

Zeitschrift: Bulletin de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles
Band: 59 (1936-1937)
Heft: 240

Artikel: La séparation des ions légers positifs et négatifs pour l'obtention de courants d'air chargés d'un seul signe
Autor: Mercier, P. / Joyet, G.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-272467>

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: 24.11.2025

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

La séparation des ions légers positifs et négatifs pour l'obtention de courants d'air chargés d'un seul signe.¹

PAR

P. MERCIER et G. JOYET

(Séance du 10 juin 1936.)

Résumé. — Deux courants d'air également ionisés pénètrent dans deux champs électriques avec la même vitesse uniforme u . L'un des champs h' est parallèle au courant d'air, l'autre h'' lui est parallèle et opposé. Dès leur entrée dans les champs électriques, les courants d'air ne comportent que des ions légers d'un signe en densités égales si le rapport des intensités des deux champs est égal au rapport inverse des mobilités des ions passant et si la condition de séparation $k_1 h'' \geq u$ est satisfaite. Les densités ioniques sont contrôlées par des mesures et l'on donne les courbes de séparation des ions légers en fonction des champs.

La séparation des ions positifs et négatifs, pour obtenir un courant d'air ionisé chargé d'un seul signe, s'effectue très simplement dans un champ électrique, à l'aide des considérations qui suivent.

Le courant d'air ionisé de vitesse uniforme u pénètre dans le champ électrique uniforme h' ou h'' créé entre deux grilles planes et parallèles. La vitesse u cm/sec et les champs h' ou h'' volts/cm sont parallèles; dans le premier cas examiné ci-dessous, h' a le même sens que u , dans le second cas h'' et u sont de sens contraires. Soient k_1 et k_2 cm/sec: volt/cm les mobilités des ions positifs et négatifs et n le nombre de paires d'ions par cm^3 à l'entrée du courant ionisé dans le champ électrique. On néglige les phénomènes de diffusion et de recombinaison des ions.

¹ Cette séparation a été effectuée dans une installation générale (dont la figure 3 ne donne qu'un fragment) réalisée pour tenter de mettre en évidence le rôle joué en biologie — et plus particulièrement dans le problème du cancer — par les ions légers positifs et négatifs. (Cf. P. MERCIER et G. JOYET, *Arch. de Phys. Biol.*, article à paraître à la fin de 1936.)

1^{er} cas. Le champ électrique a même sens que le courant d'air.

Les ions positifs se déplacent dans le sens du courant avec la vitesse $u + k_1 h'$.

Les ions négatifs s'arrêtent ou se déplacent en sens inverse du courant avec la vitesse $k_2 h' - u$, si $k_2 h' \geq u$.

Il n'y a donc plus que des ions positifs de mobilité k_1 dans l'espace occupé par le champ uniforme. Les ions négatifs sont captés par la grille d'entrée.

Considérons un filet fluide de 1 cm^2 de section dans le courant d'air, entre les deux grilles. Le débit ionique à l'entrée du filet a la valeur $n \cdot u$ ions/sec. Ce débit est constant tout le long du filet puisqu'on néglige la recombinaison et la diffusion. On a donc, n' étant la densité ionique positive dans l'espace occupé par le champ électrique :

$$n' (u + k_1 h') = n \cdot u$$

soit,

$$n' = \frac{n}{1 + k_1 \frac{h'}{u}}$$

La densité ionique des ions passant avec le courant d'air décroît donc, suivant une hyperbole, lorsque le champ électrique passe par des valeurs croissantes.

2^e cas. Le champ électrique est parallèle et opposé au courant d'air.

Les ions négatifs se déplacent dans le sens du courant avec la vitesse $u + k_2 h''$.

Les ions positifs s'arrêtent ou remontent le courant avec la vitesse $k_1 h'' - u$ si $k_1 h'' \geq u$. Ils sont captés par la grille d'entrée. Dans l'espace occupé par le champ électrique, il ne reste que des ions négatifs avec une densité n'' telle que

$$n'' = \frac{n}{1 + k_2 \frac{h''}{u}}$$

Pour que les densités ioniques soient égales, lorsqu'on passe d'un courant d'air à l'autre, il faut que $n' = n''$, ou :

$$\frac{n}{1 + k_1 \frac{h'}{u}} = \frac{n}{1 + k_2 \frac{h''}{u}}$$

ce qui donne,

$$1) \quad k_1 h' = k_2 h'' \quad \text{ou} \quad \frac{h'}{h''} = \frac{k_2}{k_1}$$

c'est la *condition d'égalité des densités ioniques* : les champs électriques doivent se trouver dans le rapport inverse des mobilités des ions passant. Bien entendu, ceci suppose que les valeurs de n et u sont les mêmes pour les deux courants ionisés.

Pour les ions légers que nous considérons, la mobilité (unique ou la plus fréquente) des ions négatifs est toujours supérieure à la mobilité des ions positifs, $k_2 > k_1$; il en résulte, si l'on applique la condition 1) que $h' > h''$. Alors, les deux conditions de séparation $k_2 h' \geq u$ et $k_1 h'' \geq u$ ne sont plus toutes deux nécessaires ; la *condition de séparation*

$$2) \quad k_1 h'' \geq u$$

seule, est suffisante.

k_1 , k_2 et u étant connus, on détermine par 2) et 1) les champs minima h' et h'' .

Nous basant tout d'abord sur les premières mesures concordantes de Zeleny et Langevin¹, nous avons pris 1,23 cm/sec : volt/cm et 1,93 cm/sec : volt/cm pour valeurs des mobilités positives et négatives dans l'air. Il en résulte que $\frac{k_2}{k_1} = 1,57$. C'est la valeur que nous avons adoptée pour le rapport des champs électriques. Mais des mesures plus récentes de différents auteurs n'ont pas toujours confirmé les premières valeurs données par Zeleny et Langevin. Les résultats obtenus par ces expérimentateurs peuvent être classés en deux groupes : les uns (H. A. Erikson², Schilling³, Bradbury⁴ pour les ions dont l'âge est inférieur à 0,04 sec.) déduisent de leurs expériences que les ions légers dans l'air sont constitués par un (parfois deux) types bien distincts doués d'une (ou de deux) mobilités bien définies pour les ions positifs et les ions négatifs.

Les autres (Laporte^{5,6}, Zeleny⁷, L. B. Lœb et N. E. Bradbury⁸ pour les ions dont l'âge est supérieur à 0,5 sec.) trouvent, par des méthodes expérimentales différentes, que les mobilités des ions légers d'un signe s'étalent dans une bande suivant une courbe analogue à une courbe de probabilité. La bande des mobilités possède en sa partie centrale un maximum qui correspond aux ions les plus fréquents. Dans l'air saturé d'humidité, par exemple, d'après Laporte, la mobilité des ions négatifs varie de 1,30 à 2,80 cm/sec : volt/cm, les ions les plus fréquents ayant pour mobilité 1,79 cm/sec : volt/cm.

Les valeurs des mobilités trouvées par les partisans des mobilités discrètes et les valeurs des mobilités les plus fréquentes

trouvées par les partisans des mobilités réparties dans des bandes, sont loin de toujours correspondre. Les différences sont attribuables soit à la diversité des traitements que l'air analysé a préalablement subis (teneur en vapeur d'eau, en vapeurs organiques, méthodes de dessiccation employées), soit à l'âge des ions formés qui varie de quelques centièmes à quelques secondes suivant les expérimentateurs, soit enfin à la diversité des métho-

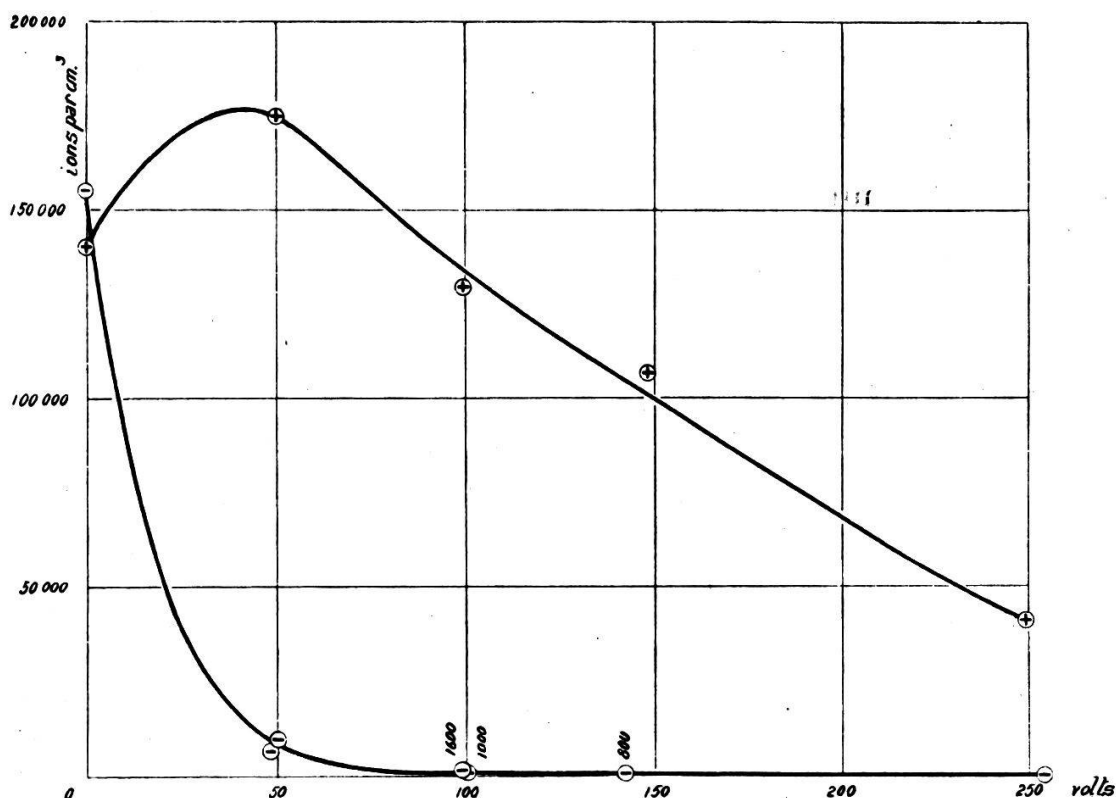


FIG. 1. — Courbes de séparation des ions positifs et négatifs. Disparition des ions négatifs. Il est reporté en abscisse la différence de potentiel ΔV appliquée au potentiomètre ($h' \cong \frac{\Delta V}{43}$ volt/cm). Vitesse d'air 1,2 cm/sec.

des utilisées pour la détermination des mobilités. On est ainsi conduit à des valeurs de $\frac{k_2}{k_1}$ qui vont de 1,3 avec Schilling pour des ions stables produits dans un air contenant des traces de vapeur d'eau et de vapeurs organiques à 1,6 avec Zeleny pour l'air humide contenant de 1,5 à 4 mg d'eau par litre, avec des ions dont l'âge est supérieur à 2 sec. (Dans le cas des bandes de mobilité, le rapport $\frac{k_2}{k_1}$ est naturellement déterminé en fonction des mobilités des ions les plus fréquents). Il ne nous appar-

tient pas ici de discuter quelles sont les valeurs les plus légitimes des mobilités proposées par les différents auteurs. Les mesures effectuées dans notre installation nous ayant montré que la valeur 1,57 pour le rapport $\frac{k_2}{k_1}$ conduisait — à l'approximation des mesures près — à des densités ioniques égales des cages positives et négatives, nous avons gardé cette valeur.

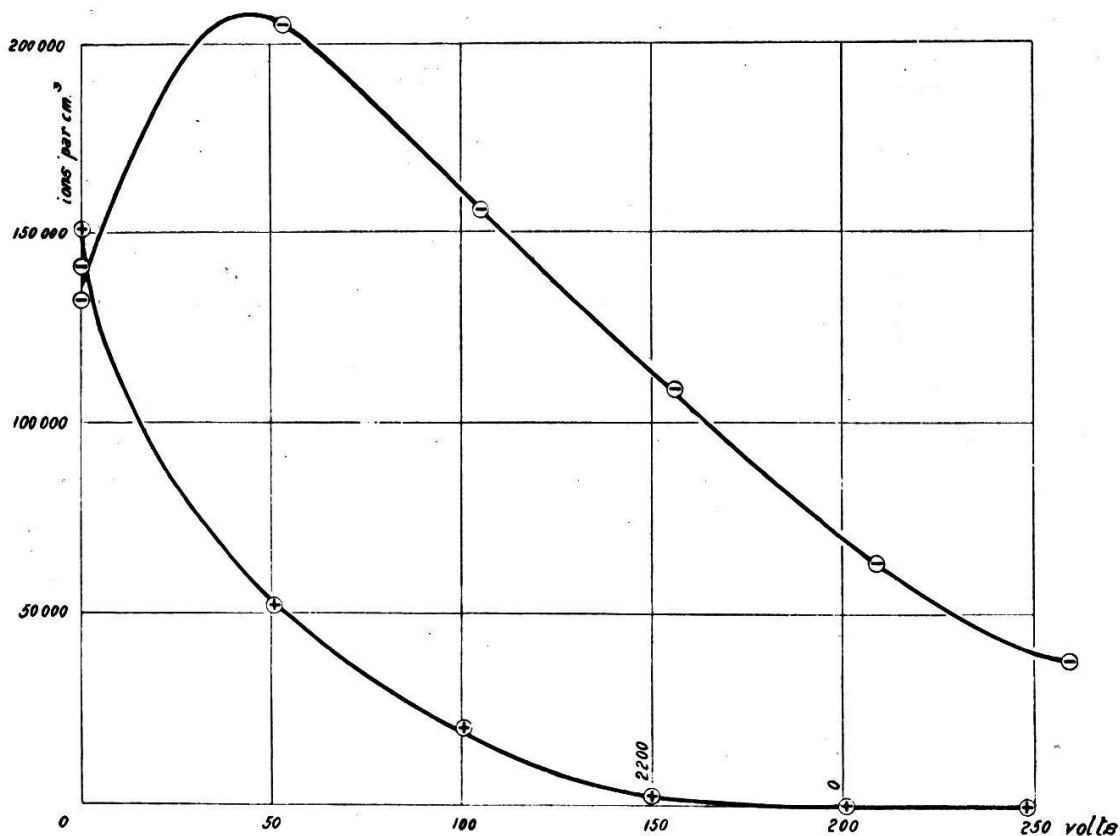


FIG. 2. — Courbes de séparation des ions positifs et négatifs.

Disparition des ions positifs. Il est reporté en abscisse la différence de potentiel ΔV appliquée au potentiomètre ($h'' \cong \frac{\Delta V}{67}$ volt/cm). Vitesse d'air 1,2 cm/sec.

Les figures 1 et 2 qui résultent de mesures effectuées par la méthode du courant gazeux dans un condensateur cylindrique nous montrent l'allure du phénomène de la séparation des ions en fonction du champ électrique. Il est reporté en ordonnée les densités des ions positifs et négatifs mesurées à la sortie des champs séparateurs et en abscisse la différence de potentiel totale appliquée au dispositif potentiométrique qui fixe le potentiel des grilles (le schéma des connexions est visible sur la fig. 3). On voit immédiatement que la courbe des ions passant passe tout d'abord par un maximum avant de dé-

croître. Nous n'observons donc pas tout d'abord la loi de décroissance hyperbolique que nous prévoyions. Cette différence entre observation et théorie est due à une perturbation du phénomène de la recombinaison : en présence d'un champ séparateur, les ions mettent moins de temps pour parvenir au condensateur de mesure (14, 15, fig. 3). Il en résulte que la recombinaison joue un rôle moins important durant la traversée de cet espace, et la densité ionique à la hauteur de la seconde grille est tout d'abord augmentée. Lorsque le champ séparateur continue à croître cette densité diminue suivant la loi indiquée.

Ces courbes montrent que les champs nécessaires pour effectuer une séparation complète sont sensiblement plus élevés que ceux calculés à partir des premières données de Zeleny et Langevin. Ce fait pourrait confirmer les observations suivant lesquelles les mobilités se répartissent dans des bandes.

On remarque encore que la disparition des ions négatifs est plus rapide que celle des ions positifs. Ceci s'explique aisément, d'une part parce que les ions négatifs sont les plus mobiles, et d'autre part parce que le champ h' est plus intense que le champ h'' . Ces deux faits contribuent à accélérer la disparition des ions négatifs. En régime permanent, on applique au potentiomètre une tension suffisante de 250 ± 20 V pour se prémunir contre les effets des fluctuations des vitesses d'air.

Dispositif expérimental.

Le dispositif expérimental pour effectuer la séparation des ions est représenté en détail par le schéma de la figure 3. L'air atmosphérique refoulé par une soufflante arrive en 1 par une bifurcation de la tubulure de distribution d'air dont le diamètre est de 60 mm. Cet air passe à travers le tampon tassé de laine de verre 2. Ce tampon est remplacé tous les mois à peu près par un tampon propre.

Privé de ses poussières et de ses ions lourds, l'air pénètre dans la chambre d'ionisation dont le volume est de 3,0 litres. Il en sort, fortement ionisé par la préparation de radium 4, par deux ouvertures qui conduisent aux chambres de séparation des ions. La partie centrale de ces chambres sert de cage pour les sujets exposés à l'air ionisé. Le champ électrique séparateur est créé, dans l'espace occupé par les sujets, par les deux grilles de treillis métalliques 8 et 9 portées à des potentiels différents. La méthode de mesure adoptée pour déterminer la densité ionique (méthode du courant gazeux

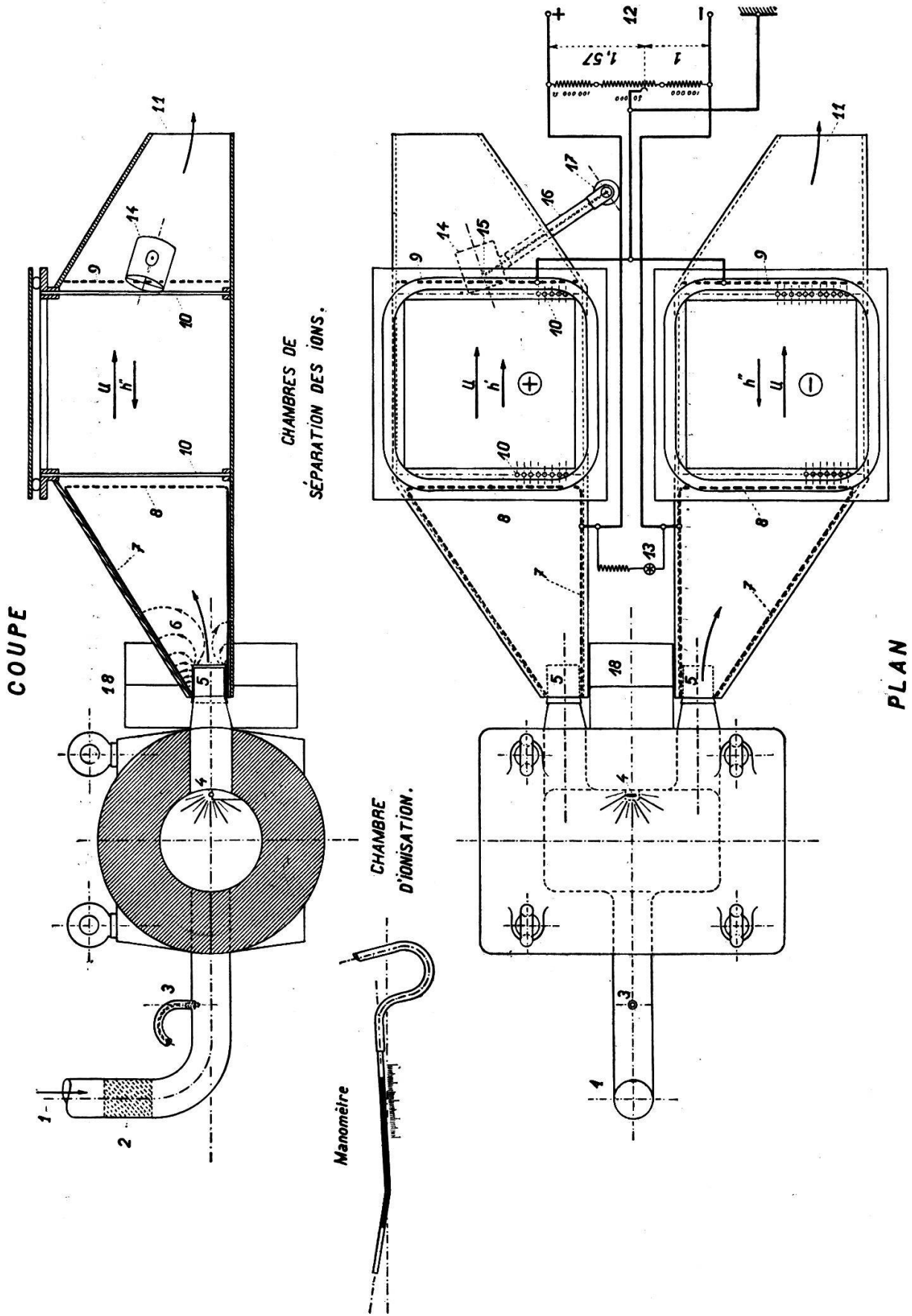


FIG. 3. — Dispositif pour effectuer la séparation des ions.

dans un condensateur cylindrique) nous imposait pour les deux grilles 9 qui touchent le cylindre de mesure 14, le potentiel du sol. Ces deux grilles sont donc mises à la terre, ainsi que le curseur du potentiomètre 12. Si les deux grilles métalliques 8 sont portées respectivement à des potentiels positif et négatif convenables, on obtiendra, dans les chambres de séparation, les champs électriques h' et h'' désirés, en grandeur et sens*. Ces potentiels sont fournis par le potentiomètre 12. Celui-ci est divisé par le curseur en deux parties dont les résistances se trouvent dans le rapport $k_2:k_1$, soit 1,57. Comme les grilles 8 et 9 ne sont pas indéfinies, mais limitées dans leurs dimensions, les champs séparateurs ne seront pas tout à fait uniformes.

Remarquons maintenant que si l'on ne prend pas de précautions spéciales, un champ électrique s'établira également d'une des grilles 8 à l'autre d'une part, et d'autre part entre ces deux grilles et les masses métalliques voisines qui se trouvent au potentiel du sol, c'est-à-dire la chambre d'ionisation. Ce second champ dont l'ordre de grandeur serait le même que celui des champs h' et h'' aurait pour effet de repousser vers l'amont du courant d'air les ions qu'on veut précisément utiliser dans les cages. On aurait pu affaiblir ce champ en éloignant la chambre d'ionisation des chambres de séparation. Mais cette solution, en allongeant le temps de parcours du courant d'air ionisé avant son entrée dans le champ séparateur, aurait augmenté les effets de la recombinaison et par là diminué la densité ionique. Nous avons appliqué la solution avantageuse suivante :

La partie amont de chacune des chambres de séparation est tapissée intérieurement par une feuille métallique 7 connectée à la grille 8. Cette partie antérieure forme ainsi une cage de Faraday qui est imparfaite puisqu'elle est ouverte en 5 pour laisser pénétrer le tube métallique relié à la chambre d'ionisation. Ce tube, qui se trouve au potentiel du sol, est isolé de la cage métallique amont. Entre ces deux masses métalliques, situées à des potentiels différents, il apparaît un champ électrique dont nous avons esquissé le spectre dans la région 6. Cette esquisse nous permet de nous rendre compte que le champ électrique n'est intense qu'en dehors ou dans la partie latérale du jet d'air ionisé qui pénètre dans la cage. Le champ est beaucoup plus faible à l'intérieur même du jet. De plus, la vitesse de l'air est considérablement plus élevée dans cette région 6 que dans la partie centrale des chambres de sépa-

* La distance des grilles 8 et 9 est de 26 cm.

ration. Il résulte de ces observations que la fraction des ions qui seront détournés de leur voie normale par ce champ parasite, sera très faible.

Quant au champ parasite qui s'établit *entre* les deux grilles 8 et leurs cages métalliques amont, il ne peut solliciter des ions que dans l'espace occupé par les champs séparateurs. Il aura pour effet de rompre légèrement l'uniformité de ces champs dans les deux angles amont voisins de l'espace qu'ils occupent. Dans ces régions, il renforce les champs h' et h'' et leur ajoute une composante transversale. On peut donc estimer que son action perturbatrice sur la séparation sera également faible.

Charge d'espace. — Dans le champ séparateur, les ions d'un signe unique exercent une répulsion les uns sur les autres. Cette répulsion aurait la tendance à diriger les ions vers les parois. Nous avons évalué grossièrement la différence de potentiel créée par la charge d'espace entre le centre et les parois dans deux cas particuliers: premièrement, en remplaçant l'espace occupé par les ions séparés par une sphère avec une charge uniforme de 10^6 ions par cm^3 , et secondement en prenant le cas de deux plans parallèles dont l'intervalle est chargé avec la même densité ionique. Dans les deux cas, la différence de potentiel entre le centre et la surface de la sphère ou entre les deux plans parallèles est une très petite fraction de volt. L'effet d'entraînement transversal des ions par cette petite différence de potentiel est tout à fait négligeable dans le temps que les ions mettent à traverser l'espace occupé par les sujets.

Remarque. — Au cours des mesures des densités ioniques, nous avons dû tenir compte de la perte de charge par conductibilité à travers l'isolation du condensateur cylindrique utilisé pour ces mesures. Nous avons à cet effet établi la formule :

$$N = \frac{V_2 \left\{ \frac{V_1}{V_2} - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{\Delta t}{\Delta t_0}} \cdot \frac{C_0}{C} \right\}}{US e_0 \Delta t_0 \left[\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\frac{\Delta t}{\Delta t_0}} \cdot \frac{C_0}{C} - 1 \right]} C_0 \text{Log} \frac{V_1}{V_2} \cdot \frac{1}{300}$$

où N est la densité cherchée, V_1 et V_2 les tensions entre lesquelles s'effectue la décharge de l'électromètre, Δt et Δt_0 les temps demandés par cette décharge suivant que le condensateur est pourvu ou non de son armature intérieure, C et C_0 les capa-

cités correspondantes, U la vitesse moyenne de l'air, S la section du condensateur et enfin e_0 la charge de l'électron. Nous donnerons ailleurs la démonstration de cette formule*.

Bibliographie.

1. H. OLLIVIER. — Physique générale, T.I, édition 1921, p. 689.
2. H. A. ERIKSON. — *Phys. Rev.* (2) 34, 1929, p. 635-643.
3. H. SCHILLING. — *Ann. d. Phys.* 83, 1927, p. 23-79.
4. N. E. BRADBURY. — *Phys. Rev.* (2) 38, 1931, p. 1905-1906.
5. M. LAPORTE. — *J. de Phys. et Rad.* VIII, 1927, N° 3, p. 235.
6. M. LAPORTE. — *Ann. de Phys.* X, sér. 7-8, 1927, p. 466-554.
7. J. ZELENY. — *Phys. Rev.* (2) 31, 1928, p. 1114.
8. L. B. LOEB et N. E. BRADBURY. — *Phys. Rev.* (2) 38, 1931, p. 1716-1729.

* Cf. *Helvetica Physica Acta* (à paraître prochainement).
