Étude théorique des impulsions de tension issues des chambres d'ionisation

P. Billaud

ÉTUDE THÉORIQUE DES IMPULSIONS DE TENSION ISSUES DES CHAMBRES D'IONISATION

Par P. BILLAUD.
Laboratoire de Physique des rayons X.

Sommaire. — Au moyen de fonctions représentant le mouvement des ions dans le champ il est possible d'étudier théoriquement les impulsions fournies par des chambres de géométrie quelconque. Certaines lois sont établies, qui permettent de tirer de l'examen d'une impulsion des renseignements sur la particule ionisante, notamment son énergie et sa direction par rapport au champ.

I. — Calcul de l'impulsion.

A. **Mouvement des ions.** — On sait qu'une particule chargée en mouvement crée dans un gaz des paires d'ions; ces ions se meuvent dans le gaz sous l'influence d'un champ électrique en cédant constamment l'énergie que leur communique ce champ aux molécules du gaz, par chocs. Nous retiendrons surtout le fait que cet échange d'énergie est, en moyenne, irréversible, et que le travail accompli par les ions au sein du mélange gazeux constitue toujours une perte définitive pour l'énergie potentielle totale du circuit électrique relié aux électrodes entre lesquelles était établi le champ.

B. **Équation du circuit théorique.** — La chambre d'ionisation ayant une forme quelconque, nous supposerons que son électrode dite « collectrice » est reliée directement à la grille de commande d'un tube à vide de type quelconque et que cette grille n'échange aucune charge électrique avec les autres électrodes du tube. Le conducteur composé de l'électrode collectrice et de la grille est relié à la masse (sol) par une résistance pure R. On applique à la chambre une tension V_0 positive ou négative; ses deux électrodes présentent une capacité mutuelle C_0. Pour calculer la différence de potentiel u à laquelle se situe l'électrode collectrice par rapport au sol, lorsqu'une ionisation transitoire est créée dans la chambre, il est nécessaire de tenir un compte exact de toutes les influences électrostatiques auxquelles elle est soumise.

On a schématisé sur la figure 1 :

La protection électrostatique de l'électrode collectrice (blindage à la masse) et la cathode de la lampe d'entrée, par la capacité C_b.

La grille écran de la lampe d'entrée (s'il s'agit d'une tétrode ou penthode) : capacité C_e; potentiel fixe V_e.

La plaque de la lampe : capacité C_p, potentiel variable $V_p = \alpha - \beta u$.

Un conducteur quelconque susceptible de présenter une capacité mutuelle appréciable C_x, au potentiel fixe V_x.

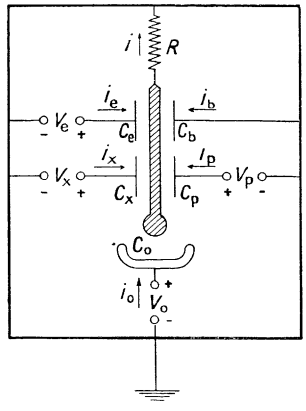

Fig. 1.

Il circule dans les diverses dérivations des courants i, i_0, i_x, etc., orientés comme sur la figure (1). Les capacités sont chargées à des tensions instantanées

$$v_0 = V_0 - u, \qquad v_x = V_x - u, \qquad v_e = V_e - u,$$
$$v_b = -u, \qquad v_p = \alpha - (\beta + 1)u.$$

On a, d'autre part,

$$i = \frac{u}{R} = i_0 + i_x - i_e + i_b + i_p.$$

Soient $w(t)$ le travail effectué par le champ de la chambre sur les ions à l'instant t et $p(t) = \frac{dw}{dt}$ la puissance correspondante; on peut écrire que la puissance développée par l'ensemble des forces électromotrices est égale à $p(t)$ augmentée de l'accrois-

(1) Le courant i_p est un courant partiel qui se superpose au courant de plaque proprement dit, de même i_e.

sement des énergies emmagasinées dans les capacités et de l'effet Joule dans la résistance R

$$\begin{aligned} V_0 i_0 + V_x i_x + V_e i_e + (\alpha - \beta u) i_P \\ = p(t) - C_0(V_0 - u)u' - C_x(V_x - u)u' \\ - C_e(V_e - u)u' + C_b u u' \\ - (\beta + 1) C_P [\alpha - (\beta + 1) u] u' + \frac{u^2}{R} \quad \text{avec } u' = \frac{du}{dt}. \end{aligned}$$

Sauf i_0 et i, les courants sont les dérivées des charges des capacités et l'on a

$$i_x = - C_x u', \qquad i_e = - C_e u', \qquad i_b = - C_b u',$$
$$i_P = - (\beta + 1) C_P u';$$

d'où

$$i_0 = \frac{u}{R} + [C_x + C_e + C_b + (\beta + 1) C_P] u'.$$

En portant ces valeurs dans l'équation précédente, et après réduction, il vient

$$\begin{aligned} (V_0 - u)\frac{u}{R} + (V_0 - u) \\ \times [C_0 + C_x + C_e + C_b + (\beta + 1) C_P] u' = p(t), \end{aligned}$$

que l'on écrit, en posant

$$C = C_0 + C_x + C_e + C_b + (\beta + 1) C_P;$$
$$\left(\frac{u}{RC} + u'\right)\left(1 - \frac{u}{V_0}\right) = \frac{p(t)}{CV_0}. \qquad (1)$$

Dans de nombreux cas expérimentaux u est négligeable devant la tension V_0 de la chambre, et la relation ci-dessus se réduit alors à

$$\frac{u}{RC} + u' = \frac{p(t)}{CV_0}. \qquad (1\,bis)$$

Nous nous limiterons à l'étude de cette équation approchée.

Remarque. — Lorsque la résistance R est très faible, l'approximation ci-dessus envisagée est valable *a fortiori* et l'on pourrait étudier le courant i, ou mieux le courant i_0, donnés en vertu de ce qui précède, par

$$i + RCi' = \frac{p(t)}{V_0}, \qquad i_0 = \frac{p(t)}{V_0}.$$

II. — Discussion de l'équation.

A. **Composantes de l'impulsion.** — Soient $t = 0$ l'instant de l'arrivée de la particule ionisante dans la chambre (sa durée de parcours est supposée négligeable), $t = \tau$ un instant quelconque où l'impulsion est étudiée, $t = \tau_1$ et $t = \tau_2$ les instants respectifs où disparaissent les derniers ions négatifs et les derniers ions positifs, par neutralisation sur les électrodes.

Si $p_1(\tau)$ et $p_2(\tau)$ sont les parties de la puissance $p(\tau)$ relatives respectivement à chaque catégorie d'ions, l'amplitude $u(\tau)$ de l'impulsion est telle que

$$u(\tau) = u_1(\tau) + u_2(\tau),$$

u_1 et u_2 étant les solutions de l'équation différentielle lorsque l'on y remplace $p(t)$ successivement par p_1 et p_2.

Les résultats généraux obtenus en étudiant u_1 seront valables pour u_2, et l'étude de l'impulsion totale s'en déduira immédiatement.

B. **Étude de la fonction $u_1(\tau)$.** — 1° *Solution.* — Avec la convention $u_1 = 0$ à l'instant $t = 0$ (équilibre électrique), l'équation (1 *bis*) admet la solution

$$u_1(\tau) = \frac{1}{CV_0}\int_0^\tau e^{-\frac{\tau - t}{RC}} p_1(t)\,dt. \qquad (2)$$

Cette fonction présente après τ_1, instant de disparition de la dernière charge de la catégorie, une décroissance exponentielle du résidu de tension $u_1(\tau_1)$, suivant

$$u_1(\tau) = u_1(\tau_1)\, e^{-\frac{\tau - \tau_1}{RC}} \qquad (\tau > \tau_1). \qquad (2\,bis)$$

2° *Cas où RC est grand ou très grand par rapport à τ_1.* — En posant

$$U_1(\tau) = \frac{1}{CV_0}\int_0^\tau p_1(t)\,dt = \frac{w_1(\tau)}{CV_0}$$

et en remarquant que $e^{-\frac{\tau - t}{RC}}$ est constamment compris entre 1 et $e^{-\frac{\tau}{RC}}$, l'on peut écrire

$$e^{-\frac{\tau}{RC}} U_1(\tau) < u_1(\tau) < U_1(\tau),$$

d'où l'on tire, lorsque $RC \gg \tau_1$:

$$u_1(\tau) = \frac{w_1(\tau)}{CV_0}(1 - \varepsilon), \qquad (3)$$

avec

$$0 < \varepsilon < \frac{\tau}{RC} - \frac{\tau^2}{2R^2C^2} + \ldots < \frac{\tau}{RC}.$$

L'on en conclut que, lorsque la constante de temps du circuit est grande devant la vie τ_1 des ions, l'amplitude de l'impulsion est, à moins de $\frac{\tau}{RC}$ près, proportionnelle au travail de ces ions; la deuxième partie de la fonction ($\tau > \tau_1$) reste alors voisine de la constante $\frac{w_1(\tau_1)}{CV_0} = U_1(\tau_1)$, sauf lorsque l'ordre de grandeur de τ approche celui de RC.

Lorsque τ_1 n'est pas très petit devant RC, on peut obtenir le travail $w_1(\tau)$ en intégrant l'équation; il vient

$$\frac{w_1(\tau)}{CV_0} = u_1(\tau) + \frac{\tau}{RC}\bar{u}_1(\tau), \qquad (4)$$

$\bar{u}_1(\tau)$ étant l'amplitude moyenne entre $t = 0$ et $t = \tau$.

Dans ce domaine de constantes de temps, nous dirons que l'impulsion est du type « travail ».

3° *Cas où RC est petit devant* τ_1. — L'impulsion est alors voisine de la fonction $\frac{R}{V_0} p_1(\tau)$, comme on s'en rend compte immédiatement sur la figure 2 qui

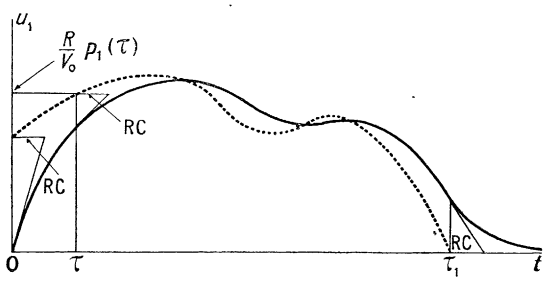

Fig. 2.

interprète graphiquement la relation (1 *bis*). L'impulsion apparaît comme *en retard de RC* sur la fonction $\frac{R}{V_0} p_1$; notons aussi que les maxima et minima de l'impulsion sont des points de la courbe $\frac{R}{V_0} p_1$.

La deuxième partie, après τ_1, décroît d'autant plus vite que RC est plus petit.

On serait tenté de réduire la constante de temps jusqu'à ce que l'écart entre les deux fonctions devienne négligeable; mais l'amplitude, en moyenne, se trouverait alors réduite dans la même mesure que RC; en effet l'équation (4) ci-dessus, multipliée par $\frac{RC}{\tau}$ donne

$$\bar{u}_1(\tau) + \frac{RC}{\tau} u_1(\tau) = \frac{RC}{\tau} U_1(\tau), \qquad (4bis)$$

sauf si l'amplitude instantanée est beaucoup plus grande que l'amplitude moyenne, le deuxième terme du premier membre est petit devant $\bar{u}_1(\tau)$, de sorte que l'amplitude moyenne pour RC petit devant τ est de l'ordre de $\frac{RC}{\tau} U_1(\tau)$, c'est-à-dire petite devant l'amplitude maximum

$$U_1(\tau) = \frac{w_1(\tau)}{CV_0}.$$

Comme il est impossible, en raison du bruit de fond, de réduire arbitrairement l'amplitude du phénomène initial, l'emploi de courtes constantes de temps ne donnera pas d'image parfaitement fidèle de la fonction descriptive du mouvement des ions.

De même que l'impulsion elle-même décrit plus ou moins la puissance, l'aire qu'elle délimite avec l'axe des temps est liée au travail des ions; en intégrant l'équation (1 *bis*) il vient en effet

$$\int_0^\tau u_1(t)\,dt + RC\,u_1(\tau) = \frac{R}{V_0} w_1(\tau), \qquad (4ter)$$

relation qui montre que le travail des ions est proportionnel à l'aire de l'impulsion de zéro à τ, augmentée d'un rectangle de base RC; en particulier si l'on fait $\tau = \infty$, $u_1(\tau) = 0$, $w_1(\tau) = w_1(\tau_1)$ et les aires totales délimitées au-dessus de l'axe des temps par les fonctions u_1 et $\frac{R}{V_0} p_1$ s'équivalent; si A_1 est l'aire délimitée par l'impulsion, nous aurons

$$w_1(\tau_1) = \frac{V_0}{R} A_1. \qquad (5)$$

Dans tous les cas où RC est assez petit pour que l'impulsion se rapproche de la fonction p_1 nous dirons que cette impulsion est du type « puissance ».

4° *Cas où RC est du même ordre que* τ_1. — L'impulsion est alors d'un type « mixte », et bénéficie des résultats généraux obtenus dans les deux premiers cas. Ainsi en utilisant, soit la relation (4), soit les équations (1 *bis*) ou (4 *ter*), selon que RC sera supérieur ou inférieur à τ_1, l'on pourra restituer commodément les fonctions $p_1(\tau)$ ou $w_1(\tau)$ qui décrivent le mouvement des ions.

Le début de la décroissance exponentielle finale sera observable et pourra fournir une mesure approchée ou confirmative de RC.

Quant à l'amplitude de l'impulsion, elle restera de l'ordre de grandeur de

$$\frac{RC}{\tau} U_1(\tau) = \frac{RC}{\tau} \frac{w_1(\tau)}{CV_0} \qquad \text{pour} \quad \tau > RC;$$

mais elle sera assez sensible à l'allure de p_1. En particulier si la fonction p_1 est croissante, $u_1(\tau_1)$ sera plus élevé que si p_1 était décroissante. Pour fixer les idées supposons $RC = \tau_1$; la première inégalité obtenue au paragraphe 2° ci-dessus montre que

$$U_1(\tau_1) > u_1(\tau_1) > \frac{1}{e} U_1(\tau_1) > \frac{U_1(\tau_1)}{3};$$

si, par exemple p_1 était constante, $u_1(\tau_1)$ serait égal à

$$\frac{e-1}{e} U_1(\tau_1) \simeq 0{,}6\, U_1(\tau_1).$$

Enfin, et cela est valable quelle que soit la constante de temps, la pente initiale $u'_1(0)$ est égale à $\frac{p_1(0)}{CV_0}$.

5° *Influence des paramètres R, C et* V_0. — Lorsque l'on prend les dérivées partielles par rapport à R et C de la solution (2), l'on obtient

$$\frac{\partial u_1(\tau)}{\partial R} = \frac{e^{-\frac{\tau}{RC}}}{R^2 C^2 V_0} \int_0^\tau (\tau - t)\, e^{\frac{t}{RC}} p_1(t)\,dt,$$

$$\frac{\partial u_1(\tau)}{\partial C} = -\frac{e^{-\frac{\tau}{RC}}}{C} \int_0^\tau u'_1(t)\, e^{\frac{t}{RC}}\,dt.$$

La première est évidemment toujours positive.

Quant à la seconde elle est toujours négative car

$$e^{-\frac{\tau}{RC}} < e^{-\frac{\tau-t}{RC}} < 1$$

et

$$0 < u_1(\tau)\, e^{-\frac{\tau}{RC}} < e^{-\frac{\tau}{RC}} \int_0^{\tau} u'_1(t)\, e^{\frac{t}{RC}}\, dt.$$

On a donc toujours avantage à diminuer le plus possible la capacité totale; en particulier lorsque RC est grand, l'amplitude résultante finale s'identifie au quotient bien connu $\frac{q}{C}$ (où q représente la charge totale des ions) et varie par conséquent en raison inverse de la capacité. D'une manière générale on s'attache à réduire C le plus possible, et c'est en définitive R qui seule commande la constante de temps.

Quant à V_0 il n'est cité que pour mémoire car sa variation est sans action sur l'amplitude de tension; en effet si V_0 apparaît bien en dénominateur dans la solution $u_1(\tau)$, il ne faut pas oublier qu'il est implicitement contenu en facteur dans les fonctions w_1 et p_1. Par contre V_0 influe sur les durées τ ou τ_1, toutes choses égales d'ailleurs, et, par conséquent, sur le rapport de ces durées avec RC.

C. **Impulsion résultante.** — L'impulsion partielle u_2 relative à la deuxième catégorie d'ions obéit exactement aux mêmes lois que u_1, en faisant intervenir les fonctions $p_2(\tau)$ et $w_2(\tau)$, ainsi que le paramètre τ_2, instant de disparition du dernier ion de la catégorie.

L'impulsion résultante u, somme de u_1 et u_2, obéit également aux lois déjà énoncées pour u_1; il suffit de remplacer partout u_1 par u et p_1 par p.

On peut distinguer dans le développement de l'impulsion totale trois phases principales; si $\tau_1 < \tau_2$, on rencontrera :

Une phase initiale où $0 < \tau < \tau_1$

$$u(\tau) = \frac{e^{-\frac{\tau}{RC}}}{CV_0} \int_0^{\tau} e^{\frac{t}{RC}} [p_1(t) + p_2(t)]\, dt;$$

Une phase intermédiaire de τ_1 à τ_2 :

$$u(\tau) = u_1(\tau_1)\, e^{-\frac{\tau-\tau_1}{RC}} + \frac{e^{-\frac{\tau}{RC}}}{CV_0} \int_0^{\tau} e^{\frac{t}{RC}} p_2(t)\, dt;$$

Une phase finale de τ_2 à l'infini

$$u(\tau) = u(\tau_2)\, e^{-\frac{\tau-\tau_2}{RC}}.$$

Par des moyens appropriés (collection d'électrons) l'on peut obtenir pour les ions négatifs des vitesses de déplacement 10^3 fois supérieures à celles des ions positifs, ce qui permet de séparer très aisément dans le temps les influences respectives des ions de chaque signe sur l'impulsion.

D. **Impulsion complémentaire.** — En supposant les paires d'ions distribuées exactement de la même manière à l'instant $t = 0$, et si l'on inverse la tension V_0, on obtient une impulsion négative égale à

$$u_i(\tau) = -\frac{e^{-\frac{\tau}{RC}}}{CV_0} \int_0^{\tau} e^{\frac{t}{RC}} p_i(t)\, dt,$$

avec

$$p_i = p_{i1} + p_{i2} = \frac{dw_{i1}}{dt} + \frac{dw_{i2}}{dt};$$

les durées τ_{i1} et τ_{i2} de vie des ions seront alors différentes de τ_1 et τ_2, comme pour la puissance et le travail.

Cette impulsion négative est cependant liée à l'autre par les relations

$$w_{i1}(\tau_{i1}) = w_2\,(\tau_2),$$
$$w_1\,(\tau_1) = w_{i2}(\tau_{i2}),$$

qui résultent du fait que les parcours et chutes de potentiel des ions sont échangés entre les deux catégories quand on inverse la tension, en négligeant naturellement l'écartement initial des deux ions de chaque paire, effet qui d'ailleurs se compense statistiquement.

III. — Amplification de l'impulsion.

Par un raisonnement tout à fait analogue à celui qui nous a permis d'établir l'équation différentielle (1), on peut étudier sans difficulté la transformation subie par l'impulsion lorsqu'elle traverse une liaison résistance-capacité de l'amplificateur. Si u_i est la tension transitoire reçue par la grille de la lampe n° i, $-k_i u_i$ la variation correspondante sur la plaque de la lampe, l'impulsion u_{i+1} que reçoit la grille de la lampe suivante est donnée par

$$\frac{u_{i+1}}{R_{i+1} C_{i+1}} + u'_{i+1} = -k_i u'_i,$$

$R_{i+1} C_{i+1} = \theta_{i+1}$ étant la constante de temps du couplage et k_i le coefficient dynamique d'amplification de la lampe n° i au point de fonctionnement considéré.

D'après la discussion déjà faite pour l'équation (1 *bis*) il apparaît que si θ_{i+1} est très grande devant la durée du phénomène transitoire, l'on aura une amplification pure et sans distorsion

$$u_{i+1} = -k_i u_i.$$

Si, au contraire, θ_{i+1} est du même ordre que la durée de l'impulsion u_i ou d'un ordre très petit, u_{i+1} suivra plus ou moins la dérivée u'_i, avec un affaiblissement d'amplitude du même ordre que celui du rapport de θ_{i+1}, à la durée de l'impulsion; en outre une distorsion de phase comportant un retard égal à θ_{i+1} interviendra.

C'est pourquoi généralement l'on recherche la fidélité en maintenant les constantes de temps de tous les étages, y compris celle de la chambre d'ionisation, assez grandes par rapport à la durée de l'impulsion, sauf une dans certains cas.

Supposons que l'on ait opéré ainsi et que θ soit cette courte constante de temps. Dans ces conditions la tension transitoire de sortie de l'amplificateur est en valeur absolue

$$u_n(\tau) = K \frac{e^{-\frac{\tau}{\theta}}}{CV_0} \int_0^\tau p(t)\, e^{\frac{t}{\theta}}\, dt,$$

K étant le coefficient total d'amplification, compte tenu du feed-back s'il y a lieu.

$u_n(\tau)$ est en somme la solution de l'équation

$$\frac{u_n(\tau)}{\theta} + u'_n = K\frac{p(t)}{CV_0}, \qquad (1\ ter)$$

qui se discute exactement comme (1 *bis*), u_n remplaçant u et θ remplaçant RC.

Remarque. — Dans une liaison résistance-capacité entre deux étages d'un amplificateur, la résistance et la capacité interviennent inséparablement par leur produit, donnant ainsi un degré de liberté dans la fixation de la constante de temps. C'est une différence importante avec le circuit initial (chambre d'ionisation) où la capacité C influe directement sur l'amplitude.

IV. — Exploitation de la théorie.

Cas des géométries à champ droit. — A. Rémarque préliminaire. — Les lois énoncées dans ce qui précède sont valables pour une géométrie quelconque, quelle que soit l'histoire des ions. Ce résultat n'a pu être atteint précisément qu'en incluant implicitement ces importantes conditions dans les fonctions p et w. Si l'on veut continuer l'étude des impulsions en explicitant certains caractères de ces dernières fonctions, il devient indispensable de faire intervenir la géométrie de l'appareil, d'une part, et, d'autre part, l'ensemble des lois régissant le comportement des ions dans les gaz (mobilité, recombinaison, attachement, diffusion, ionisation par chocs, etc.). Cette dernière partie nécessiterait à elle seule une étude particulière que nous ne pouvons entreprendre ici. Nous supposerons que l'on a réalisé des conditions expérimentales telles que le nombre des ions libérés par une particule ionisante ne soit pas affecté de manière appréciable par l'attachement et la recombinaison et qu'il n'y ait pas d'ionisation par choc.

Nous allons montrer ci-après quels renseignements sur la particule ionisante il est possible de tirer de l'étude d'une impulsion.

B. Détermination du nombre de paires. — On sait que le nombre de paires est lié étroitement à la perte d'énergie de la particule pendant son passage dans le volume gazeux soumis au champ électrique de la chambre, d'où la possibilité d'utiliser un tel appareil comme spectromètre.

1° *Loi générale.* — Le travail total des ions créés par une particule dans une chambre est proportionnel au nombre de paires. Les méthodes de restitution de la fonction $w(\tau)$ envisagées précédemment permettent donc de déterminer dans tous les cas le nombre de paires à un facteur près, si l'on possède un enregistrement convenable de l'impulsion issue de la chambre.

2° *Artifices permis par la collection des électrons.* — Lorsque l'on utilise la méthode de collection des électrons et que l'on élimine par un choix judicieux de la constante θ l'influence des ions positifs, il est encore possible de déterminer dans certains cas le nombre de paires.

Ainsi Sherr et Peterson [2] rappellent ou suggèrent quelques artifices applicables le plus souvent à la seule géométrie plane (électrodes planes parallèles).

Emploi d'une grille [3] (applicable à d'autres géométries);

Emploi d'une électrode fine (inapplicable à la géométrie plane);

Méthode de la différentiation de l'impulsion;

Attachement retardé des électrons.

Il faudrait y ajouter l'utilisation d'un champ électrique alternatif. Ces auteurs ont employé avec succès la troisième méthode qui consiste, en accord avec nos propres conclusions, à obtenir une impulsion du type puissance, dont le palier initial mesure par son ordonnée le nombre de paires; ils tentent également d'étudier l'orientation des trajectoires par rapport au champ et l'ionisation spécifique des particules. Soulignons que cette méthode est limitée strictement au cas de la géométrie plane, d'ailleurs la plus simple et la meilleure dans la plupart des cas.

C. Orientation de la trajectoire par rapport au champ lorsque les lignes de force sont droites. — 1° *Méthode des discontinuités.* — Nous allons envisager le cas où les électrodes sont, soit des plans parallèles, soit des cylindres concentriques, soit des sphères concentriques. Les lignes de forces sont alors des droites, et les surfaces équipotentielles des plans, cylindres ou sphères parallèles aux électrodes (en mettant de côté bien entendu les régions extrêmes où les bords des électrodes introduisent une distorsion).

(2) *Voir* références bibliographiques.
(3) Alfen, *voir* références bibliographiques.

Dans ce cas, toutes choses égales d'ailleurs, les ions de chaque catégorie prennent un mouvement moyen bien déterminé qui peut toujours se traduire par une relation théorique ou expérimentale entre la position sur la ligne de force et le temps; dans des conditions invariables (gaz, pression, tension) un ion de telle catégorie parcourra de la même façon en fonction du temps la ligne de force sur laquelle il s'est trouvé créé, quelle que soit cette ligne de force, aux fluctuations d'agitation thermique près.

D'autre part la fonction $p(\tau)$ relative aux deux catégories d'ions, changera en général quatre fois après l'instant initial :

Aux instants t_1 et t_2 où les ions de chaque catégorie commencent à disparaître par neutralisation sur leurs électrodes respectives;

Aux instants τ_1 et τ_2 où les derniers ions de chaque catégorie disparaissent et après lesquels les fonctions p_1 et p_2 restent nulles.

L'on conçoit que si l'on peut repérer sur l'impulsion ces instants, on puisse connaître sur quelles surfaces équipotentielles se trouvaient initialement les deux extrémités de la ligne des paires; ce renseignement, joint à la longueur de la trace déduite du nombre de paires et de la relation énergie-parcours ou plus exactement ionisation-parcours relative à la particule dans l'atmosphère gazeuse considérée, nous donnera, par exemple, par construction géométrique :

L'angle φ de la trajectoire avec le champ si la géométrie est plane ou sphérique;

Une relation géométrique entre deux paramètres d'orientation de la trajectoire par rapport au champ et à l'axe des cylindres, dans le cas de la géométrie cylindrique.

Mais les changements d'allure de la puissance ne donnent sur l'impulsion des points anguleux (les plus faciles à déceler) que dans le cas expérimentalement difficile à atteindre où cette impulsion suit suffisamment bien la puissance; en pratique ces points anguleux seront d'ailleurs toujours arrondis par la diffusion statistique des ions autour de leur mouvement moyen théorique. En fait les renseignements obtenus par cette méthode seront généralement très imprécis.

Le problème se simplifie considérablement lorsque l'on connaît déjà la position en potentiel de l'origine de la trace, en particulier lorsque la particule est issue de l'une des électrodes. Nous allons indiquer ci-après une méthode valable dans ce cas, et qui nous semble susceptible d'une précision bien supérieure.

2° *Méthode du centre des charges.* — Supposons que l'on ait pu déterminer, en plus du travail total des ions $w(\tau_2)$, le travail partiel d'une des catégories d'ions, par exemple $w_1(\tau_1)$ des ions négatifs [4].

Si r est le paramètre de longueur qui permet de repérer la position d'un ion sur une ligne de force (distance à l'une des électrodes planes, ou à l'axe des cylindres, ou au centre des sphères), on sait que le potentiel V d'une surface équipotentielle $r = \text{const.}$, peut se mettre sous la forme suivante :

$V = a(r_0 - r)$, pour la géométrie plane;

$V = a(\operatorname{Log} r_0 - \operatorname{Log} r)$ pour la géométrie cylindrique;

$V = a\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0}\right)$ pour la géométrie sphérique; r_0 étant la valeur que prend r pour l'électrode au potentiel zéro, et a un coefficient qui dépend de la tension V_0 et de la dimension de l'autre électrode.

Une charge quasi ponctuelle Δq_i se trouvant initialement sur la surface équipotentielle $r = \rho_i$, effectuera un travail total

$$a(r_0 - \rho_i)\,\Delta q_i$$

ou

$$a(\operatorname{Log} r_0 - \operatorname{Log} \rho_i)\,\Delta q_i$$

ou

$$a\left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{r_0}\right)\Delta q_i, \quad \text{si elle est positive ;}$$

ou la différence de ce travail avec $V_0\,\Delta q_i$ si elle est négative.

Le travail $w_2(\tau_2)$ de toutes les charges positives sera donc, selon la géométrie,

$$w_2(\tau_2) = a\sum_i (r_0 - \rho_i)\,\Delta q_i = a\,r_0\,q - a\sum_i \rho_i\,\Delta q_i$$

ou

$$w_2(\tau_2) = a\sum_i (\operatorname{Log} r_0 - \operatorname{Log} \rho_i)\,\Delta q_i$$

$$= a \operatorname{Log} r_0\, q - a\sum_i \operatorname{Log} \rho_i\,\Delta q_i$$

ou

$$w_2(\tau_2) = a\sum_i \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{r_0}\right)\Delta q_i = a\sum_i \frac{\Delta q_i}{\rho_i} - a\frac{q}{r_0};$$

q étant la charge totale $\Sigma\,\Delta q_i$, proportionnelle au nombre de paires. On aurait par différence le travail des charges négatives $w_1(\tau_1)$.

Soit ρ la grandeur définie par

$$\rho = \frac{\sum_i \rho_i\,\Delta q_i}{q} \qquad \text{pour la géométrie plane;}$$

$$\rho = \frac{\sum_i (\operatorname{Log} \rho_i)\,\Delta q_i}{q} \qquad \text{pour la géométrie cylindrique;}$$

$$\rho = \sum_i \frac{\Delta q_i}{\rho_i}\,\frac{1}{q} \qquad \text{pour la géométrie sphérique.}$$

[4] *Voir* l'exemple traité ci-après.

Cette valeur ρ du paramètre r détermine sur la trajectoire un point que nous appellerons « centre des charges » et tel que le rapport des travaux partiels des ions soit le même que s'ils étaient tous créés initialement en ce point. Ce point se confond avec le centre de gravité dans le cas de la géométrie plane.

La variable ρ est en général fonction :

De la particule (relation ionisation-parcours dans l'atmosphère considérée);

De l'énergie de la particule;

De la position de l'origine de la trajectoire;

De l'orientation de cette trajectoire par rapport au champ (angle φ pour les électrodes planes ou sphériques) et par rapport à l'axe du cylindre dans le cas du cylindre.

Elle est indépendante de la tension V_0.

Laissons de côté le cas du cylindre trop complexe et à peu près inutilisable lorsque le cylindre intérieur ne se réduit pas à un fil.

Il est facile, en s'aidant de ce que l'on sait par ailleurs sur l'ionisation des particules, et au besoin par des expériences spéciales préliminaires, de déterminer la surface lieu des centres pour des particules identiques d'énergie constante issues d'un point fixe pris sur une électrode.

Si l'on étudie une impulsion produite par une particule de type connu ou identifiable, si l'on est certain que l'origine de sa trace se trouve sur une électrode (ce que pourra confirmer la position de la discontinuité correspondante), et si l'on a pu déterminer w et w_1, par conséquent $\frac{w_2}{w_1} = \frac{w_2}{w - w_2}$, on connaîtra aussi le nombre total de paires (donc l'énergie), la surface lieu des centres des traces des particules de cette énergie, et par l'intersection de cette surface avec la surface équipotentielle dont le paramètre r correspond au rapport $\frac{w_2}{w_1}$ mesuré, l'angle φ cherché.

Cette méthode est indirecte, plus compliquée et plus restrictive (nécessité de situer au préalable l'origine de la trace) que celle des discontinuités. Elle est toutefois très aisément exploitable dans le cas de la géométrie plane, et susceptible de donner de bons résultats.

D. Exemple d'une chambre a électrodes planes parallèles. — On se propose par exemple d'étudier les impulsions données par les particules alphas émises par un dépôt mince sur la région centrale d'une électrode. La chambre est disposée et alimentée en tension comme l'indique le schéma de la figure 3.

La pression est telle que le parcours des particules soit inférieur à la distance des électrodes. Le gaz utilisé est tel que les électrons restent libres.

La tension est assez grande pour assurer la saturation; nous négligerons la recombinaison résiduelle.

L'électrode collectrice est reliée à un amplificateur dont la constante de temps θ est du même ordre que le temps de collection τ_2 des ions positifs.

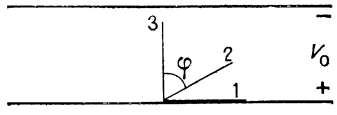

Fig. 3.

Les impulsions de sortie sont appliquées aux plaques verticales d'un oscillographe cathodique; le balayage horizontal est déclenché par un dispositif approprié par l'arrivée de l'impulsion elle-même, et sa période est choisie de l'ordre de 1 à $2\tau_2$. On photographie les impulsions.

En faisant abstraction :

De la diffusion des ions;

De leur recombinaison;

Du bruit de fond;

le calcul permet de prévoir des courbes 1, 2, 3 (*fig.* 4)

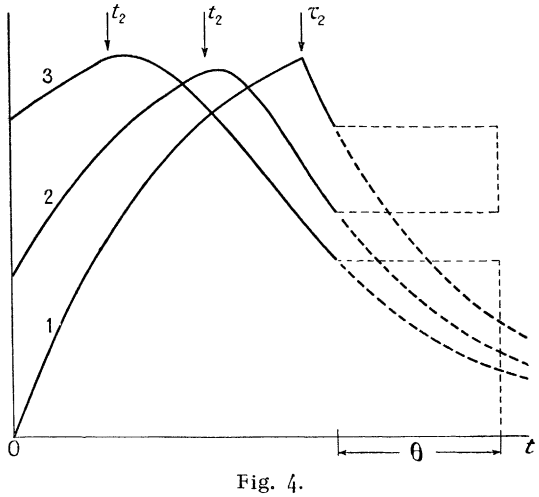

Fig. 4.

relatives aux traces 1, 2, 3 de la figure 3, ramenées au même instant initial.

1° *Constatations immédiates.* — Les courbes 2 et 3 présentent un décrochement initial dû au mouvement des électrons; ce mouvement est très rapide relativement à la vitesse du balayage et apparaît comme instantané. Du fait que θ se trouve très grand devant la durée τ_1 de vie des électrons, la hauteur du décrochement est proportionnelle au travail des électrons $w_1(\tau_1)$.

La courbe 1 comprend seulement deux branches

exponentielles séparées par l'instant τ_2, tandis que les deux autres présentent une branche intermédiaire allant de t_2 à τ_2.

Les discontinuités en t_2 et même en τ_2 (sauf pour 1) sont presque indécelables, bien que l'on n'ait pas tenu compte de la diffusion; les discontinuités en τ_2 sont dans le cas présent des points d'inflexion pour les courbes 2 et 3.

Par contre, les aires apparaissent tout à fait mesurables; le bruit de fond, en épaississant le trait, ne pourrait, sauf s'il était exagéré, entacher cette mesure d'une erreur très importante, alors qu'il interdirait complètement de repérer les discontinuités.

2° *Mesure des énergies.* — On mesure les aires totales depuis l'instant zéro jusqu'à l'infini; comme on ne peut observer, en raison de la période du balayage, la totalité de la courbe, on remplacera la partie manquante par un rectangle de largeur égale à θ.

Notons que, si l'on est certain que les particules 1 et 2 sont d'égales énergies, il est possible de déterminer θ graphiquement en cherchant la largeur du rectangle à ajouter à la partie de droite de l'aire comprise entre les deux courbes, de façon que l'aire ainsi obtenue égale la partie de gauche.

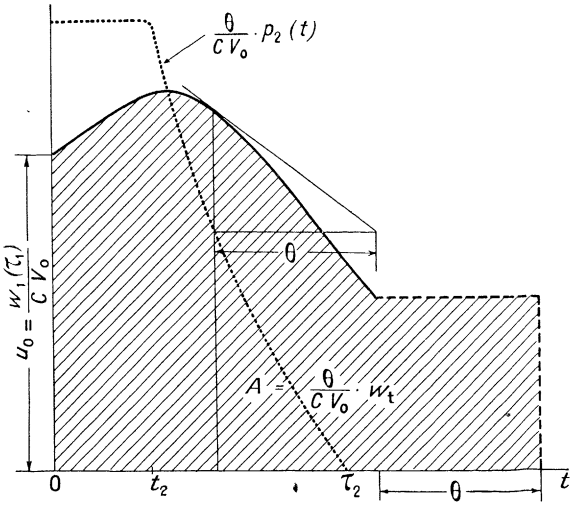

Fig. 5.

Si A est l'aire totale de l'une des courbes (*fig.* 5), le travail total des ions est

$$w_t = w_1 + w_2 = \frac{CV_0}{\theta} A.$$

On en déduit le nombre de paires N total

$$N = \frac{w_t}{\varepsilon V_0} = \frac{C}{\varepsilon\theta} A,$$

où ε représente la charge élémentaire; du nombre de paires il est facile de passer à l'énergie.

3° *Détermination de l'orientation de la trace* (*fig.* 5). — Le décrochement initial u_0 représente, compte tenu de l'échelle, la quantité $\frac{w_1(\tau_1)}{CV_0}$. On peut donc déterminer le quotient

$$\frac{w_1(\tau_1)}{w_1(\tau_1) + w_2(\tau_2)} = \theta \frac{u_0}{A}.$$

Par ailleurs, la courbe de Bragg relative au gaz de la chambre, et modifiée pour tenir compte de la pression, nous permet de situer le centre de gravité des charges par rapport aux extrémités de la trace, cette position relative variant de façon déterminée avec l'énergie de la particule. Ayant déjà déterminé l'énergie des particules étudiées, nous pourrons alors connaître la distance l de ce centre à l'origine de la trace, et, par conséquent, l'angle φ qu'elle fait avec le champ

$$\cos\varphi = \frac{d}{l}\theta\frac{u_0}{A},$$

d étant l'écartement des électrodes.

On remarquera que cette opération n'a fait intervenir que les travaux totaux des ions de chaque catégorie, et par conséquent, qu'elle doit rester insensible à une diffusion des ions, même importante, ce qui n'est pas le cas pour les discontinuités.

4° *Autres renseignements.* — On pourrait se livrer sur les courbes présentées, à la restitution complète de la fonction p_2, puissance des ions positifs, en ajoutant à l'amplitude en chaque point un supplément $\theta\frac{du}{dt}$, obtenu graphiquement (*fig.* 5). La courbe ainsi obtenue représenterait, comme l'ont indiqué Sherr et Petterson, l'ionisation en fonction du parcours, dans sa partie décroissante.

Nous ne pensons pas que cette opération, dans le cas présent, puisse être assez précise pour fournir autre chose qu'une allure ou un ordre de grandeur.

Signalons, en outre, en ce qui concerne la recombinaison, que l'effet de colonne devrait croître quand l'angle φ diminue, et que les méthodes suggérées ci-dessus pourraient être appliquées à l'étude de ce phénomène.

V. — **Conclusion.**

A la lumière de la théorie sommaire ainsi élaborée il n'est pas interdit d'envisager que les chambres d'ionisation, moyennant peut-être certains perfectionnements, puissent être utilisées comme de bons spectromètres, et même comme des appareils descriptifs de particules. Dans ce dernier ordre d'idées, les renseignements obtenus resteront sans doute limités et pour certains, imprécis; en revanche, dans tous les cas où l'on peut s'en contenter, la

chambre d'ionisation présenterait d'incontestables avantages de rendement et se prêterait à des recherches statistiques sur des phénomènes peu fréquents, à l'encontre d'appareils beaucoup plus complets et plus précis comme la chambre de Wilson. Cette technique peut s'accommoder de circuits électroniques relativement simples donc peu encombrants et semble susceptible de rendre des services dans le domaine du rayonnement cosmique en particulier.

Je tiens à remercier ici M. G. Ambrosino, dont les suggestions et les critiques avisées m'ont conduit à préciser certains points importants de ce travail, ainsi que M. Maurice de Broglie pour ses précieux encouragements.

Manuscrit reçu le 28 avril 1949.

BIBLIOGRAPHIE.

SHERR R. et PETERSON R. — *Rev. Sc. Inst.*, 1947, **18**, 567.
ALFVEN H. — *Nature*, 1935, **136**, 70; *ibid.*, 1935, **136**, 394.
Particle and quantum counters. *Rev. Sc. Inst.*, 1948, **19**, 207.
BRIDGE H. S., HAZEN W. E., ROSSI B. et WILLIAMS R. W. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1083.