



HAL
open science

Sur la neutralisation de la charge d'espace des faisceaux d'ions positifs par accumulation d'électrons; étude du temps de neutralisation

René Bernas, Louis Kaluszyner, Jean Druaux

► **To cite this version:**

René Bernas, Louis Kaluszyner, Jean Druaux. Sur la neutralisation de la charge d'espace des faisceaux d'ions positifs par accumulation d'électrons; étude du temps de neutralisation. *Journal de Physique et le Radium*, 1954, 15 (4), pp.273-280. 10.1051/jphysrad:01954001504027300 . jpa-00234905

HAL Id: jpa-00234905

<https://hal.science/jpa-00234905>

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.

**SUR LA NEUTRALISATION DE LA CHARGE D'ESPACE
DES FAISCEAUX D'IONS POSITIFS PAR ACCUMULATION D'ÉLECTRONS ;
ÉTUDE DU TEMPS DE NEUTRALISATION.**

Par RENÉ BERNAS,

Attaché de Recherches au C. N. R. S.

LOUIS KALUSZYNER et JEAN DRUAUX,

Commissariat à l'Énergie atomique. Service de Physique Nucléaire.

Sommaire. — Une méthode expérimentale simple permet d'étudier la compensation de la charge d'espace dans des faisceaux intenses d'ions positifs. L'existence et les variations du temps T nécessaire à la compensation permettent de confirmer le rôle des électrons dans ce processus ainsi que leur mode de production. Les mesures de T obtenues varient de 30 à 200 μ s suivant les conditions. Quelques conséquences pratiques de ces expériences sont discutées.

Introduction. — Les progrès effectués dans la réalisation des sources d'ions ont permis depuis quelques années d'extraire des faisceaux d'ions positifs atteignant dans certains cas quelques dizaines de milliampères.

L'utilisation la plus importante de courants d'ions aussi élevés a été faite dans les séparateurs électromagnétiques d'isotopes [1], [2] mais en dehors de ce domaine on peut citer notamment leur emploi dans les accélérateurs de faible énergie qui, par l'intermédiaire de réactions nucléaires, telles que ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ ou $\text{Li}(p, \gamma)\text{Be}$, fournissent des sources intenses et très avantageuses de neutrons ou de rayons γ pour des études de réactions nucléaires. On peut les rencontrer également dans les premiers stades d'accélération et la région voisine de la source des grands accélérateurs.

Dans toutes ces utilisations, que le faisceau soit pulsé ou continu, il doit parcourir des distances importantes alors que son énergie ne dépasse pas quelques dizaines de kilovolts. Ceci amène aussitôt à considérer les effets de la répulsion due à la charge d'espace sur la densité de ces faisceaux.

Différents chercheurs ont calculé ces effets et diverses méthodes de correction ont été proposées avec des résultats que nous analyserons plus loin. Nous avons montré précédemment [3] qu'il était possible de compenser la charge d'espace positive par une accumulation d'électrons dans le faisceau. Nous nous sommes proposés dans ce travail de mettre en évidence l'existence d'un temps minimum nécessaire à cette opération et d'étudier ses variations en fonction de divers facteurs. De plus nous avons pu vérifier que l'origine des électrons neutralisateurs est bien compatible avec l'hypothèse de leur formation par l'ionisation du gaz résiduel par les ions positifs accélérés.

Il résulte de ces expériences quelques conséquences pratiques relatives à l'utilisation des faisceaux intenses.

Divergence due à la charge d'espace. — De nombreux auteurs ont calculé la divergence de faisceaux d'ions sous l'action de la charge d'espace [4]. Ils donnent [5], dans le cas d'un faisceau à symétrie plane, d'ions de masse atomique A , d'intensité I (A/cm) et accélérés sous une différence de potentiel V (V)

$$Z = Z_0 + 2,04 \cdot 10^6 d^2 I \left(\frac{A}{V^3} \right)^{\frac{1}{2}}$$

pour un faisceau initialement parallèle, Z_0 étant l'épaisseur initiale du faisceau et Z celle qu'il prend à la distance d (cm).

Dans le cas d'une symétrie cylindrique, l'expression devient :

$$d = 1,75 \cdot 10^{-3} r_0 \left(\frac{V^3}{AI^2} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\log \frac{r}{r_0}} e^{y^2} dy,$$

où r_0 est le rayon initial.

Ces expressions cependant conduisent à des valeurs de la divergence nettement plus grandes que celles observées. Elles ne seraient valables, compte tenu des hypothèses simplificatrices employées, que dans le cas où la densité de courant ne varierait que faiblement suivant l'axe du faisceau, ce qui est réalisé pour des faisceaux parallèles peu intenses ou très énergiques.

Cependant la divergence due à la charge d'espace et observée expérimentalement est suffisamment grande pour que la nécessité de l'éliminer s'impose.

Plusieurs procédés peuvent être utilisés à cet effet. L'un des premiers, étudié notamment par Smith et Hartman [4] et Pierce [6], consiste à réaliser

le long du trajet parcouru par le faisceau une variation du potentiel de la forme

$$V = k \left(\frac{Mi^2}{m} \right)^{\frac{1}{3}} d^{\frac{5}{3}}$$

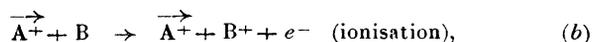
obtenue directement par la solution de l'équation de Poisson relative au faisceau (M , m , masses de l'ion accéléré et de l'électron). Des solutions analogues basées sur une variation de V en fonction de d ont été proposées [6]; elles sont applicables sur de courtes distances pendant la période d'accélération des ions, mais elles ne sont guère satisfaisantes dès qu'il est nécessaire de les réaliser sur plusieurs dizaines de centimètres ou même quelques mètres. Enfin elles ne conviennent plus en présence de champs électriques ou magnétiques annexes.

L'atténuation de la charge d'espace positive par une charge d'espace de signe opposé a été tentée avec succès par Smith et Hartman [4]. En présence d'un champ magnétique axial, ils accélèrent un faisceau d'électrons à l'intérieur et en sens inverse du faisceau d'ions. Cependant les limitations de cette méthode sont évidentes et elle ne semble pas avoir donné lieu à application.

Neutralisation de la charge d'espace par accumulation d'électrons. — Smith, Parkins et Forrester [5] ont suggéré les premiers l'accumulation d'électrons lents au sein du faisceau positif pour réduire la charge d'espace, mais aucune tentative expérimentale n'a été publiée. Cependant, un procédé analogue avait déjà été utilisé et mis en application pour la neutralisation de la charge d'espace des faisceaux intenses d'électrons [7]. (Dans ce cas la réalisation est facilitée par la faible mobilité des ions positifs lents.)

Dans une publication récente, l'un de nous a décrit un dispositif de compensation utilisant les électrons produits au sein même du faisceau par l'ionisation du gaz résiduel [3].

On sait que le passage d'un faisceau d'ions rapides (\vec{A}^+) dans un gaz B donne lieu essentiellement à trois types de collisions inélastiques qui sont par ordre d'importance décroissante



Ce sont les électrons produits par le processus (b) qui permettent la neutralisation de la charge d'espace positive. Le rôle de ces électrons a été mis en évidence par la relation expérimentale existant entre l'intensité du rayonnement X issu de la source et la concentration du faisceau [3].

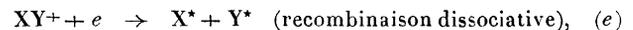
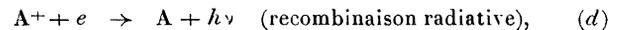
Pour obtenir la neutralisation nous avons vu qu'il

était nécessaire d'éliminer tout gradient de potentiel dans l'espace parcouru par les ions (et notamment de masquer les surfaces isolantes en regard direct du faisceau).

Les ions lents, bien que produits au sein du faisceau par les réactions (a) et (b) en plus grand nombre que les électrons, subissent l'effet de la charge d'espace pré-existante et sont accélérés hors du faisceau. Ils ne jouent un rôle important que lorsque la charge d'espace électronique devient voisine de celle des ions rapides. Ils contribuent alors à accroître le temps nécessaire à l'obtention de la neutralisation totale de la charge d'espace du faisceau.

D'autre part, au fur et à mesure de la diminution de la charge d'espace positive, des électrons de moins en moins énergiques sont capables de quitter le faisceau et l'équilibre est atteint lorsqu'un nombre égal d'électrons et d'ions lents disparaissent ainsi.

Pendant la période précédant la neutralisation les pertes d'électrons sont essentiellement dues à la recombinaison. Il ressort des travaux récents [13] que deux processus essentiels interviennent :



le second ayant un rôle prépondérant sauf en l'absence totale d'ions moléculaires [8].

Tenant compte des processus (b) et (d), (e), on peut écrire :

$$\frac{dn_-}{dt} = N_0 \sigma_b I - \alpha n_- n_+ - \beta n_- m_+, \quad (1)$$

où n_- , n_+ , m_+ , N_0 sont respectivement les concentrations en électrons, ions rapides, ions lents et molécules neutres dans le faisceau. α et β sont les coefficients de recombinaison correspondant aux ions rapides et lents et σ_b la section efficace correspondant à (b).

On pourrait à partir de cette expression calculer le temps nécessaire à la neutralisation totale de la charge d'espace. Cependant la fonction $m_+ = f(t)$ ne pouvant être calculée aisément et, d'autre part, les valeurs de α et β étant faibles nous nous bornerons pour la comparaison avec les résultats expérimentaux à n'utiliser que le premier terme de (1) en négligeant pour le moment la recombinaison.

Pour obtenir une concentration en électrons égale à celle des ions rapides, c'est-à-dire $n_- = n_+ = \frac{I}{v}$ (v étant la vitesse des ions rapides), il faudra un temps τ donné par

$$\tau = \frac{I}{N_0 \sigma_b} \left(\frac{M}{2eV} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

M , masse atomique de l'ion;

e , charge électronique;

V , tension d'accélération des ions.

Dispositif expérimental. — Le dispositif expérimental utilisé pour mettre en évidence et mesurer τ est représenté par la figure 1.

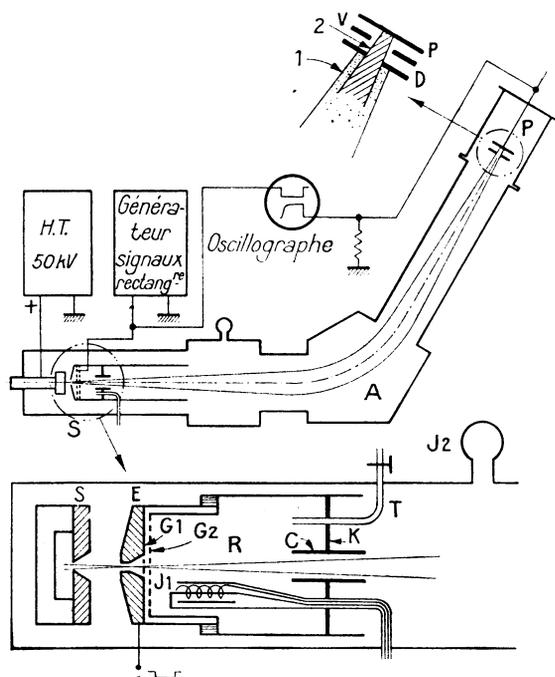


Fig. 1. — Dispositif expérimental utilisé pour la mesure du temps de neutralisation.

S, Source d'ions; A, Analyseur magnétique; E, Electrode accélératrice; G_1 , G_2 , Grilles; R, Compartiment haute pression; J_1 , J_2 , Jauges à ionisation; T, Arrivée de gaz; K, Diaphragme; C, Canal à section rectangulaire; D, Diaphragme; P, Collecteur; 1 et 2 Images de la source avec et sans influence de la charge d'espace; V, Plaque polarisée négativement par rapport à P et D.

Il est constitué essentiellement par l'analyseur magnétique du séparateur d'isotopes du C. E. A. [9]. Le faisceau d'ions issu de la source S franchit

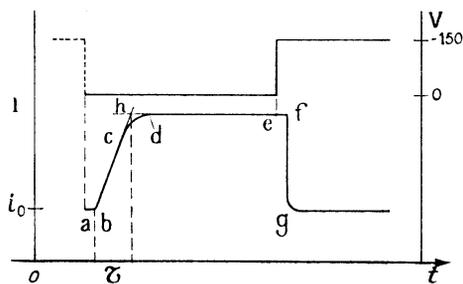


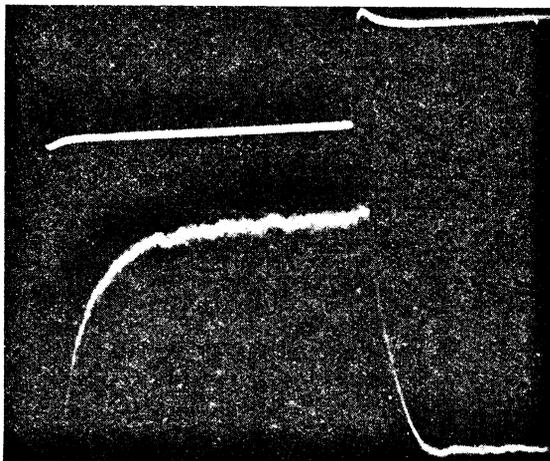
Fig. 2. — Schéma d'un enregistrement oscillographique.

Partie supérieure : variation de tension de la grille G_1 ; Partie inférieure : courant d'ions reçu sur le collecteur.

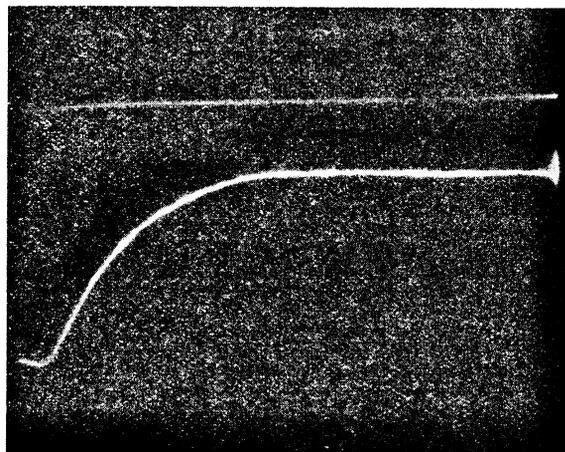
l'électrode accélératrice E et les grilles G_1 , G_2 puis l'espace équipotentiel R avant d'entrer dans l'analyseur. Une image de la fente-source est obtenue sur le collecteur P.

Lorsque la charge d'espace du faisceau est neutralisée (V_{G_1} négatif) l'image de S se forme sur P; par contre une partie importante du courant d'ions est interceptée par le diaphragme D quand $V_{G_1} \geq 0$ (charge d'espace non compensée).

Pour effectuer les mesures, la grille G_1 est reliée



a. Durée du signal sur G_1 : 350 μ s. Le temps de transit des ions peut être distingué en position ef du schéma (A^+ dans A, $p = 2,5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg; H. T. 15 kV);



b. Durée du signal : 210 μ s. Le temps de transit est visible au début de la courbe (Mg^+ dans N_2 , $p = 8,5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg; H. T. 15 kV).

Fig. 3. — Oscillogrammes typiques.

à un générateur de signaux rectangulaires fournissant des impulsions de durée variable entre 150 et 10 000 μ s, avec un temps de montée de l'ordre de la microseconde, et une fréquence de répétition de 50 p/s.

Le signal obtenu au collecteur est envoyé à l'entrée d'un des amplificateurs verticaux d'un oscilloscope à double trace; l'autre amplificateur reçoit l'impulsion de la grille qui déclenche également le balayage.

La figure 2 représente schématiquement la forme des signaux obtenus sur l'écran de l'oscilloscope (Cossor, modèle 1035). A la partie supérieure, la durée du signal rectangulaire appliqué sur la grille sert d'étalonnage en temps. La portion ab de la courbe (de même que $e-f$) est due au temps de transit des ions entre la grille et le collecteur (distance, 250 cm). De b à c l'accumulation des électrons diminue sensiblement la charge d'espace et le faisceau se concentre rapidement. De c à d , la neutralisation est ralentie par la recombinaison ainsi que nous avons vu plus haut et en d la charge d'espace étant neutralisée, l'intensité reçue reste constante (1). Il en est ainsi jusqu'en f où le potentiel de la grille étant nul (ou légèrement positif pour balayer les électrons avant le cycle suivant) le faisceau diverge à nouveau. Les photographies de la figure 3 montrent immédiatement l'existence d'un temps de neutralisation. Dans la partie (b), l'échelle des temps est modifiée (une portion du signal de durée 150 μ s apparaît sur l'oscillographe) et le temps de transit est nettement visible. Nous avons défini comme temps de neutralisation le temps τ déterminé par l'intersection h de la partie rectiligne bc (fig. 2) avec df . En première approximation, nous pouvons considérer que τ serait le temps nécessaire à la neutralisation de la charge d'espace si la recombinaison n'intervenait pas. Pour que ceci soit le cas, il est nécessaire cependant que la largeur de la fente du diaphragme D ne soit pas supérieure à la largeur du faisceau le plus concentré; nous nous sommes efforcés de maintenir cette condition. Dans les expériences dont nous présentons les résultats plus loin, nous nous sommes plus orientés vers la détermination approximative de τ et attachés à rechercher les variations relatives de ce temps avec les conditions expérimentales qu'à obtenir des indications absolues.

Résultats. — Les valeurs de τ obtenues d'après la méthode indiquée ci-dessus sont portées sur les figures 4 et 5 ainsi que 9 à 12 en fonction de différents facteurs.

Chacun des points de ces courbes a été obtenu par la mesure de 2 à 4 oscillogrammes.

Dans la première série de mesures le faisceau était constitué d'ions argon et le gaz introduit dans le compartiment R également de l'argon.

Dans la deuxième série d'expériences, le faisceau était constitué d'ions Mg^+ et différents gaz (N_2 , O_2 , H_2 , A) introduits dans le compartiment R. Dans l'un et l'autre cas le faisceau comprenait également 6 à 8 pour 100 de particules doublement ionisées, et pour les ions Mg^+ l'efficacité de la neutra-

(1) La courbure de la partie cd de la figure 2 est également, et pour une part non négligeable, due au fait que la densité ionique n'est pas constante quand on passe du centre à l'extérieur du faisceau.

lisation a été suivie par l'observation de la raie relative à l'isotope de masse 24 (abondance relative 77 pour 100).

Intensité (fig. 4). — Dans la limite des erreurs

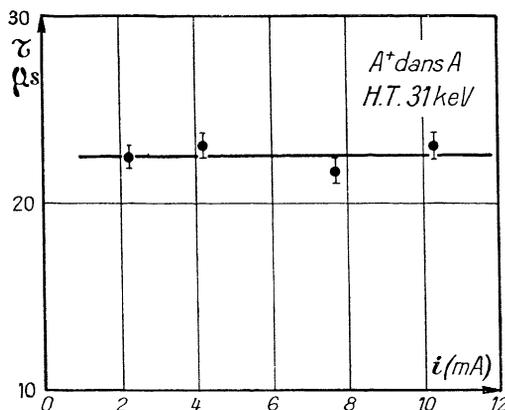


Fig. 4. — Valeurs de τ pour diverses intensités du courant d'ions.

expérimentales, τ est indépendant de l'intensité du courant d'ions. Ceci ne peut être le cas que si la quantité m_+ de la relation (1) est faible devant $\frac{I}{v}$, ce que les résultats expérimentaux semblent indiquer.

Vitesse (fig. 5). — Nous avons représenté sur

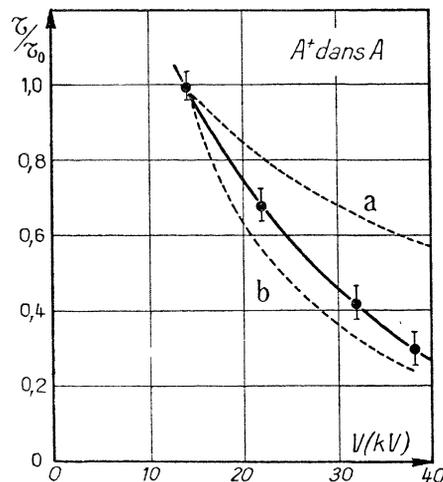


Fig. 5. — Variation du temps de neutralisation en fonction de l'énergie des ions.

cette figure en plus des valeurs expérimentales deux courbes (a) et (b) correspondant à une variation de τ en $V^{-\frac{1}{2}}$ ou $V^{-\frac{3}{2}}$ (V , tension d'accélération des ions).

Si σ_b dans la relation (2) était indépendant de V , τ devrait ne dépendre que de v et décroître suivant (a). Cependant, les expériences de Sherwin [10] indiquent

une dépendance de σ en fonction de l'énergie des ions. Dans la majorité des cas étudiés cette variation est de la forme $\sigma = \sigma_0 + aV$ (de 6 à 24 kV), une valeur de a correspondant à chaque système ion-gaz. La courbe (b) que nous avons tracée correspondrait au cas extrême $\sigma_0 = 0$.

Nous voyons que la diminution observée du temps de neutralisation avec l'accroissement de l'énergie des ions est donc tout à fait compatible avec les prévisions tirées de la relation (2).

Pression. — Pour permettre la mesure de τ dans un grand domaine de pressions sans réduire considérablement le libre parcours moyen des ions, nous avons limité au compartiment R de la figure 1 la zone de pression élevée (2). Les gaz sont introduits directement en R et leur évacuation se fait par l'intermédiaire du canal C dont la section est juste suffisante pour ne pas intercepter le faisceau d'ions. En l'absence du faisceau la pression (p_1) est mesurée par la jauge à ionisation J_1 dépourvue de son enveloppe de verre et introduite directement en R. Une deuxième jauge J_2 donne les indications relatives au reste de l'installation (p_2). Les jauges J_1 et J_2 ont été étalonnées au préalable, pour les différents gaz utilisés, par comparaison avec une jauge de McLeod. Seule J_2 est utilisée lors du passage du faisceau. Un rapport $\frac{p_1}{p_2}$ voisin de 5 a pu être obtenu

fait que la zone de pression élevée est limitée à R et que le rapport $\frac{p_1}{p_2}$ n'est pas constant quand p_1 augmente.

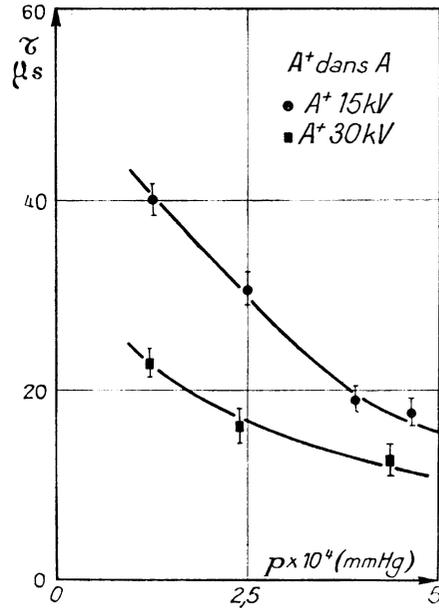


Fig. 6. — Variation de τ en fonction de la pression d'argon.

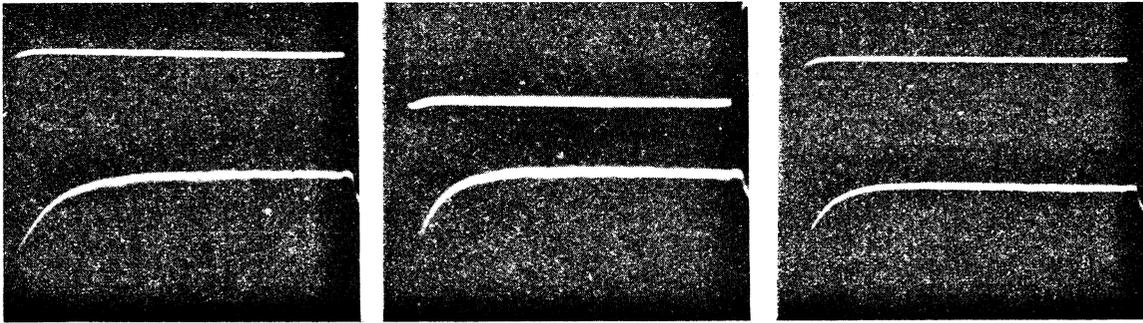


Fig. 7. — Influence de la vitesse des ions sur la forme des oscillogrammes : A^+ dans A; (a) 14 kV; (b) 32 kV; (c) 38 kV.

par ce dispositif. Les résultats indiqués par les figures 6 et 9 à 12 montrent que le temps de neutralisation diminue effectivement lorsque la pression en R augmente, mais qu'il varie moins rapidement que p^{-1} comme le voudrait la relation (2).

Cette différence peut être attribuée en partie au

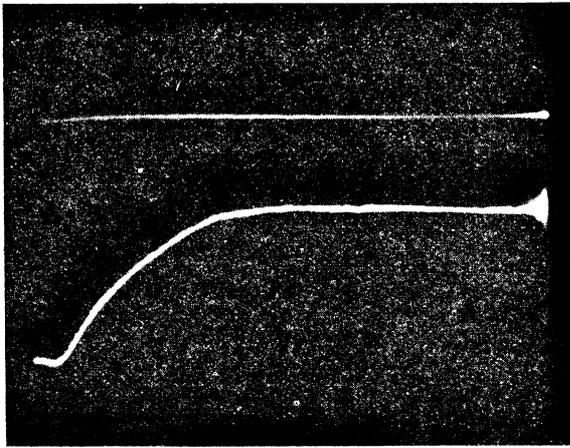
(2) Cette approximation est en grande partie justifiée par le fait que le faisceau a une ouverture angulaire voisine de 5° (indépendamment de l'effet de la charge d'espace). C'est donc essentiellement dans les premiers centimètres de parcours que la répulsion due à la charge d'espace joue un rôle important.

Discussion. — Valeur absolue de τ . — D'après la relation (2) et pour des conditions expérimentales correspondant à l'une de nos mesures : $p = 2,5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg; ions : A^+ ; énergie : 15 keV; gaz : argon. On obtient :

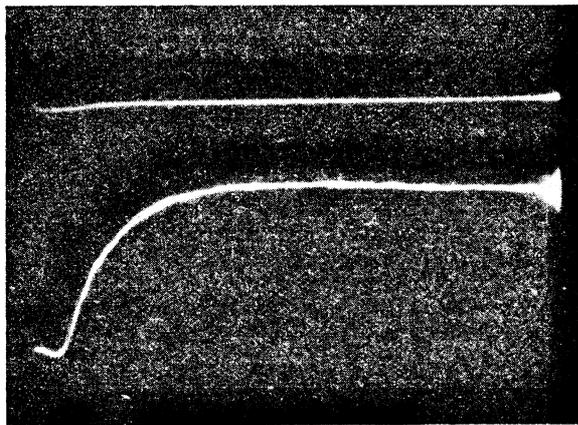
$$\tau = \frac{45 \cdot 10^{-16}}{\sigma_b} \mu s \quad (\sigma_b : \text{cm}^2).$$

La valeur expérimentale correspondante (fig. 6) est $30 \mu s$, ce qui implique

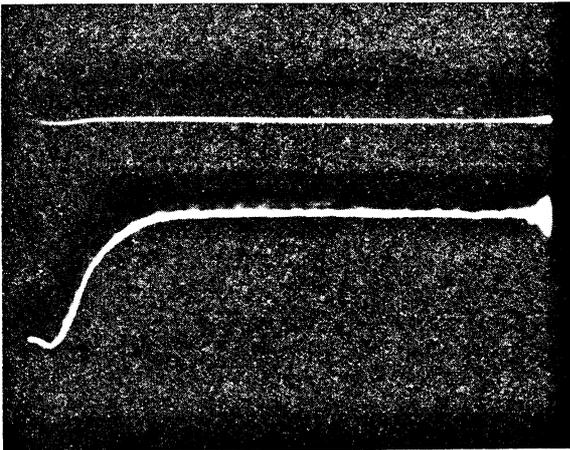
$$\tau_b = 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2.$$



(a) 3.10^{-5} mm Hg;



(b) 3.10^{-4} mm Hg;



(c) 5.10^{-4} mm Hg.

Fig. 8. — Influence de la pression : Mg^+ dans A, 15 kV;

S'il n'est pas possible de vérifier l'exactitude de cette valeur à cause du manque de données sur σ_0 dans ce domaine d'énergie, elle n'en reste pas moins d'un ordre de grandeur satisfaisant : les valeurs

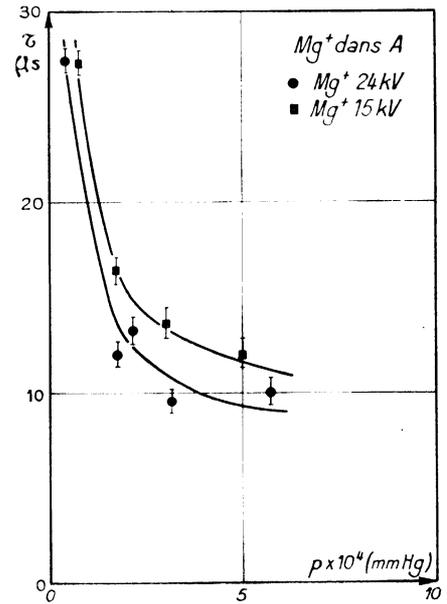


Fig. 9.

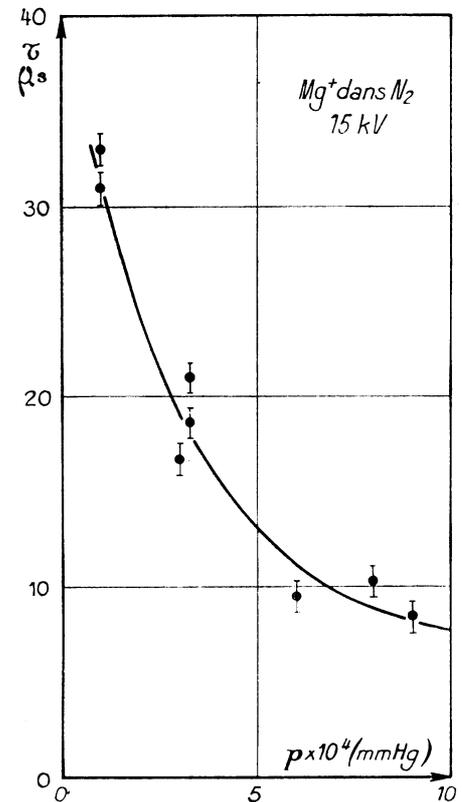


Fig. 10.

connues (pour des particules de 15 keV une fois ionisées) sont comprises entre $0,3$ et $1,25 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ pour des systèmes hétérogènes. Or, dans le cas de

nous trouver ici au voisinage du maximum de la fonction $\sigma = f(V)$.

L'accord est du même ordre avec les ions Mg^+ ; ainsi pour Mg^+ dans H_2 à 30 keV et $p = 4 \cdot 10^{-4} \text{ mm Hg}$, les valeurs expérimentales et calculées coïncident pour

$$\sigma_b = 0,6 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2.$$

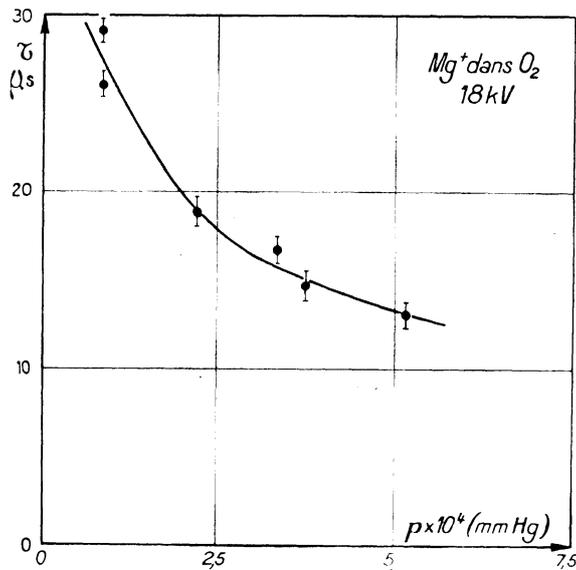


Fig. 11.

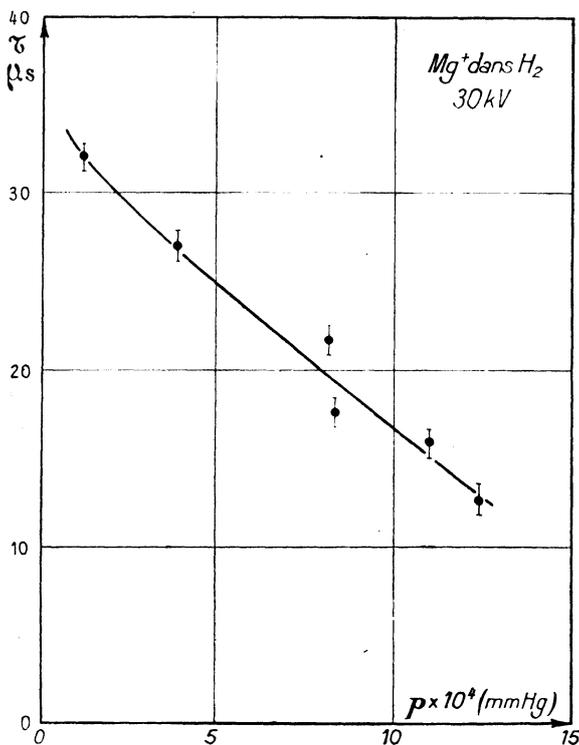
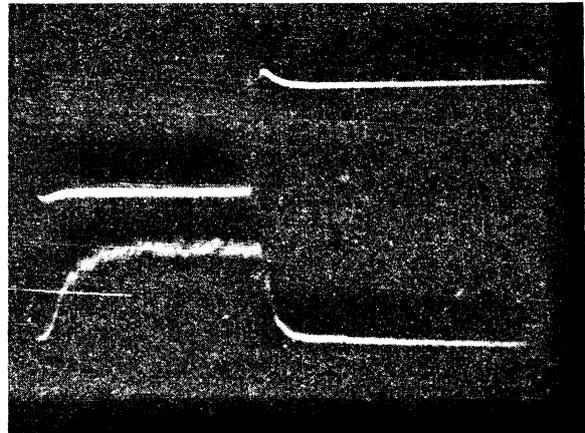
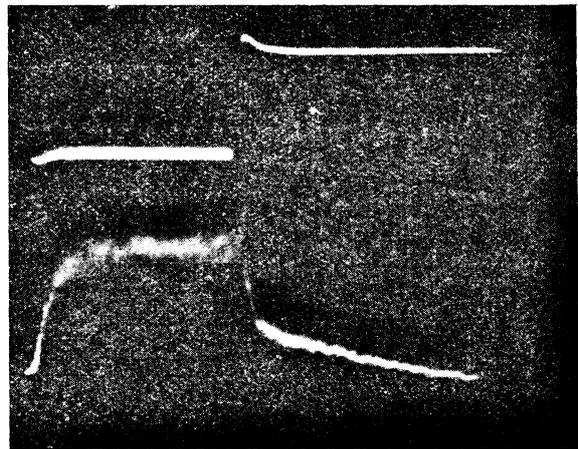


Fig. 12.



a. Mg dans N_2 , $p = 3 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$;



b. Mg^+ dans O_2 , $p = 3 \cdot 10^{-4} \text{ mm Hg}$.

Fig. 13. — Oscillogramme dénotant la présence d'ions négatifs dans le faisceau.

Temps total de neutralisation. — Le temps τ ainsi que nous l'avons mentionné plus haut, ne tient pas compte des phénomènes de recombinaison ni d'autres pertes possibles des électrons de neutralisation.

En réalité, la charge d'espace du faisceau n'est neutralisée totalement qu'après un temps T correspondant au point d de la figure 2. Le rapport $\frac{T}{\tau}$ mesuré pour les différents ensembles ion-gaz varie de 2 à 4 suivant les conditions, mais l'imprécision

systèmes homogènes (ion dans gaz du même élément) ces valeurs sont nettement plus grandes [11]. D'autre part, en se basant sur les considérations théoriques de Massey et Burhop [12], nous pourrions

sur la position du point d ne permet que des mesures très approximatives de T .

Ions négatifs. — La présence des ions négatifs qui devrait se manifester par un accroissement du temps nécessaire au retour du faisceau à l'état de charge d'espace non compensée apparaît dans la figure 13 *b* (Mg^+ dans O_2 , $p = 3,3 \cdot 10^{-4}$ mm Hg).

En se référant à la figure 2 on voit que la partie *fg* de l'oscillogramme se subdivise ici en deux dont la première correspond à l'élimination rapide des électrons et la seconde à celle beaucoup plus lente des ions négatifs. Le rapport des projections de ces deux parties sur la verticale de f peut servir à estimer dans le cas de l'oxygène l'importance relative des électrons et des ions négatifs dans la neutralisation de charge d'espace du faisceau.

Conclusions. — Le résultat des mesures précédentes a permis de mettre en évidence et de mesurer le temps minimum nécessaire à la neutralisation de la charge d'espace dans un faisceau d'ions positifs. Les variations de ce temps en fonction des différents paramètres (intensité, H. T., pression, etc.) confirment que les électrons accumulés dans le faisceau sont produits par l'ionisation du gaz résiduel par les ions positifs accélérés, la présence d'un champ magnétique axial ou transversal n'étant pas nécessaire. Cette méthode de neutralisation ne nécessite aucun dispositif auxiliaire de production d'électrons et elle est applicable à une très grande variété de gaz et d'ions. Une pression résiduelle élevée ne constitue pas une condition indispensable. Si l'espace traversé par un faisceau d'ions continu est rigoureusement équipotentiel, la pression résiduelle peut être aussi basse que l'on veut, car les molécules ionisées sont expulsées du faisceau, se neutralisent sur les parois et peuvent à nouveau donner lieu à un choc ionisant.

Par contre, la nécessité d'employer plusieurs lentilles électrostatiques impose une limite supérieure relativement faible à la densité des faisceaux d'ions parallèles à moins qu'il ne soit possible dans certains cas particuliers de limiter étroitement par des grilles les régions à gradient de potentiel élevé.

Enfin, si par suite d'une perturbation quelconque

des fluctuations importantes d'intensité se produisent avec une fréquence élevée dans un faisceau d'ions (oscillations du plasma de l'arc dans la source par exemple) le taux de production des électrons à pression résiduelle très faible peut conduire à un temps de neutralisation supérieur à la période T' des fluctuations. Dans ce cas la pression [ou tout autre paramètre de (2)] devra être augmentée de telle sorte que l'on obtienne $T < T'$.

Il est nécessaire de tenir compte de ces considérations dans le cas de faisceaux intenses pulsés ou modulés. Elles expliquent notamment l'échec aux densités de courant élevés de certains types de séparateurs d'isotopes à temps de vol [14] dans lesquels la période de modulation est faible par rapport à T .

Remerciements. — Nos remerciements sont dus à MM. Chaminade et Fiehrer qui ont réalisé et mis au point l'appareillage électronique nécessaire à ce travail. Cet appareillage avait été initialement conçu pour permettre de pulser le courant de décharge dans la source d'ions, et, par ce moyen, le faisceau. Les expériences préliminaires effectuées par M. Sarrouy, que nous remercions ici, ont montré que cette méthode n'était pas utilisable à cause des perturbations apportées à la tension d'accélération des ions par le passage du faisceau.

Manuscrit reçu le 19 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] BELL et al. — *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1953, **28**, 5, 24.
Cette publication est la première à notre connaissance qui précise les valeurs des courants d'ions obtenus dans les séparateurs électromagnétiques aux U.S.A. Tous renseignements sur ces appareils ayant été considérés comme « secrets » jusqu'ici.
KEIM C. P. — Electromagnetic separation of stable isotopes. *Ann. Rev. nuclear Sc.*, 1952, p. 263.
- [2] ALLEN W. D. — *Nature*, 1951, n° 4272, 451.
DAWTON R. — Communication verbale.
- [3] BERNAS R. et SARROUY J. L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1092.
- [4] SMITH et HARTMAN. — *J. Appl. Phys.*, 1940, **11**, 220.
- [5] SMITH, PARKINS et FORRESTER. — *Phys. Rev.*, 1947, **72**, 989.
- [6] PIERCE J. R. — *J. Appl. Phys.*, 1940, **11**, 548.
BUNEMAN O. et al. — M.D.D.C. 517, U.S.A.E.C., Oak-Ridge.
- [7] FIELD, SPANGENBERG et HELM. — *Electr. Communication*, U.S.A., 1947, **24**, 1, 108.
- [8] BIONDI M. A. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1078.
- [9] BERNAS R. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 34.
- [10] SHERWIN C. L. — *Phys. Rev.*, 1940, **57**, 814.
- [11] MASSEY et BURHOP. — Electronic and ionic impact phenomena. Clarendon Press, Oxford, 1952, p. 532.
- [12] MASSEY et BURHOP. — Id., p. 441 et 514.
- [13] MASSEY et BURHOP. — Id., p. 631 et 648.
- [14] WILSON R. R. — A.E.C.D. 3373, U.S.A.E.C., Oak-Ridge.