faisant usage de la valeur moyenne pour E semble meilleure. La concordance avec les valeurs expérimentales est bonne (à 1% près environ, donc à l'intérieur des erreurs de mesure) à l'exception de Cl_2 où la forte discrépance de 12% pourrait s'expliquer par une certaine anomalie de la valeur de E.

Nous tenons à exprimer notre vive gratitude à M. le professeur Scherrer pour son intérêt et les facilités qu'il nous a accordées.

Zurich, Institut de Physique de l'E. P. F.

Bibliographie.

[1]) Gibert, A., Roggen, F. et Rossel, J., Helv. Phys. Acta 17, 117 (1944).
[2]) Baldinger, E., Helv. Phys. Acta **19**, 423 (1946).
[3]) Jaffe, G., Ann. d. Physik **42**, 303 (1913).
[4]) Moulin, Ann. Chim. et Phys. **3**, 21 (1910) et **1**, 22 (1911).
[5]) Gurney, R. W., Proc. Roy. Soc. **107**, 332 (1925).
[6]) Rutherford, E. et coll. Radiations from radioactive substances Cambridge (1930).
[7]) Holloway, M. G. et Livingston, M. S., Phys. Rev. **54**, 18 (1938).
[8]) Livingston, M. S. et Bethe, H. A., Rev. of Mod. Phys. **9** (1937).
[9]) Mano, G., Ann. de Phys. **1**, 407 (1934) et J. de Phys. et Rad. **5**, 628 (1934).