

<b>Zeitschrift:</b>	Mémoires de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
<b>Herausgeber:</b>	Société Vaudoise des Sciences Naturelles
<b>Band:</b>	8 (1944-1946)
<b>Heft:</b>	1
<b>Artikel:</b>	Recherches sur les écoulements gazeux ionisés unipolaires et méthode de détermination des dimensions des ions : étude de physique théorétique et expérimentale
<b>Autor:</b>	Joyet, Gustave
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-287468">https://doi.org/10.5169/seals-287468</a>

#### **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:** 11.01.2026

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

## Recherches sur

### Les écoulements gazeux ionisés unipolaires et

### Méthode de détermination des dimensions des ions

---

#### Etude de physique théorique et expérimentale

PAR

*Gustave JOYET*

---

#### INTRODUCTION

Dans les régions inférieures de l'atmosphère, les divers rayonnements électromagnétiques et corpusculaires issus des éléments radioactifs du sol et de l'atmosphère, ainsi que de la radiation cosmique, arrachent constamment des électrons aux atomes des molécules d'air. Les ions positifs ainsi formés, dont la charge positive est égale en valeur absolue à celle de l'électron, ne restent pas longtemps monomoléculaires. En un temps très court — une fraction de seconde — l'énorme fréquence des chocs moléculaires les amène à heurter des molécules de tous les gaz qui constituent l'air ambiant. Ils capteront certaines de ces molécules, par un processus qui n'est pas encore connu, pour former des édifices polymoléculaires, stables ou instables, les ions positifs légers.

L'électron libéré par la formation de l'ion positif ne reste pas libre non plus. Au cours des chocs moléculaires il se fixera d'une façon élective sur l'une des molécules douées d'électro-affinité pour l'électron, l'oxygène ou la vapeur d'eau probablement (M. LAPORTE<sup>1</sup>, M. A. DA SILVA<sup>2</sup>). Il ne se fixera pas sur l'azote ou l'un des gaz rares dont les couches électroniques périphériques sont complètes. H. SCHILLING<sup>3</sup> et M. A. DA SILVA<sup>2</sup> ont en effet montré expérimentalement que l'électron reste libre dans l'azote et l'argon purs. L'ion monomoléculaire négatif, comme le positif, constitue immédiatement un édifice

<sup>1</sup> Cf. bibliographie à la fin de l'étude.

polymoléculaire en s'agrégant des molécules neutres pour constituer ainsi l'ion négatif léger.

S'il y a symétrie entre les ions des deux signes quant à leur mode de passage de l'ion transitoire mono- à l'ion polymoléculaire, il n'y en a plus pour le phénomène primitif de constitution de l'ion monomoléculaire. L'ion positif monomoléculaire pourra se constituer à partir de l'un quelconque des gaz de l'air, avec une fréquence qui sera à peu près proportionnelle à la concentration de ces gaz, tandis que la nature chimique de l'ion négatif monomoléculaire sera réglée par l'affinité de l'électron.

Un très grand nombre d'expérimentateurs (J. ZELENY, P. LANGEVIN, J.-J. NOLAN, H. SCHILLING, M. LAPORTE, DA SILVA, N.-E. BRADBURY) ont cherché à déterminer les dimensions des ions légers dans l'air ou dans les gaz par l'étude du déplacement des ions dans un champ électrique uniforme. Entre deux chocs consécutifs, l'ion est soumis à une force constante, proportionnelle à sa charge et au champ, qui lui confère un mouvement parabolique ou rectiligne uniformément accéléré ou retardé, suivant que la vitesse initiale est de direction différente ou parallèle relativement à celle du champ. L'énergie cinétique de l'ion est donc modifiée par le travail du champ entre deux chocs, et ce d'autant plus que le libre parcours de l'ion est plus élevé, c'est-à-dire que la pression est plus basse.

Pour des champs faibles, des pressions et des températures moyennes, le choc d'un ion contre une molécule n'en provoque pas l'ionisation ou l'excitation. Le choc peut être considéré comme parfaitement élastique, et la perte d'énergie que l'ion incident subit est évaluée par le calcul des percussions entre sphères élastiques. Ce calcul exprime que les quantités de mouvement et l'énergie totales sont conservées par les chocs.

Au cours de son parcours discontinu et désordonné au sein du gaz, l'ion est donc assujetti à deux sortes de mouvements dont la combinaison donne le mouvement réel: Le mouvement dû à l'agitation moléculaire d'une part, isotrope en direction, avec répartition des vitesses en grandeur selon la loi de MAXWELL. Le mouvement dirigé dû au champ électrique, d'autre part, qui augmente l'énergie cinétique pendant les libres parcours successifs. Quand l'augmentation d'énergie due au champ est en moyenne compensée par la perte moyenne d'énergie durant les chocs, un régime de distribution stable des vitesses s'établit.

L'étude détaillée en a été effectuée par P. LENARD<sup>4</sup> et l'a conduit à des formules de la forme

$$u = \frac{E e}{d \pi \sigma^2 v} f(\mu)$$

pour la valeur de la vitesse moyenne uniforme  $u$  que les ions prennent dans le champ  $E$ . Cette vitesse est donc proportionnelle au champ et inversement proportionnelle à la densité  $d$  du gaz. Elle dépend de la somme  $\sigma$  des rayons de l'ion et des molécules du gaz, de la vitesse moyenne  $v$  de ces mêmes molécules et d'une fonction de

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{m'}{m}}$$

définie dans chaque cas par le genre de chocs envisagés.  $m'$  et  $m$  sont respectivement les masses des molécules gazeuses et des ions considérés.

Ce sont ces formules de LENARD qui ont permis aux expérimentateurs, en partant de la détermination expérimentale de la mobilité des ions — c'est-à-dire de la vitesse de déplacement de ceux-ci dans un champ électrique uniforme unité — de calculer les dimensions des édifices ioniques.

Les ions légers dans l'air sont ainsi des édifices formés de 4 à 5 molécules pour H. SCHILLING<sup>3</sup>, de moins de 6 molécules pour L.-B. LOEB<sup>5</sup>, de 1 à 2 molécules pour H.-A. ERIKSON<sup>6</sup>, de plusieurs molécules pour M. LAPORTE<sup>1</sup>.

Ce sont également les déterminations comparatives des mobilités dans différents gaz qui ont permis à H. SCHILLING<sup>3</sup>, M. LAPORTE<sup>1</sup> de rejeter l'hypothèse d'une polarisation électrostatique des molécules neutres dans le champ des particules chargées. Cette hypothèse, formulée au début du siècle par P. LANGEVIN<sup>7</sup>, l'avait conduit à définir une force d'attraction électrostatique à distance entre les ions et les molécules, force variant en raison inverse de la cinquième puissance de la distance. Son existence avait pour effet d'augmenter le rayon apparent des molécules en incurvant les trajectoires et en réduisant les libres parcours. On en déduisait des édifices ioniques monomoléculaires.

\* \* \*

Dans l'air, au cours de l'agitation moléculaire, les ions légers sont amenés à rencontrer, soit des ions de signes contraires, soit des particules neutres de grandes dimensions en suspension. De là deux sources de disparition des ions légers: la recombinaison et la formation d'ions lourds.

Par la recombinaison, il arrive qu'au cours d'un certain nombre de rencontres d'ions de signes opposés — la probabilité du phénomène est inférieure à un \*) — l'ion positif capte l'électron supplémentaire de l'ion négatif. L'énergie d'ionisation est ainsi libérée sous forme de rayonnement, ou sous forme d'augmentation de l'énergie cinétique des particules neutralisées, ou sous l'une et l'autre formes simultanément.

L'association des ions légers aux particules neutres (noyaux de condensation, poussières hygroscopiques, gouttelettes d'eau) en suspension dans l'air, donne naissance aux ions lourds de LANGEVIN dont la mobilité est mille fois plus faible en moyenne que celle des ions légers. Comme leur probabilité de recombinaison entre eux est négligeable, ils ne sont amenés à être neutralisés que par la rencontre plus fréquente d'un ion léger de signe opposé.

Si  $n$  et  $N$  sont les nombres de paires d'ions légers et lourds que l'on trouve dans l'unité de volume du gaz,  $N_0$  le nombre de noyaux neutres,  $q$  la production de paires d'ions légers par unité de temps et de volume,  $\alpha$ ,  $\eta_1$  et  $\eta_2$  les coefficients de recombinaison respectivement entre ions légers, entre ions légers et lourds, entre ions légers et noyaux,

$$q = \alpha n^2 + \eta_1 n N + \eta_2 n N_0$$

exprime l'équilibre qui s'établit entre la production et la disparition des ions légers. En régime d'équilibre permanent,  $n$  et  $N$  sont fixes, et pour les ions lourds, la production est constamment compensée par la recombinaison,

$$\eta_2 n N_0 = \eta_1 n N$$

A l'aide du compteur de noyaux d'AITKEN on a mesuré le nombre total de noyaux  $N_0 + 2N$  et le nombre  $N_0$  de noyaux neutres. On en a tiré la valeur du rapport  $\frac{N_0}{N} = \frac{\eta_1}{\eta_2}$  dont les valeurs varient beaucoup avec les expérimentateurs, mais sont toujours plus grandes que un (J.-J. NOLAN, R.-K. BOYLAN, G.-P. DE SACHY<sup>8</sup>, O.-W. TORRESON et G.-R. WAIT<sup>9</sup>, O. THELLIER<sup>10</sup>). L'attraction électrostatique a donc, comme on pouvait s'y attendre, augmenté le coefficient de recombinaison  $\eta_1$  — c'est-à-dire la probabilité d'adhésion — entre particules chargées de signes contraires, relativement à la pro-

\*) ST. MEYER u. E. SCHWEIDLER, dans *Radioaktivität*, IV, 2, indiquent 0,4.

babilité d'adhésion  $\eta_2$  entre un noyau neutre et un ion léger. J.-J. NOLAN<sup>8</sup> et ses collaborateurs ont par ailleurs vérifié expérimentalement, à la précision de leurs expériences près, que la charge de l'ion lourd était égale en valeur absolue à celle de l'électron ( $0,95 e$ ). Puisque l'ion lourd vient de l'ion léger, ce résultat constitue une confirmation indirecte, quoique moins précise, des déterminations antérieures de la charge de l'ion léger, égale elle aussi à celle de l'électron. Déterminations de J.-J. THOMSON et de ASTON par la déviation des rayons canaux, de TOWNSEND par le rapport entre la mobilité et le coefficient de diffusion des ions, de C. T. R. et H.-A. WILSON par la chute des noyaux de condensation dans un champ électrique vertical, etc.

Ces résultats expérimentaux ne signifient pas qu'il ne puisse pas se présenter d'ions avec des charges doubles ou même triples de la charge élémentaire. Mais la concentration des ions au sein des molécules neutres est généralement si faible ( $10^{-14}$  à  $10^{-17}$ ), leur vie moyenne de l'ordre de la minute si courte, que la probabilité d'une seconde ou d'une troisième ionisation d'un même ion est extraordinairement réduite. H. ISRAËL<sup>11</sup> admet pourtant l'existence d'ions lourds avec deux charges élémentaires, lorsque la densité des noyaux est faible.

\* \* \*

Dans le voisinage immédiat d'une paroi, les ions sont attirés par la charge de signe contraire qui constitue leur image électrique relativement à cette paroi. Ils sont adsorbés par la paroi et s'y déchargent si celle-ci est conductrice, y restent chargés si celle-ci est isolante.

Il semble qu'il puisse y avoir émission d'électrons, lorsque des ions positifs heurtent une paroi métallique, par la libération de l'énergie d'ionisation de l'ion qui est neutralisé. Cette énergie servirait non seulement à l'extraction de l'électron de neutralisation du métal, mais encore à l'extraction d'un électron supplémentaire qui serait émis par la paroi. L'émission, difficile à mesurer, de ces électrons « secondaires » doit être très faible (M. LAPORTE<sup>12</sup>, chap. IV et V).

En première approximation, le nombre de charges électriques élémentaires fixées sur une surface métallique par un bombardement ionique, peut donc être considéré comme égal au nombre de chocs des ions contre cette surface. Ceci dans des conditions ordinaires, les pressions très basses et les champs intenses étant exceptés.

\* \* \*

L'exposé qui précède nous permet maintenant de définir le but de notre travail et de situer celui-ci.

Nous avons tout d'abord tenté et réussi la séparation des ions légers dans un écoulement d'air ionisé de vitesse uniforme, en lui superposant un champ électrique parallèle, également uniforme. Nous obtenions ainsi, à l'aval du champ, un écoulement gazeux porteur d'ions légers d'un seul signe, positif ou négatif. Un tel écoulement d'ions a été appelé « unipolaire » par F. DESSAUER<sup>13</sup> et ses élèves.

Ayant observé que l'écoulement unipolaire perd assez rapidement ses charges lorsqu'il s'effectue en l'absence de source ionisante importante, nous nous sommes demandé, si l'étude de cette déperdition ne pourrait pas être utilisée pour déterminer, par une méthode nouvelle, les dimensions des particules chargées.

Pour nous placer dans des conditions bien définies, nous avons considéré un écoulement gazeux laminaire dans un tube cylindrique métallique de section circulaire. Au cours de l'agitation moléculaire, des ions sont sans cesse amenés à heurter la paroi métallique et à s'y décharger. Cela crée radialement des différences de densités ioniques, les densités allant en décroissant de l'axe à la paroi. Ce gradient radial engendre un mouvement général de migration des ions vers la paroi que nous appellerons *diffusion gazeuse* des particules chargées.

Un second phénomène se superpose à la diffusion gazeuse des ions. La charge d'espace due aux particules d'un seul signe crée un champ électrique radial qui entraîne également les ions vers la périphérie. Ce mouvement de diffusion des ions au travers des molécules neutres s'ajoute au précédent : c'est la *diffusion électrique* — terme adopté par F. DESSAUER<sup>13</sup> et N. WOLODKEWITSCH<sup>14</sup> pour distinguer ce second phénomène du premier.

La décroissance des densités ioniques n'est pas seulement radiale, mais encore axiale, dans le sens de l'écoulement. Il faut donc aussi considérer les diffusions gazeuse et électrique axiales.

Si l'on dispose à l'origine de l'écoulement une source d'ionisation constante, les ions qui diffusent vers les parois sont sans cesse remplacés par l'apport de charges dû au mouvement du gaz. Pour une vitesse fixe, il s'établit dans tout l'écoulement une distribution permanente des densités.

Nous avons établi l'expression mathématique de cette distribution à l'aide des données de la théorie cinétique des gaz, en considérant les particules chargées comme les molécules

d'un gaz très dilué dans un autre. Si l'on tient compte, au cours du calcul, de la diffusion électrique, on rencontre des difficultés mathématiques que nous n'avons pas pu surmonter. Comme l'expérience montre que le rôle de la diffusion électrique est important avec des densités ioniques élevées, nous avons résolu expérimentalement la difficulté, par un passage à la limite vers les densités basses, ne tenant compte, dans le calcul, que de la diffusion gazeuse des ions.

L'expression analytique de la densité ionique moyenne dans une section — la grandeur qui est accessible à la mesure — montre que celle-ci décroît selon une fonction exponentielle dans la direction de l'écoulement. Le coefficient d'affaiblissement de l'exponentielle dépend de plusieurs grandeurs fixées par l'expérience, et en outre, de la masse et du rayon des particules chargées. L'observation expérimentale du coefficient d'affaiblissement va donc nous permettre de déterminer ces deux grandeurs, la masse et le rayon d'un ion. Il y a deux inconnues, comme dans les formules de LENARD.

Nous verrons que cette méthode, que nous avons appliquée à la détermination des dimensions des ions légers dans l'air, conduit à des résultats comparables à ceux qui sont issus des mesures de mobilités.

Nous décrirons successivement dans cet exposé, la méthode adoptée pour la mesure des densités ioniques, et les dispositifs de production et de séparation des ions.

Nous développerons l'équation de distribution des densités ioniques dans un écoulement gazeux unipolaire, en examinant tout particulièrement le rôle du coefficient d'affaiblissement exponentiel.

Le dispositif expérimental qui permet de déterminer le coefficient d'affaiblissement dans des conditions variées de vitesse d'écoulement, de densités ioniques, de teneur en vapeur d'eau sera ensuite décrit.

Nous exposerons, enfin, les résultats des mesures relatives aux ions légers de l'air, et les conclusions qu'on en peut tirer.

Pour les constantes physiques fondamentales utilisées, nous avons adopté les valeurs suivantes:

Charge de l'électron	$e = 4,802_5 \cdot 10^{-10}$ él.
	stat. c. g. s.
Constante de BOLTZMANN	$k = 1,380 \cdot 10^{-16}$ erg/ <sup>0</sup> C
Nombre d'AVOGADRO (LOSSCHMIDT)	$N = 6,023 \cdot 10^{23}$ g <sup>-1</sup>
Vol. de la molécule-gramme à 0° et 1 Atm.	$= 22,41 \cdot 10^3$ cm <sup>3</sup>

## CHAPITRE I

## METHODE DE MESURE

## § 1. La méthode du courant gazeux

Le problème expérimental posé, demande que l'on mesure le débit total des charges d'un écoulement gazeux cylindrique, sans perturber cet écoulement, le gaz circulant en circuit fermé. La méthode indiquée en pareil cas est celle de J. ZELENY<sup>15</sup>, dite du *courant gazeux*, où les ions sont captés par l'armature intérieure d'un condensateur cylindrique soumis à une différence de potentiel radiale  $V_r$  (fig. 1). Tous les ions de mobilité égale ou supérieure à  $k$  sont captés si les armatures du condensateur possèdent une longueur

$$(1) \quad L = \frac{G \log \frac{r_2}{r_1}}{2\pi k V_r}$$

$G$  étant le débit du gaz,  $r_1$  et  $r_2$  les rayons des armatures intérieure et extérieure du condensateur. L'armature intérieure est reliée à un électromètre et l'on observe la charge ou la décharge du système isolé constitué par cette armature, l'équipage mobile de l'électromètre et les connexions. La mesure de la densité ionique du courant gazeux est ainsi ramenée à la mesure du débit gazeux et de la quantité d'électricité positive ou négative déposée sur le système isolé.

Il faut remarquer que, pour des dimensions déterminées du condensateur, la formule (1) ne donne qu'approximativement la limite inférieure  $k$  du spectre des mobilités ioniques récoltées par la mesure pour une tension radiale fixée. En raison, premièrement, de la déformation que le champ électrique subit à l'extrémité amont du condensateur, défor-

mation dont la formule ne tient pas compte et qui opère dans le sens d'un allongement de la distance  $L$  effective. Pour une seconde raison, le dispositif sera susceptible de capturer des charges de mobilité inférieure à  $k$  ; le calcul de ZELENY suppose que l'ion de mobilité  $k$  entre dans le condensateur à la distance radiale  $r_2$ , il est alors capté à la distance axiale  $L$  (fig. 1). Mais une partie des ions de mobilité inférieure à  $k$  sera aussi captée, si ceux-ci pénètrent dans le condensateur à une distance suffisamment voisine de l'armature intérieure.

Dans un travail fondamental sur la détermination des mobilités des ions intermédiaires et lourds, H. ISRAËL<sup>16</sup> a montré quelle est la proportion des ions de mobilité inférieure à la mobilité limite  $k$  qui sont aussi captés par le système isolé pour une tension radiale déterminée.

Depuis plus de 40 ans qu'elle est inventée, la méthode de ZELENY a donné lieu à un très grand nombre d'applications sous la forme de compteurs d'ions de différentes dimensions, utilisant à peu près tous les modèles d'électromètres existants. Ces réalisations peuvent être classées en deux groupes, suivant qu'elles utilisent la méthode de décharge ou la méthode de charge.

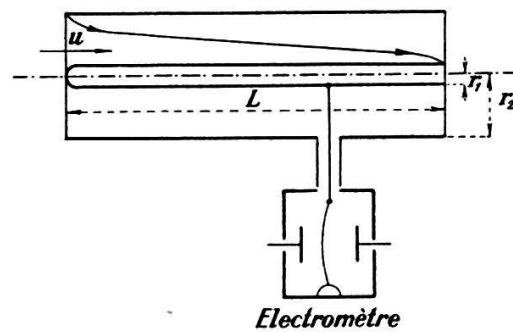


FIG. 1. — Méthode du courant gazeux de Zeleny pour la mesure des densités ioniques.

## § 2. La méthode de décharge.

L'armature extérieure du condensateur est à la terre et le système isolé est préalablement chargé à la valeur de la tension radiale  $V_r$  ; on observe la chute de tension de l'électromètre à partir de  $V_r$  pour un débit gazeux déterminé. C'est la méthode d'EBERT, utilisée dès le début du siècle en électricité atmosphérique. Elle est peu sensible, en raison du potentiel élevé — de l'ordre d'une centaine de volts — de l'électromètre, relativement à la chute de tension de l'ordre du volt qui s'effectue au cours d'une mesure. Elle donne des indications erronées par excès, car le champ à l'entrée du

condensateur attire des ions dans un volume supplémentaire plus ou moins étendu qui n'est pas indiqué par la mesure du volume de gaz débité (fig. 2).

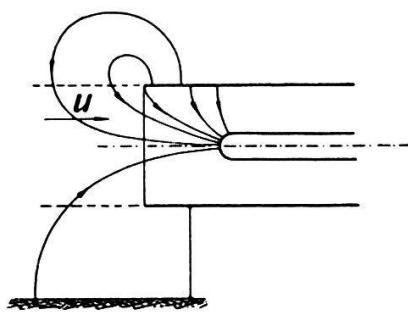


FIG. 2. — *Méthode de décharge.*  
Champ parasite à l'entrée du condensateur.

H. BENNDORF, H. ISRAËL<sup>16</sup> ont augmenté la sensibilité de la méthode en fixant le potentiel de la cage de l'électromètre à une valeur voisine de la tension radiale. On peut alors utiliser un électromètre très sensible (unifilaire) qui travaille au voisinage de son zéro. La distribution des potentiels ne semble pas pratique et n'évite pas le champ parasite à l'entrée.

### § 3. La méthode de charge.

Le cylindre extérieur du condensateur est connecté à la tension radiale  $V_r$ , tandis que le système isolé se trouve au potentiel du sol au début de chaque mesure. L'écoulement ionique charge ce système à une tension de l'ordre du volt ou d'une fraction de volt. On peut de nouveau utiliser un électromètre de grande sensibilité.

Le grave inconvénient de cette méthode réside dans la présence du champ antagoniste à l'entrée du condensateur (fig. 3) qui, au lieu de refouler tous les ions du courant sur le système isolé, les refoule en partie sur les pièces voisines qui se trouvent au potentiel du sol (supports, sol, cage de l'électromètre, etc). Il en résulte une mesure de densité ionique erronée par défaut.

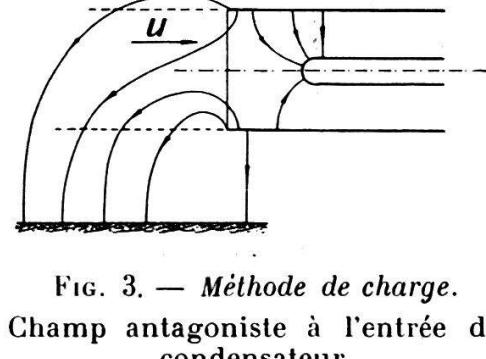


FIG. 3. — *Méthode de charge.*  
Champ antagoniste à l'entrée du condensateur.

En 1914 déjà, l'Américain W. F. G. SWANN a signalé l'inconvénient du champ antagoniste et décrit un dispositif protecteur (fig. 4) qui en annule les effets pour la mesure des ions légers. Les deux armatures 1 et 2 du condensateur de mesure sont complètement enfermées dans un blindage 3 relié au sol. Les effets du champ antagoniste à l'entrée sont limités par l'adjonction d'un cylindre métallique isolé 4 relié électriquement par des bras 5 au collecteur d'ions 1. Les ions

En 1914 déjà, l'Américain W. F. G. SWANN a signalé l'in-

entrainés par le champ antagoniste contribuent ainsi à la charge du système isolé et par suite à la mesure.

Ce n'est que beaucoup plus tard, après 1930, que l'existence du champ antagoniste a été signalée en Europe et le dispositif protecteur de SWANN appliqué après que O.-H. GISH<sup>17</sup> l'eut signalé. H.-TH. GRAZIADEI<sup>18</sup> a vérifié, pour les ions légers dans l'air, que si l'on emploie avec le dispositif de SWANN les méthodes de mesure par charge et par décharge du système isolé, les deux méthodes donnent en moyenne les mêmes résultats, ce qui montre l'efficacité du dispositif, au moins pour les ions légers.

Pour les ions lourds, qui nécessitent des tensions radiales de plusieurs centaines de volts, notre expérience en ce domaine nous fait douter que ce dispositif soit suffisant, des lignes de force répulsives, avec un champ assez intense pour refouler les ions légers, étant susceptibles de s'établir entre l'armature 2 et l'entrée du blindage de protection 3 (fig. 4, ligne de force pointillée).

Plus récemment, d'autres auteurs ont réalisé des applications de la méthode du courant gazeux. H. GRIEGER<sup>19</sup> a construit un appareil enregistreur pour ions légers et lourds avec électromètre unifilaire de LUTZ, qui est pourvu du dispositif de protection de SWANN. P. QUENET<sup>20</sup> préconise, pour établir la répartition spectrale des mobilités, l'emploi d'un dispositif ingénieux formé de deux condensateurs cylindriques disposés bout à bout, chargés en sens inverse, dont l'un sert de filtre et l'autre d'analyseur. L'auteur ne mentionne pas de précautions prises pour annuler les effets du champ antagoniste.

Dans la seconde des trois méthodes qu'il préconise, H. ISRAËL<sup>16</sup> utilise également deux condensateurs cylindriques traversés successivement par le courant. La tension radiale du premier condensateur est variable, celle du second est fixe. Le second condensateur capte et mesure les ions que le premier condensateur n'a pas retenus.  $J$  et  $J'$  étant les courants recueillis au condensateur de mesure respectivement pour une tension nulle et une tension déterminée du premier condensateur, l'auteur trace la caractéristique dite *normalisée* (*normierte Charakteristik*,

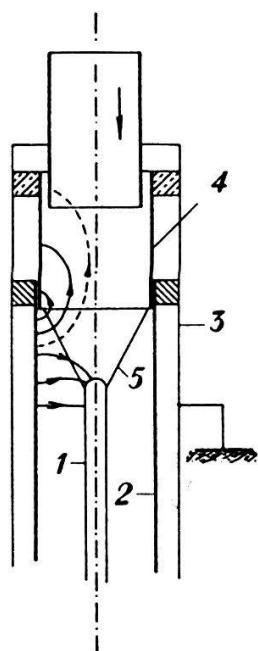


FIG. 4.  
Schéma de principe  
du dispositif de  
W.F.G. Swann pour  
atténuer les effets du  
champ antagoniste.

$$\frac{J - J'}{J}$$

en fonction de la mobilité et montre, par un calcul détaillé, que cette caractéristique reste fixe pour des courants ionisés d'intensité lentement variable si la répartition spectrale des mobilités

$$dn = f(k)dk$$

reste elle-même constante dans ces courants.

La caractéristique normalisée, en raison de sa fixité, permet d'établir le spectre des mobilités avec beaucoup plus de précision qu'on n'a pu le faire jusqu'ici.

**RÉGIME LAMINAIRE.** — Dans la démonstration de la formule (1) de ZELENY, on considère pendant un temps élémentaire  $dt$  les déplacements d'un ion dus au champ et au courant, respectivement dans la direction radiale et dans la direction axiale. Il intervient ensuite l'intégrale

$$\int_{r_1}^{r_2} ur dr$$

qui introduit le débit  $G$  du gaz. On n'a pas toujours remarqué que ce calcul suppose un régime d'écoulement laminaire où la vitesse  $u$  est constamment parallèle à l'axe du cylindre. O.-H. GISH<sup>21</sup> a en effet observé que le régime d'écoulement turbulent nécessite une tension radiale plus élevée que le régime laminaire pour obtenir la saturation. Ce point a été très clairement mis en évidence par H. ISRAËL<sup>16</sup> qui a tracé, avec sa méthode, les caractéristiques normalisées d'écoulements ionisés turbulents et laminaires dont le régime est contrôlé expérimentalement. Pour une tension radiale correspondant à une mobilité déterminée, la densité ionique captée en régime laminaire est supérieure à celle du régime turbulent.

H.-TH. GRAZIADEI<sup>22</sup> a également vérifié que les mesures sont indépendantes de la vitesse, tant que le régime laminaire est maintenu. On conçoit qu'une perte d'ions par chocs doive s'effectuer à la surface de l'armature non isolée en régime turbulent.

### § 1. Nouveau dispositif de mesure.

L'appareil que nous avons réalisé est encore une application de la méthode du courant gazeux, destinée au dénombrement des ions légers et d'une partie des ions lourds. Il applique la méthode de charge, avec cette différence que le courant, recueilli par le système isolé, est compensé, au cours de la mesure, par les charges libérées par la détente ou la traction d'une lame de quartz piézo-électrique. Un électromètre unifilaire de Th. WULF, dont le fil est connecté au système isolé et à l'une des armatures du quartz, sert d'instrument de zéro. Le potentiel de ce système reste donc nul, et la valeur du champ radial n'est pas changée par la charge déposée au cours d'une mesure; ce qui est important pour les faibles tensions radiales de quelques volts nécessitées par la capture des ions légers.

L'appareillage de mesure comporte (fig. 5, Pl. I, cf. p. 16) le condensateur cylindrique 1, l'électromètre 2, le quartz piézo-électrique\*) 3, un compteur à gaz 4, et enfin un dispositif de potentiomètres 5 avec réglages fins et grossiers, pour régler la valeur et équilibrer par rapport au sol, les deux tensions symétriques appliquées aux plaques de champ de l'électromètre.

**CONDENSATEUR DE MESURE.** — Cet appareil est d'assez grandes dimensions pour permettre la mesure de débits gazeux élevés, de 1 à 3 l/sec, qui intervenaient dans une installation d'ionisation pour essais biologiques, dans laquelle il devait aussi être utilisé. (Cf P. MERCIER et G. JOYET<sup>23</sup>). On peut mesurer les ions légers avec des débits atteignant 3 l/sec, et les ions totaux, comprenant les ions lourds, avec des débits de 0,2 à 0,5 l/sec.

Le cylindre isolé 1 de 66,3 cm de longueur (fig. 6) reçoit les ions repoussés par un cylindre extérieur 2 et un cylindre intérieur 3, chargés à la tension radiale. L'air circule ainsi dans deux canaux concentriques, ce qui permet de doubler le débit en utilisant la même tension radiale.

Les dimensions des 2 canaux sont les suivantes:

$$\text{canal extérieur } \left\{ \begin{array}{l} r_1 = 4,2 \text{ cm} \\ r_2 = 4,9 \text{ cm} \end{array} \right. \quad \text{canal intérieur } \left\{ \begin{array}{l} r_1 = 3,3 \text{ cm} \\ r_2 = 4,0 \text{ cm} \end{array} \right.$$

\*) Construit par Baudoin, Paris, sur les indications de l'Institut du Radium.

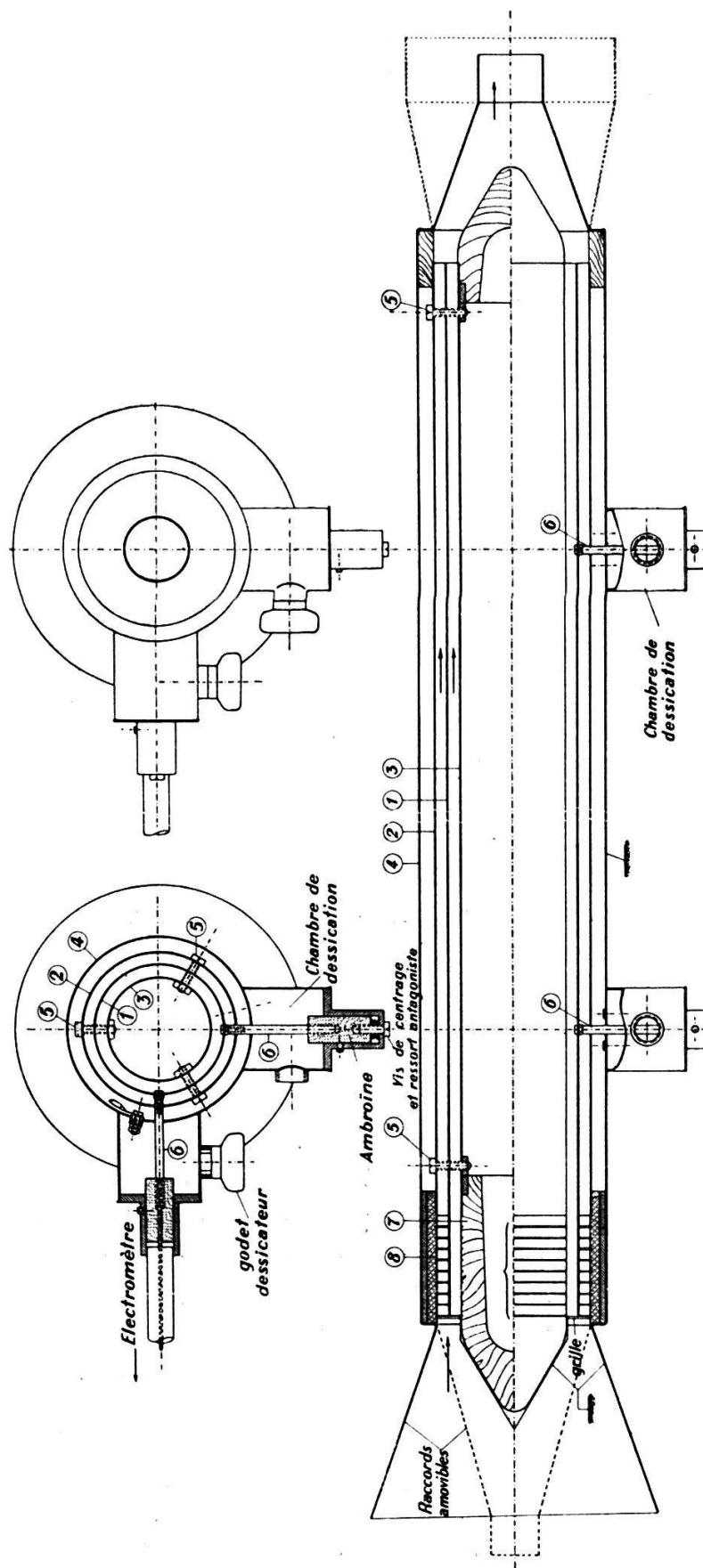


Fig 6. — Plan du condensateur cylindrique à courant gazeux.

- 1 == Cylindre isolé.
- 2, 3 == Cylindres de répulsion.
- 4 == Blindage.
- 5 == Vis de support.
- 6 == Tiges isolées.
- 7, 8 == Isolants.

Longueur lisse 60,0 cm

Section totale de passage 36,1 cm<sup>2</sup>

La hauteur radiale de chacun des canaux étant la même (0,7 cm.), la vitesse d'écoulement du gaz y sera aussi peu différente. On vérifie, à l'aide de la formule (1) § 1, que chaque canal capte des ions dont la mobilité est la même à moins d'un pourcent près.

Le diagramme de la figure 7, donne les mobilités minima limites des ions totalement captés en fonction du débit et pour différentes tensions radiales. Avec 500 V et 0,25 l/sec, on recueille jusqu'à la mobilité  $10^{-4}$  cm<sup>2</sup>sec<sup>-1</sup> V<sup>-1</sup>, c'est-à-dire les plus gros ions de LANGEVIN, et particulièrement les deux groupes de mobilités 5 à  $6 \cdot 10^{-4}$  et 2 à  $3 \cdot 10^{-4}$  signalés par ISRAËL<sup>16</sup>. On ne capte naturellement qu'une part des ions de mobilité inférieure dont l'existence a été signalée par KAHLER et ISRAËL.

La figure 6 montre que l'armature isolée 1 est soutenue par 4 tiges métalliques 6 qui traversent les cylindres extérieurs et aboutissent chacun à un bouchon d'ambroïne servant de support isolant. Celui-ci est placé dans des boîtes métalliques à peu près closes, sur lesquelles se visse un godet pouvant contenir un dessiccateur (CaCl<sub>2</sub> ou P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>). Chaque pièce isolante est ainsi placée dans une chambre de dessiccation où le courant gazeux plus ou moins humide ne pénètre que parcimonieusement. Des vis, avec ressorts antagonistes, permettent d'effectuer le centrage de l'extérieur. L'une des tiges 6 est prolongée par un conducteur blindé qui aboutit à l'électromètre.

Six vis 5 assurent également le centrage du cylindre intérieur 3 de répulsion. L'ensemble est complètement blindé par le cylindre 4 et les raccords — également métalliques — qui prolongent celui-ci à l'entrée et à la sortie de l'appareil. Ces raccords amovibles ont des formes diverses, suivant l'usage

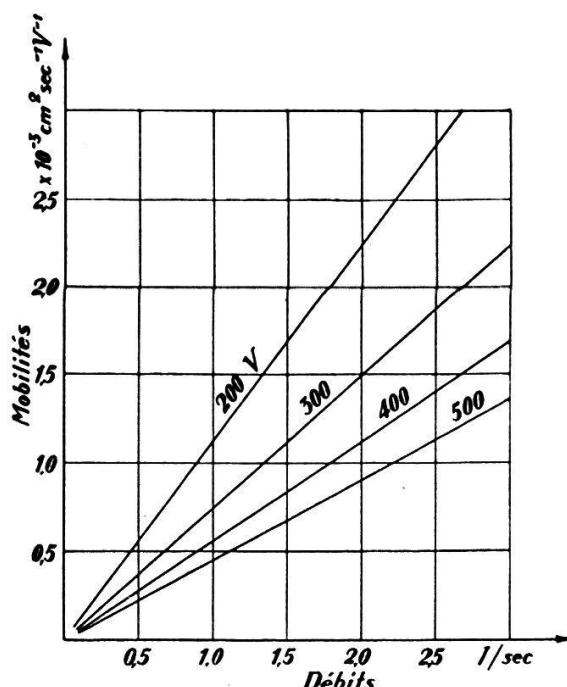


FIG. 7. — Diagramme des mobilités limites des ions retenus par le dispositif de mesure en fonction du débit et pour différentes tensions radiales.

que l'on fait du dispositif. Les blindages, ainsi que le nez métallique monté sur la proue du cylindre intérieur 3, sont connectés à la terre. L'ensemble est en aluminium.

**RÉGIME D'ÉCOULEMENT.** — En l'absence de formule d'aérodynamique qui considère un canal de section annulaire, nous avons évalué le nombre de *Reynolds*  $Re$  en considérant un canal circulaire qui a pour diamètre la hauteur radiale (0,7 cm) de nos canaux. En prenant pour vitesse moyenne celle qui correspond dans notre appareil à un débit maximum de 3,0 l/sec ( $u = 83,2$  cm/sec) on trouve un nombre de *Reynolds*  $Re = 370$  qui correspond à un régime laminaire. Une seconde appréciation est donnée par une détermination expérimentale de H. ISRAËL<sup>16</sup> (p. 211) qui fixe à 265 cm/sec la limite du régime laminaire dans un canal annulaire de 1,5 cm de rayon intérieur et de 0,35 cm de hauteur radiale. Pour une hauteur radiale de 0,7 cm, on peut admettre approximativement, que le régime tourbillonnaire apparaîtrait à une vitesse moitié moindre de 130 cm, encore très supérieure à la vitesse correspondant au débit maximum de notre appareil \*).

Pour annuler le *champ antagoniste*, décrit au paragraphe précédent, nous avons adopté une disposition de guidage du champ à l'entrée qui est la suivante: les armatures de répulsion sont prolongées à l'amont par deux cylindres isolants concentriques 7 et 8. Les 2 canaux d'écoulement sont ainsi prolongés vers l'amont de 6,5 cm. Des rainures circulaires, au nombre de 9, disposées à 0,7 cm de distance dans les parois isolantes, reçoivent chacune un anneau de fil métallique qui affleure la surface cylindrique. Chacun des anneaux est fixé — à l'aide d'un dispositif potentiométrique placé dans une carcasse adossée à l'extérieur de l'appareil — à une tension qui est une fraction déterminée de la tension radiale de répulsion  $V_r$ . Les tensions des anneaux vont en décroissant, selon une progression géométrique de raison  $\frac{1}{2}$ , de l'intérieur vers la sortie amont des canaux. Le premier anneau est connecté à une tension  $\frac{1}{2}V_r$ , le deuxième à une tension  $(\frac{1}{2})^2V_r$ , etc., et le dernier (le premier vers l'entrée) est connecté au sol.

Cet ensemble d'anneaux équipotentiels qui ressemble aux dispositifs employés en optique électronique, détermine une distribution du champ électrique qui est esquissée dans la

\* ) Si l'on introduit la notion empirique de rayon hydraulique de la section (rapport entre la section et le contour), le nombre expérimental de *Reynolds* devient 182. Il est encore inférieur aux valeurs limites de 250 à 350 que l'on donne pour  $Re$  dans un tel calcul.

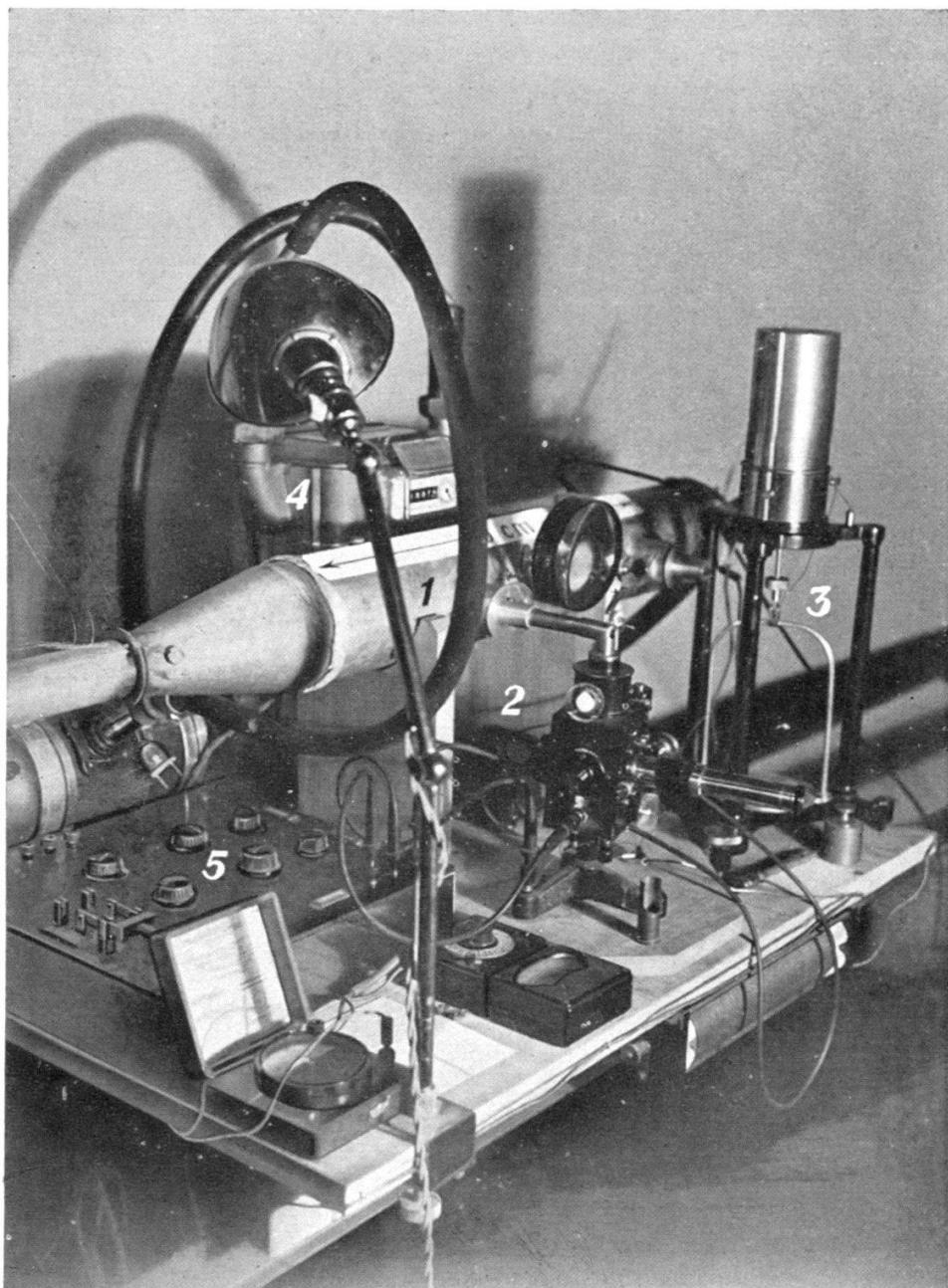


FIG. 5. — *Appareil de mesure.*

1, Condensateur cylindrique ; 2, Electromètre ; 3, Quartz piézo-électrique ;  
4, Compteur à gaz ; 5, Potentiomètre.

figure 8. Le dispositif agit en fermant les lignes de force (pointillées) sur le cylindre isolé. Dans la première cellule seulement, des lignes de force avec un champ résiduel très réduit, se dirigent encore vers l'amont. Avec la tension radiale max. de 500 V, l'ordre de grandeur max. de ce champ peut être évalué à 3 V/cm. A la vitesse du gaz minimum de 7 cm/sec (0,25 l/sec) les ions les plus mobiles ( $k = 3 \text{ cm}^2 \text{sec}^{-1} \text{V}^{-1}$ ), prennent dans le courant une vitesse supérieure et inverse de 9 cm/sec qui peut leur permettre de le remonter lentement. Pour cette raison, le dispositif de guidage a été complété par une grille métallique, solidaire du système isolé, sur laquelle se ferment les dernières lignes de force parasites. La surface

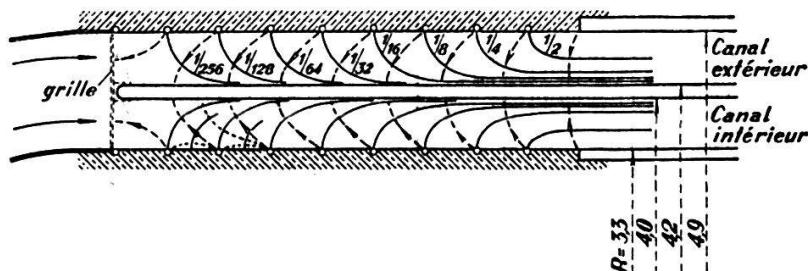


FIG. 8. — Spectre du champ électrique donné par le dispositif de guidage du champ à l'entrée du condensateur de mesure.

Lignes de force (pointillé) et lignes équipotentielles (trait plein).

totale de la grille avec son cadre en fil de 0,4 mm et son canevas de 0,05 mm, ne représente que les 9 % de la section totale d'entrée \*).

Nous avons vérifié de la manière suivante l'efficacité du guidage du champ: à l'aide de Radium, on surionise un courant d'air ambiant (non filtré), dont on sait qu'il contient toujours 10 à 20 000 ions lourds. On obtient ainsi un courant très surionisé en ions légers auquel se superposent les ions lourds habituels. L'épreuve du dispositif consiste à vérifier qu'une tension radiale élevée, laisse pénétrer les ions légers avec les lourds dans le condensateur.

\*) Il faut remarquer que la mesure n'est pas sensiblement faussée par les ions de signe opposé à ceux que l'on mesure (dans un flux bipolaire) qui heurtent la grille. La proportion de ces ions est faible et très inférieure à la surface relative occupée par la grille dans le canal. Nous avons vérifié ce fait en diverses circonstances et en particulier en prenant des grilles de surfaces relatives différentes (17 % et 9 %), pour lesquelles il n'y a aucune modification de la mesure, quand on opère sur un courant chargé d'un mélange d'ions lourds et légers.

Les mesures ont donné les résultats suivants:

	<i>Tension radiale</i> $V_r$	<i>Densité ionique</i>
Débit	{ 3,0 V	104 000 Ions légers
0,5 l/sec	{ 386 V	125 000 Ions totaux
		Différence 21 000 Ions lourds

Avec un dispositif où le champ antagoniste n'est pas protégé, la seconde mesure donne un résultat très inférieur au premier, toute une part des ions légers étant refoulée.

Les essais montrent que le rôle de la grille d'entrée est important. Si on la supprime, on trouve

	<i>Tension radiale</i>	<i>Densité ionique</i>
Débit	{ 386 V	53 000 puis 40 000 puis 32 000 *) Ions totaux
0,5 l/sec	{ 2,0 V	105 000 Ions légers

Le champ antagoniste créé par la tension radiale élevée, dans la cellule d'entrée, repousse la majeure partie des ions légers.

### § 5. Courbe de saturation.

La figure 9 donne les courbes de saturation d'un courant d'air artificiellement surionisé et préalablement filtré, par des tampons de gaze serrée, pour le débarrasser des poussières, des noyaux et des ions lourds. Les courbes relatives à chaque signe d'ions, tendent vers une même valeur pour la saturation, mais elles ne se superposent pas dans leurs régions initiales. Cela tient à la différence de répartition des ions entre des groupes de mobilités différentes d'une part, et au fait que chacune des courbes ne passe pas par l'origine comme on s'y attend, mais par un point correspondant à une petite tension radiale résiduelle de — 0,15 V, valeur pour laquelle le système isolé ne recueille plus de charges \*\*).

\*) Les valeurs vont en décroissant avec le temps d'action du champ antagoniste.

\*\*) Ce n'est pas le lieu ici d'insister sur ce phénomène : le passage d'air ionisé bipolaire établit une petite différence de potentiel entre les armatures du condensateur cylindrique, différence de potentiel qui apparaît à partir d'une certaine vitesse, croît avec la vitesse jusqu'à une valeur de saturation et disparaît avec l'ionisation.

Si  $f(k)$  représente la répartition des mobilités par unité de volume, H. ISRAËL<sup>16</sup> a montré que l'on a la relation

$$\int_k^{\infty} f(k) dk = \bar{n} - V_r \frac{d\bar{n}}{dV_r}$$

qui donne le nombre d'ions dont la mobilité est supérieure à une valeur limite  $k$  correspondant à la tension radiale  $V_r$ . La relation ci-dessus permet, à l'aide du tracé de la caractéristique  $\bar{n} = \varphi(V_r)$ , de réaliser une construction géométrique sim-

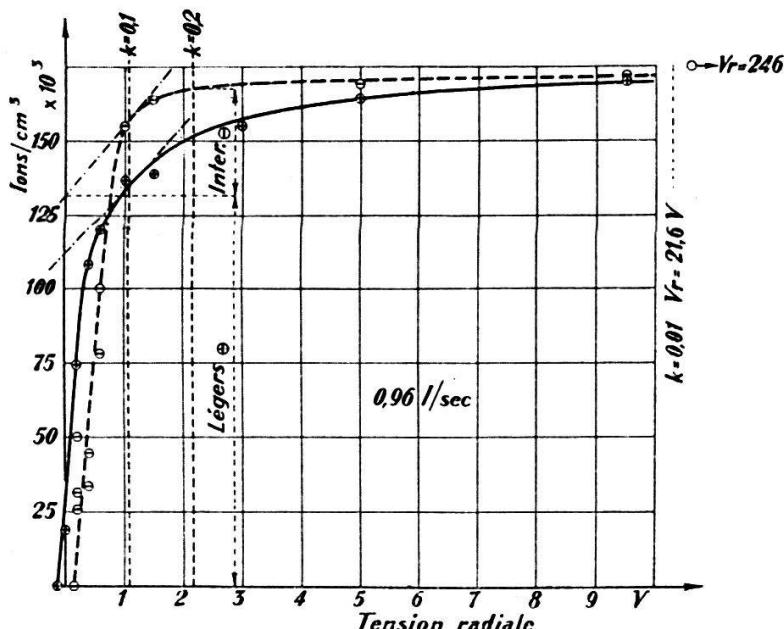


FIG. 9. — Courbes de saturation d'un courant d'air filtré et artificiellement ionisé.  
Débit 0,96 l/sec, 15° C, 75 % d'humidité.

ple effectuée sur la figure 9. L'intersection de la tangente à la caractéristique avec l'ordonnée, donne directement, le nombre d'ions captés dont la mobilité est supérieure à la mobilité limite correspondant à la tension radiale au point de contact.

Si l'on fixe à  $0,2 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{sec}^{-1}$  la mobilité qui sépare les ions légers des ions intermédiaires, et 0,01 celle qui sépare les intermédiaires des lourds, les courbes de saturation permettent d'évaluer la proportion d'ions de chaque type que le courant d'air filtré contient (fig. 9). Les ions lourds sont pratiquement absents; les ions intermédiaires positifs sont plus nombreux que les négatifs.

Comme la tension radiale résiduelle subit des fluctuations qui influencent la courbe de saturation dans sa partie ascendante, nous avons choisi, pour l'analyse de la teneur en ions

légers des courants unipolaires, une tension radiale un peu plus élevée que celle qui correspondrait à la limite de mobilité de ces ions. Pour un débit de 1 l/sec, nous avons adopté une tension radiale de 2,27 V, qui recueille les ions légers jusqu'à la mobilité 0,1, en comprenant une petite proportion d'ions intermédiaires.

## § 6. Technique de la mesure.

Le schéma de la figure 10 étant réalisé, on commence par dépolariser les diélectriques du condensateur de mesure en

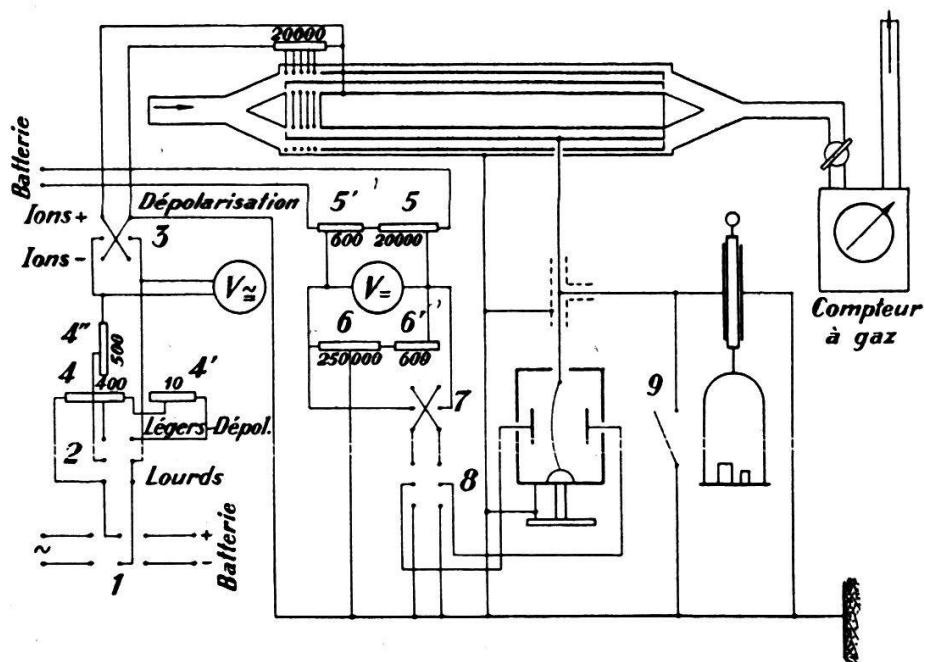


FIG. 10. — Schéma général des connexions du dispositif de mesure des densités ioniques.

**1, 2, 3, 7, 8, commutateurs, 4, 4', 4'', 5, 5', 6, 6',** potentiomètres et résistances,  
**9, interrupteur.**

connectant les cylindres de répulsion sur une tension alternative par le jeu des commutateurs 1, 2 et 3. Cette tension étant amenée à une valeur au moins égale à la tension continue radiale qui l'a précédée, on la fait ensuite décroître à zéro par le jeu du potentiomètre et des résistances 4, 4' et 4''. Les charges résiduelles des isolants sont ainsi éliminées. Après avoir manœuvré les commutateurs 1, 2 et 3, on peut ensuite brancher la tension radiale  $V_r$  sur la batterie et la régler — par les mêmes résistances 4 — à sa valeur au voltmètre. On laisse alors cette tension se stabiliser pendant 20' s'il s'agit

d'ions légers à mesurer, pendant une heure s'il s'agit d'ions lourds. On recommence tout le cycle des opérations pour chaque modification ou inversion de  $V_r$ .

On doit appliquer aux plaques de champ de l'électromètre une différence de potentiel symétrique par rapport au sol dont la valeur fixe la sensibilité de la mesure. Le réglage délicat de cette tension est décrit en détail dans l'ouvrage de TH. WULF, *Die Fadenelectrometer*<sup>24</sup>. Le montage que nous avons réalisé en facilite l'exécution. Il comporte les potentiomètres et résistances 5 et 5' (pour fixer la valeur de la tension et de la sensibilité, 6 et 6' pour régler la symétrie des potentiels des plaques par rapport au sol, enfin, l'inverseur de polarité 7 et la mise à la terre des plaques par le commutateur 8).

Pour la mesure des densités ioniques les plus basses que nous avons envisagées (500 à 1000 ions/cm<sup>3</sup>), la sensibilité la plus élevée que l'on a pu atteindre avec une stabilité suffisante était de 4 mV par division d'échelle de l'électromètre pour une distance des plaques de champ au fil de 5 mm (distance favorable). La sensibilité est abaissée lorsqu'on mesure des densités plus élevées. On l'étalonne plus aisément dans le dispositif en la rapportant à un nombre déterminé de grammes déposés sur le plateau du quartz (1 à 10 gr. par division).

Aux grandes sensibilités, on doit veiller à la stabilité du dispositif de mesure. Les dilatations thermiques de la cage de l'électromètre (on entoure celle-ci d'un calorifuge), les variations des tensions des plaques de champ et de la tension radiale, peuvent entraîner un mouvement propre du fil. On ne peut opérer qu'à l'aide d'excellentes batteries de capacité suffisante. Pour la tension d'électromètre, un temps de stabilisation de 30' à une heure suffit. Pour la tension radiale, il faut remarquer que chacune de ses variations se transmet directement avec le même ordre de grandeur, sur le système isolé. Si celui-ci est sensible au millivolt, une tension radiale de 500 volts ne doit pas avoir des variations supérieures au 1/500 000<sup>e</sup> dans le temps d'une mesure. C'est la limite de ce que l'on peut atteindre avec deux batteries connectées en parallèle.

*L'isolation* du système isolé peut être diminuée par un pont de poussière conductrice établi entre l'un des cylindres de champ et le cylindre isolé ou par la conductibilité superficielle de l'un des isolants (ambroïne ou tranche du quartz). Ces dépôts, avec la construction adoptée, n'apparaissent qu'ex-

ceptionnellement \*. On décèle le premier défaut par un mouvement propre de direction constante, de même signe que la tension radiale, le second par un retour du fil vers le zéro de quelque côté que celui-ci en soit écarté.

Avant et après chaque série de mesures, on vérifie l'isolation, la stabilité, et l'on note la valeur du mouvement propre résiduel en observant le mouvement que prend le fil pendant une ou deux minutes après qu'on l'a placé au voisinage des divisions  $+10$  et  $-10$  (petite charge positive et petite charge négative) en chargeant ou déchargeant le quartz (courant gazeux arrêté).

Il n'est nécessaire de tenir compte de la correction du mouvement propre qu'aux densités basses de l'ordre de 2 à 4000.

La sensibilité étant réglée, l'isolation et la stabilité vérifiées, on peut passer à la *mesure*, proprement dite. Le débit gazeux étant installé et réglé, on ouvre l'interrupteur 9 (fig. 10) et la mesure commence à l'instant où le fil de l'électromètre passe au zéro de l'échelle. On note l'indication du compteur à gaz et l'on compense continûment la charge électrique du système isolé par la traction ou la détente progressive de la lame de quartz, jusqu'à un nombre déterminé  $P$  de grammes (poids étalonnés de 50, 100, etc., 1000 gr.). A la fin de la mesure, on note la durée  $\Delta t$  de l'opération, la lecture du compteur, et l'on referme l'interrupteur 9. On choisit un poids  $P$  tel que la durée de la mesure ait une valeur commode, comprise entre 80 et 120 secondes.

$V$  étant le volume de gaz passé pendant le temps  $\Delta t$ ,  $c$  la constante du quartz, la densité ionique moyenne  $\bar{n}$  a pour expression

$$(2) \quad \bar{n} = \frac{c P}{V e}$$

La mesure du temps  $\Delta t$  permet de contrôler le débit  $G = V$  :  $\Delta t$  et, s'il y a lieu, d'apporter à la valeur de  $P$  la correction de mouvement propre  $\pm \Delta P$ .

### § 7. Etalonnage de la lame de quartz piézo-électrique.

Nous avons vérifié par trois méthodes la valeur de la constante  $c$  donnée par le constructeur :

\*) Une seule fois, au cours de plusieurs années de mesures, la tranche du quartz est apparue conductrice après avoir été manipulée.

- a) à l'aide d'un condensateur variable étalonné,
- b) par la mesure de la capacité du système isolé,
- c) par les dimensions de la lame de quartz.

a) *Un condensateur variable cylindrique de précision* (Wulf) est connecté à l'électromètre et à l'une des armatures du quartz selon le schéma de la figure 11.  $C$  étant la valeur de la capacité étalonnée,  $\Delta C$  la capacité inconnue du quartz, de l'électromètre et des connexions,  $C + \Delta C$  représente la capacité du système isolé que l'on charge à la tension  $V$  par un poids  $P$  déposé ou retiré du plateau du quartz. On lit la déviation du fil correspondant à  $V$  et l'on détermine la valeur de  $V$  en obtenant une déviation égale

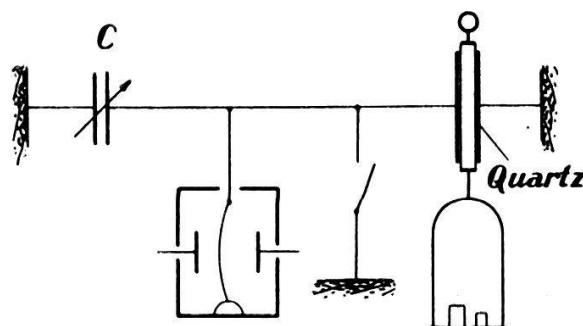


Fig. 11. — *Etalonnage d'une lame de quartz piézo-électrique, par condensateur variable étalonné.*

par un dispositif potentiométrique pourvu d'un voltmètre de précision (Hartmann et Braun, précision  $2\%$ ). Entre les grandeurs mesurées et inconnues, on a la relation

$$Q = cP = V(C + \Delta C)$$

que l'on peut écrire

$$c - \frac{V}{P} \Delta C - \frac{V}{P} C = 0$$

$c$  et  $\Delta C$  sont les deux inconnues. On effectue un nombre surabondant de mesures avec des valeurs suffisamment différentes de la capacité  $C$  ( $25$  à  $50 \mu\mu F$ ), et l'on détermine la valeur de  $c$  en appliquant à l'équation ci-dessus la méthode des moindres carrés.

$C$	$P$	$V$
$55,2_0 \cdot 10^{-12} F$	$200 g$	$2,84_3 V$
»	»	$2,84_7$
$43,8_6$	$180$	$2,80_0$
»	»	$2,79_4$
$35,3_6$	$170$	$2,79_3$
»	»	$2,79_7$
$26,8_0$	$160$	$2,82_6$
»	»	$2,83_7$

Ces observations donnent

$$c = 2,08 \cdot 10^{-12} \text{ cb/g ou}$$

$$\frac{c}{e} = 1,30 \cdot 10^7 \text{ électrons/g}$$

b) Dans le montage général du § 6, figure 10, on *mesure au pont de Sauty la capacité* du système isolé du condensateur cylindrique connecté au quartz et à l'électromètre. On charge ensuite cette capacité à un potentiel  $V$  par un poids  $P$  déposé sur le plateau du quartz.  $V$  est déterminé comme précédemment. Les mesures ont donné :

$$\text{Capacité du système isolé}^* = 56 \cdot 10^{-11} F \text{ à } 3\% \text{ près}$$

$$V = 2,00 \text{ V}$$

$$P = 510 \text{ g}$$

d'où

$$c = 2,19 \cdot 10^{-12} \text{ cb/g ou}$$

$$\frac{c}{e} = 1,37 \cdot 10^7 \text{ e/g}$$

c) *Les dimensions de la lame de quartz* sont mesurées à l'aide d'un micromètre et d'un pied à coulisso. Nous avons trouvé

$$\begin{aligned} \epsilon \text{ (axe électrique)} &= 0,0604 \text{ cm à } 1\% \\ L \text{ (3<sup>me</sup> axe)} &= 6,16 \text{ cm} \end{aligned}$$

et suivant l'axe optique une largeur de 2,00 cm qui n'intervient pas dans le calcul.

Si  $d_{11}$  est la constante piézo-électrique spécifique du quartz pour la taille considérée (coupe de CURIE), on a, en u.e.s.

$$q_{ues} = d_{11} \frac{L}{\epsilon} f_{dynes} = 981 d_{11} \frac{L}{\epsilon} P_g = K_{ues} P_g$$

La constante  $d_{11}$  et les dimensions du cristal nous permettent de déterminer  $K$ .

$$\frac{K}{e} = \frac{981}{e} d_{11} \frac{L}{\epsilon}$$

Les déterminations de  $d_{11}$  varient d'un auteur à l'autre. Citons par exemple (LANDOLT-BÖRNSTEIN, III, p. 1873); 1892, RIECKE u. WOIGT  $6,45 \cdot 10^{-8}$ ; 1910, Mme P. CURIE  $6,90 \cdot 10^{-8}$ ; 1913, C.-W. RÖNTGEN  $6,94 \cdot 10^{-8}$ ; 1928, NY-TSI-ZÉ  $6,4 \cdot 10^{-8}$ ; 1932, B. NUSSBAUMER  $6,84 \cdot 10^{-8}$ ; 1929, A. ANDREFF  $6,51 \cdot 10^{-8}$ . Si l'on adopte la valeur  $6,90 \cdot 10^{-8}$  de Mme CURIE, il vient

\*) La capacité des fils de connexion allant au pont est naturellement déduite.

$$\frac{K}{e} = \frac{981}{4,77 \cdot 10^{-10}} \cdot 6,90 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{6,16}{0,0604}$$

$$= 1,44 \cdot 10^7 \text{ e/g}^*)$$

\* \* \*

La précision des 3 étalonnages précédents dépend elle-même de la précision des appareils qui ont servi à les établir: condensateur variable, pont de Sauty, et de la précision, avec laquelle la constante  $d_{11}$  est connue. Ces 3 valeurs ont pour moyenne arithmétique  $1,37 \cdot 10^7$ . Les écarts qui atteignent  $\pm 5\%$  ne sont pas supérieurs à ceux que l'on trouve entre les différentes déterminations de  $d_{11}$ . Le constructeur du quartz (Beaudoin, Paris) indique comme constante de l'appareil  $c = 6,83 \text{ ues/kg}$ ; d'où,

$$\frac{c}{e} = 1,43 \cdot 10^7 \text{ e/g}$$

valeur qui diffère peu de celle que nous avons obtenue par la mesure des dimensions du cristal — qu'on peut juger la plus précise — et que nous avons adoptée.

Remarquons que la précision de cet étalonnage n'est pas essentielle dans le présent travail, car ce sont des *rapports* de densités ioniques qui nous permettent de déterminer le coefficient d'affaiblissement  $\lambda$  et non des valeurs absolues.

## CHAPITRE II

### LA PRODUCTION D'UN COURANT UNIPOLAIRE STABLE

#### § 8. La séparation des ions.

On considère un écoulement gazeux ionisé bipolaire de vitesse uniforme  $u$  qui pénètre, à partir d'une section droite, dans un champ électrique également uniforme et d'intensité  $E$ , parallèle à l'écoulement;  $k_+$  et  $k_-$  sont les mobilités des ions.

*\*)* On prend ici l'ancienne valeur de  $e$  contemporaine de la valeur de  $d_{11}$ .

Si le champ a le sens de l'écoulement, les ions positifs y sont entraînés avec la vitesse

$$u + k_+ E$$

les ions négatifs sont ralentis et prennent la vitesse

$$u - k_- E$$

Ces derniers seront arrêtés et l'écoulement dans le champ sera *unipolaire positif* si

$$(3) \quad k_- E \geq u$$

Si le champ est de direction opposée à celle de l'écoulement, les ions négatifs y sont entraînés avec la vitesse

$$u + k_- E$$

et les ions positifs sont ralentis avec la vitesse

$$u - k_+ E$$

Ceux-ci sont arrêtés par le champ et l'écoulement devient *unipolaire négatif* si l'on a

$$(4) \quad k_+ E \geq u$$

Considérons dans l'écoulement un filet fluide de section constante. Si l'on néglige la recombinaison et la diffusion, le débit ionique pour les ions d'un signe est conservatif.

$n$  étant la densité à l'amont,  $n'$  la densité dans le champ, si l'on exprime qu'il arrive dans la section droite d'entrée dans le champ autant d'ions d'un signe qu'il en est emporté, il vient, pour le flux positif par exemple, pour les ions qui sont accélérés

$$nu = n' (u + k_+ E)$$

ou

$$(5) \quad n' = \frac{nu}{u + k_+ E}$$

La densité des ions passant décroît dans le champ suivant une hyperbole lorsque le champ électrique passe par des valeurs croissantes.  $n' = n$  pour  $E = 0$  et  $n' \rightarrow 0$  pour  $E \rightarrow \infty$ .

Pour les ions retenus il vient, quand la condition (3) n'est pas satisfaite, c'est-à-dire que la séparation est encore in-

complète,  $n''$  étant la densité dans le champ des ions retenus et pour un flux positif

$$nu = n'' (u - k_E)$$

d'où

$$n'' = \frac{nu}{u - k_E}$$

La densité dans le champ des ions retenus croît tout d'abord hyperboliquement jusqu'à l'infini lorsque  $k_E \leq u$ . Cette densité devient brusquement nulle lorsque  $k_E > u$ , les ions négatifs ne pénétrant plus dans le champ.

Si l'on limite le champ électrique à l'aval par une seconde section droite, et que l'on pose les mêmes équations de continuité dans cette section de sortie du champ, on trouve, pour les ions « passants », que la densité à l'aval du champ doit reprendre la même valeur  $n$  qu'elle possédait à l'amont de celui-ci, et qu'il en est de même pour les ions « retenus » tant que  $k_E < u$ . Si  $k_E > u$ , la densité des ions retenus tombe brusquement à zéro.

Pratiquement, pour les densités à l'aval du champ, nous verrons que les mesures ne confirment nullement ces vues théoriques. On ne peut réaliser qu'imparfaitement un champ uniforme et les déformations qui interviennent dans les sections amont et aval, le fait aussi que l'on se trouve toujours en présence d'un spectre de mobilités assez étendu, transforment l'allure du phénomène de séparation.

### § 9. Production d'un courant ionisé constant et intense.

Pour obtenir un courant ionisé stable, on écartera, comme sources ionisantes, les méthodes qui utilisent une haute tension dépendante des fluctuations du réseau alternatif : rayons X, rayons de LENARD, pouvoir ionisant des effluves issus des pointes métalliques ou des fils fins. Les cathodes incandescentes utilisées par DESSAUER et ses collaborateurs<sup>13</sup> fournissent une ionisation intense mais s'altèrent rapidement, et les ions engendrés sont des ions intermédiaires différents des ions légers que nous voulons analyser.

Nous avons adopté, comme source ionisante, une préparation de Radium, en équilibre radioactif avec ses produits de désintégration, enclose dans une capsule de verre scellée. On évite ainsi l'émission d'Emanation et la contamination du courant et des appareils de mesure. La paroi de verre de 0,28 mm

d'épaisseur a par contre l'inconvénient d'arrêter le rayonnement  $\alpha$  beaucoup plus ionisant que les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  qui sont seuls utilisés. Un second inconvénient, plus grave, réside dans l'émission de rayonnement  $\gamma$  pénétrant, qui doit être absorbé par les écrans dans la direction de l'écoulement situé à l'aval du champ séparateur et du côté des appareils de mesure pour éviter la reformation d'ions des deux signes \*).

La source a l'avantage d'être pratiquement constante et de fournir dans l'air des ions qui apparaissent dans les mêmes conditions que dans l'atmosphère ambiante. Avec une quan-

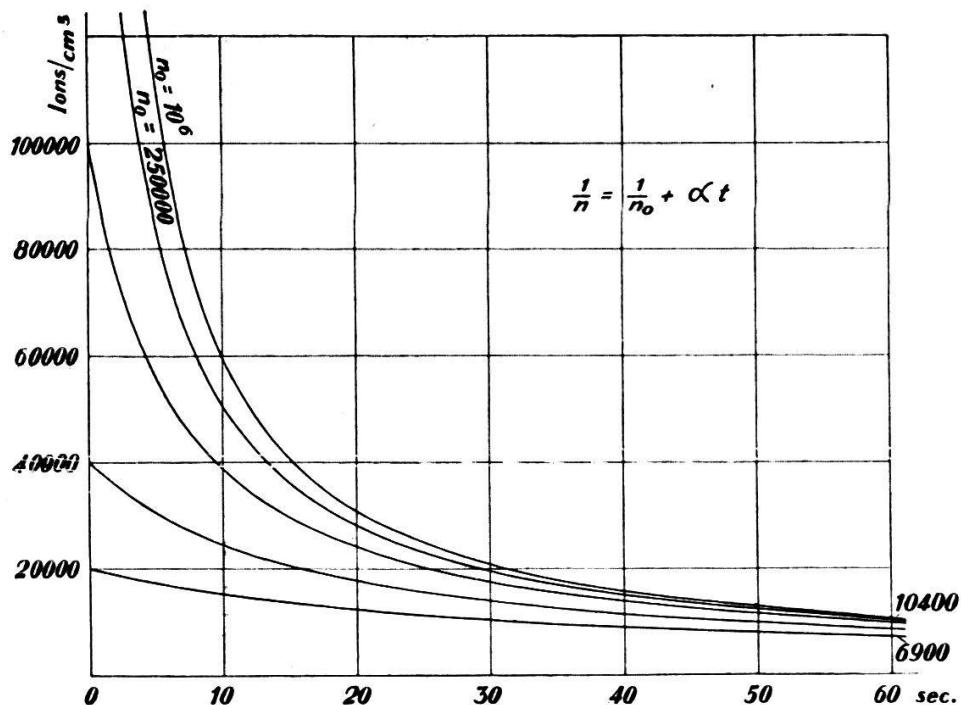


FIG. 12. — Diminution des densités ioniques en fonction du temps, sous l'action de la recombinaison.

tité équivalente à 1 mg de Radium-élément, on peut estimer à  $2 \cdot 10^5$  à  $10^6$   $I$  (paires d'ions par  $\text{cm}^3$  et par sec) la production moyenne dans l'air ambiant dans une sphère de 5 cm de rayon centrée sur la source.

Dans le trajet qui va de la chambre d'ionisation au champ séparateur, la densité bipolaire diminue sous l'action de la *recombinaison*. Ce phénomène s'exprime par la relation

\*) Pour un laboratoire qui en disposeraient, l'usage du Polonium n'offrirait pas les inconvénients du rayonnement  $\gamma$  et l'ionisation par les rayons  $\alpha$  serait beaucoup plus intense. La période de 136,5 jours est assez élevée pour offrir une ionisation pratiquement constante pendant les deux à trois jours que peut durer une série de mesures.

$$(6) \quad \frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t$$

quand la cause ionisante a cessé d'agir.  $n_0$  et  $n$  sont les densités en paires d'ions initiale et à l'époque  $t$ ,  $\alpha$  le coefficient de recombinaison. Les courbes de la figure 12 ont été calculées, pour différentes densités initiales, avec un coefficient de recombinaison égal à  $1,6 \cdot 10^{-6}$ , valeur généralement adoptée pour les ions légers dans l'air (St. MEYER - E. SCHWEIDLER<sup>25</sup>, chap. IV, § 2). On remarque que pour des densités initiales variant dans le rapport de 1 à 50 ( $n_0 = 20\,000$  à  $10^6$ ), les densités au bout d'une minute, déjà abaissées au voisinage de 10 000, ne subissent plus qu'une variation de 30 % environ.

Pour obtenir une ionisation unipolaire suffisamment intense et un bon rendement de la source ionisante, il faut donc réduire au minimum le temps de parcours  $t$  et par suite éléver la vitesse d'écoulement et diminuer le trajet entre la chambre et l'entrée du champ.

La présence d'un champ électrique séparateur dans l'écoulement, entre la chambre d'ionisation et le tube métallique où s'effectue la déperdition, pose l'importante question de la *répartition des potentiels* entre ces différents éléments. Cette répartition doit s'effectuer en évitant soigneusement de créer des champs supplémentaires parasites susceptibles d'absorber des charges ou de fausser les mesures.

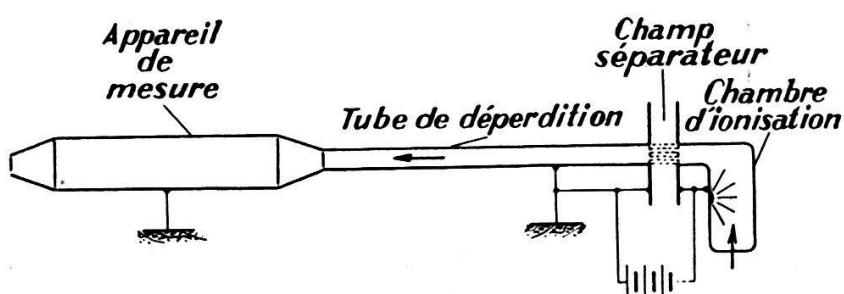


Fig. 13. — *Répartition des potentiels dans l'écoulement.*

Le dispositif de mesure formant un bloc blindé, relié au sol et dépourvu de champ extérieur, il faut que le tube de déperdition qui lui est connecté soit aussi mis à la terre pour éviter l'apparition d'un champ entre ces deux éléments. Si la différence de potentiel qui crée le champ séparateur est appliquée à deux grilles planes parallèles, la grille aval sera — pour la même raison — au potentiel du sol. La grille amont,

connectée à la tension séparatrice positive ou négative, impose son potentiel à la chambre d'ionisation (fig. 13). Celle-ci sera donc chargée à la valeur de la tension de séparation. En dehors du champ séparateur, l'écoulement ionisé circule ainsi dans une canalisation dépourvue de champ si l'on fait abstraction des lignes de force parasites du champ séparateur qui s'étendent à l'extérieur des grilles, et du champ dû à la charge d'espace de l'écoulement unipolaire.

### § 10. Chambres d'ionisation avec dispositif séparateur adossé.

Après une série de tâtonnements expérimentaux, nous avons fixé comme suit les conditions qui doivent diriger la construction d'une chambre d'ionisation avec champ séparateur:

- a) Pour réduire le temps de recombinaison, le champ séparateur est placé immédiatement à la sortie de la chambre.
- b) L'écoulement dans le champ est laminaire pour que la vitesse d'écoulement soit parallèle au champ. La condition a) permet de plus de réaliser un *écoulement laminaire de démarrage* où la vitesse est uniforme dans la presque totalité de la section (Cf. les mesures de J. NIKURADSE citées par PRANDTL-TIETJENS<sup>26</sup>, Bd. II, § 18).
- c) La forme de la chambre et la position de la préparation radioactive permettent l'interposition d'un écran de plomb pour arrêter le rayonnement  $\gamma$  dans la direction de l'écoulement unipolaire, depuis la sortie du champ séparateur (chambre à sortie coudée).
- d) La position de la préparation et la section de la chambre pour un débit donné assurent une densité ionique aussi élevée que possible à l'entrée du champ.
- e) La paroi métallique de la chambre, frappée par les rayons  $\beta$  et  $\gamma$ , émet des rayons secondaires ionisants qui doivent être interceptés dans la direction de la sortie de la chambre (disposition de lames-écrans). On choisit, pour les parois de la chambre, un métal qui réduit la *dureté* du rayonnement secondaire. La paroi, qui est mince, est presque transparente pour les  $\gamma$  incidents tandis que les  $\beta$  seront à peu près arrêtés par elle. Le rayonnement secondaire et diffusé des  $\beta$  est donc le plus important. Il comporte d'une part un rayonnement  $\beta$  dont la *dureté* et l'*intensité* croissent avec le poids atomique du radiateur. D'autre part un rayonnement  $\gamma$  (émis avec les mêmes lois qu'un rayonnement X) mais peu intense, et dont l'*intensité* et la *pénétration* croissent aussi avec le

poids atomique du radiateur (St. MEYER u. E. SCHWEIDLER<sup>25</sup>, chap. III, § 18). Ces considérations conduisent à adopter un métal léger, l'aluminium, qui réduit aussi l'intensité du rayonnement secondaire des  $\gamma$  incidents.

Après quelques tâtonnements expérimentaux portant principalement sur la position du Radium et la section de passage à adopter pour la chambre, nous avons construit les chambres I et II des figures 14 et 15.

La chambre I de la figure 14 a une capacité de 12,5 litres et convient pour un débit de 1 à 1,5 l/sec. Le gaz entrant en *E* et sortant par l'ajutage *A*, décrit un quart de cercle dont la préparation radioactive *Ra* occupe le centre. De l'ajutage *A*, il pénètre dans le tube isolant (papier bakélisé) *S* de 7,5 cm de diamètre, siège du champ axial séparateur. Le champ est créé par deux grilles amovibles, disposées en travers du canal, dont les plans sont prolongés par les disques *d* pour éloigner de l'écoulement les déformations du champ de la périphérie. La distance des plans médiants des grilles est de 5,83 cm pour les grilles en fil de 0,2 mm de diamètre, de 6,01 cm pour des grilles en fil de 2 mm.

Pour l'air à 711 mm et 19,5° C, le nombre de REYNOLDS est de 530 pour un débit de 1 l/sec.

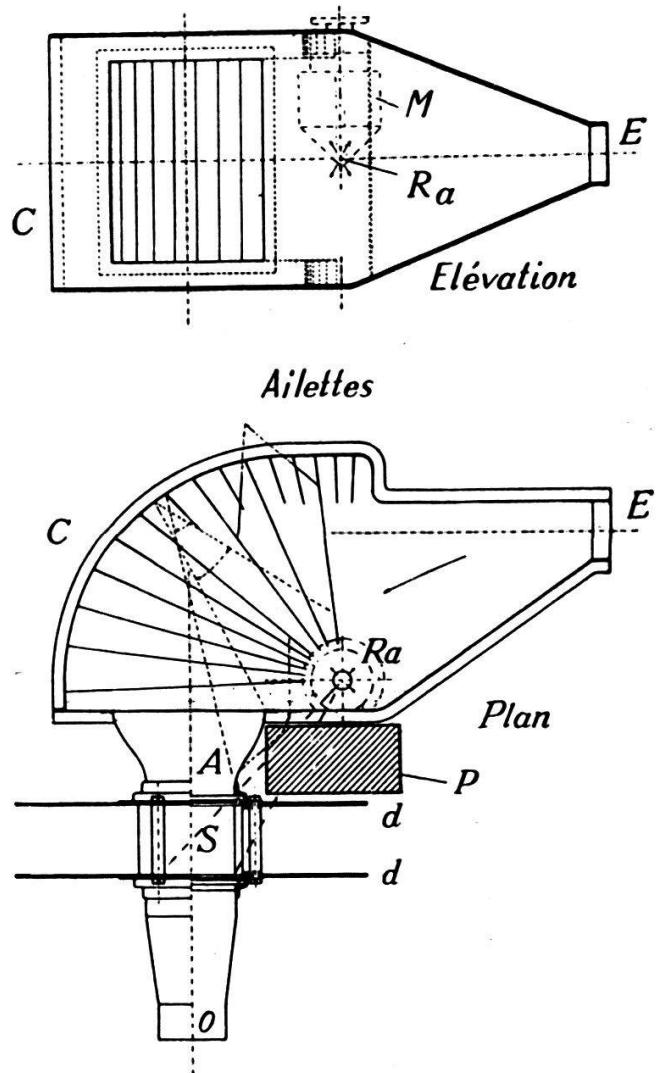


FIG. 14. — Chambre d'ionisation № I, avec champ séparateur adossé.

*E*, entrée; *Ra*, Radium; *A*, Ajutage de sortie; *S*, champ séparateur, *P*, écran de plomb, *M*, masselotte de plomb réglable.

Dans la région cylindrique  $C$  de la chambre (plafond et plancher compris), le rayonnement secondaire émis par la paroi d'aluminium de 1,0 mm de la chambre, est masqué, dans la direction du champ séparateur  $S$  et du flux unipolaire qui sort en  $O$ , par une série d'ailettes planes en forme de  $U$ , dont le plan vertical passe par la préparation  $Ra$ . Les rayons tracés en pointillé montrent que le rayonnement secondaire, renvoyé dans la chambre, peut encore contribuer à l'ionisation, tandis qu'il est atténué par la paroi des ailettes dans la direction aval \*).

Dans la même direction, le rayonnement  $\gamma$  direct est affaibli par un écran de plomb  $P$  de 6 cm d'épaisseur. Une masselotte de plomb  $M$ , de forme cylindro-conique, mobile sur un axe vertical et réglable en hauteur par une vis à poulet manœuvrée de l'extérieur de la chambre, forme un écran d'épaisseur variable autour du Radium et sert à régler l'intensité de l'ionisation.

On peut calculer l'intensité du rayonnement résiduel  $\gamma$ , à une distance déterminée de la préparation, en tenant compte de la loi de décroissance en raison du carré de la distance, de l'absorption par les écrans de plomb selon les constantes d'absorption de KOHLRAUSCH (W. MINDER<sup>27</sup>, p. 48) observées pour le rayonnement total du Radium en équilibre avec ses dérivés, et en adoptant pour la constante de A.-S. EVE (W. MINDER<sup>27</sup>, p. 85)  $K = 4,0 \cdot 10^9$ . On trouve ainsi, à une distance de 25 cm correspondant au début de l'écoulement unipolaire, et plus loin, à une distance de 100 cm, les productions d'ions résiduelles résumées dans le tableau ci-dessous, dans lequel la densité correspondante de l'écoulement ionique unipolaire observé est également reportée.

Densité ionique unipolaire (observée) Ordre de grandeur	Ecran de $Pb$ Epaisseur totale	Intensité ionisante résiduelle	
		à 25 cm	à 100 cm
ions/cm <sup>3</sup>	cm	$I$	$I$
50 à 200 000	6	216	13,5
3 à 4 000	$6 + 2 = 8$	47	2,9

\*) Nos ailettes sont en aluminium de 0,5 mm. Elles seraient peut-être encore plus efficaces en métal plus lourd, fer ou plomb, pour l'arrêt des rayons durs, dont l'intensité est d'ailleurs difficile à apprécier.

Les calculs sont effectués pour une source en équilibre de 1,17 mg de *Ra*.

L'intensité ionisante résiduelle dans le flux unipolaire doit être comparée à l'ionisation naturelle ambiante qui est de l'ordre de 10 *I*.

La chambre d'ionisation est complètement entourée de briques de plomb, formant un écran de 3 cm d'épaisseur. L'air de la salle d'expérience n'est ainsi guère surionisé.

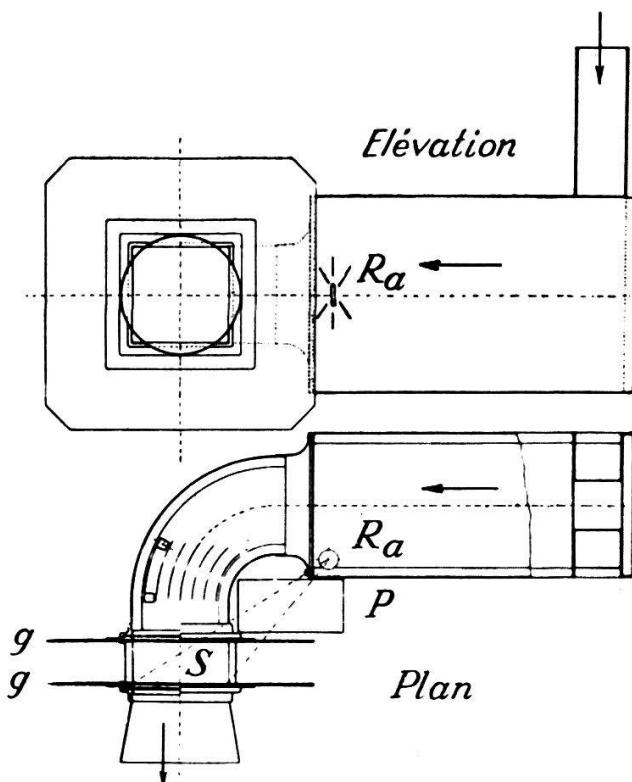


FIG. 15. — Chambre d'ionisation N° II, avec champ séparateur adossé.  
*Ra*, Radium ; *S*, champ séparateur ; *g*, *g*, plans des grilles ; *P*, écran de plomb.

La chambre II de la figure 15 a la forme d'un parallélépipède de 9,5 litres de capacité. Un canal coudé à angle droit, de section carrée ( $10 \times 10$  cm) conduit le flux bipolaire dans le champ séparateur *S* créé de nouveau entre deux grilles planes *g*, *g*. Le canal coudé est pourvu d'ailettes pour l'arrêt du rayonnement secondaire. Après quelques essais, le Radium a été placé en *Ra*, à l'un des angles de la chambre, disposition qui s'est révélée la meilleure pour obtenir le flux ionisé le plus intense et réduire au minimum le rayonnement à l'aval du champ. Avec un débit d'air de 3 l/sec, une préparation de 1,17 mg de *Ra*, cette chambre fournit un écoulement unipolaire de 100 000 ions/cm<sup>3</sup>. Avec une distance des plans des

grilles de 4,0 cm, la tension de séparation nécessaire pour ce débit est de 150 à 180 V\*).

Si cette chambre a l'avantage de fournir un débit ionique élevé, la séparation des ions y est par contre moins bonne que dans la précédente. Les ions résiduels du signe opposé aux ions passants atteignent — à la sortie du champ séparateur — le 3 % environ de la densité ionique unipolaire. Cela tient à la forme de la chambre, et au rôle insuffisant des ailettes qui laissent passer des électrons secondaires.

Pour cette raison, cette chambre n'a été utilisée que pour des buts pratiques; pour les recherches que nous avons poursuivies par ailleurs sur le rôle biologique de l'air ionisé. Elle n'a pas été utilisée pour l'étude physique de l'écoulement unipolaire.

### § 11. Courbes de séparation.

Pour étudier les chambres d'ionisation que nous venons de décrire, nous avons mesuré, sous débit gazeux constant, les densités ioniques positives ou négatives à la sortie du champ séparateur en appliquant aux grilles une différence de potentiel croissante. On obtient ainsi des *courbes de séparation* des ions représentées par les figures 16 et 17.

La figure 16 montre la formation d'un flux unipolaire positif issu de la chambre I sous un débit de 1 l/sec. On observe, pour des champs croissants, la rapide disparition des ions négatifs et la diminution progressive des densités positives. Le phénomène de la séparation se présente ainsi sous un aspect tout différent des prévisions théoriques du § 8. Cela tient à ce que le champ, s'il peut bien être supposé uniforme dans la région médiane de l'espace séparateur, ne l'est plus quand on s'approche des grilles. Les lignes de force qui aboutissent aux fils des grilles créent un champ assez intense au voisinage de ceux-ci, champ qui n'est plus parallèle au débit d'air. Les ions qu'on veut retenir sont très vite captés par la grille amont, les ions passants sont en partie retenus et déchargés par la grille aval. Ainsi s'explique l'allure des courbes de séparation.

Les courbes de la figure 17 montrent la formation d'un flux unipolaire négatif, dans les mêmes conditions que précédemment — la tension de séparation étant seule inversée — pour des débits de 1,0 et 2,5 l/sec. L'abscisse comporte deux

\*) Grilles à fils métalliques parallèles,  $\varnothing$  0,2 mm, pas 4 mm.

échelles de la tension séparatrice qui sont respectivement proportionnelles aux débits.

Un phénomène particulier ressort de l'examen de ces courbes: pour un champ croissant, la courbe des ions retenus ne tend pas vers zéro comme on s'y attendrait, mais, à partir d'une certaine tension, vers des valeurs de signe contraire du

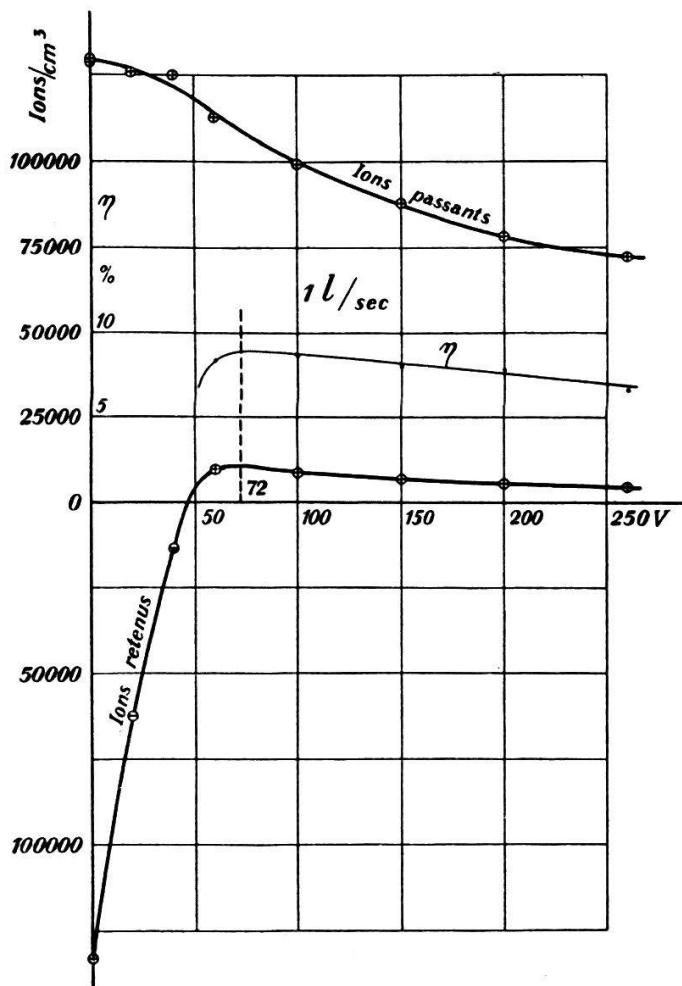


FIG. 16. — Courbes de séparation des ions en fonction de la tension de séparation.  
Ecoulement unipolaire positif.

signe des ions éliminés. Ces valeurs décroissent ensuite lentement avec le champ croissant.

Ce phénomène est causé par la charge d'espace du flux unipolaire qui crée un champ supérieur et de sens inverse du sens du champ de la tension radiale. Dès que l'écoulement est suffisamment unipolaire, des ions du signe prédominant parviennent ainsi par diffusion électrique au système isolé, malgré le champ radial antagoniste fixé par la mesure. La diffusion gazeuse joue aussi peut-être un rôle, mais certainement beaucoup plus faible.

On observe que la proportion  $\eta$  des ions ainsi diffusés relativement au flux unipolaire total, atteint environ 9 % (fig. 16) pour un flux positif et 21 % (fig. 17) pour un flux négatif pour un même débit de 1 l/sec. Cette proportion décroît avec l'intensité du champ séparateur en raison de la

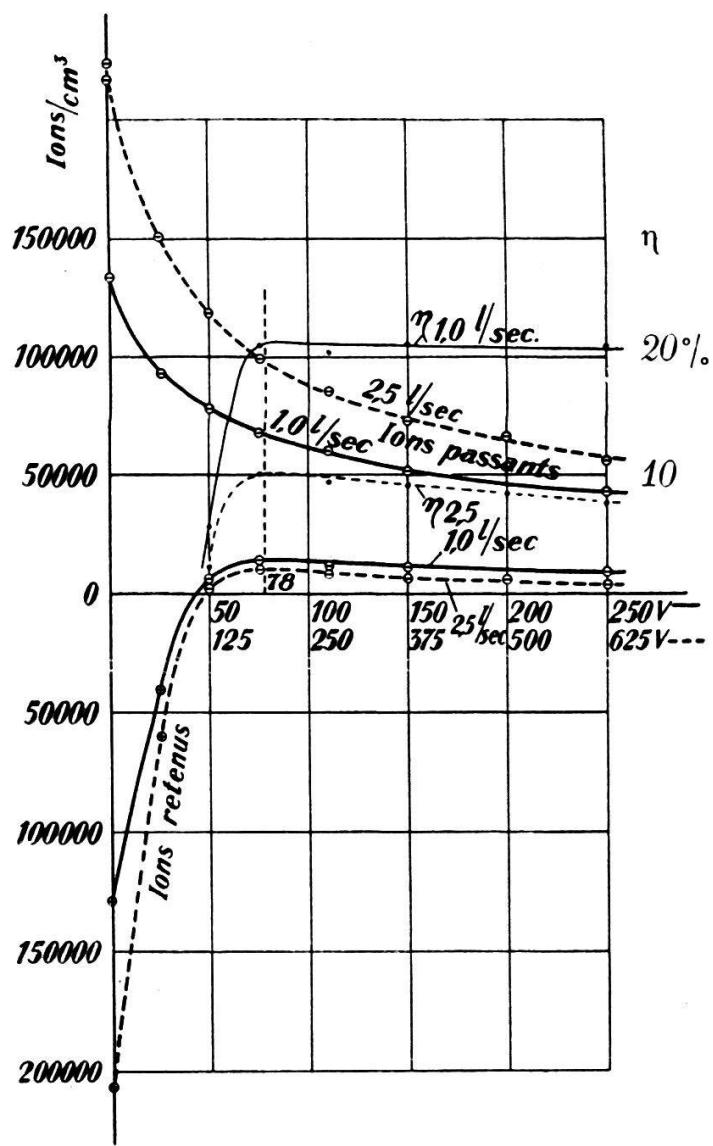


FIG. 17. — Courbes de séparation des ions en fonction de la tension de séparation.  
Ecoulements unipolaires négatifs.

décroissance simultanée de la densité ionique unipolaire et de la diminution de la charge d'espace. Lorsqu'on passe d'un débit de 1,0 à 2,5 l/sec, nous avons vérifié, pour le flux négatif (fig. 17), que le rapport  $\eta$ , en passant de 21 % environ à 8,5 % (pour des densités égales de 60 000), décroît bien, comme on doit s'y attendre, dans le rapport de 1 à 2,5.

La tension de séparation à partir de laquelle l'écoulement devient parfaitement unipolaire est mal déterminée. Celle qui nous a paru la plus plausible, et que nous avons adoptée, passe par le maximum de la courbe des ions retenus et le maximum de la courbe  $\eta$ . Ces deux maxima se trouvent à peu près à la même abscisse. De la tension de séparation  $V_s$  ainsi déterminée, on peut déduire le champ séparateur moyen  $E_s$  entre les grilles. Une grandeur intéressante est la quantité  $k_s$  telle que

$$k_s E_s = u$$

$u$  étant toujours la vitesse moyenne du courant dans le champ.  $k_s$  représente la mobilité moyenne limite des ions retenus. Le tableau ci-dessous donne les valeurs intéressantes issues des courbes de séparation,

Flux unipolaire	$u$	$V_s$	$E_s$	$k_s = \frac{u}{E_s}$	Ions retenus
	cm sec $^{-1}$	V	V cm $^{-1}$	cm $^2$ sec $^{-1}$ V $^{-1}$	
positif	22,6	72	12,3	1,84	—
négatif	22,6	78	13,4	1,69	+
négatif	56,5	195	33,4	1,69	+

Les valeurs de  $k_s$  sont bien de l'ordre de celles que l'on indique habituellement pour la mobilité des ions légers dans l'air.

Pour l'étude des écoulements unipolaires, nous avons choisi une tension de séparation telle que  $k_s = 0,5$ . On tient compte ainsi largement des affirmations de certains auteurs, en particulier M. LAPORTE<sup>1</sup>, selon lesquels le spectre des mobilités des ions légers s'étale dans une bande.

\* \* \*

Les considérations qui précèdent nous montrent que lors de la mesure des densités d'un écoulement unipolaire, le résultat direct de la mesure est *erroné par défaut*, en raison de la proportion des ions qui sont refoulés par la diffusion sur les cylindres de l'appareil de mesure connectés à la tension radiale  $V_r$ . On voit que cette proportion est aussi très sensiblement égale à la valeur  $\eta$  définie ci-dessus.  $\eta$ , nous l'avons vu, dépend de la vitesse du courant et de la densité ionique moyenne mesurée. Il faudrait donc, pour obtenir la densité

vraie, faire subir à la densité mesurée une correction en la multipliant par  $1 + \eta$ ,  $\eta$  ayant une valeur à déterminer dans chaque cas, et pour chaque type d'ions.

Dans les mesures du dernier chapitre de cette étude, où l'on effectue un passage à la limite avec des densités décroissantes,  $\eta$  prend aussi des valeurs qui tendent vers zéro. Pour cette raison, nous n'avons pas jugé nécessaire d'effectuer cette correction compliquée au cours de ce travail.

### § 12. Types de grilles et leurs « rendements ».

Une partie notable des ions passants étant retenue par les grilles, nous nous sommes demandé quelle était l'importance du diamètre des fils de celles-ci sur ce que l'on pourrait appeler le « rendement » unipolaire d'un type de grilles, c'est-à-dire sur le rapport entre les densités unipolaire et bipolaire pour une tension de séparation déterminée.

Le tableau ci-dessous donne les densités ioniques et les « rendements » unipolaires mesurés pour deux grilles à fils de 0,2 et 2,0 mm ayant le même pas de 4 mm et distantes respectivement de 59,3 et 60,1 mm. Le débit sortant de la chambre d'ionisation № I est de 1,5 l/sec et la tension de séparation adoptée pour les flux unipolaires de  $\pm 225$  V. Les densités bi- et unipolaires sont toujours mesurées à la sortie de la grille aval.

	Ions	Grilles 0,2 mm	Grilles 2 mm	
Flux bipolaire $V_s = 0$	+	162 000 158 000	139 000 143 000	
Flux unipolaire $V_s = \pm 225$ V	+	84 000 67 000	63 500 53 000	ions/cm <sup>3</sup>
« Rendement » unipolaire	+	52 42	46 37	%

Les deux premières lignes de ce tableau, dont les résultats ressortent plus clairement du diagramme de la figure 18, donnent un aperçu de la valeur de l'affaiblissement de la densité par le passage successif au travers de deux grilles métalliques de surfaces relatives différentes. Cet affaiblissement est très loin — pour la

vitesse d'air considérée (34 cm/sec) — d'être aussi élevé que l'augmentation de surface relative de la grille dans la section. Si l'on applique ce résultat expérimental à la grille d'entrée du condensateur de mesure (Chap. I, § 4) dont la surface relative est de 9 %, et si l'on tient compte du fait que cette grille est simple, en interpolant les résultats de la figure 18, on peut apprécier à 1 % environ la proportion des ions captés. De même, le passage au travers des deux grilles de 0,2 mm de diamètre, affaiblit de 1 % la densité du flux bipolaire. Cette faible différence n'est guère accessible à la mesure.

Le même tableau nous montre que la séparation avec grilles de 0,2 mm a un meilleur « rendement » unipolaire qu'avec grilles de 2 mm, pour les ions positifs et pour les ions négatifs. Les grilles avec gros barreaux arrêtent donc plus d'ions que les grilles à barreaux minces, dans les mêmes conditions de pas, de distance des plans et de champ moyen.

Enfin, le rendement des grilles de 2 mm serait encore plus favorable si, au lieu de le rapporter au flux bipolaire qui a traversé ces deux grilles on le rapportait à la densité du même flux en l'absence des grilles. Le fait que les rendements avec ions positifs sont toujours supérieurs aux rendements avec ions négatifs, tient à la mobilité moindre des ions positifs qui sont relativement moins facilement captés par les lignes de force qui se ferment sur les grilles que les ions négatifs.

Dans les conditions dans lesquelles nous nous sommes placé (pas, distance des plans des grilles), les grilles à fils fins sont donc plus avantageuses pour obtenir un flux unipolaire de densité maximum, et ce sont celles que nous avons adoptées.

On pourrait naturellement faire une étude plus complète du rôle des grilles en faisant varier, non seulement le diamètre des barreaux, mais encore le rapport du pas à la distance des plans des grilles et, de plus, la vitesse du gaz. Il y aurait en général une étude intéressante à faire sur les charges captées par un obstacle métallique, placé dans un écoulement unipolaire, suivant que le régime est laminaire ou turbulent.

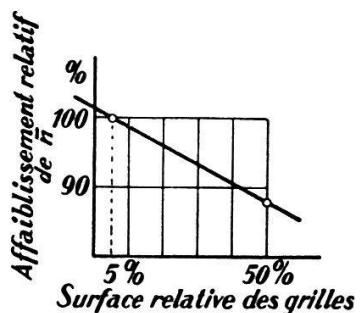


FIG. 18. — *Affaiblissement relatif de la densité bipolaire, par le passage de l'écoulement ionisé, au travers de deux grilles, en fonction de la surface relative de celles-ci.*

## CHAPITRE III

L'EQUATION DE DISTRIBUTION DE LA DENSITE  
IONIQUE DANS L'ECOULEMENT GAZEUX UNIPOLAIRE

## § 13. Introduction au problème.

Dans un cylindre électriquement conducteur, de section circulaire, on considère un écoulement gazeux de vitesse uniforme  $u$  parallèle à l'axe. Le gaz véhicule des particules chargées d'un seul signe, positif ou négatif, dont les dimensions et la masse sont d'un ordre de grandeur qui n'est pas très différent de celui des molécules du gaz. La distribution en densité des particules est constante dans la section initiale de l'écoulement (source ionisante constante).

La charge électrique de chaque particule — ion — est égale en valeur absolue à celle de l'électron.

Il suffit d'un petit nombre de chocs d'une particule contre la paroi conductrice pour la neutraliser et la faire disparaître en tant qu'ion.

En dehors de leur entraînement de vitesse uniforme par le gaz qui les véhicule, les ions subissent deux mouvements d'ensemble qui les entraînent chacun radialement vers la paroi et axialement dans le sens de l'écoulement. Ces deux mouvements de migration sont dus, l'un à la diffusion gazeuse, l'autre à la diffusion électrique des ions dans le gaz. Ils s'effectuent tous deux dans le sens des densités ioniques décroissantes.

En un point quelconque de l'écoulement, il s'établit un régime stationnaire de la densité ionique  $n$ , les ions qui disparaissent par diffusion étant compensés par ceux qui sont apportés par la translation du gaz.

Au bout d'un temps suffisamment grand, à une distance très élevée de l'origine de l'écoulement, les ions ont été presque tous absorbés par la paroi, et la densité ionique tend vers zéro dans toute la section.

Nous admettrons que les ions et les molécules du gaz qui les véhicule se comportent comme deux gaz mélangés \*).

\*) Pour les questions de théorie cinétique des gaz, nous nous référerons en général à l'exposé raccourci de E. BLOCH<sup>28</sup>, et pour les développements spéciaux au traité de J.-H. JEANS<sup>29</sup>.

Pour le « gaz ionique » et pour le gaz proprement dit, la répartition de la vitesse des particules est isotrope en direction et suit en valeur la loi de répartition de MAXWELL.

Cette répartition n'est pas modifiée par le mouvement de translation du gaz.

Nous appliquerons également le théorème d'équipartition de l'énergie au gaz ionique.

Nous admettrons enfin que la température et la pression sont constantes dans toute l'étendue de l'écoulement. Nous négligerons donc la chute de pression — effectivement très faible et inférieure au millième dans les conditions fixées par l'expérience — nécessaire au mouvement du gaz dans le cylindre.

Nous établirons l'équation différentielle qui régit le régime permanent de distribution des densités ioniques, tout d'abord en négligeant la diffusion électrique, puis en tenant compte de celle-ci.

#### § 14. Équation différentielle de distribution des densités ioniques avec diffusion gazeuse seule.

Nous utiliserons, au cours du calcul, la formule de diffusion des gaz

$$(7) \quad -D \frac{\partial n}{\partial z}$$

qui exprime le nombre de molécules qui passent par unité de

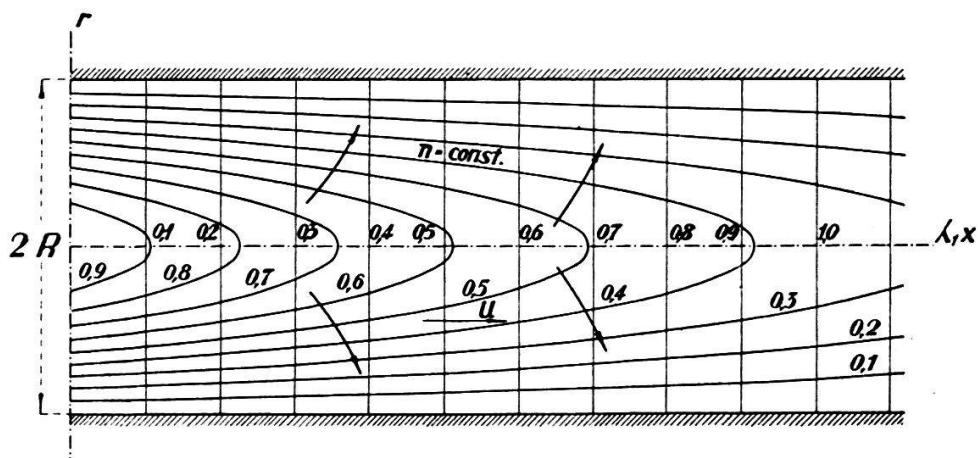


FIG. 19. — Courbes d'égales densités ioniques dans un écoulement unipolaire cylindrique.

surface et de temps, au travers d'une surface élémentaire normale à la direction  $z$ , sous l'action du gradient de densité  $\frac{\partial n}{\partial z}$  normal à cet élément.  $D$  est le coefficient de diffusion.

Cette formule s'appliquant au mélange de deux gaz, nous l'appliquerons au gaz ionique.

L'axe des  $x$  des coordonnées cylindriques est confondu avec l'axe de révolution du cylindre conducteur. L'origine des coordonnées est à l'origine de l'écoulement;  $r$  sera la distance radiale,  $R$  le rayon du cylindre (fig. 19).

Nous considérons dans l'écoulement à l'abscisse  $x$ , un tore élémentaire de rayons intérieur et extérieur  $r$  et  $r + dr$ , de longueur axiale  $dx$  (fig. 20).

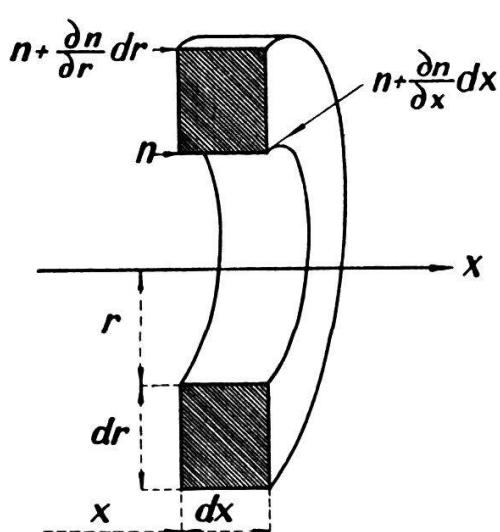


FIG. 20. — *Tore élémentaire.*

La densité ionique a la valeur  $n$  en  $x, r$ ; elle passe à

$$n + \frac{\partial n}{\partial r} dr$$

en  $x + dx$ ,  
et à

$$n + \frac{\partial n}{\partial x} dx$$

en  $r + dr$ .

Dans ce tore fixe, on effectue le bilan des charges qui entrent et sortent par la diffusion gazeuse ou le mouvement

d'entraînement du gaz. Comme la densité ionique est fixe en un point donné, la somme des charges entrant dans le tore pendant le temps  $dt$  doit être égale à la somme des charges sortantes.

Charges entrant par diffusion par la face cylindrique interne

$$\left( -D \frac{\partial n}{\partial r} \right) 2\pi r dx dt$$

Charges sortant par diffusion par la face cylindrique externe

$$- D \left( \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} dr \right) 2\pi (r + dr) dx dt$$

Charges entrant par diffusion par la face plane amont

$$- D \frac{\partial n}{\partial x} 2\pi r dr dt$$

Charges sortant par diffusion par la face plane aval

$$- D \left( \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} dx \right) 2\pi r dr dt$$

Charges apportées par le courant

$$n u 2 \pi r dr dt$$

Charges emportées par le courant

$$\left( n + \frac{\partial n}{\partial x} dx \right) u 2 \pi r dr dt$$

Le bilan donne

$$D r \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} dr dx + D \left( \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} dr \right) dr dx + D r \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} dr dx - \frac{\partial n}{\partial x} u r dr dx = 0$$

et, en négligeant la différentielle d'ordre supérieur,

$$(8) \quad \boxed{\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{u}{D} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} = 0}$$

C'est l'équation différentielle de distribution des densités ioniques, établie en négligeant l'effet de répulsion électrostatique.

### § 15. Equation différentielle des densités ioniques avec diffusions gazeuse et électrique.

Pour simplifier, nous négligerons les effets de la diffusion électrique axiale. C'est-à-dire que nous supposerons que les effets de charge d'espace dus aux ions compris dans les volumes qui sont à l'amont de l'abscisse  $x$  d'une part, à l'avant de l'abscisse  $x + dx$  d'autre part, exercent des actions égales et opposées sur une charge située dans le tore élémentaire (fig. 20). En d'autres termes, une telle charge ne subit qu'une force électrostatique radiale, due à la seule présence des charges contenues entre les plans d'abscisse  $x$  et  $x + dx$ .

Cette importante simplification se justifie par le fait que le gradient radial de la densité de charge est beaucoup plus grand que le gradient axial \*).

En appliquant le théorème de GAUSS, relatif au flux de force au travers d'une surface fermée, on peut trouver la va-

\*) 100 à 1000 fois plus pour les gradients moyens qui se sont présentés dans les expériences.

leur du champ électrique radial  $E$  à l'abscisse  $x$  et à la distance  $r$  de l'axe.

Si l'on appelle (nous devons cet artifice de calcul à N. WOLDKEWITSCH<sup>14</sup>, p. 21)  $Q_{xr}dx$  la charge électrique contenue dans le cylindre de rayon  $r$  et de hauteur  $dx$ , le flux de force au travers de la surface de ce cylindre a pour expression :

$$2\pi r E dx = 4\pi \epsilon Q_{xr} dx$$

$\epsilon$  étant le pouvoir inducteur spécifique ( $\epsilon = 1$  en ues)  
De là

$$E = \frac{2 Q_{xr}}{r}$$

Si les ions ont tous la même mobilité  $k$ , leur vitesse radiale de diffusion sera

$$k E = \frac{2 k Q_{xr}}{r}$$

Pendant le temps  $dt$ , il pénétrera donc, par diffusion électrique, dans le tore élémentaire et par sa face cylindrique interne un nombre d'ions,

$$\frac{2 k Q_{rx}}{r} n 2\pi r dx dt = 4\pi k n Q_{rx} dx dt$$

Sur la face cylindrique externe du tore, le champ électrique  $E'$  possède un flux:

$$E' 2\pi (r + dr) dx = 4\pi (Q_{xr} dx + 2\pi r n dr dx)$$

d'où

$$E' = \frac{2 Q_{xr} + 4\pi n r dr}{r + dr}$$

Sous l'influence de ce champ, il sort du tore un nombre d'ions,

$$\left( n + \frac{\partial n}{\partial r} dr \right) k E' 2\pi (r + dr) dx dt =$$

$$\left( n + \frac{\partial n}{\partial r} dr \right) (2 Q_{xr} + 4\pi n r dr) 2\pi k dx dt$$

Le bilan en faveur du nombre total d'ions gagnés par le tore par diffusion électrique s'élève donc à

$$- 4 \pi k \left( 2 \pi r n^2 + \frac{\partial n}{\partial r} Q_{xr} + 2 \pi r n \frac{\partial n}{\partial r} dr \right) dr dx dt$$

Et, en négligeant la différentielle d'ordre supérieur

$$- 4 \pi k \left( 2 \pi r n^2 + \frac{\partial n}{\partial r} Q_{xr} \right) dr dx dt$$

terme à ajouter au bilan effectué dans le paragraphe précédent, ce qui donne pour équation différentielle

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{u}{D} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{2k}{D} \left( 2 \pi n^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} Q_{xr} \right) = 0$$

et en remarquant que

$$(9) \quad Q_{xr} dx = 2 \pi dx \int_0^r n r dr$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{u}{D} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{4 \pi k}{D} \left( n^2 + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} \int_0^r n r dr \right) = 0$$

ce qui constitue l'équation différentielle de distribution des densités en tenant compte des diffusions électrique et gazeuse.

\* \* \*

L'équation (9) montre que le terme dû à la répulsion électrostatique, introduit de si grandes complications analytiques dans l'équation différentielle fondamentale, que la résolution de celle-ci devient impraticable. Nous tournerons la difficulté en montrant que nous pouvons nous placer expérimentalement dans des conditions de densité suffisamment basses pour que cette répulsion devienne négligeable. Pour apprécier ces conditions, nous nous référerons à un calcul de N. WOLODKEWITSCH<sup>14</sup> (p. 21) qui calcule l'effet de la répulsion électrostatique dans un cas tout particulièrement simple.

WOLODKEWITSCH considère dans un gaz, à l'époque zéro, un « nuage ionique » unipolaire, ayant la forme d'un cylindre de longueur indéfinie, de rayon initial  $r_0$ ; la répartition de la densité de charges ne dépend que du rayon et du temps;  $n_0$  est la densité ionique initiale moyenne. Ce nuage se dilate en fonction du temps, en gardant sa forme cylindrique, et si l'on

ne considère que la répulsion électrostatique, on montre facilement que le rayon  $r$  du cylindre à l'époque  $t$  sera

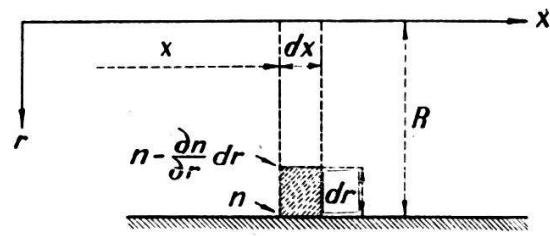
$$(10) \quad r^2 = r_0^2 (1 + 4 \pi \epsilon k \bar{n}_0 e t) \quad (\epsilon = 1, \text{ en } ues)$$

Cette formule nous permettra, dans les expériences, d'apprécier le rôle de la diffusion électrique, négligée dans la suite de l'étude théorique.

### § 16. Condition à la paroi.

Dans un mélange de gaz, la pression est égale à la somme des pressions qu'auraient les divers gaz s'ils occupaient seuls le volume du mélange (DALTON). Au point de vue des chocs contre les parois, on peut donc considérer le gaz ionique iso-

lement; il exerce contre l'unité de surface de paroi, par unité de temps, un nombre de chocs égal à



$$(11) \quad \frac{n C}{\sqrt{6 \pi}}$$

FIG. 21. — Tore élémentaire à la paroi.

$C$  étant la vitesse quadratique moyenne dans l'hypothèse d'une distribution de MAXWELL pour les vitesses des ions (E. BLOCH<sup>28</sup>, chap. I). Si l'on admet tout d'abord qu'il suffit d'un choc contre la paroi pour neutraliser un ion, cette expression donne le nombre d'ions qui disparaissent, en fonction de la densité  $n$ , considérée dans le voisinage immédiat de la paroi conductrice.

Remarquons que cette formule suppose que le bombardement des ions s'effectue comme celui de molécules neutres sous la seule action de l'agitation cinétique. On néglige non seulement ainsi l'action du champ de répulsion électrostatique, mais encore la force attractive exercée par l'*image* de signe contraire de l'ion qui s'approche de la paroi. Nous verrons plus loin l'importance de cette force d'*image*.

Pour exprimer la condition mathématique à la paroi, nous considérons encore les charges entrant et sortant d'un tore élémentaire ayant le rayon  $R$  du cylindre conducteur comme rayon extérieur (fig. 21).

Charges apportées par diffusion axiale

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} 2 \pi R dr dx dt$$

Charges apportées par le courant

$$- \frac{\partial n}{\partial x} u 2 \pi R dr dx dt$$

Charges apportées par diffusion radiale

$$- D \left( \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} dr \right) 2 \pi (R - dr) dx dt$$

Charges sortant par chocs

$$\frac{C}{\sqrt{6 \pi}} n 2 \pi R dx dt$$

Le bilan donne, en négligeant les différentielles d'ordre supérieur

$$- D \frac{\partial n}{\partial r} 2 \pi R dx dt = \frac{C}{\sqrt{6 \pi}} n 2 \pi R dx dt$$

ou

$$- \frac{\partial n}{\partial r} : n = \frac{C}{D \sqrt{6 \pi}}$$

Pour simplifier cette condition, considérons l'expression du coefficient de diffusion donnée par la formule de MEYER (J.-H. JEANS<sup>29</sup>, chap. XIII, E. BLOCH<sup>28</sup>, chap. III)

$$(12) \quad D = \frac{l'v'n - lv'n'}{3(n + n')}$$

$l$ ,  $l'$ ,  $v$ ,  $v'$ ,  $n$ ,  $n'$ , étant respectivement les libres parcours moyens, les vitesses cinétiques moyennes et les nombres de molécules par unité de volume pour deux gaz mélangés. Cette formule se simplifie dans le cas où l'un des gaz est une simple impureté dans l'autre; où  $n$ , par exemple, est très petit par rapport à  $n'$ . Ce sera toujours le cas du gaz ionique relativement au gaz qui le véhicule. Si l'on a par exemple  $n = 10^5$  ions/cm<sup>3</sup> dans un gaz à la pression normale et à 0°,  $n' \approx 2,69 \cdot 10^{19}$ ;  $n: n' \approx 10^{-14}$ . La formule de MEYER peut se simplifier et s'écrire

$$(13) \quad D = \frac{lv}{3}$$

pour le coefficient de diffusion des ions dans les gaz.

La condition à la paroi devient ainsi

$$- \frac{\partial n}{\partial r} : n = \frac{3C}{lv} \cdot \frac{1}{\sqrt{6 \pi}}$$

et, en remarquant qu'avec une distribution des vitesses de MAXWELL (E. BLOCH<sup>28</sup>, chap. I)

$$\frac{v}{C} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}$$

(14)

$$n : -\frac{\partial n}{\partial r} = \frac{3}{4} l$$

en  $r = R$

Les ions légers étant formés de quelques molécules, leur libre parcours, dans les conditions normales, sera peu différent, en ordre de grandeur, du libre parcours des molécules d'un gaz simple.  $l$  sera compris entre  $10^{-5}$  et  $10^{-6}$  cm. Le second membre de la condition ci-dessus possède ainsi une valeur très basse qui représente le rapport entre la densité  $n$  et le gradient de cette densité au contact de la paroi. Si la valeur du gradient est peu élevée — ce que nous montrerons — la valeur de la densité doit être constamment très voisine de zéro pour que la condition (14) soit satisfaite (fig. 22).

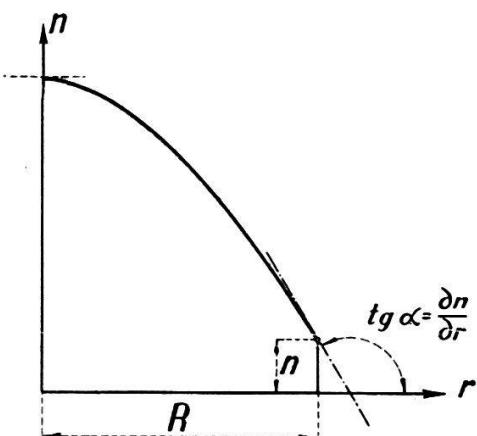


FIG. 22. — Répartition radiale de la densité et condition à la paroi,

$$n : -\frac{\partial n}{\partial r} = \frac{4}{3} l$$

### § 17. Influence des charges d'image au voisinage de la paroi.

Il convient de bien distinguer le champ électrique dû aux charges d'image, du champ qui intervient dans la diffusion électrique. Le champ de diffusion électrique que nous avons calculé précédemment est engendré par la charge d'espace des ions dans le courant gazeux. Il n'est pas modifié par la présence ou l'absence de paroi.

Le champ dû aux charges d'image n'intervient qu'en présence d'une paroi conductrice. L'hypothèse des charges d'image est un artifice commode pour introduire le champ supplémentaire engendré par la paroi.

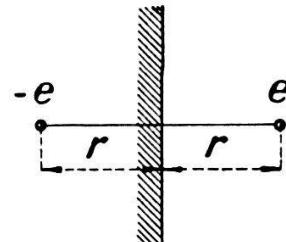
Nous examinerons tout d'abord le cas simple d'un ion unique, en présence d'une paroi conductrice plane indéfinie (fig. 23). L'ion est attiré par son image (ou par la paroi, ce qui est la même chose) par une force

$$\epsilon \frac{e^2}{(2r)^2}$$

Le travail de cette force — dont l'expression doit être d'ailleurs modifiée lorsque  $r$  devient égal ou inférieur aux dimensions des noyaux atomiques — pour un ion allant de la paroi à l'infini, est égal au travail d'extraction d'un électron de la paroi conductrice (F. OLLENDÖRF<sup>30</sup>, § 25). Ce travail d'extraction qui varie avec la nature du métal qui constitue la paroi est de quelques unités d'électrons-volts (1 eV = 1,60 . 10<sup>-12</sup> erg).

Comparons ce travail à l'énergie cinétique moyenne de translation

$$\frac{3}{2} kT$$



( $T$  étant la température absolue,  $k$  la constante de BOLTZMANN) dont un ion est animé selon le principe d'équipartition de l'énergie cinétique de translation. Le calcul montre que cette énergie de translation est très faible relativement au travail d'extraction. Cela veut dire que la distribution des vitesses des ions doit être modifiée d'une façon très importante au voisinage de la paroi. Pour connaître l'importance de cette modification, nous allons calculer jusqu'à quelle distance elle s'exerce d'une façon notable.

Appelons  $a$  la distance de la paroi au delà de laquelle le travail d'extraction ou de force d'image (Bildkraft) ne représente plus qu'un millième de l'énergie cinétique de translation. Nous aurons donc l'équation

$$\int_a^{\infty} \epsilon \frac{e^2}{4r^2} dr = \frac{1}{1000} \cdot \frac{3}{2} kT$$

ou

$$\epsilon \frac{e^2}{4a} = \frac{1}{1000} \frac{3}{2} kT$$

et

$$a = \frac{\overline{4,80}^2 \cdot 10^{-20} \cdot 10^3}{6 \cdot 1,38 \cdot 10^{-16} \cdot 292} = 0,95 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$$

à 19° C.

A une distance supérieure au  $1/100^{\text{e}}$  de mm de la paroi, la modification de l'énergie cinétique de translation d'un ion sous l'effet de sa charge d'image est donc pratiquement imperceptible. On peut aussi dire que la force d'image introduit une modification qui peut équivaloir à un déplacement de la paroi conductrice inférieur à  $1/100^{\text{e}}$  de mm. Ce déplacement sera parfaitement négligeable dans nos expériences.

Dans le cas concret de notre écoulement de charges à l'intérieur d'un tube métallique, chaque charge intérieure subit non seulement l'attraction de sa seule image comme nous venons de l'examiner, mais encore l'attraction de l'ensemble des charges-images de signe contraire qui correspondent chacune aux charges intérieures au cylindre. La distribution de ces charges-images extérieures est symétrique; elle ne dépend — comme pour les charges intérieures — que de la distance à l'axe. On voit immédiatement, en appliquant le théorème de GAUSS au flux de force au travers de la paroi cylindrique, que le champ créé intérieurement à l'écoulement par les charges-images est nul, si l'on néglige, comme pour la diffusion électrique, la lente décroissance des densités dans le sens de l'écoulement.

Les deux raisonnements que nous venons de faire montrent que nous n'aurons pas à tenir compte des charges d'image dans l'écoulement unipolaire.

### § 18. Solution de l'équation différentielle fondamentale.

Il s'agit de déterminer une solution

$$n(x, r)$$

de l'équation différentielle aux dérivées partielles du second ordre, de type elliptique,

$$(8) \quad \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{u}{D} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} = 0$$

dans le domaine

$$0 \leq x < +\infty$$

$$0 \leq r \leq R$$

avec les conditions,

- a)  $n$  fini dans tout le domaine
  - b)  $n = 0$  pour  $x = +\infty$
  - c)  $n = N_0(r)$ , fonction déterminée, pour  $x = 0$
  - d) pour  $r = R$ ,  $n : -\frac{\partial n}{\partial r} = \frac{4}{3}l$
- $u, D, R, l$ , sont des constantes positives.

Nous devons à M. G. DE RHAM la méthode de résolution suivante:

On cherche des solutions particulières de la forme

$$n = f(x) g(r)$$

L'équation différentielle devient

$$f''(x) g(r) + g''(r) f(x) - \frac{u}{D} f'(x) g(r) + \frac{l}{r} g'(r) f(x) = 0$$

ou

$$-\frac{f''(x)}{f(x)} + \frac{u}{D} \frac{f'(x)}{f(x)} = \frac{g''(r)}{g(r)} + \frac{l}{r} \frac{g'(r)}{g(r)} = -a^2$$

elle peut donc être remplacée par deux équations du 2<sup>me</sup> ordre à une variable,

$$g''(r) + \frac{1}{r} g'(r) + a^2 g(r) = 0$$

$$f''(x) - \frac{u}{D} f'(x) - a^2 f(x) = 0$$

où  $a$  est donc une constante arbitraire.

La seconde équation, linéaire, à coefficients constants, a pour équation caractéristique

$$\lambda^2 - \frac{u}{D} \lambda - a^2 = 0$$

et pour solution

$$f(x) = C_1 e^{\lambda_1 x} + C_2 e^{\lambda_2 x}$$

avec

$$\frac{u}{2D} \pm \sqrt{\left(\frac{u}{2D}\right)^2 + a^2} = \begin{cases} \lambda_1 \\ \lambda_2 \end{cases}$$

Il n'y a une racine négative que si  $a^2 > 0$ .

Cette racine est seule à retenir si l'on veut imposer à la solution particulière  $n = f(x) g(r)$  les conditions a) et b).  
Donc,

$$f(x) = C_1 e^{-\lambda x}$$

avec

$$\lambda = -\frac{u}{2D} + \sqrt{\left(\frac{u}{2D}\right)^2 + a^2}$$

La première équation s'écrit, si l'on pose

$$\rho = ar$$

$$\frac{d^2g}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dg}{d\rho} + g = 0$$

Si on la compare à l'équation générale de BESSEL

$$\frac{d^2g}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dg}{d\rho} + \left(1 - \frac{p^2}{\rho^2}\right) g = 0$$

On remarque que c'est une équation de ce type d'ordre  $p = 0$ .

Elle a pour intégrale générale (P. FRANK u. R. v. MISES<sup>31</sup>, VIII, § 3).

$$g(\rho) = c_1 J_0(\rho) + c_2 Y_0(\rho)$$

où  $J_0$  et  $Y_0$  sont deux solutions particulières qu'on démontre pouvoir s'écrire sous la forme de séries

$$J_0(\rho) = 1 - \frac{\rho^2}{2^2} + \frac{\rho^4}{(2.4)^2} - \frac{\rho^6}{(2.4.6)^2} + \dots$$

$$\begin{aligned} \frac{\pi}{2} Y_0(\rho) &= \left[ C + \log \text{nat} \frac{\rho}{2} \right] J_0(\rho) + \left( \frac{\rho}{2} \right)^2 - \frac{\frac{1}{1} + \frac{1}{2}}{(2!)^2} \left( \frac{\rho}{2} \right)^4 \\ &\quad + \frac{\frac{1}{1} + \frac{1}{2} + \frac{1}{3}}{(3!)^2} \left( \frac{\rho}{2} \right)^6 - \dots \end{aligned}$$

Mais,  $J_0$  tendant vers 1 et  $Y_0$  vers  $-\infty$  pour  $\rho$  ou  $r = 0$ , la solution particulière  $Y_0$  doit être écartée pour satisfaire à la condition a). Il vient

$$g(\rho) = c_1 J_0(\rho) = c_1 J_0(ar)$$

et

$$n = Ce^{-\lambda x} J_0(ar)$$

Introduisons la condition d) (condition à la paroi)

$$(15) \quad J_0(aR) + \frac{4}{3} \ln a J'_0(aR) = 0$$

Soient  $a_1, a_2, \dots$  les racines positives de cette équation transcendante (il y en a une infinité). A chacune d'elles correspond une valeur de  $\lambda$  et une solution de l'équation aux dérivées partielles qui satisfait aux conditions a), b), d) . :

$$C_i e^{-\lambda_i x} J_0(a_i r)$$

On en déduit la solution plus générale

$$(16) \quad n = \sum_{i=1}^{\infty} C_i e^{-\lambda_i x} J_0(a_i r)$$

Les  $C_i$  seront déterminés en satisfaisant à la condition c) de manière que

$$N_0(r) = \sum C_i J_0(a_i r)$$

Nous possédons donc la solution générale de notre problème sous la forme d'une somme d'harmoniques besseliens qui vont en s'amortissant avec l'abscisse  $x$  .

### § 19. Détermination approchée des $a_i$ .

On a, entre des fonctions de BESSEL  $J_p(\rho)$ , d'ordre  $p$  , pour différentes valeurs de  $p$ , les relations (P. FRANK u. R. v. MISES<sup>31</sup>, VIII, § 3)

$$(17) \quad \left\{ \begin{array}{l} 2J'_p(\rho) = J_{p-1}(\rho) - J_{p+1}(\rho) \\ \frac{2p}{\rho} J_p(\rho) = J_{p-1}(\rho) + J_{p+1}(\rho) \end{array} \right.$$

on en tire, en donnant à  $p$  la valeur zéro

$$J'_0(\rho) = -J_1(\rho)$$

ce qui permet d'écrire l'équation transcendante (15) qui fixe les  $a_i$  sous la forme

$$\frac{J_0(aR)}{J_1(aR)} = \frac{4}{3} \frac{l}{R} a = \frac{4}{3} \frac{l}{R} (aR)$$

$R$  ayant dans l'expérience des valeurs de l'ordre du centimètre, la constante  $\frac{4}{3} \frac{l}{R}$  sera voisine de  $10^{-6}$  (§ 16). Il s'agit de trouver des valeurs de  $\rho$  telles que

$$\frac{J_0(\rho)}{J_1(\rho)} \cong 10^{-6} \cdot \rho$$

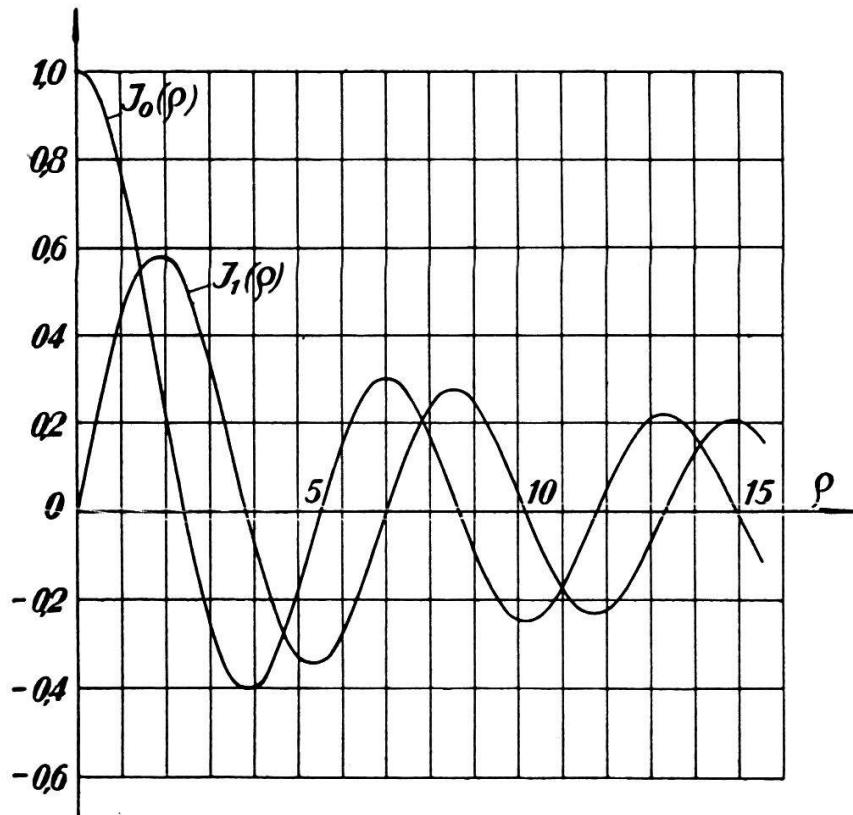


FIG. 24. - Fonctions de Bessel  $J_0$  et  $J_1$ .

$J_1(\rho)$  étant toujours  $< 1$  (fig. 24), on voit que les premières valeurs de  $\rho$  qui satisfont à cette équation sont très voisines des valeurs correspondant aux premiers zéros de  $J_0$ . Elles précèderont ces zéros sur l'abscisse d'une quantité  $\epsilon$  que l'on peut calculer en remplaçant, au voisinage des zéros,  $J_0$  par sa tangente ( $J'_0 = -J_1$  et  $J_1$  par la valeur qu'elle prend en ces zéros).

$$\frac{-\epsilon \left| J'_0(\rho) \right|_{J_0=0}}{\left| J_1(\rho) \right|_{J_0=0}} = \frac{\epsilon \left| J_1(\rho) \right|_{J_0=0}}{\left| J_1(\rho) \right|_{J_0=0}} = \epsilon \cong 10^{-6} |\rho|_{J_0=0}$$

Les valeurs de  $\rho$  (et par conséquent de  $aR$ ) qui satisfont à la relation de condition (15) ne diffèrent que d'un millionième des zéros de la fonction  $J_0$ . Nous pourrons donc poser avec une grande précision

$$(18) \quad a_i R = \text{Zéros successifs de } J_0$$

Les harmoniques besseliens s'annulent sur la paroi cylindrique.

**REMARQUE.** — Cette expression reste encore valable, avec une précision moindre, mais pourtant suffisante, quand il faut plus d'un choc contre la paroi pour neutraliser un ion. S'il faut par exemple 10 chocs (probabilité de décharge 0,1 par choc), l'examen du § 16 montre immédiatement que la condition à la paroi devient

$$n : -\frac{\partial n}{\partial r} = 10 \frac{4}{3} l$$

Et dans le calcul qui précède, les valeurs de  $\rho$  qui satisfont à la condition (15) diffèrent d'un 100 000<sup>e</sup> au lieu d'un millionième des zéros de  $J_0$ . La relation (18) reste encore applicable avec une précision élevée.

Il est difficile d'évaluer la probabilité de neutralisation par choc. Energétiquement, l'ion incident dispose toujours de suffisamment d'énergie pour extraire de la paroi l'électron de neutralisation. L'ion incident libère en effet à la paroi la somme de l'énergie d'ionisation ( $N^2$  15,8;  $O^2$  12,5 eV), de l'énergie de translation ( $1/25$  eV) et de l'énergie communiquée par l'attraction de la charge-image. La somme de ces énergies est très supérieure aux 2 à 5 eV nécessaires pour l'éjection d'un électron d'une paroi. Si la neutralisation n'a pas lieu, ce pourra être pour des raisons quantiques et non pas énergétiques.

## § 20. Débit total d'ions dans une section droite.

C'est la grandeur particulièrement intéressante puisque c'est la plus accessible à la mesure. On a par unité de temps, dans la section d'abscisse  $x$ , un débit de charges  $Q$  tel que

$$Q = \int_0^R u n 2\pi r dr = 2\pi u \sum_{i=1}^{\infty} C_i e^{-\lambda_i x} \int_0^R J_0(a_i r) r dr$$

On a par ailleurs, en ajoutant les relations (17), § 19, et en posant  $p = 1$

$$d[\rho J_1(\rho)] = \rho J_0(\rho) d\rho$$

d'où

$$Q = 2\pi Ru \sum_{i=1}^{\infty} \frac{C_i}{a_i} e^{-\lambda_i x} J_1(a_i R)$$

Et si l'on appelle  $\rho_i$  les zéros de  $J_0$  et  $G$  le débit en volume par unité de temps du gaz qui véhicule les ions, il vient,

$$(19) \quad Q = 2G \sum_{i=1}^{\infty} \frac{C_i}{\rho_i} e^{-\lambda_i x} J_1(\rho_i)$$

où les  $J_1(\rho_i)$  ont des valeurs numériques bien déterminées; ce sont celles qui correspondent aux zéros de  $J_0$ . Les tables des fonctions de BESSEL donnent (JAHNKE-EMDE<sup>32</sup>, XVIII, p. 237).

$i$	<i>Zéros de <math>J_0(\rho)</math> = <math>a_i R = \rho_i</math></i>	<i>Valeurs correspondantes de <math>J_i(a_i R)</math></i>
1	2,405	+ 0,5191
2	5,520	- 0,3403
3	8,654	+ 0,2715
4	11,792	- 0,2325
⋮	⋮	⋮

Les  $\lambda_i$  sont déterminés par la formule rencontrée au § 18.

$$\lambda_i = -\frac{u}{2D} + \sqrt{\left(\frac{u}{2D}\right)^2 + a_i^2}$$

que l'on peut transformer en introduisant  $\rho_i$  et  $G$

$$-\frac{u}{2D} \left[ 1 - \sqrt{1 + \left(\frac{2a_i D}{u}\right)^2} \right] = -\frac{u}{2D} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{4\pi\rho_i^2 D^2}{uG}} \right]$$

et simplifier en remarquant que pour les valeurs de  $i$  peu élevées

$$\frac{2\pi\rho_i^2 D^2}{uG}$$

prend des valeurs numériques très faibles dans les expériences et que son carré est donc tout à fait négligeable \*. Il vient alors

$$(20) \quad \lambda_i \approx \frac{\pi \rho_i^2 D}{G}$$

pour les harmoniques de rang peu élevé.

### § 21. Importance des harmoniques de Bessel d'ordre supérieur.

Pratiquement, dans les conditions expérimentales que nous nous posons, on ne connaît pas la répartition à l'origine de l'écoulement

$$n = N_0(r)$$

qui permet de fixer les  $C_i$  et par là la grandeur de chacun des harmoniques de BESSEL. Tout ce qu'on peut dire de la fonction  $N_0$  c'est qu'elle doit avoir une allure parabolique, analogue à celle de la figure 22.

Nous allons, dans un cas concret, supposer tout d'abord chacun des  $C_i = 1$  et voir comment les harmoniques s'amortissent en fonction de  $x$ . Nous aurons, dans les expériences,  $G = 1000 \text{ cm}^3/\text{sec}$  et nous montrerons (§ 25) que pour des ions aériens formés de 2 molécules et diffusant dans l'air ( $p = 1 \text{ atm.}$ ,  $t = 19,5^\circ \text{C}$ ),  $D = 0,048$ ; le coefficient de diffusion varie peu lorsque l'ion est formé de 2 à 3 molécules. Le tableau ci-dessous montre comment les différents harmoniques  $\frac{1}{\rho} J_1(\rho_i)$  de l'expression du débit ionique (formule (19)) s'amortissent pour un parcours  $\Delta x$  de 200 cm.  $\lambda_i$  est déterminé par la formule approchée (20).

\*) En effet, dans les conditions expérimentales  
 $G = 1000 \text{ cm}^3/\text{sec}$   
 $u = 10 \text{ à } 100 \text{ cm/sec}$   
 $D = 0,048 \text{ pour un ion formé de 2 molécules d'air diffusant dans l'air}$   
 on a, pour le 4<sup>e</sup> harmonique ( $\rho_i = 11,79$ )

$$\frac{2\pi\rho_i^2 D^2}{uG} = \frac{2\pi \cdot 11,79 \cdot 0,048}{10 \cdot 1000} = 2,0 \cdot 10^{-4}$$

quantité dont le carré est bien négligeable en regard de celle-ci.

$i$	$\rho_i$	$\frac{1}{\rho_i} J_1(\rho_i)$	$\lambda_i$	$e^{-\lambda_i x}$	$\frac{1}{\rho_i} e^{-\lambda_i x} J_1(\rho_i)$	en val. absolue	en % de la fondament.
1	2,405	0,216	$0,87 \cdot 10^{-3}$	0,840	0,182	84	
2	5,520	0,0617	$4,6 \cdot 10^{-3}$	0,399	0,0246	11	
3	8,654	0,0314	$11,3 \cdot 10^{-3}$	0,105	0,0033	1,5	
4	11,792	0,0197	$21,0 \cdot 10^{-3}$	0,015	0,00030	0,1	
...	...	...	...	...	...	...	...

Les harmoniques d'ordre supérieur au premier s'amortissent donc très rapidement, et leur contribution au débit ionique devient très vite négligeable. Pour des mesures de débit dont

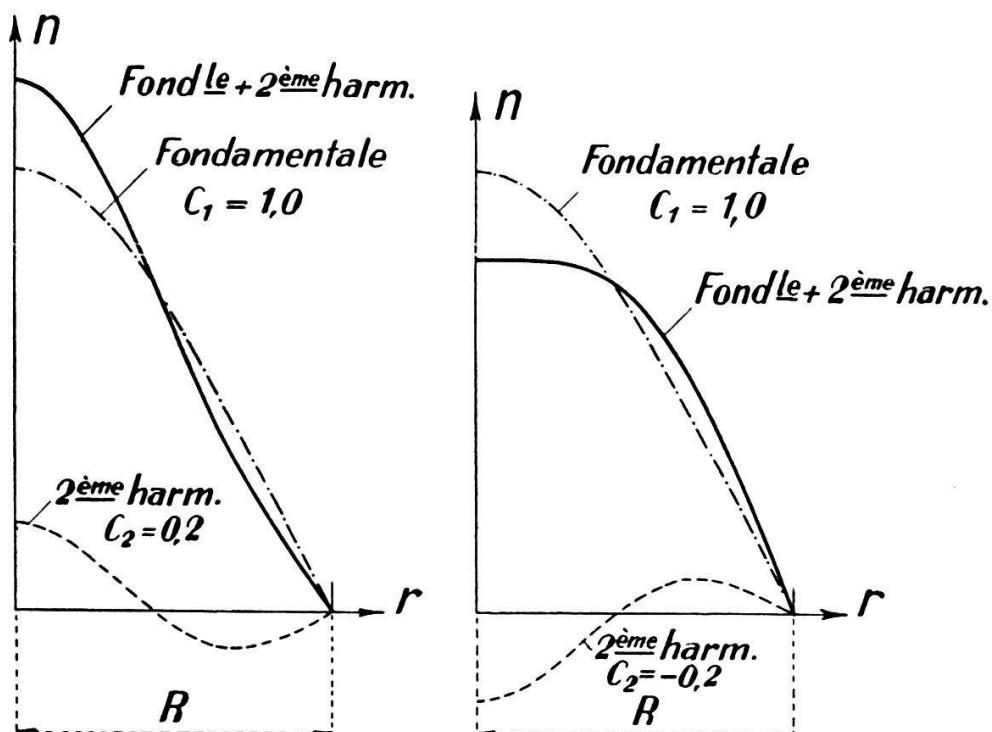


FIG. 25. — Répartition radiale de la densité :  
 a) avec 2<sup>e</sup> harmonique de + 20 % ( $C_2 = 0,2$ );      b) avec 2<sup>e</sup> harmonique de - 20 % ( $C_2 = - 0,2$ ).

la précision est de l'ordre du pourcent, la considération du 2<sup>me</sup> harmonique interviendrait seule dans l'hypothèse d'une répartition initiale de même intensité des différents harmoniques ( $C_i$  égaux). Dans la figure 25 où l'on a supposé un 2<sup>me</sup> harmonique de 20 % (additif fig. a, soustractif fig. b),

on voit que les déformations de la répartition radiale obtenue sont déjà telles qu'il est douteux que le 2<sup>me</sup> harmonique puisse être plus intense (voir la répartition intuitive de la figure 22).

Une seconde raison — expérimentale et mieux fondée — nous autorisera pratiquement à négliger le 2<sup>me</sup> harmonique: dans les expériences effectuées avec des densités ioniques suffisamment faibles pour que la diffusion gazeuse intervienne seule, la décroissance du débit ionique a un caractère exponentiel simple; elle ne se comporte pas comme la somme de deux exponentielles avec coefficients d'affaiblissement différents, ainsi qu'il apparaîtrait avec la présence d'un harmonique d'ordre supérieur à la fondamentale.

En ne faisant ainsi intervenir que la fondamentale, les formules de répartition des densités et du débit ionique deviennent très simplement

$$(21) \quad n = C_1 e^{-\lambda_1 x} J_0(a_1 r)$$

$$(22) \quad Q = 2G \frac{C_1}{\rho_1} e^{-\lambda_1 x} J_1(\rho_1)$$

formules dans lesquelles

$$\lambda_1 \approx \frac{\pi \rho_1^2 D}{G}$$

avec  $\rho_1 = 2,405$

$$a_1 = \frac{\rho_1}{R}$$

$$J_1(\rho_1) = 0,5191$$

Le débit ionique peut aussi s'écrire encore plus simplement

$$(23) \quad Q = Q_0 e^{-\lambda_1 x}$$

et si l'on considère la densité ionique moyenne

$$\bar{n} = \frac{Q}{G}.$$

$$(24) \quad \boxed{\bar{n} = \bar{n}_0 e^{-\lambda_1 x}}$$

Fait très important, à débit gazeux  $G$  constant, le coefficient d'affaiblissement  $\lambda_1$  est indépendant du rayon  $R$  du cylindre.

## CHAPITRE IV

**L'AFFAIBLISSEMENT DE LA DENSITE IONIQUE  
ET LA GRANDEUR DES IONS DANS  
L'ECOULEMENT GAZEUX UNIPOLAIRE**

**§ 22. Le coefficient de diffusion des ions.**

La formule (23) montre que des mesures du débit ionique effectuées à différentes abscisses permettront aisément de déterminer le coefficient d'affaiblissement exponentiel  $\lambda_1$ , lequel permettra ensuite de calculer le coefficient de diffusion  $D$  des ions dans le gaz qui les véhicule, par la formule,

$$(25) \quad \lambda_1 = \frac{\pi \rho_1^2 D}{G} = 18,17 \frac{D}{G}$$

le débit gazeux  $G$  ayant également fait l'objet d'une mesure simultanée.

Pour le coefficient de diffusion, nous avons adopté au § 16 la formule de MEYER qui se ramène, dans le cas où le nombre d'ions par unité de volume est très faible relativement au nombre de molécules neutres à

$$(13) \quad D = \frac{lw}{3}$$

Il s'agit là d'une formule simplifiée. Elle concerne bien des molécules et des ions qui se comportent comme des sphères élastiques et dures, mais elle néglige différents phénomènes susceptibles de lui apporter une importante correction. Elle suppose en particulier que le libre parcours d'un ion est indépendant de sa vitesse. Elle suppose également qu'on ne tient pas compte de la persistance de la vitesse d'un ion dans sa direction primitive après le choc de celui-ci contre une molécule. J.-H. JEANS<sup>29</sup> (§ 415) a montré que le premier phénomène affecte l'expression de  $D$  en la multipliant par le facteur 1,051. CHAPMAN, ENSKOG, JEANS<sup>29</sup> (chap. XIII) ont, par des procédés différents, calculé la seconde correction à apporter à la formule de diffusion pour tenir compte de la persistance

de la vitesse après le choc. Cette correction est fonction du rapport  $\frac{m}{m'}$  entre la masse de l'ion et celle de la molécule neutre. Elle est plus importante que pour le premier phénomène et dépend, avec les auteurs, de la façon dont le calcul mathématique est conduit.

Pour les mélanges de deux gaz diffusant l'un dans l'autre, les corrections apportées permettent, lorsque l'on détermine les dimensions des molécules par la diffusion, d'obtenir des résultats analogues à ceux obtenus par d'autres méthodes, viscosité ou conduction calorifique par exemple. L'accord est très bon lorsqu'il s'agit de molécules *dures*, mais il l'est moins lorsqu'il s'agit de molécules *tendres*.

Comme nous n'avons pas de données sur la consistance des édifices ioniques, que nous pouvons même supposer qu'il s'agit d'édifices instables que les chocs détruisent et reconstituent constamment, il nous paraît prématuré — en l'absence de renseignements fournis par une autre méthode d'investigation — d'appliquer à la formule de diffusion les corrections de JEANS, de CHAPMAN et d'ENSKOG.

Pour obtenir une évaluation des dimensions des ions à partir du coefficient de diffusion, il faut transformer l'expression (13) en introduisant la masse et le diamètre des molécules neutres, et des ions. Nous allons le faire en déterminant séparément  $v$  et  $l$  dans les deux paragraphes suivants.

### § 23. L'énergie cinétique de translation d'un ion.

On sait que pour une particule soumise à l'agitation moléculaire d'un gaz, il y a équpartition de l'énergie entre les différents momentoïdes ou degrés de liberté de la particule (E. BLOCH<sup>28</sup>, chap. IV et VI), chaque momentoïde absorbant une énergie

$$\frac{1}{2} kT$$

$k$  étant la constante de BOLTZMANN et  $T$  la température absolue. Comme on ne connaît pas la structure des ions, on ne connaît pas non plus le nombre total de leurs momentoïdes, ni par conséquent l'énergie intra-ionique qui correspond à cet édifice polyatomique. Mais il nous suffit ici de savoir que l'énergie cinétique de translation comporte trois momentoïdes.  $C$  étant la vitesse quadratique moyenne de l'édifice,  $m$  sa masse, on a donc, pour l'énergie de translation d'un ion

$$\frac{mC^2}{2} = \frac{3}{2} kT$$

et puisque  $\frac{v}{C} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}$  avec une répartition des vitesses de Maxwell, la vitesse moyenne est donnée par l'expression

$$(26) \quad v = 2 \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}$$

qui introduit la température et la masse.

Le coefficient de diffusion devient alors

$$(27) \quad D = \frac{2}{3} l \sqrt{\frac{2kT}{\pi m}}$$

et le coefficient d'affaiblissement

$$(28) \quad \lambda_1 = \frac{2}{3} \rho_1^2 \frac{\sqrt{2\pi kT}}{G} \cdot \frac{l}{\sqrt{m}}$$

Il est donc proportionnel à la racine de la température absolue et au libre parcours de l'ion.

#### § 24. Le libre parcours moyen d'un ion dans un gaz.

Si l'on considère un mélange de 1, 2, ... s gaz ayant chacun  $v_1, v_2, \dots v_s$  molécules de masses  $m_1, m_2, \dots m_s$ , par unité de volume, l'étude détaillée des chocs dans l'hypothèse d'une répartition de MAXWELL des vitesses pour chacun des gaz (J.-H. JEANS<sup>29</sup>, chap. X), montre que le nombre total de chocs par seconde d'une molécule de type 1 contre les molécules de types 1 à s est égal à

$$2 \sum_1^s v_s S_{1s}^2 \sqrt{\frac{\pi}{h} \left( \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_s} \right)}$$

où

$$h = \frac{1}{2kT}$$

et

$$S_{1s} = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_s)$$

$\sigma_s$  étant le diamètre d'une molécule de type  $s$ . Pendant le même temps, la molécule de type  $1$  décrit un parcours égal à sa vitesse moyenne (26)

$$2 \sqrt{\frac{2kT}{\pi m_1}} = \frac{2}{\sqrt{\pi h m_1}}$$

Cette dernière expression, divisée par le nombre de chocs, donne le libre parcours moyen d'une molécule de type  $1$  dans le mélange de gaz

$$l_1 = \frac{1}{\pi \sum_1^s v_s S_{1s}^2 \sqrt{\left(1 + \frac{m_1}{m_s}\right)}}$$

Ce calcul suppose que le parcours libre est indépendant de la vitesse et il néglige la persistance de la vitesse après le choc.

Dans le cas de deux gaz, le libre parcours devient

$$(29) \quad \frac{1}{\pi \left\{ v_1 S_{11}^2 \sqrt{2} + v_2 S_{12}^2 \sqrt{1 + \frac{m_1}{m_2}} \right\}}$$

expression où le premier terme de la somme du dénominateur devient négligeable quand  $v_1 \ll v_2$ . C'est le cas (nous l'avons vu au § 16) du nombre  $n$  d'ions relativement au nombre  $v$  de molécules neutres par  $\text{cm}^3$ . Si l'on revient aux désignations antérieurement adoptées,  $l$ ,  $m$  et  $\sigma$  étant relatifs aux ions,  $m'$  et  $\sigma'$  aux molécules neutres, le libre parcours moyen de MAXWELL des ions dans un gaz simple s'exprimera par

$$(30) \quad \boxed{l = \frac{1}{v \pi \sigma_1^2 \sqrt{1 + \frac{m}{m'}}}}$$

avec

$$\sigma_1 = \frac{\sigma + \sigma'}{2}$$

En dehors de la masse  $m$  qui figure déjà comme inconnue dans l'expression de la vitesse moyenne  $v$ , nous avons introduit ici une seconde inconnue, le diamètre  $\sigma$  de l'ion. Ces deux

inconnues ne peuvent être déterminées simultanément et directement à l'aide du seul coefficient d'affaiblissement  $\lambda_1$ , donné par l'expérience dans la formule

$$\lambda_1 = \frac{2}{3} \rho_1^2 \frac{\sqrt{2\pi kT}}{G} \cdot \frac{l}{\sqrt{m}}$$

Il manque une relation supplémentaire.

Dans le cas d'un mélange de deux gaz on peut déterminer les dimensions moléculaires par le coefficient expérimental de diffusion (formules 12, 26 et 29). Mais les difficultés sont moindres; les masses sont connues et fixées séparément par le poids moléculaire et le nombre d'Avogadro; pour déterminer les diamètres moléculaires, on considère un certain nombre de gaz — au moins trois —, et en les prenant par couples de deux, on cherche expérimentalement quelques coefficients de diffusion  $D_{12}$ ,  $D_{13}$ ,  $D_{23}$ , etc., en nombre au moins égal au nombre de diamètres moléculaires à déterminer. L'application d'une méthode de moindres carrés fournit alors les valeurs de ces diamètres.

Dans notre cas, la masse et le diamètre des molécules neutres sont supposées connues et données. Pour pouvoir calculer la masse et le diamètre de l'ion à l'aide de  $\lambda_1$ , il faut qu'il existe une relation supplémentaire entre ces deux grandeurs. Celle qui vient d'emblée à l'esprit et qui a déjà été adoptée par LENARD<sup>4</sup> est de supposer que les volumes des ions sont proportionnels à leurs masses, et comme les ions sont formés par les molécules du gaz qui les véhicule, il viendra:

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma'}\right)^3 = \frac{m}{m'}$$

ou

$$\sigma = \sigma' \sqrt[3]{\frac{m}{m'}}$$

le libre parcours devient ainsi

$$(31) \quad l = \frac{1}{\nu \pi \left(\frac{\sigma'}{2}\right)^2 \left(1 + \sqrt[3]{\frac{m}{m'}}\right)^2 \sqrt{\left(1 + \frac{m}{m'}\right)}}$$

formule où la masse  $m$  est la seule inconnue.

Remarquons que la pression du gaz intervient par le nombre  $\nu$  de molécules neutres par unité de volume. Le libre

parcours et par conséquent le coefficient d'affaiblissement  $\lambda_1$  sont inversement proportionnels à la pression.

### § 25. Valeurs numériques particulières.

En supposant connue la constitution des ions, nous allons calculer, dans quelques cas, à l'aide des formules des paragraphes précédents, le libre parcours, le coefficient de diffusion et le coefficient d'affaiblissement.

Les diamètres moléculaires  $\sigma'$  sont empruntés à l'ouvrage de JEANS<sup>29</sup>. Les masses des molécules sont déduites de la masse moléculaire et de la constante d'Avogadro.

Gaz	M	$m \cdot 10^{24} g$	$\frac{1}{2} \sigma' \cdot 10^8 cm$
air sec	28,9	47,9	1,87
N <sub>2</sub>	28,02	46,5	1,90
O <sub>2</sub>	32,00	53,2	1,81
H <sub>2</sub> O	18,02	29,9	2,29
CO <sub>2</sub>	44,00	73,1	2,31

Dans ces exemples, il s'agira toujours d'ions véhiculés par l'air. Nous prendrons pour température et pression, la pression atmosphérique moyenne et la température moyenne qui se sont présentées dans nos expériences, soit 19,5 degrés centigrades et 711 mm de colonne de mercure à 0° C. On a, dans ces conditions pour nombre de molécules par centimètre cube

$$v = \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{22,41 \cdot 10^3} \cdot \frac{711}{760} \cdot \frac{273}{292,5} = 2,35 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

Le débit d'air  $G$  est fixé à 1000 cm<sup>3</sup>/sec.

a) *L'ion est formé de 3 molécules d'air.*

$$\frac{\sigma'}{2} = 1,87 \cdot 10^{-8} \text{ cm} ; \frac{m}{m'} = 3 ;$$

suivant la formule (31), le libre parcours

$$l = \frac{1}{2,35 \cdot 10^{19} \cdot \pi \cdot 1,87^2 \cdot 10^{-16} (1 + \sqrt[3]{3})^2 \sqrt{(1 + 3)}} = 3,25 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

puis le coefficient de diffusion (27)

$$D = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2kT}{\pi}} \frac{l}{\sqrt{m}} = 0,0289$$

et le coefficient d'affaiblissement (25)

$$\lambda_1 = 18,17 \cdot 0,0289 \cdot 10^{-3} = 0,526 \cdot 10^{-3}$$

b) *L'ion est formé de 2 molécules d'eau.*

Le calcul diffère un peu du précédent, car l'ion n'est pas formé à partir de la molécule moyenne du gaz neutre qui le véhicule.

$$m = 2 \cdot 29,9 \cdot 10^{-24} g \quad \frac{m}{m'} = \frac{2 \cdot 29,9 \cdot 10^{-24}}{47,9 \cdot 10^{-24}} = 1,246$$

$$\frac{\sigma}{2} = \sqrt[3]{2} \cdot 2,29 = 2,89 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad \frac{\sigma'}{2} = 1,87 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$\sigma_1 = \frac{\sigma}{2} + \frac{\sigma'}{2} = 4,76 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

par la formule (30),  $l = 4,00 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$

et par (27),  $D = 0,0552$

enfin, par (25)

$$\lambda_1 = 1,004 \cdot 10^{-3}$$

c) *L'ion est formé de 2 molécules d'oxygène.*

$$m = 2 \cdot 53,2 \cdot 10^{-24} g \quad \frac{m}{m'} = \frac{2 \cdot 53,2 \cdot 10^{-24}}{47,9 \cdot 10^{-24}} = 2,22$$

$$\frac{\sigma}{2} = \sqrt[3]{2} \cdot 1,81 = 2,28 \cdot 10^{-8} \text{ cm} \quad \frac{\sigma'}{2} = 1,87 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

$$\sigma_1 = 4,15 \cdot 10^{-8} \text{ cm} ; \quad l = 4,38 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$$

$$D = 0,0453 ; \quad \lambda_1 = 0,825 \cdot 10^{-3}$$

Pour d'autres constitutions de l'ion, on trouve, par les mêmes méthodes de calcul, les valeurs du tableau ci-dessous

Constitution de l'ion	Libre parcours $l \cdot 10^6$ cm	Coefficient de diffusion $D$	Coefficient d'affaiblissement $\lambda_1 \cdot 10^3$
1 mol. air	6,85	0,106	1,92
2 mol. air	4,38	0,0477	0,867
3 mol. air	3,25	0,0289	0,526
2 O <sup>2</sup>	4,38	0,0453	0,825
2 N <sup>2</sup>	4,37	0,0483	0,878
2 H <sup>2</sup> O	4,00	0,0552	1,004
H <sup>2</sup> O + O <sup>2</sup>	4,05	0,0473	0,862
CO <sup>2</sup>	4,83	0,0603	1,096

Ces calculs montrent comment on peut évaluer les dimensions des ions à partir du coefficient d'affaiblissement exponentiel, à la condition que l'on ait des indications sur la nature chimique des molécules qui les constituent. Dans le cas d'un gaz simple, où les édifices sont formés à partir d'un seul type de molécules connues, la détermination est aisée. Elle l'est moins dans le cas d'un mélange de gaz où les variétés de constitutions chimiques possibles sont nombreuses.

## CHAPITRE V

### DISPOSITIF EXPERIMENTAL GENERAL

#### § 26. Description du dispositif expérimental.

Pour déterminer expérimentalement l'affaiblissement de la densité ionique dans un écoulement, nous avons réalisé le dispositif représenté par le schéma de la figure 26. Il comporte une circulation d'air fermée actionnée par une soufflante-aspirante.

Le circuit comprend:

la chambre d'ionisation de type I (chap. II, § 10) avec son dispositif séparateur adossé,

le tube métallique dans lequel la déperdition est étudiée, l'appareil pour la mesure des densités (chap. I, § 4 et 6) avec condensateur, électromètre et quartz,

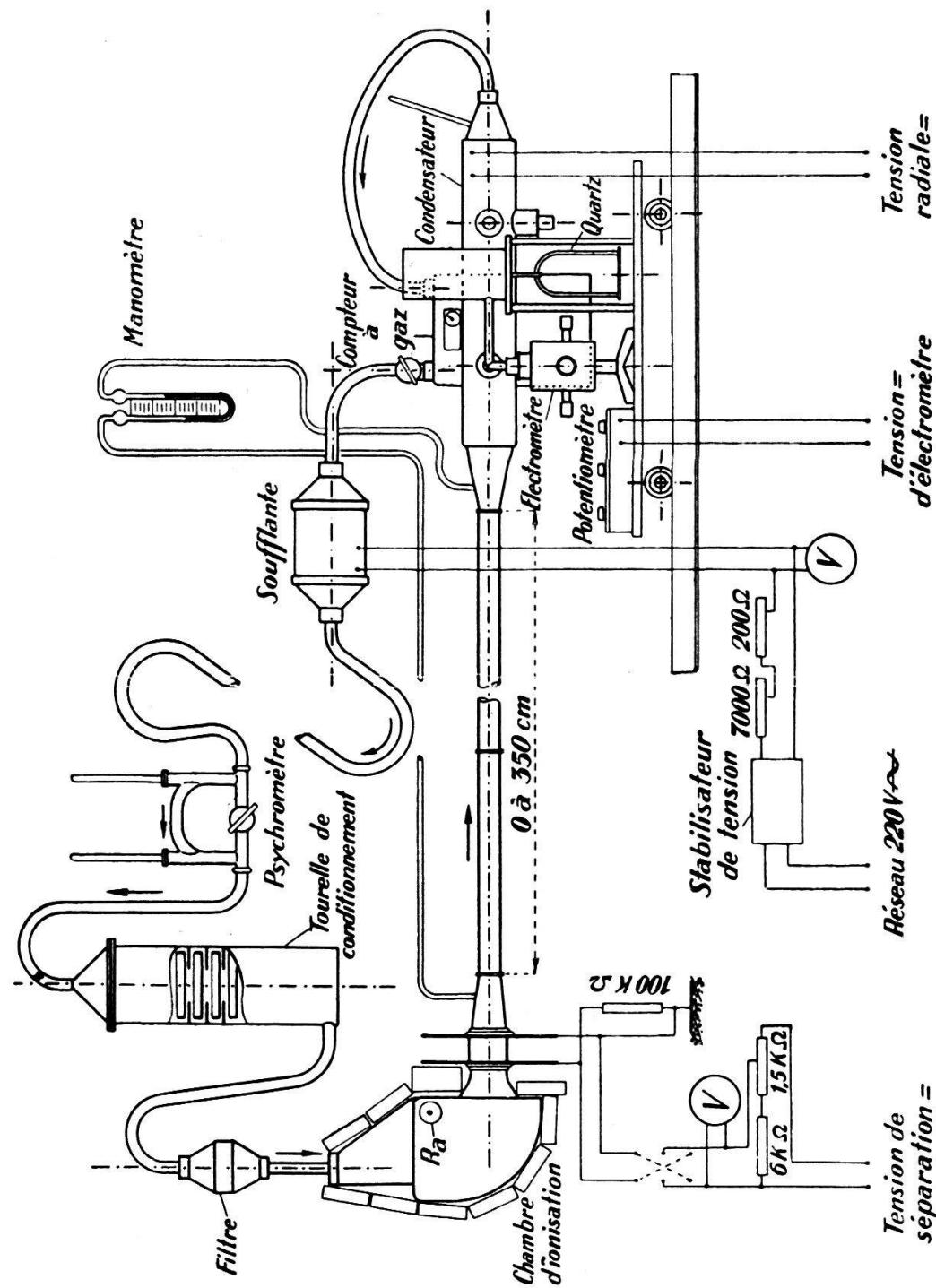


FIG. 26. — Schéma du dispositif expérimental.

un compteur à gaz,  
 une soufflante-aspirante centrifuge avec moteur électrique à collecteur (type universel) adossé,  
 un psychromètre à aspiration (genre ASSMANN),  
 une tourelle pour le conditionnement du gaz en humidité,  
 un filtre enfin, formé d'un tampon de 50 g de gaze médicale serrée pour l'absorption des poussières, des ions lourds ou des noyaux.

Les connexions souples sont en tube de caoutchouc.

La chambre d'ionisation, avec la masse de plomb qui la protège, est posée sur un chariot mobile sur des rails parallèles au tube de déperdition.

La tension de séparation issue d'une batterie est réglée par un potentiomètre et mesurée par un voltmètre de précision; elle peut être inversée. Une résistance de  $100\text{ k}\Omega$  assure la mise à la terre de la chambre et de la première grille lorsque la tension de séparation est nulle. Cette mise à la terre est importante lorsqu'on effectue le relevé de courbes de séparation des ions pour obtenir avec précision le point initial des courbes.

Tous les appareils du dispositif de mesure: condensateur, électromètre, quartz piézoélectrique, compteur à gaz, potentiomètres, avec lesquels on réalise le schéma de la figure 10, sont disposés sur un chariot. C'est devant ce chariot, mobile sur rails, que se place l'expérimentateur.

La soufflante-aspirante est placée sur le même chariot. Un berceau de caoutchouc tendre en amortit les vibrations. La tension du réseau qui l'alimente est préalablement stabilisée à 1 % près par un dispositif stabilisateur à transformateur saturé. On réduit ainsi au minimum les variations de débit consécutives aux variations de tension du réseau. Le débit d'air désiré se règle, après étalonnage, sur la tension aux bornes en agissant sur des résistances.

Les tubes métalliques dans lesquels la déperdition ionique est étudiée sont des tubes d'aluminium (99 % de pureté) avec des diamètres intérieurs de 1,5, 3,0, 4,8 et 7,6 cm. Ils sont coupés par tronçons de (25) 50, 100 et 150 cm. En les assemblant bout à bout on peut obtenir, de 50 en 50 cm, toutes les longueurs de 0 à 350 cm. L'assemblage s'effectue par des manchons de caoutchouc pour les petits diamètres, par des brides boulonnées avec joint de caoutchouc pour les grands diamètres. Les sections des tubes sont reliées électriquement entre elles et l'ensemble est soigneusement mis à la terre.

La canalisation est soutenue par quelques tirants suspendus

eux-mêmes à un câble porteur qui traverse la salle d'expérience. Le changement de longueur s'effectue avec un aide en moins de 5 minutes.

La photographie de la figure 27 donne une vue générale de l'installation.

Un manomètre à eau permet de mesurer la chute de pression entre les extrémités de la canalisation ou la différence de pression relativement à la pression atmosphérique. Ces deux valeurs ont d'ailleurs toujours été si faibles — très inférieures au millimètre de mercure — qu'il n'a pas été nécessaire d'en tenir compte.

PRÉCISION DES APPAREILS. Le *compteur à gaz* qui nous a été fourni avec une indication de précision de 1 %, a été étalonné \*), à deux ans d'intervalle, au début et à la fin des expériences. Les deux étalonnages n'ont différé que de 0,5 %. L'exactitude des *poids étalonnés* et du *chronographe* a été vérifiée, les *thermomètres* étalonnés, et le *baromètre* anéroïde pour la lecture de la pression atmosphérique comparé à un baromètre à mercure de station météorologique, et la correction de température effectuée.

### § 27. Conditionnement de l'air en vapeur d'eau.

La modification de la mobilité des ions négatifs par la vapeur d'eau montrée en particulier par H. SCHILLING <sup>3</sup>, l'électroaffinité de la même vapeur pour l'électron étudiée par M. LAPORTE <sup>1</sup> et A. DA SILVA <sup>2</sup> nous ont conduits à préciser expérimentalement les conditions d'humidité du courant d'air étudié. C'est pour cette raison que le circuit est fermé, le conditionnement à une humidité déterminée s'effectuant par la tourelle de conditionnement placée dans le circuit.

Celle-ci comporte une série de 12 soucoupes (couvercles de boîtes de Petri) de 15 cm de diamètre, séparées chacune à chacune par un disque d'aluminium percé en son centre. Le courant balaie radialement la surface de chacune des soucoupes avec une vitesse moyenne de l'ordre de 20 cm/sec pour un débit de 1 l/sec. En chargeant l'appareil avec de l'eau, du chlorure de calcium, du pentoxyde de phosphore ou de l'acide sulfurique, on peut rendre l'air à volonté plus humide ou plus sec.

La teneur en vapeur d'eau de l'air conditionné peut être constamment contrôlée par le psychromètre inséré dans le circuit. C'est un psychromètre qui fonctionne sur le principe du psychromètre de ASSMANN, construit en tenant compte des indications de M. le Prof.

\*) Par les soins obligeants de MM. Hæmig et Perret, ingénieurs au Service du gaz de la ville de Lausanne.

P.-L. MERCANTON\*). L'air passe successivement sur le thermomètre « sec » puis sur le thermomètre « humide » avec une vitesse qui doit être de l'ordre de 2 m/sec. Avec un diamètre extérieur de 0,65 cm, la section annulaire de passage autour des réservoirs est de 1,68 cm<sup>2</sup>. Les thermomètres peuvent être facilement retirés; on plonge le réservoir du thermomètre « humide » — muni d'une gaîne de gaz — dans l'eau distillée avant chaque mesure.

$t$  et  $t'$ ,  $p$  et  $p'$  étant respectivement les températures centigrades et les tensions de vapeur d'eau de l'air conditionné et du même air saturé d'humidité,  $P$  la pression,  $\sigma$  la densité de la vapeur d'eau relativement à l'air sec dans les mêmes conditions de température et de pression,  $L$  la chaleur latente de vaporisation de l'eau,  $c_p$  la chaleur spécifique de l'air, la tension de vapeur  $p$  est exprimée en mm de Hg par la formule de SPRUNG (Hdb. d. Phys. XI, p. 190).

$$p = p' - \frac{c_p}{\sigma L} (t - t') P$$

qui devient, en remplaçant les constantes par leurs valeurs:  $L$  (Recueil de Constantes Physiques) = 585,3 cal/g à 20° C,  $c_p$  (F. KOHLRAUSCH, Praktische Physik, 7<sup>e</sup> éd. 1935) = 0,241 cal/g °C à 18 °C,  $\sigma = 0,623 \cong 5/8$ ,

$$p = p' - 0,662 \cdot 10^{-3} (t - t') P$$

$P$  est lue au baromètre,  $p'$  donnée par les tables expérimentales.

Après 20 à 60 minutes de circulation, suivant la substance, la masse d'air (65 litres environ avec 350 cm de tube de 7,8 cm) atteint une tension de vapeur à peu près stable dont la valeur est donnée par le tableau suivant:

Substance	Tension vap. H <sup>2</sup> O mm de Hg	Humidité relative %
H <sup>2</sup> SO <sup>4</sup> (presque pur)	4	24
P <sup>2</sup> O <sup>5</sup>	4 (3 à 4,5)	24 (18 à 26)
CaCl <sup>2</sup>	5 à 6	29 à 35
H <sup>2</sup> O	15,5 (14 à 17)	91 (82 à 100 ?)

L'humidité relative correspondante est déterminée pour une tension de vapeur saturante de 17 mm à la température moyenne de 19,5° C. Le dispositif permet donc de réaliser un degré d'humidité allant de 20 % jusqu'à saturation presque complète, c'est-à-dire tous les degrés d'humidité relative que l'on trouve dans l'air ambiant.

\*. Nous remercions M. Mercanton qui a eu l'obligeance de faire construire nos thermomètres et de les étalonner.

### § 28. Manipulations pour une détermination expérimentale.

Elles résultent immédiatement du schéma de la figure 26.

Les tensions d'electromètre et radiale sont enclenchées en suivant les indications du § 6, chap. I, qui concernent leur réglage et leur stabilisation. La tourelle de conditionnement étant chargée, les tubes de déperdition fixés à la longueur voulue, on règle le débit d'air qu'on laisse circuler jusqu'à ce que le degré d'humidité soit stabilisé. En agissant sur la masselotte de plomb qui entoure le Radium, on règle l'intensité d'ionisation désirée.

Toutes les mesures ont été effectuées avec le débit fixe de 1,00 l/sec.

Les stabilisations de tensions, de débit et d'humidité étant atteintes, on peut alors procéder à une mesure de densité ionique en enclenchant la tension de séparation ( $\pm 309$  V pour séparer les ions jusqu'à la mobilité 0,5). La tension de séparation n'a pas besoin d'être stabilisée, ses petites fluctuations étant sans influence sur la densité unipolaire. Elle n'est enclenchée qu'au cours d'une mesure pour éviter la charge d'isolants par le flux unipolaire. C'est donc le flux ionisé bipolaire qui circule entre deux mesures.

Pour un tube déterminé, pour ne pas allonger la durée des mesures par l'attente des temps de stabilisation, on effectue tout d'abord toutes les déterminations qui utilisent la même tension radiale, c'est-à-dire qu'à chaque longueur on mesure les ions « passants » d'un signe, puis les ions résiduels du flux unipolaire de signe opposé en inversant seulement le signe de la tension de séparation.

Après chaque changement de longueur de tube on attend que le degré d'humidité se soit rétabli par la circulation de l'air. Les longueurs elles-mêmes ne se succèdent pas dans un ordre simple croissant ou décroissant; mais les longueurs élevées, courtes et moyennes, alternent. (Pour compenser l'effet des variations lentes de pression, de température ou d'humidité.)

### § 29. Régime d'écoulement, nombre de Reynolds.

$\nu$  étant la viscosité dynamique, le nombre de REYNOLDS

$$R_e = \frac{\bar{u}r}{\nu}$$

peut s'écrire

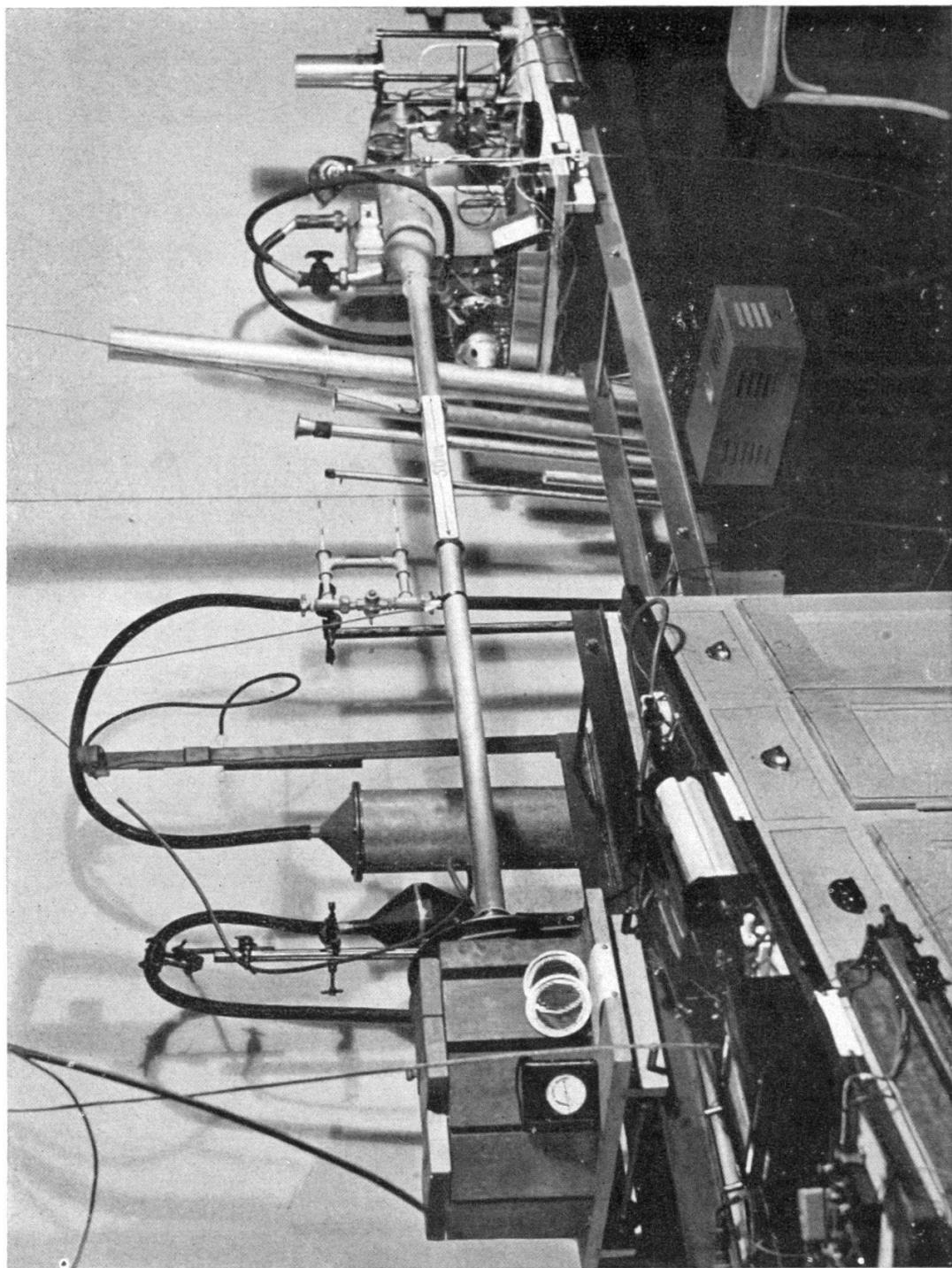


FIG. 27. — *Vue générale de l'installation expérimentale.*

De gauche à droite : chambre d'ionisation protégée par du plomb, tube d'écoulement, dispositif de mesure. En arrière : tourelle de conditionnement et psychromètre.

$$R_e = \frac{G}{\pi v r}$$

en introduisant le débit, avec  $v = \frac{\eta}{\gamma}$ .

La viscosité  $\eta$  se calcule, à 19,5° C, par la formule de SUTHERLAND (F.KOHLRAUSCH, Praktische Physik, 1935, p. 124,

$$\eta = B \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{C}{T}} = 150,3 \cdot 10^{-7} \cdot \frac{\sqrt{292,5}}{1 + \frac{123,6}{292,5}} = 181 \cdot 10^{-6}$$

$\gamma = 1,13$  pour l'air à 19,5° C et 711 mm

de là,

$$v = 160 \cdot 10^{-3} \text{ c. g. s.}$$

On trouve ainsi, pour un débit de 1000 cm<sup>3</sup>/sec dans les différents tubes:

Diamètre cm	Nombre de Reynolds	Régime
7,6	525	lamininaire
4,8	830	lamininaire
3,0	1 325	intermédiaire
1,5	2 650	turbulent

Pour les nombres de Reynolds inférieurs à 1000, on sait que le régime est toujours lamininaire (PRANDTL-TIETJENS<sup>26</sup>, Bd II, § 21 à 27); mais une incertitude pèse sur la nature du régime pour les valeurs supérieures à 1000 ou 1100, incertitude qui dépend des conditions expérimentales. Pour la lever, nous avons fait des essais avec des filets de fumée de tabac, sur le tube de 3,0 cm, dont un tronçon d'un mètre était remplacé par un tube de verre de même diamètre. Les essais ont montré qu'il s'agit encore d'un régime lamininaire, mais déjà peu stable; le filet reste net et quasi rectiligne, mais mobile dans le tube; il ne se produit pourtant pas encore la répartition homogène de la fumée dans toute la section qui caractérise le régime turbulent.

## CHAPITRE VI

### RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### § 30. Premières mesures ; densités élevées ; forte diffusion électrique.

La théorie prévoyant une décroissance exponentielle de la densité moyenne dans l'écoulement (formule (24), § 21), dans ce chapitre, nous avons reporté en ordonnée — dans les figures donnant les résultats des mesures —, le logarithme (base 10) de  $\bar{n}$  pour mettre en évidence par une représentation linéaire la loi exponentielle.

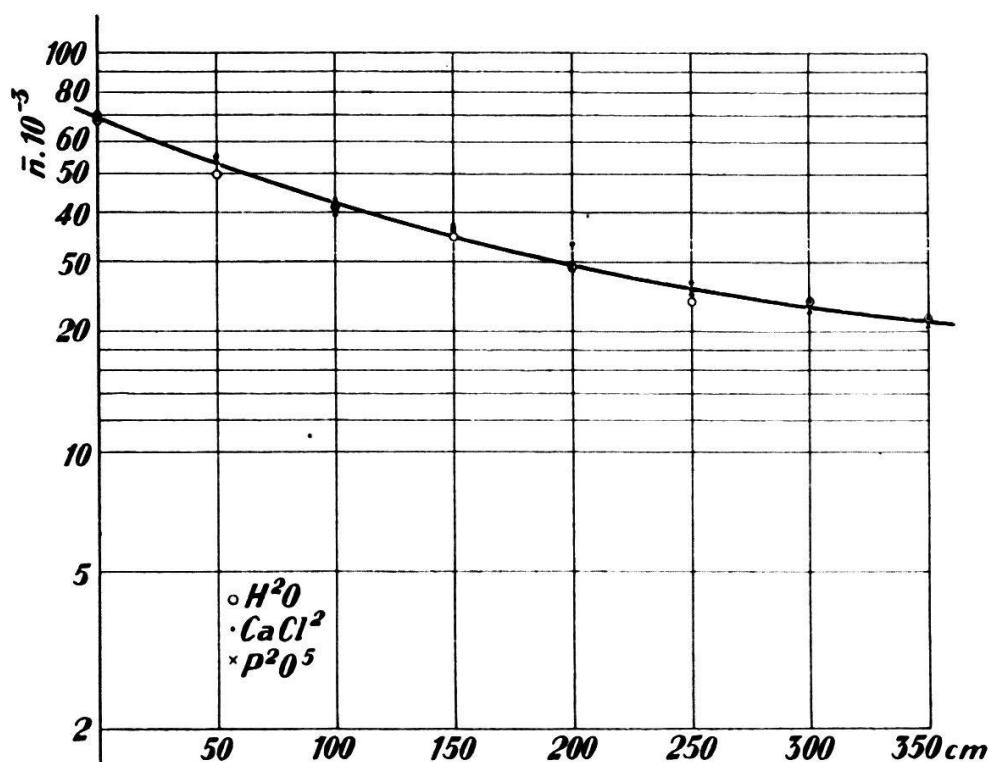


FIG. 28. — *Affaiblissement d'un écoulement unipolaire positif.*  
Conditionnement :  $P_2O_5$ ,  $CaCl_2$  et  $H_2O$ . Tube 7,6 cm.

Nous avons tout d'abord opéré avec des densités ioniques aussi élevées que possible avec l'intention d'augmenter la précision des mesures. Les figures 28 et 29 donnent les résultats des mesures pour des écoulements unipolaires respectivement positif et négatif avec différents conditionnements de l'air en

humidité ( $H_2O$ ,  $CaCl_2$ ,  $P_2O_5$ ) et dans un tube de 7,6 cm de diamètre.

La variation de teneur en vapeur d'eau est sans effet sur l'affaiblissement de l'écoulement positif. Les trois courbes relatives aux trois types de conditionnements se superposent assez exactement, aux fluctuations expérimentales près (fig. 28). Il n'en est pas de même pour l'écoulement unipolaire négatif: les densités ioniques sont abaissées en même temps que la teneur en vapeur d'eau, et ceci à peu près dans la même proportion durant tout le parcours (écart logarithmique constant entre les différentes courbes à tension de vapeur constante). L'écart moyen est d'environ 20 % lorsqu'on passe de 4 mm ( $P_2O_5$ ) à 15 mm ( $H_2O$ ) de tension de vapeur d'eau.

En outre, quel que soit le degré de saturation, l'écoulement négatif a toujours une densité moyenne inférieure à celle de l'écoulement positif. Nous proposerons une explication de ces faits plus loin au paragraphe 33. Nous en retiendrons pour l'instant que si le degré d'humidité est sans influence sur les mesures de densités unipolaires positives, il faut, en revanche, opérer avec une tension de vapeur d'eau constante pour la mesure des densités négatives, pour éviter une source d'erreur importante.

Mais les faits les plus importants qui ressortent de l'examen de ces deux figures sont, d'une part, la courbure de la représentation graphique et, d'autre part, sa forte pente. L'affaiblissement de la densité n'est pas simplement exponentiel, et si l'on prend les pentes moyennes des courbes ( $\lambda_+ = 3,35 \cdot 10^{-3}$ ,  $\lambda_- = 4,14 \cdot 10^{-3}$ ) leurs valeurs sont beaucoup trop élevées pour correspondre à des dimensions ioniques correspondant à la réalité. Elles entraîneraient en effet des dimensions d'ions inférieures à la molécule, ce qui contredirait les déterminations issues des mesures des mobilités.

Nous avons attribué à la *diffusion électrique*, négligée dans notre théorie simplifiée de la diffusion des ions, cet écart considérable entre les prévisions théoriques et l'expérience.

Evaluons l'ordre de grandeur de cette diffusion à l'aide de la formule (10) de WOLODKEWITSCH (chap. III, § 15)

$$r^2 = r_0^2 (1 + 4\pi \epsilon k \bar{n}_0 e t)$$

Dans un tube de 7,6 cm de diamètre et de 350 cm de longueur, le temps  $t$  de parcours de la colonne ionisée pour un débit de 1 l/sec est de 15,9 secondes. Si l'on prend pour mobilité moyenne des ions  $k = 2 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ V}^{-1} = 600 \text{ ues}$ , et

$n_0 = 60\,000$  ions/cm<sup>3</sup> pour densité moyenne, supposée homogène, à l'origine de l'écoulement, il vient:

$$\frac{r^2}{r_0^2} = 1 + 4\pi \cdot 600 \cdot 60\,000 \cdot 4,80 \cdot 10^{-10} \cdot 15,9 = 4,5$$

La section de la colonne ionisée est donc multipliée par 4,5 quand elle se dilate librement; et dans un tube métallique 3,5 parties pour 1 des charges sont adsorbées par les parois; la

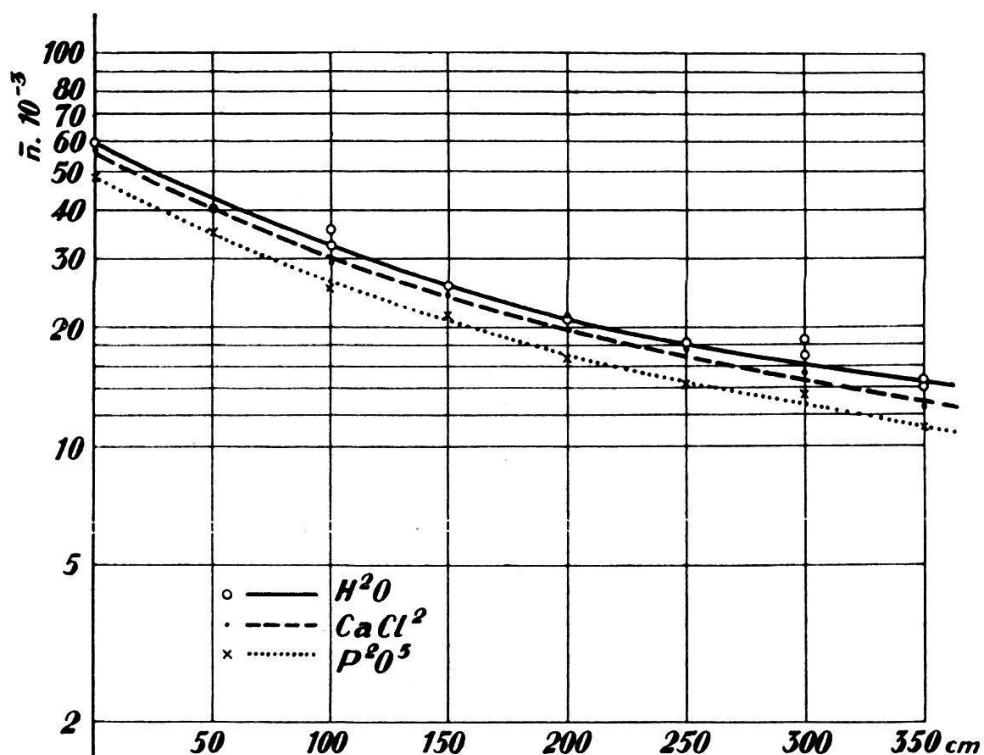


FIG. 29. — *Affaiblissement d'un écoulement unipolaire négatif.*  
Conditionnements :  $P_2O_5$ ,  $CaCl_2$  et  $H_2O$ . Tube 7,6 cm.

densité qui reste homogène, est réduite de 4,5 fois, à 13 300 ions/cm<sup>3</sup>.

Cette évaluation qui donne un affaiblissement des densités de même ordre de grandeur que l'affaiblissement observé (figures 28 et 29) nous montre bien que c'est la diffusion électrique qui a joué le rôle principal dans ces premières expériences. Celle-ci explique donc les valeurs exagérées de  $\lambda$  et sans doute aussi la courbure de la représentation graphique.

Pour que la diffusion gazeuse — la seule qui nous intéresse — apparaisse, il faut réduire l'importance de la diffusion électrique. La formule de WOLODKEWITSCH nous montre que nous disposons pour cela de deux moyens: abaisser la densité

ionique ou réduire le temps de parcours  $t$ . Ce dernier effet sera obtenu en diminuant, à débit constant, le diamètre du tube de déperdition.

Avec un tube de 4,8 cm ( $t = 6,3$  sec) et une densité initiale  $\bar{n}_0 = 4000$ ,

$$\frac{r^2}{r_0^2} = 1,09$$

c'est-à-dire que la diminution de densité ou la part d'ions captés par les parois sous l'effet seul de la diffusion électrique

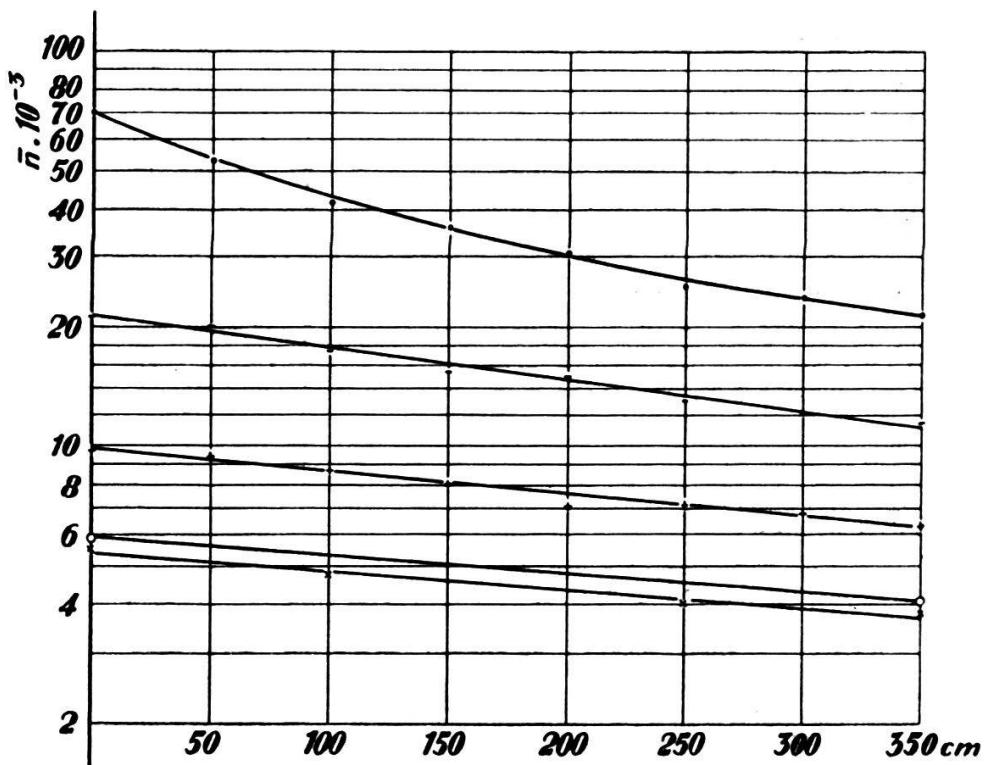


FIG. 30. — *Ecoulements positifs. Densités décroissantes.*  
Tube 7,6 cm.

au cours de l'écoulement ne sont plus que de l'ordre de 10 %. Cet effet spécifique de la diffusion électrique serait ramené à 1 % environ dans les mêmes conditions avec une densité unipolaire de 400 ions/cm<sup>3</sup>. A la précision près des mesures de densité, il serait alors négligeable, et la diffusion gazeuse entrerait seule en considération pour l'affaiblissement de la densité dans l'écoulement.

Malheureusement, quand on descend à des densités si basses, la précision des mesures devient mauvaise. Ce fait est dû à la capacité élevée du dispositif de mesure — capacité entraînée par le type de construction de l'appareil qui doit

permettre la mesure des ions lourds. Pratiquement, le dispositif ne permet plus d'atteindre une précision suffisante au-dessous de 2 à 4000 ions/cm<sup>3</sup>.

Il n'est donc pas possible de se placer dans des conditions expérimentales telles que la diffusion électrique y soit négligeable et la diffusion gazeuse seule apparente. Pour tourner cette difficulté, nous avons été contraint d'adopter des méthodes d'extrapolation où l'on opère, soit par densités décroissantes, soit par sections de tubes décroissantes. Les mesures portant sur des régimes d'écoulement des ions où la diffusion électrique décroît progressivement et disparaît à la limite extrapolée (densité nulle ou section nulle).

#### REMARQUE SUR L'EMPLOI DE L'ACIDE SULFURIQUE COMME DESSÉCHANT.

$\text{H}_2\text{SO}_4$  concentré pur est un desséchant énergique, et son emploi pour le conditionnement de l'air dans notre circuit fermé a l'avantage d'abaisser à 3 à 4 mm la tension de vapeur d'eau. Malheureusement les vapeurs d'acide sulfurique introduisent dans le circuit une proportion d'ions des deux signes, plus lourds que les ions légers et qui ne sont donc pas séparés complètement par leur passage au travers du champ électrique. L'écoulement comporte des ions différents des ions légers aériens habituels, et il n'est plus unipolaire. On trouve ainsi, dans le tube de 7,6 cm

A une distance de		Densité moyenne		
		positive	négative	
350 cm	Flux positif	27 900	9 500	$\text{H}_2\text{SO}_4$ frais
	Flux négatif	6 300	24 000	
0 cm	Flux positif	72 600	6 500	$\text{H}_2\text{SO}_4$ utilisé 1 jour
	Flux négatif	2 700	57 900	

Dans le flux qu'on voudrait unipolaire, la proportion d'ions résiduels de signe opposé est notable, et celle-ci paraît d'autant plus élevée que l'acide employé est plus frais.

On remarque également, dans les mêmes conditions, que la *pente* du tracé des courbes d'affaiblissement de la densité est plus faible avec  $\text{H}_2\text{SO}_4$  qu'avec les autres produits de conditionnement (où elle reste toujours la même), et ceci malgré l'influence opposée de la recombinaison. Cela confirme l'introduction d'ions plus lourds dans l'écoulement.

Ces constatations nous conduisent à rejeter l'usage de l'acide sulfurique comme desséchant dans les mesures d'ionisation.

**§ 31. Mesures à densités ioniques moyennes décroissantes.  
Extrapolation par densités.**

Pour la majorité des mesures qui suivent, le conditionnement de l'air est effectué au  $\text{CaCl}_2$ . Pour quelques courbes à densités basses seulement, l'air de la salle est utilisé sans conditionnement. Ces précautions n'ont pas empêché quelques

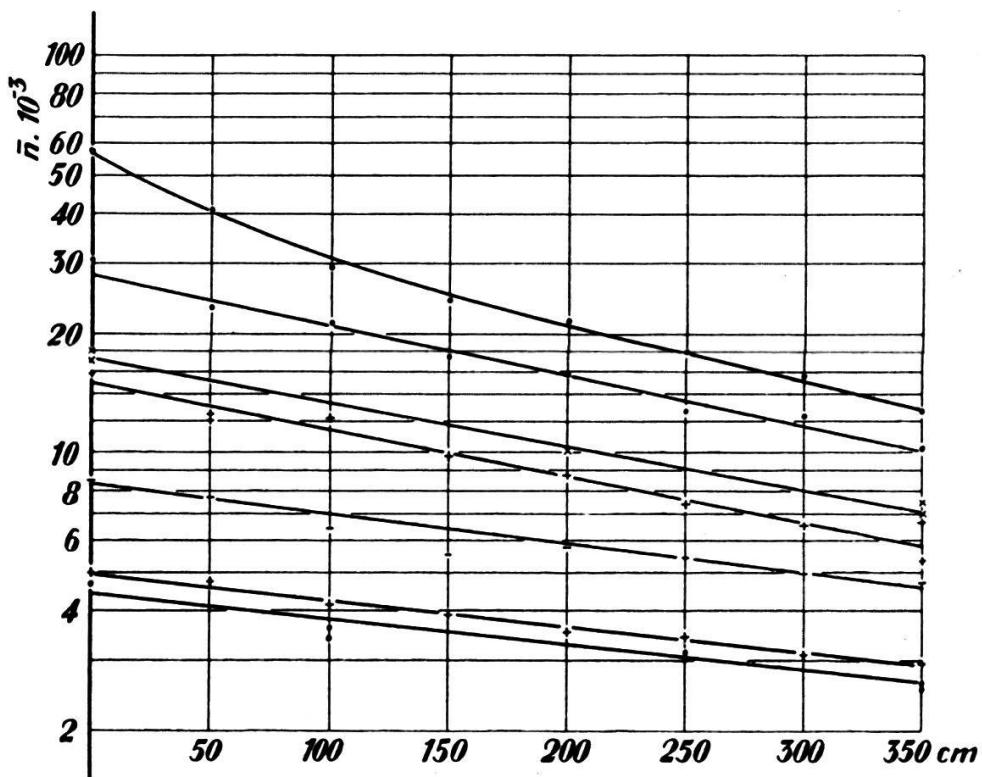


FIG. 31. — *Ecoulements négatifs. Densités décroissantes.*  
Tube 7,6 cm.

variations de 1 à 2 mm de tension de vapeur d'eau de se produire, variations qui ont entraîné des écarts des points expérimentaux pouvant atteindre 10 % pour les ions négatifs.

Les figures 30 et 31 pour le tube de 7,6 cm, la figure 32 pour le tube de 4,8 cm, donnent les résultats des mesures d'affaiblissement de la densité ionique moyenne pour différentes densités réglées à l'origine de l'écoulement.

Pour les densités supérieures à 20 000, la représentation graphique est une courbe, alors qu'elle apparaît très sensiblement comme rectiligne au-dessous de cette valeur. En fait, les différentes courbes d'une même figure sont des segments détachés d'une courbe expérimentale unique à pente graduellement décroissante. Pour des densités suffisamment basses,

cette courbe tend vers la droite qui caractérise l'affaiblissement exponentiel du régime à diffusion gazeuse pure (diffusion électrique négligeable). La courbure de la représentation graphique est donc due à la diffusion électrique. Elle est d'autant plus élevée que la densité ionique est plus forte.

Pour chacune des courbes des figures 30 à 32, on détermine par interpolation la densité ionique médiane à l'abscisse de 175 cm et la pente de la courbe au même point, ou plutôt le coefficient d'affaiblissement exponentiel  $\lambda$  qui lui correspond. On obtient deux valeurs des pentes, par le tracé géométrique au travers des points expérimentaux d'une part,

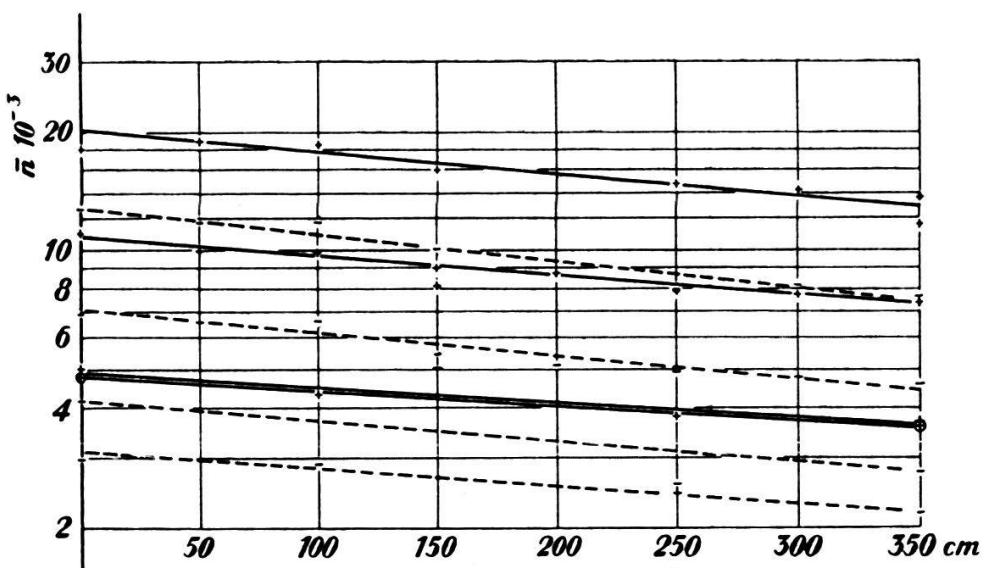


Fig. 32. — *Ecoulements positifs et négatifs. Densités décroissantes.*  
Tube 4,8 cm.

et par la méthode des moindres carrés appliquée à ces mêmes points d'autre part. On prend la moyenne des deux valeurs qui ne diffèrent que de quelques pourcents.

Dans les figures 33 a et 34 a, nous avons reporté graphiquement les valeurs de  $\lambda$  ainsi déterminées, en fonction des densités médianes, ceci pour les écoulements unipolaires positifs et négatifs. On voit que pour chacun des tubes, les points calculés se trouvent sur une même droite. Les écarts (sauf pour un seul point aberrant) sont inférieurs à l'erreur avec laquelle les valeurs de  $\lambda$  sont déterminées, erreur qu'on peut estimer égale à 5 à 10 %. Cette répartition quasi rectiligne des points expérimentaux dans un large domaine, justifie l'extrapolation linéaire qui détermine, sur l'ordonnée, pour une densité ionique nulle, la valeur de  $\lambda$  correspondant à

la diffusion gazeuse pure. Les deux tubes donnent, pour chaque signe d'ions, deux valeurs différentes dont l'écart est admissible. Nous les discuterons plus loin.

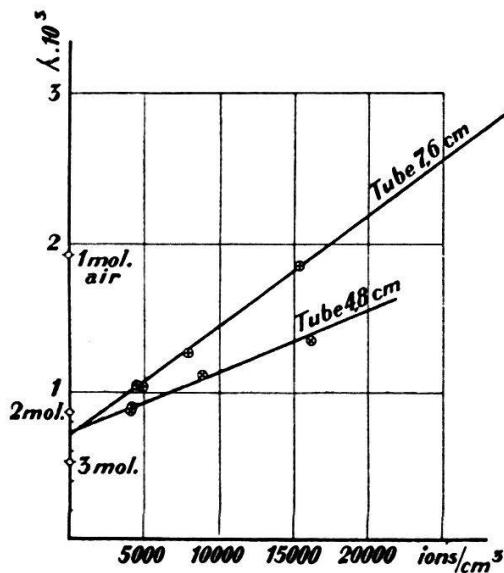


FIG. 33a. — Ions positifs. Extrapolation par densités décroissantes.

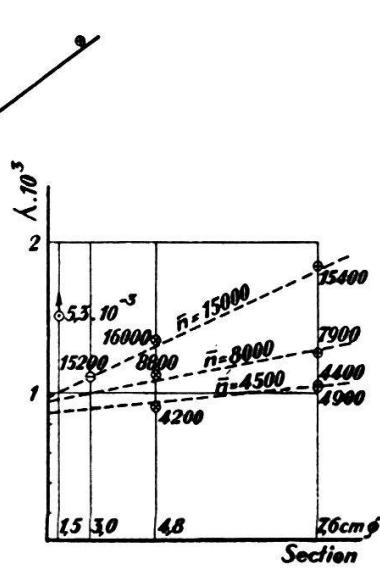


FIG. 33b. — Ions positifs. Extrapolation par sections décroissantes.

### § 32. Mesures à densité médiane constante et diamètres variables.

#### Extrapolation par sections d'écoulement décroissantes.

C'est la méthode la moins précise. Elle ne constitue qu'une présomption supplémentaire pour légitimer la précédente.

On règle la densité ionique de façon qu'elle soit à peu près la même pour chacun des tubes au milieu de l'écoulement (environ 15 000 et 10 000 ions/cm<sup>3</sup> pour les ions respectivement positifs et négatifs de l'une des séries de mesures donnée par la figure 35). On observe ensuite comment varient la pente et l'affaiblissement  $\lambda$  en fonction du diamètre ou de la section. Comme le temps de parcours de la colonne ionisée est inversement proportionnel à la section, on doit s'attendre à une diminution de la diffusion électrique, et par suite à une diminution de la pente avec la section. C'est bien ce que montrent tout d'abord les observations de la figure 35 pour les tubes de 7,6, 4,8 et 3,0 cm de diamètre. Pour le tube le plus petit de 1,5 cm on observe par contre une élévation brusque de la pente qui atteint des valeurs 6 fois plus grandes environ que celles que l'on pourrait présupposer.

Cette anomalie s'explique par une différence de régime

d'écoulement du gaz. Nous avons vu au § 29 que le régime est laminaire pour les trois plus grands tubes alors qu'il est turbulent pour le dernier, la limite entre les deux régimes apparaissant avec le tube de 3,0 cm où le régime laminaire commence à être instable.

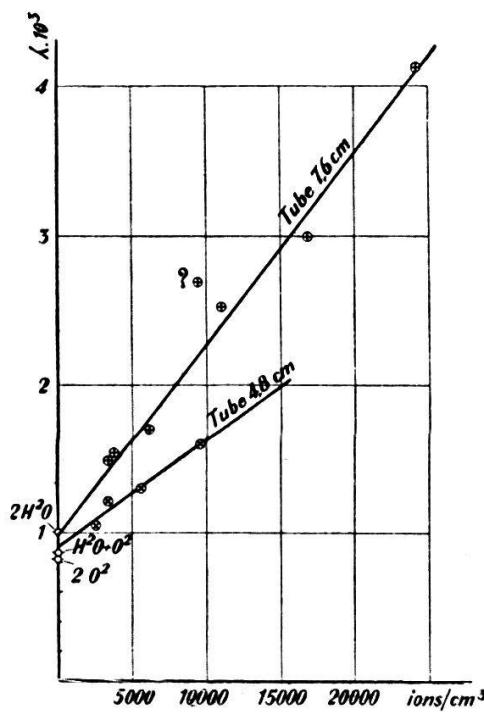


FIG. 34a. — Ions négatifs. Extrapolation par densités décroissantes.

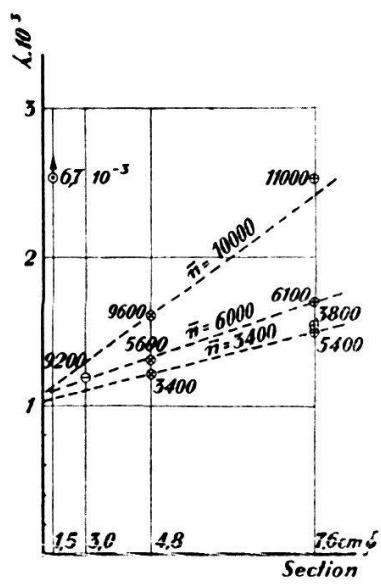


FIG. 34b. — Ions négatifs. Extrapolation par sections décroissantes.

Le régime turbulent augmente donc considérablement la déperdition ionique latérale. L'écart relativement au régime laminaire est même si élevé que la mesure de la déperdition d'un flux unipolaire pourrait servir de méthode expérimentale dans les écoulements des gaz pour distinguer les deux régimes.

Dans les figures 33 b et 34 b, nous avons reporté en abscisse les section des tubes et en ordonnée les valeurs de  $\lambda$  correspondantes, pour différentes densités moyennes au milieu du tube (la valeur de la densité est indiquée à côté de chaque point). Si, après interpolation, on joint par des droites les points \* de même densité (10 000, 6000, etc., ions/cm<sup>3</sup>), tou-

\*) Nous n'avons qu'un point de chaque signe pour le tube de 3,0 cm., les mesures s'étant, avec ce diamètre, révélées trop instables pour qu'il vaille la peine de les poursuivre.

tes ces droites concourent à peu près sur l'ordonnée où elles déterminent des valeurs de  $\lambda$  correspondant à une section et un temps d'écoulement nuls, c'est-à-dire aussi à l'absence de diffusion électrique.

On voit que les valeurs de  $\lambda$  ainsi déterminées sont un peu supérieures et pourtant assez rapprochées de celles résultant de l'extrapolation par les densités décroissantes. Nous leur accorderons pourtant moins de valeur puisqu'une partie des mesures relatives au tube de 3,0 cm fait défaut.

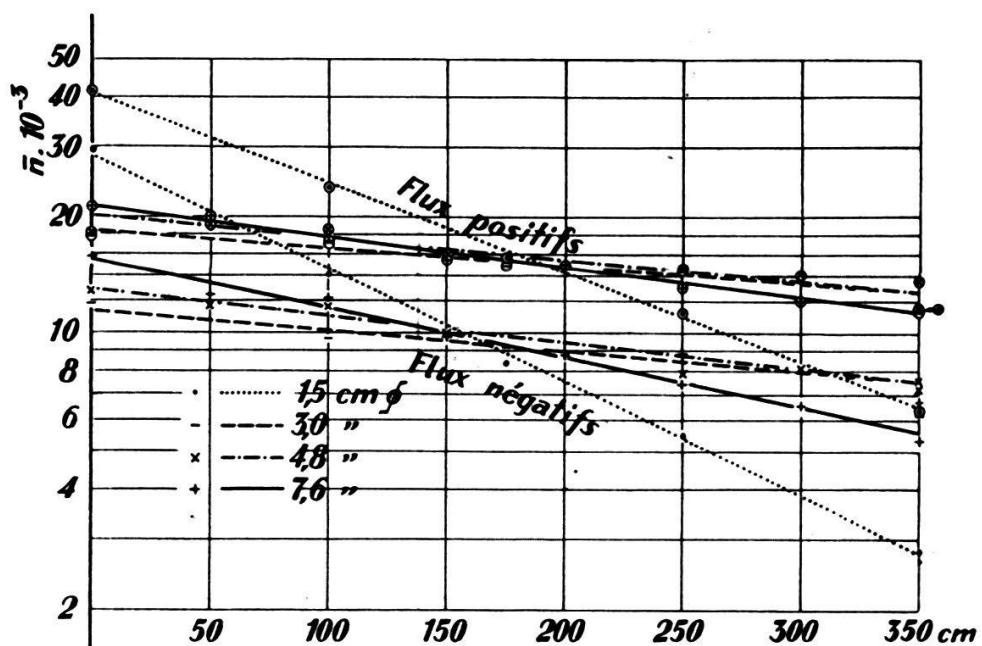


FIG. 35. — Variation de la déperdition à densités moyennes constantes et diamètres de tubes différents.

### § 33. Action de la tension de vapeur d'eau sur les ions négatifs.

Nous avons vu, au § 30, qu'une importante variation de tension de vapeur d'eau est sans influence sur la courbe d'affaiblissement des ions positifs alors que celle des ions négatifs est déplacée parallèlement à elle-même dans le sens d'une augmentation de la densité avec la tension de vapeur. Les courbes de la figure 36, enregistrées dans des conditions où la diffusion électrique est moindre (densités médianes 5500 et 6600, tube de 4,8 cm) que dans la figure 29, confirment entièrement ce déplacement. La courbe supérieure concerne un conditionnement à l'eau (air humide, tension  $14,5 \pm 1$  mm), l'inférieure un conditionnement au  $\text{CaCl}_2$  (air sec, tension de vapeur 5 à 6 mm). Malgré la dis-

persion de quelques points (dispersion due aux variations inévitables de tension de vapeur), l'écart logarithmique, et par conséquent les pentes des deux courbes, sont les mêmes. La méthode des moindres carrés donne

$$\lambda_{H_2O} = 1,30 \cdot 10^{-3}, \quad \lambda_{CaCl_2} = 1,33 \cdot 10^{-3}.$$

Soit avec une forte, soit avec une faible diffusion électrique, la vapeur d'eau ne modifie donc pas le taux de déperdition des ions négatifs. On doit en conclure que la structure de ces ions, leurs dimensions, sont indépendantes de la tension de vapeur, dans les limites où nous avons fait varier celle-ci, et aussi à l'époque de leur vie où les ions sont exa-

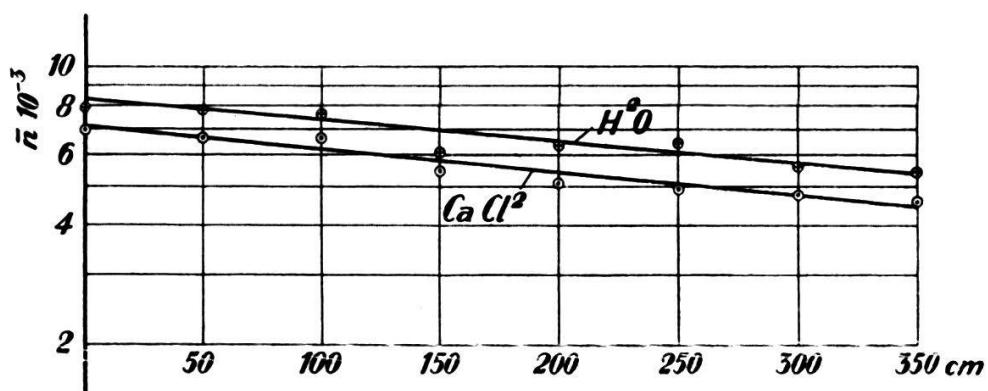


FIG. 36. — *Influence de la tension de vapeur d'eau sur la déperdition.*  
Tube de 4,8 cm.

minés. (Ils pénètrent dans l'écoulement 1 à 2 secondes après leur formation et la durée de l'écoulement est de 16 sec pour le tube de 7,6 cm, de 6 sec pour le tube de 4,8 cm de diamètre.)

La tension de vapeur influence par contre le nombre d'ions négatifs par  $cm^3$  qui parviennent à l'origine de l'écoulement, ce nombre croissant avec la tension dans les mêmes conditions de production des ions. On ne peut que formuler une hypothèse sur le mécanisme de cette action, sans l'appuyer encore sur le calcul. Si les ions négatifs, comme il est probable, sont formés, dans l'air, par l'adjonction d'un certain nombre de molécules d'eau à un électron, il est vraisemblable qu'il faut un très grand nombre de chocs d'un électron, puis d'un ion monomoléculaire, contre des molécules d'eau pour que l'édifice ionique définitif se constitue. Le temps de formation d'un ion dépendant ainsi d'un nombre moyen de chocs dépendrait aussi de la tension de vapeur d'eau, puisque le

nombre de chocs par unité de temps est proportionnel à cette tension. L'ion serait constitué plus rapidement avec une tension élevée qu'avec une tension basse. Dans le voisinage immédiat de la source ionisante, il y aurait donc une part notable d'électrons libres ou d'ions monomoléculaires, petits édifices dont la mobilité, et par suite la diffusion gazeuse vers les parois, sont plus élevées que pour les ions complètement constitués. La diffusion gazeuse intervient seule ici puisque l'écoulement comporte des charges des deux signes.

Au bout d'une à deux secondes au maximum, l'ion léger négatif est constitué, c'est pourquoi l'on observe une diffusion constante dans le tube d'écoulement avec une densité ionique suffisamment basse.

Les faits expérimentaux suivants, apportés par d'autres auteurs, avec des méthodes différentes, nous paraissent compatibles avec l'explication précédente de la formation progressive et sélective de l'ion négatif au contact de la vapeur d'eau.

H. SCHILLING<sup>3</sup>, avec la méthode du champ alterné, détermine la mobilité des ions une fraction de seconde après leur formation dans des conditions de pureté et de séchage des gaz tout particulièrement soignées. Dans l'air sec, la mobilité est tout d'abord égale à  $2,4 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ V}^{-1}$  (édifice déjà polymoléculaire); elle descend à 1,8 en présence de traces de vapeur d'eau, puis diminue encore quand la vapeur d'eau augmente, pour atteindre  $1,4 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ V}^{-1}$  à la saturation.

M. LAPORTE<sup>1</sup> détermine aussi la mobilité des ions immédiatement après leur formation, avec une méthode originale inspirée de celle de FIZEAU pour la détermination de la vitesse de la lumière. Il observe, pour les ions légers, une répartition des mobilités dans une bande assez large, qui correspondrait à des édifices ioniques de dimensions différentes. L'humidité de l'air déplace les courbes de fréquence des mobilités en faisant passer la mobilité la plus fréquente de 2,16 pour l'air sec à 1,79 pour l'air saturé.

J. ZELENY<sup>33</sup> étudie, dans ses travaux récents, la mobilité avec sa méthode du condensateur cylindrique à courant gazeux qu'il a perfectionnée. Comme LAPORTE, il trouve un spectre de répartition des mobilités. Par contre, en opérant dans un air humide contenant de 1,5 à 7,6 mg d'eau par litre, il ne signale pas de variations de la mobilité. A quoi il faut remarquer qu'il observe les ions 2 à 3 sec après leur formation, époque à laquelle nous observons nous-mêmes une diffusion constante.

M. DA SILVA<sup>2</sup>, en étudiant la forme des courbes de sa-

turation de quelques gaz, en déduit la valeur de l'affinité de ceux-ci pour l'électron. Dans l'argon suffisamment pur, tous les ions négatifs sont des électrons libres. En ajoutant de l'oxygène ou de la vapeur d'eau à l'argon, on observe des déformations des courbes de saturation indiquant que l'oxygène et la vapeur d'eau possèdent une très grande affinité électronique. L'électroaffinité de la vapeur d'eau est au moins dix fois plus grande que celle de l'oxygène.

### § 34. Causes d'erreurs dans la détermination expérimentale de $\lambda$ .

Nous avons vu au chapitre IV, § 23, que le coefficient d'affaiblissement  $\lambda_1$ , peut être mis sous la forme

$$(28) \quad \lambda_1 = \frac{2}{3} \rho_1^2 \sqrt{\frac{2\pi kT}{G}} \frac{l}{\sqrt{m}}$$

Sa valeur dépend donc des fluctuations du débit  $G$ , de la température et de la pression, puisque le libre parcours est inversement proportionnel à celle-ci. Au cours des expériences, le débit  $G$ , mesuré avec une précision de 1 %, a subi des fluctuations de 1 à 2 %. Les variations de  $\pm 3^\circ \text{C}$  autour de  $19,5^\circ \text{C}$  pris pour température de référence entraînent pour  $\lambda_1$  des fluctuations négligeables (0,5 %). L'erreur entraînée par les variations de pression atmosphérique  $711 \pm 9 \text{ mm}$  atteint un peu plus de 1 %.

Une autre source d'erreur est entraînée par la présence d'un résidu d'ions légers de l'autre signe dans l'écoulement unipolaire, résidu provenant de l'action ionisante du solde de rayonnement gamma qui balaye l'écoulement d'une part, et des électrons secondaires issus de la chambre d'ionisation d'autre part. Ce résidu, qui est de l'ordre du pourcent pour les densités unipolaires élevées, atteint une plus grande proportion aux densités basses. On a par exemple, avec une densité initiale positive de  $5500 \text{ ions/cm}^3$  dans le tube de 7,6 cm, un résidu de 1000 ions négatifs. Pendant la durée  $t$  du parcours de l'écoulement, il se recombine un nombre de paires d'ions par  $\text{cm}^3$

$$\alpha n_+ n_- t = 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 5500 \cdot 1000 \cdot 15,9 = 140$$

Dans le tube de 4,8 cm, on a seulement 100 à 200 ions négatifs dans un écoulement positif de  $5000 \text{ ions/cm}^3$  à l'ori-

gine. Le nombre d'ions recombinés n'est plus alors que de 5 à 10 paires. Il est tout à fait négligeable dans ce dernier cas, mais dans le précédent il entraîne, par une disparition supplémentaire des ions mesurés, une augmentation de 7 % de la valeur de  $\lambda$ .

Enfin, la mesure des densités elle-même est affectée d'une erreur de 1 à 2 %.

En faisant la somme de toutes ces erreurs, on voit que les valeurs de  $\lambda$  sont déterminées avec une précision de 5 à 12 %, la plus grande de ces valeurs étant relative au tube de 7,6 cm seulement.

Cette précision des déterminations de  $\lambda$  pourrait être augmentée par divers moyens que nous n'avons pu employer dans cette première application de la méthode :

1. en régularisant le débit d'air,
2. en employant un diamètre de tube assez faible pour que la recombinaison soit négligeable,
3. en diminuant de 5 à 10 fois la capacité de l'appareil de mesure à courant gazeux, par la construction d'un appareil de même principe, mais calculé pour la mesure des ions légers seulement,
4. en opérant assez rapidement dans des conditions de pression et de température plus constantes.

On doit ainsi pouvoir augmenter la précision et faire descendre l'erreur totale à 1 à 2 %.

**REMARQUE SUR LA NON-UNIFORMITÉ DE LA VITESSE.** — Le calcul (chap. III) suppose que la vitesse d'écoulement  $u$  est uniforme et constante dans tout l'écoulement. En réalité, en régime laminaire, il s'agit d'un écoulement de démarrage où la vitesse, à peu près uniforme dans la section initiale, prend graduellement une répartition parabolique qu'elle atteint vers la fin de l'écoulement (J. NIKURADSE, cité par PRANDTL-TIETJENS<sup>26</sup>). Il semble que cette non-uniformité de la vitesse soit pratiquement sans influence. En effet, dans les relevés expérimentaux, à densités basses, on n'observe pas de modification de  $\lambda$  en fonction de l'abscisse. La déperdition reste constante. Cela tient sans doute au fait que les vitesses moléculaires qui commandent la diffusion sont très élevées relativement aux vitesses de translation du gaz.

### § 35. Les valeurs limites du coefficient d'affaiblissement et leur interprétation.

En accordant plus de poids à la détermination par les densités décroissantes qu'à la détermination par les sections décroissantes, les extrapolations linéaires des figures 33 et 34 donnent les valeurs suivantes du coefficient  $\lambda$  pour les ions légers positifs et négatifs :

$$\lambda_+ = (0,8 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$$

$$\lambda_- = (1,0 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$$

en unités c. g. s., à la température et pression moyennes de 19,5 °C et 711 mm de Hg, pour un débit de 1 l/sec.

On retrouve, comme pour les mobilités, une différence entre l'ion négatif et l'ion positif, le premier, plus léger, étant doué d'une diffusion gazeuse supérieure à celle du second.

Si l'on compare ces valeurs expérimentales aux valeurs théoriques de  $\lambda_1$  calculées au chapitre IV, § 25, on voit:

que l'*ion léger positif* est formé d'édifices qui comportent 2 à 3 molécules d'air, la valeur se trouvant plus près de 2 que de 3 molécules et pouvant être 2 molécules,

que l'*ion léger négatif* est formé d'édifices qui ont les dimensions de 2 molécules d'eau ou d'oxygène, ou encore les dimensions d'un édifice formé d'une molécule d'oxygène et d'une molécule de vapeur d'eau.

Ces résultats confirment et même précisent les déterminations des dimensions des ions issues des observations des mobilités et des formules de LENARD. Nous les avons signalées dans l'introduction.

Il faut insister sur le fait que cette méthode nouvelle de détermination des dimensions des ions est statistique, issue de la théorie cinétique des gaz et qu'elle peut par suite s'entendre de différentes manières. Trois hypothèses sont possibles:

1. Les édifices ioniques sont fixes au cours de l'agitation moléculaire et comportent un mélange d'ions invariables ayant 1, 2, 3, etc., molécules, la proportion d'ions de chaque espèce étant telle que l'ensemble se comporte statistiquement comme si les ions étaient formés de 2 à 3 molécules.

2. Les édifices ioniques, une fois constitués, sont fixes au cours de l'agitation moléculaire, et chaque ion d'un signe est toujours formé par le même édifice de 2 ou 3 molécules.

3. Les édifices ioniques sont sans cesse détruits et reconstruits par les chocs moléculaires; l'ion mono- devient polymoléculaire, et inversement l'ion polymoléculaire perd des molécules et devient monomoléculaire. Le résultat statistique donne l'apparence d'un édifice de 2 à 3 molécules.

Si la première hypothèse était exacte, la décroissance de la densité moyenne dans l'écoulement, au lieu d'avoir un seul terme, en aurait plusieurs et serait de la forme:

$$\bar{n} = \bar{n}_0 e^{-\lambda'_1 x} + \bar{n}'_0 e^{-\lambda''_1 x} + \bar{n}'''_0 e^{-\lambda'''_1 x} \dots$$

les indices ' ' ' ' caractérisant les édifices de 1, 2, 3, etc., molécules. Mais cette forme, dans notre représentation à ordonnée logarithmique, n'est plus linéaire. Elle ne s'accorde donc pas avec nos résultats expérimentaux qui montrent bien, que l'on tend vers une représentation graphique linéaire lorsque la diffusion électrique s'atténue et laisse place à la diffusion gazeuse. On peut donc, au moins en première approximation, éliminer la première hypothèse.

La précision des mesures n'est pas encore suffisante pour que l'on puisse choisir entre les hypothèses 2 et 3. En effet, si avec des mesures plus précises on trouvait toujours, dans des conditions physiques variées, un nombre entier de molécules, l'hypothèse 2 serait, avec de grandes chances, la seule à retenir. Ce serait par contre l'hypothèse 3 qui serait fondée si le nombre de molécules trouvé était fractionnaire.

Mais en augmentant la précision expérimentale, il sera aussi nécessaire de préciser les calculs et d'introduire dans ceux-ci les corrections de JEANS, de CHAPMAN et d'ENSKOG dont il a été question au chapitre IV, § 22.

\* \* \*

Remarquons encore que ces résultats font abstraction de toute attraction à distance qui s'exercerait entre les ions et les molécules neutres. Or, si une telle hypothèse peut se justifier pour les ions polymoléculaires constitués, ce ne peut plus être le cas pour les ions monomoléculaires puisque ceux-ci captent des molécules neutres. Quel est le mécanisme de cette capture, et quelle est la loi de force qui la régit ? Jusqu'à quelle distance cette force s'exerce-t-elle d'une façon notable ? Autant de questions auxquelles il ne semble pas encore possible de répondre.

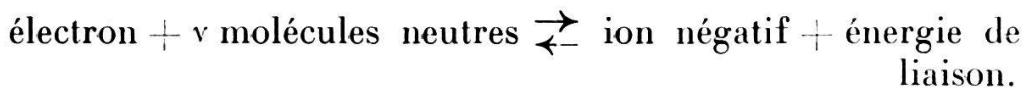
On peut seulement affirmer que le rayon d'action de cette

force doit être très faible puisque la loi d'action en raison inverse de la 5<sup>me</sup> puissance a été abandonnée.

### § 36. Théorie de la constitution des ions.

L'ion léger positif ou négatif, étant à la pression et à la température ordinaire, un édifice polymoléculaire formé de 2 à 3 molécules en moyenne, on doit se demander par quel mécanisme la constitution de l'édifice est ainsi réglée, et quelle influence est exercée sur celui-ci par des variations de température et de pression. Il n'existe, à notre connaissance, qu'un auteur, qui ait tenté de résoudre théoriquement cette question:

W. ROGOWSKI<sup>34</sup> considère les charges initiales (électron ou ion monomoléculaire positif), les molécules neutres du gaz et les ions constitués, comme les trois éléments gazeux d'une réaction chimique à phase gazeuse. La réaction ne s'opère jamais complètement et elle est réversible, selon la relation



Rogowski applique à cette réaction la *loi d'action des masses* (*Massenwirkungsgesetz*) qui, dans le cas de 3 éléments gazeux de concentrations  $c_1$  (électrons),  $c_2$  (molécules neutres),  $c_3$  (ions), prend la forme

$$\frac{c_1 c_2}{c_3} = \frac{A e^{-\frac{B}{T}} T^C}{p}$$

où A, B, C sont des constantes que l'on peut déterminer, T et p, la température absolue et la pression. Dans le cas d'électrons qui forment des ions monomoléculaires, le calcul des constantes conduit à l'expression

$$\frac{c_1}{c_3} \approx \frac{e^{-1,09} e^{-\frac{11600 V}{T}} T^{2,5}}{P 1,013 \cdot 10^6}$$

où V représente l'énergie exprimée en volts entre l'électron et la molécule neutre, P la pression gazeuse en atmosphères.

L'auteur estime à quelques dixièmes de volt, la valeur de l'énergie de liaison pour les gaz les plus électronégatifs comme l'oxygène, par exemple; cette énergie devient nulle ou voisine de zéro pour les gaz nobles. A la température et pres-

sion ordinaires, pour  $V = \frac{1}{2}$ , la presque totalité des électrons est associée à une molécule (gaz électronégatif). Pour  $V = 0$  (gaz noble) et dans les mêmes conditions, les  $\frac{2}{3}$  des charges sont des ions alors qu'un tiers sont des électrons libres \*. La majorité des électrons devient libre ( $\frac{c_1}{c_s} = 500$ ), à la température ordinaire et sous une pression réduite de  $1/1000^e$  d'atmosphère, avec un gaz noble ( $V = 0$ ).

A la température de la chambre et à la pression atmosphérique, le calcul montre qu'il ne peut se présenter d'édifices polymoléculaires négatifs que si l'énergie de liaison est supérieure, pour un édifice polymoléculaire, à celle d'un édifice monomoléculaire. Dans les mêmes conditions, il ne se présentera pratiquement pas d'édifice dont les dimensions soient supérieures à 3 molécules si l'on admet que l'énergie de liaison ne peut pas dépasser 1 volt. Aux pressions élevées et températures basses en revanche, on peut prévoir la formation d'ions négatifs de plus grandes dimensions.

L'ion positif monomoléculaire peut aussi capter une molécule et former un édifice dimoléculaire. Pour l'oxygène, par exemple, et pour une tension de liaison même supérieure à  $\frac{1}{2}$  V, l'ion positif comportera essentiellement deux molécules dans un large domaine de température et de pression.

La même méthode permet à l'auteur de prévoir le rôle important d'une impureté dans un gaz noble. Si l'impureté est électronégative ( $V = \frac{1}{2}$ ), elle joue déjà un rôle prédominant dans la formation des ions négatifs à partir d'une concentration égale à  $5,6 \cdot 10^{-9}$ .

On saisit toute l'importance de cette théorie unitaire de la formation des édifices ioniques. Elle pourra trouver un fondement expérimental plus étendu quand les énergies de liaison ioniques seront déterminées pour différents gaz dans un plus grand intervalle de température et de pression.

\* ) Cette conséquence n'est pas en accord avec les observations de SCHILLING et de DA SILVA pour lesquels les électrons restent libres (disparition pratique des ions) dans les gaz rares ou à électroaffinité nulle (Argon, Azote).

### § 37. Résumé.

Nous avons construit un appareil à courant gazeux pour la mesure des densités des ions lourds et des ions légers, qui utilise la méthode de charge. Le courant ionique est mesuré et compensé par un quartz piézo-électrique, un électromètre unifilaire de WULF servant d'instrument de zéro. Les inconvénients du champ antagoniste à l'entrée du condensateur cylindrique sont annulés par un dispositif de guidage du champ analogue à une optique électronique.

Un courant gazeux ionisé unipolaire en ions légers est produit, dans une chambre d'ionisation de forme étudiée, par les rayons  $\beta$  et  $\gamma$  d'une préparation de Radium. Un champ électrique uniforme, disposé sur l'ajutage de sortie, retient les ions d'un signe et laisse passer les ions du signe opposé. La disposition limite les effets nuisibles de la recombinaison et du rayonnement secondaire  $\beta$ . Le phénomène de la séparation des ions est étudié.

Si l'on néglige la diffusion électrique, on peut poser et résoudre l'équation différentielle de diffusion gazeuse d'un écoulement ionisé unipolaire cylindrique dans un tube conducteur. La densité moyenne dans l'écoulement décroît selon la loi simple

$$n = n_0 e^{-\lambda_1 x}$$

A l'aide du coefficient d'affaiblissement

$$\lambda_1 = \frac{\pi \rho_1^2 D}{G} = \frac{2}{3} \rho_1^2 \sqrt{\frac{2\pi kT}{G}} \frac{l}{\sqrt{m}}$$

que l'on détermine expérimentalement, on obtient les dimensions des ions si l'on admet une relation supplémentaire

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma'}\right)^3 = \frac{m}{m'}$$

entre les diamètres et les masses des ions et des molécules.

Comme la diffusion électrique joue un rôle important dans la diffusion des charges aux densités élevées, nous avons dû déterminer par un passage à la limite la valeur de  $\lambda$  pour la diffusion gazeuse pure.

Dans l'air, à la pression et à la température du laboratoire, les ions légers positifs et négatifs sont des édifices formés en moyenne de 2 à 3 molécules.

La variation de tension de vapeur d'eau est sans influence sur l'ion positif, tandis qu'elle doit jouer un rôle dans la formation de l'ion négatif au cours de sa première seconde d'âge.

En développant la précision de la méthode, il sera sans doute possible de préciser la constitution chimique des ions dans un mélange de gaz d'électroaffinités différentes.

Pour la détermination des dimensions des particules chargées, la recherche expérimentale de  $\lambda$  s'effectue en régime d'écoulement laminaire. Le coefficient d'affaiblissement prenant des valeurs considérablement plus élevées en régime turbulent, son observation peut servir de méthode de mesure pour distinguer les deux régimes. D'une manière générale, le dépôt de charges sur un obstacle conducteur, placé dans un écoulement unipolaire, peut servir à l'étude expérimentale de l'écoulement autour de l'obstacle.

\* \* \*

Nous devons une grande reconnaissance au Centre Anticancéreux romand, à M. P. MERCIER et à M. le Prof. A. ROSSELET qui, en nous permettant d'user des moyens matériels du Laboratoire de Recherches, ont rendu possible la réalisation de ce travail.

Nous exprimons notre vive gratitude à M. le Prof. A. PERRIER pour l'intérêt avec lequel il a suivi cette étude et pour la constante obligeance avec laquelle il a mis à notre disposition des appareils ainsi que l'aide précieuse du personnel technique de l'Institut de Physique de l'Université.

Nous remercions enfin M. le Prof. G. DE RAHM qui nous a donné la méthode de résolution de l'équation différentielle fondamentale.

\* \* \*

C'est l'appui bienveillant de la Société vaudoise des Sciences naturelles, des Fonds Agassiz et Forel et de la Société Académique Vaudoise qui a permis l'impression de cette étude.

CENTRE ANTICANCÉREUX ROMAND,  
*Service des Recherches expérimentales.*

## ADDENDA

Ce travail était achevé depuis une année quand on nous a signalé que J.-S. TOWNSEND \*) s'est posé en 1899 déjà notre problème de diffusion en vue de déterminer le coefficient de diffusion  $D$  des ions. En négligeant la diffusion axiale, mais en tenant compte en revanche de la répartition parabolique des vitesses dans l'écoulement, TOWNSEND pose l'équation différentielle (nous employons nos notations) :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{2 \bar{u}}{DR^2} (R^2 - r^2) \frac{\partial n}{\partial x} = 0$$

où  $\bar{u}$  représente la vitesse moyenne dans l'écoulement. Il donne, à l'aide d'un développement en série, une solution approchée de cette équation. Il établit la valeur des constantes du développement en supposant que la densité est nulle en  $r = R$  (paroi), et que la densité est constante et indépendante de  $r$  en  $x = 0$  :  $n = N_0(r) = n_0$ . Il ne justifie pas, comme nous l'avons fait, la première de ces hypothèses. Quant à la seconde, elle s'impose par les conditions expérimentales dans lesquelles il s'est placé (ionisation uniforme par rayons X dans la section initiale).

La solution de l'équation différentielle peut aussi s'écrire sous la forme  $n = f(x) \cdot g(r)$  où  $f(x)$  est de nouveau une fonction exponentielle.

L'équation différentielle en  $g(r)$  devient,

$$\frac{d^2 g}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dg}{dr} + \theta (R^2 - r^2) g = 0$$

où  $\theta$  est un paramètre ; ce n'est plus une équation de BESSEL ; TOWNSEND l'intègre par un développement en série qui prend la forme

$$g(r) = 1 - \frac{\theta R^2}{4} r^2 + \frac{1}{16} \left( \theta + \frac{\theta^2 R^4}{4} \right) r^4 - \dots$$

On choisit des valeurs  $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$  du paramètre telles que  $g(r) = 0$  en  $r = R$ . Soient  $g_1, g_2 \dots$  les expressions de  $g(r)$  correspondant à  $\theta_1, \theta_2, \dots$ , on a alors

$$n = c_1 g_1 e^{-\frac{\theta_1 DR^2}{2\bar{u}} x} + c_2 g_2 e^{-\frac{\theta_2 DR^2}{2\bar{u}} x} + \dots$$

les  $c_1, c_2 \dots$  sont fixés par la condition  $n = n_0$  en  $x = 0$ .

\*) J.-J. THOMSON, Conduction of electricity through gases, Cambridge 1906, p. 30 ; TOWNSEND J.-S., *Phil. Trans.*, A, 193, p. 129-158, 1899.

Après des calculs assez longs, qui déterminent les constantes de deux termes du développement, on trouve, pour le rapport entre le débit des charges  $Q$  à l'abscisse  $x$  et le débit de charges  $Q_0$  à l'origine

$$\frac{Q}{Q_0} = 4 \left\{ 0,1952 e^{-\frac{7,313 D x}{2 R^2 \bar{u}}} + 0,0243 e^{-\frac{44,56 D x}{2 R^2 \bar{u}}} + \dots \right\}$$

Dans notre propre solution, le même rapport a pour valeur

$$\frac{Q}{Q_0} = e^{-\lambda_1 x} = e^{-\frac{\rho_1^2 D x}{R^2 u}} = e^{-\frac{5,77 D x}{R^2 u}}$$

Si la marche générale du calcul est la même, et si les solutions ont des formes analogues, les constantes numériques issues de conditions initiales différentes, sont aussi très différentes.

TOWNSEND mesure le débit de charges à deux distances fixes et en effectue le rapport. La valeur du coefficient de diffusion  $D$  recherchée en est déduite par une résolution graphique. Les ions ne sont pas séparés dans l'écoulement. Pour que la recombinaison soit négligeable, la diffusion est mesurée dans des tubes relativement minces (3 mm de diamètre) et courts (1 cm ou 10 cm de longueur). On prend simultanément 12 tubes pour augmenter le débit de charges ( $u \approx 100$  cm/sec).

Les coefficients de diffusion qui résultent de l'application de cette méthode (TOWNSEND, SALLES, FRANCK et WESTPHAL) ont les valeurs suivantes :

Air sec	$D_+ = 0,028$ à $0,032$	$D_- = 0,043$ à $0,045$
Air humide	$D_+ = 0,032$	$D_- = 0,035$

Si, par la formule (25), nous calculons le coefficient de diffusion correspondant aux valeurs de  $\lambda$  que nous avons déterminées, nous trouvons

$$D_+ = 0,044 \quad D_- = 0,055$$

En tenant compte de l'erreur expérimentale dont elles sont affectées, nos propres valeurs sont nettement supérieures.

Pour pouvoir dire laquelle des deux solutions est la mieux approchée au cas concret qu'elle traite, il faudrait résoudre l'équation-différentielle

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - \frac{2\bar{u}}{D} \left( 1 - \frac{r^2}{R^2} \right) \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} = 0$$

qui tient compte à la fois de la répartition parabolique des vitesses et de la diffusion axiale. Malheureusement, la solution de cette équation ne peut plus s'écrire sous la forme  $n = f(x)g(r)$ . Les deux cas

envisagés par TOWNSEND et nous-même sont les seuls où la séparation des variables s'effectue.

Telles qu'elles se présentent, avec leurs solutions mathématiques qui ne sont pas entièrement conformes aux conditions physiques du problème, les deux méthodes ne sont pas directement comparables en raison de la différence des conditions initiales d'ionisation (densité constante et densité variable dans la section initiale); il est donc difficile de dire laquelle donne les meilleurs résultats.

Notre méthode, si elle a l'avantage de tenir compte de la diffusion axiale et d'introduire les fonctions de BESEL, a pourtant l'inconvénient de négliger la variation de vitesse dans la section. TOWNSEND, en l'introduisant dans les calculs, réalise un beau succès analytique; mais on doit remarquer que la répartition parabolique supposée n'est pas conforme à la réalité puisque cette répartition ne s'installe que vers la fin de l'écoulement (régime laminaire de démarrage).

Par ailleurs, nos nombreuses mesures, qui montrent une chute exponentielle simple de la charge dans l'écoulement, justifient la simplicité de notre formule (23) (§ 21) et l'absence d'harmoniques.

Remarquons encore que dans la formule approchée de TOWNSEND limitée à deux termes, en  $x = 0$ ,  $\frac{Q}{Q_0} = 0,878$  au lieu de 1. Cette formule présente donc une erreur d'approximation qui peut atteindre plus de 10 %.

Finalement, étant donné la divergence des calculs et la différence des dispositifs expérimentaux (les tubes de déperdition ont des dimensions dont l'ordre de grandeur est tout à fait différent lorsqu'on passe d'un dispositif à l'autre), on doit considérer comme satisfaisant l'accord entre les coefficients de diffusion donnés par les deux méthodes.

## BIBLIOGRAPHIE

1. M. LAPORTE. — *J. de Phys. et Rad.*, VIII, **3**, 235, 1927; *Ann. de Phys.* X, **7-8**, 466-554, 1927.
2. M. A. DA SILVA. — *Ann. de Phys.* X, **11-12**, 165, 1929.
3. H. SCHILLING. — *Ann. d. Phys.* **83**, 23-79, 1927.
4. P. LENARD. — *Ann. d. Phys.* **60**, 329-380, 1919; **61**, 665-741, 1920.
5. L.-B. LOEB. — *Ann. d. Phys.* **84**, 689, 1927.
6. H.-A. ERIKSON. — *Phys. Rev.* **34**, 635-43, 1929.
7. P. LANGEVIN. — *Ann. de Chim. et de Phys.* **5**, 245, 1905.
8. J.-J. NOYLAN, R.-K. BOYLAN, G.-P. DE SACHY. — *Proc. Roy. Irish Acad.* **37**, 1-12, 1925.
9. O.-W. TORRESON a. G.-R. WAIT. — *S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* **39**, 47-64, 1934.
10. O. THELLIER. — *C. R.* **208**, 1167-70, 1939.
11. H. ISRAEL. — *Gerlands Beitr.* **40**, 29-43, 1933.
12. M. LAPORTE. — Décharge électrique dans les gaz (A. Colin, Paris, 1939).
13. F. DESSAUER. — Zehn Jahre Forschung auf dem physikalisch-medizinischen Grenzgebiet. Leipzig, 1931.
14. N. WOLODKEWITSCH. — *Ann. d. Phys.* V, **16**, 1933.
15. J. ZELENY. — *London Phil. Trans.* A, **195**, 193, 1900.
16. H. ISRAEL. — *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **31**, 173-216, 1931.
17. O.-H. GISH. — *Gerlands Beitr. z. Geophys.* **35**, 1-5, 1932.
18. H. TH. GRAZIADEI. — *Phys. Zeitsch.* XXXIV, 82-88, 1933.
19. H. GRIEGER. — *Zeitsch. f. Inst. Kde.* **55**, 116-122, 1935.
20. P. QUENET. — *C. R.*, **208**, 1521-23, 1939.
21. O.-H. GISH. — *S.-A. Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* 257-59, 1933.
22. H.-TH. GRAZIADEI. — *Phys. Zeitsch.*, **36**, 181-82, 1935.
23. P. MERCIER et G. JOYET. — *Arch. de Phys. Biol.* XIII, 220-64, 1936; *Bull. Soc. vaud. Sc. nat.*, **61**, 47-88, 1940.
24. TH. WULF. — Die Fadenelektrometer (Dümmler, Berlin u. Bonn, 1933).
25. ST. MEYER u. E. SCHWEIDLER. — Radioaktivität (Teubner, Leipzig u. Berlin, 1927).
26. L. PRANDTL u. O. TIETJENS. — Hydro- und Aeromechanik, Bd. II (Springer, Berlin, 1931).
27. W. MINDER. — Radiumdosimetrie (Springer, Wien u. Berlin, 1941).
28. E. BLOCH. — Théorie cinétique des gaz (A. Colin, Paris, 1930).
29. J.-H. JEANS. — Théorie dynamique des gaz. Trad. A. Clerc (A. Blanchard, Paris, 1925).
30. F. OLLENDORFF. — Potentialfelder der Elektrotechnik (J. Springer, Berlin, 1932).
31. P. FRANK. u. R. v. MISES. — Die Differential- u. Integralgleichungen der Mechanik u. Physik. (Braunschweig, 1930).

32. E. JAHNKE u. F. EMDE. — Funktionentafeln (Teubner, Leipzig u. Berlin, 1933).
  33. J. ZELENY. — *Phys. Rev.* **31**, 1114, 1928; *Phys. Rev.* **33**, 281, 1929; *Phys. Rev.* **34**, 310-34, 1929.
  34. W. ROGOWSKI. — *Zeitsch. f. Physik*, **98**, 399-414, 1936.
-

## Table des matières.

---

INTRODUCTION . . . . .	1
------------------------	---

### CHAPITRE I

#### *Méthode de mesure.*

1. La méthode du courant gazeux . . . . .	8
2. La méthode de décharge . . . . .	9
3. La méthode de charge . . . . .	10
4. Nouveau dispositif de mesure . . . . .	13
5. Courbe de saturation . . . . .	18
6. Technique de la mesure . . . . .	20
7. Etalonnage de la lame de quartz piézo-électrique . . . . .	22

### CHAPITRE II

#### *La production d'un courant unipolaire stable.*

8. La séparation des ions . . . . .	25
9. Production d'un courant ionisé constant et intense . . . . .	27
10. Chambres d'ionisation avec dispositif séparateur adossé .	30
11. Courbes de séparation . . . . .	34
12. Types de grilles et leurs « rendements » . . . . .	38

### CHAPITRE III

#### *L'équation de distribution de la densité ionique dans l'écoulement gazeux unipolaire.*

13. Introduction au problème . . . . .	40
14. Equation différentielle de distribution des densités ioniques avec diffusion gazeuse seule . . . . .	41
15. Equation différentielle des densités ioniques avec diffusions gazeuse et électrique . . . . .	43
16. Condition à la paroi . . . . .	46
17. Influence des charges d'image au voisinage de la paroi .	48
18. Solution de l'équation différentielle fondamentale . . . . .	50
19. Détermination approchée des $a_i$ . . . . .	53
20. Débit total d'ions dans une section droite . . . . .	55
21. Importance des harmoniques de Bessel d'ordre supérieur .	57

## CHAPITRE IV

*L'affaiblissement de la densité ionique et la grandeur  
des ions dans l'écoulement gazeux unipolaire.*

22. Le coefficient de diffusion des ions . . . . .	60
23. L'énergie cinétique de translation d'un ion . . . . .	61
24. Le libre parcours moyen d'un ion dans un gaz . . . . .	62
25. Valeurs numériques particulières . . . . .	65

## CHAPITRE V

*Dispositif expérimental général.*

26. Description du dispositif expérimental . . . . .	67
27. Conditionnement de l'air en vapeur d'eau . . . . .	70
28. Manipulations pour une détermination expérimentale . . . . .	72
29. Régime d'écoulement, nombre de Reynolds . . . . .	72

## CHAPITRE VI

*Résultats expérimentaux.*

30. Premières mesures; densités élevées; forte diffusion électrique . . . . .	74
31. Mesures à densités ioniques moyennes décroissantes. Extrapolation par densités . . . . .	79
32. Mesures à densité médiane constante et diamètres variables. Extrapolation par sections d'écoulement décroissantes . . . . .	81
33. Action de la tension de vapeur d'eau sur les ions négatifs . . . . .	83
34. Causes d'erreurs dans la détermination expérimentale de $\lambda$ . . . . .	86
35. Les valeurs limites du coefficient d'affaiblissement et leur interprétation . . . . .	88
36. Théorie de la constitution des ions . . . . .	90
37. Résumé . . . . .	92
 ADDENDA . . . . .	94
 BIBLIOGRAPHIE . . . . .	97