Zeitschrift: Mémoires de la Société Vaudoise des Sciences Naturelles

Herausgeber: Société Vaudoise des Sciences Naturelles

Band: 8 (1944-1946)

Heft: 1

Artikel: Recherches sur les écoulements gazeux ionisés unipolaires et méthode de détermination des dimensions des ions : étude de physique théoretique et expérimentale

Autor: Joyet, Gustave

Kapitel: II: La production d'un courant unipolaire stable

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-287468

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: 12.07.2025

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

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

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

* * *

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 $1{,}37 \,.\, 10^{7}$. Les écarts qui atteignent ± 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 $c = 6{,}83$ ues/kg; d'où,

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

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 λ 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

$$k_-E \geqslant u \tag{3}$$

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

$$k_+E \geqslant u \tag{4}$$

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

$$n' = \frac{nu}{u + k_+E} \tag{5}$$

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

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

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

La densité dans le champ des ions retenus croît tout d'abord hyperboliquement jusqu'à l'infini lorsque $k_E \leqslant u$. 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 [13] 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 α beaucoup plus ionisant que les rayons β et γ qui sont seuls utilisés. Un second inconvénient, plus grave, réside dans l'émission de rayonnement γ 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-

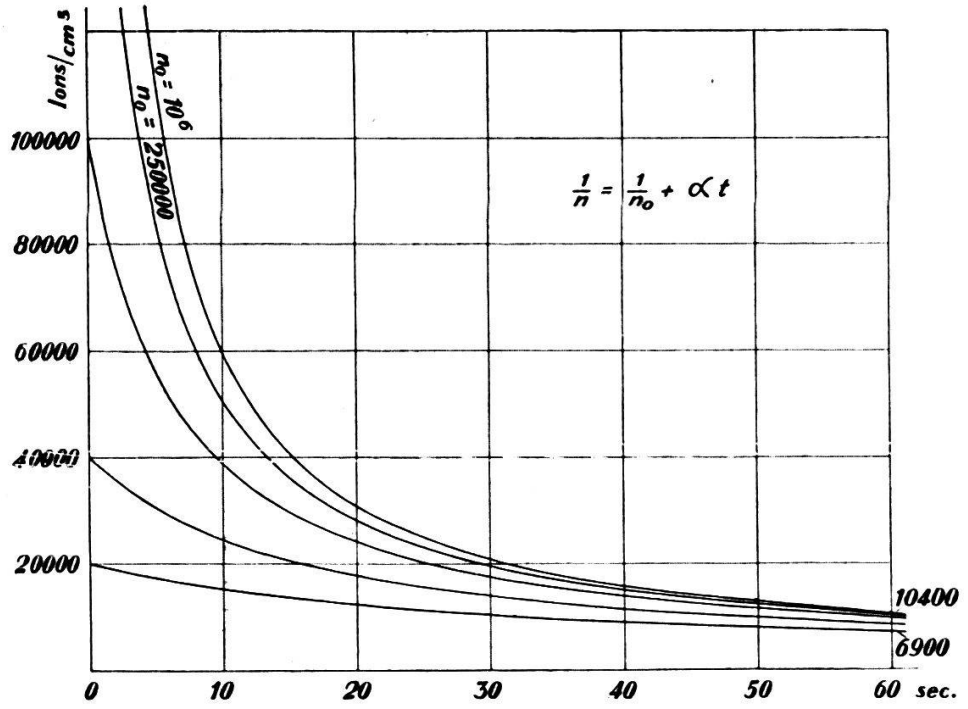

FIG. 12. — *Diminution des densités ioniques en fonction du temps, sous l'action de la recombinaison.*

tité équivalente à 1 mg de Radium-élément, on peut estimer à $2 . 10^5$ à 10^6 I (paires d'ions par 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 disposerait, l'usage du Polonium n'offrirait pas les inconvénients du rayonnement γ et l'ionisation par les rayons α 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.

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t \tag{6}$$

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, α 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 [25], 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 élever 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.

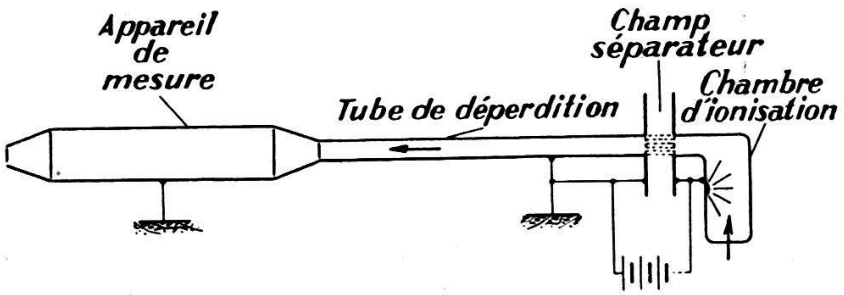

Fig. 13. — *Répartition des potentiels dans l'écoulement.*

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 [26], 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 γ 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 β et γ, 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 γ incidents tandis que les β seront à peu près arrêtés par elle. Le rayonnement secondaire et diffusé des β est donc le plus important. Il comporte d'une part un rayonnement β dont la *dureté* et l'*intensité* croissent avec le poids atomique du radiateur. D'autre part un rayonnement γ (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 [25], chap. III, § 18). Ces considérations conduisent à adopter un métal léger, l'aluminium, qui réduit aussi l'intensité du rayonnement secondaire des γ 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 médians 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.

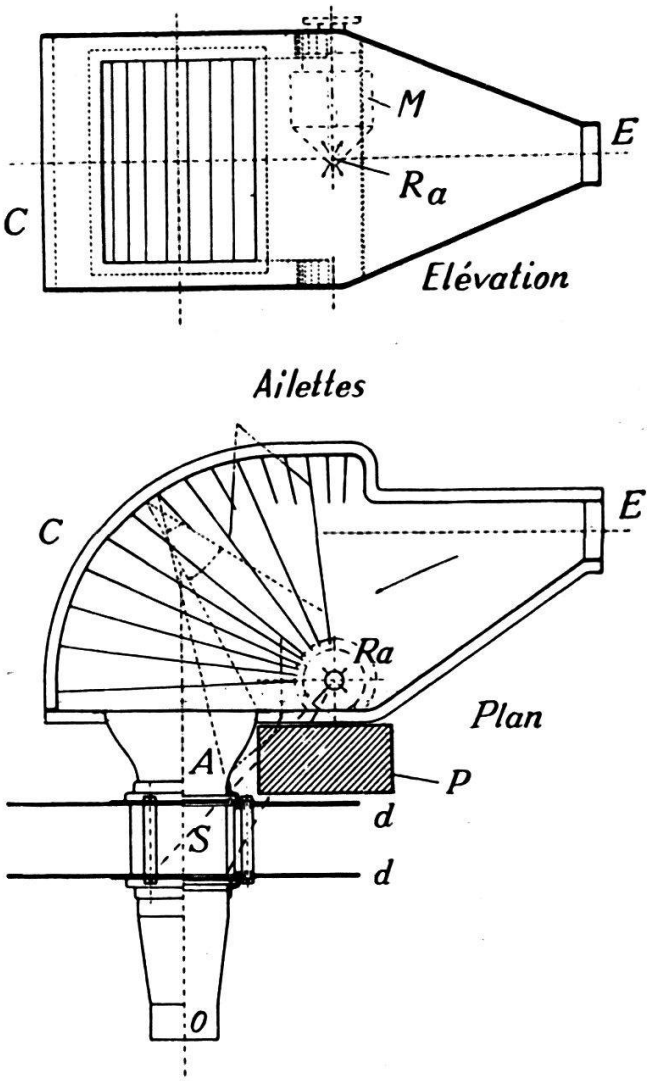

Fig. 14. — *Chambre d'ionisation N° I, avec champ séparateur adossé.*
E, entrée ; *Ra*, Radium ; *A*, Ajutage de sortie ; *S*, champ séparateur. *P*, écran de plomb, *M*, masselotte de plomb réglable.

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

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 γ 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 γ, 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 [27], 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 [27], p. 85) $K = 4{,}0 \,.\, 10^9$. 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/cm³	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.

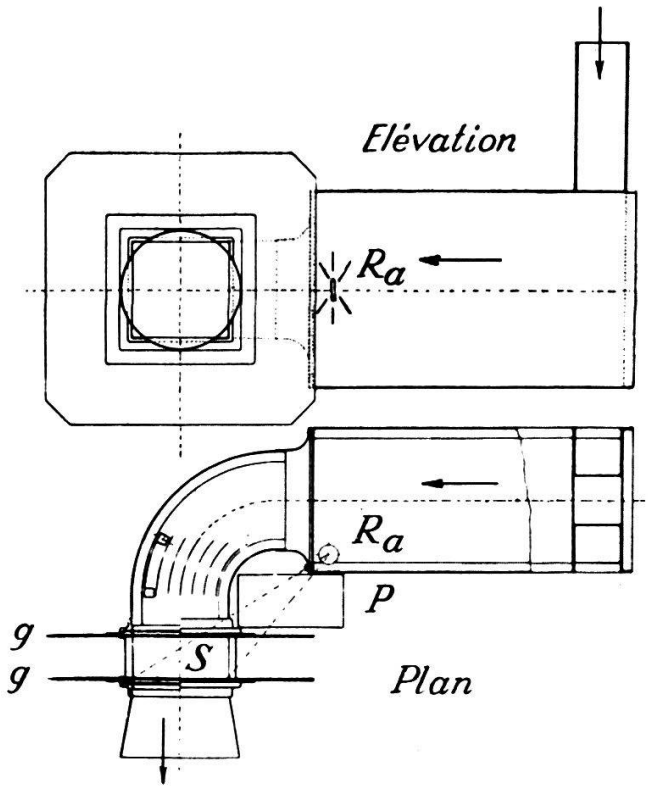

FIG. 15. — *Chambre d'ionisation N° II, avec champ separateur adossé.*
Ra, Radium ; *S*, champ séparateur ; *g*, *g*, plans des grilles ; *P*, écran de plomb.

La chambre II de la figure *15* a la forme d'un parallélipipède de 9,5 litres de capacité. Un canal coudé à angle droit, de section carrée (10 × 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/cm³. 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, ∅ 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

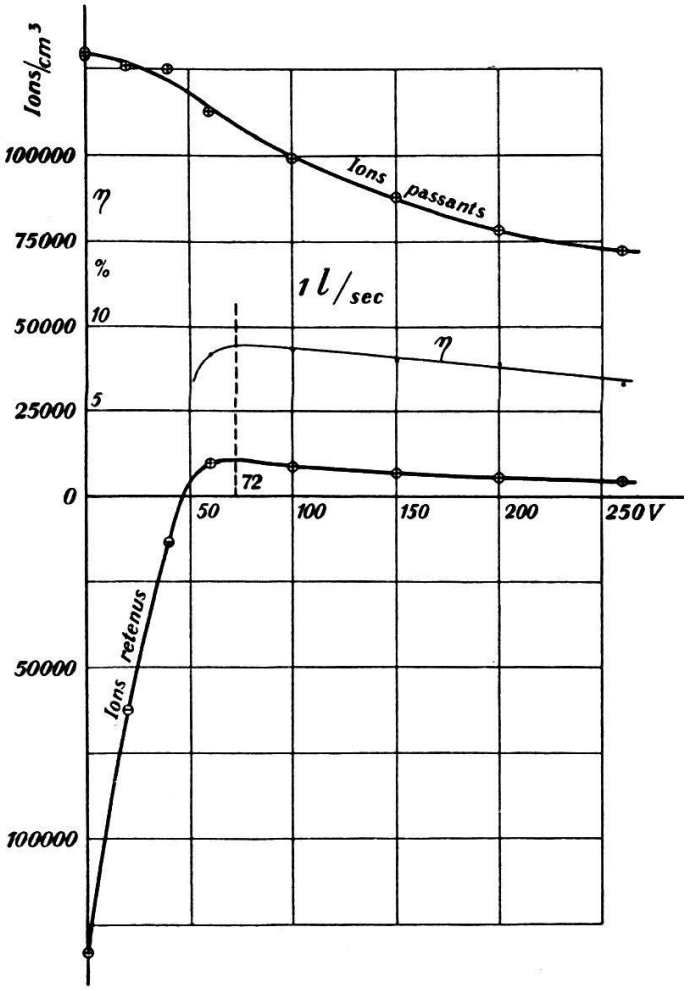

FIG. 16. — *Courbes de séparation des ions en fonction de la tension de séparation.* Ecoulement unipolaire positif.

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 η 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

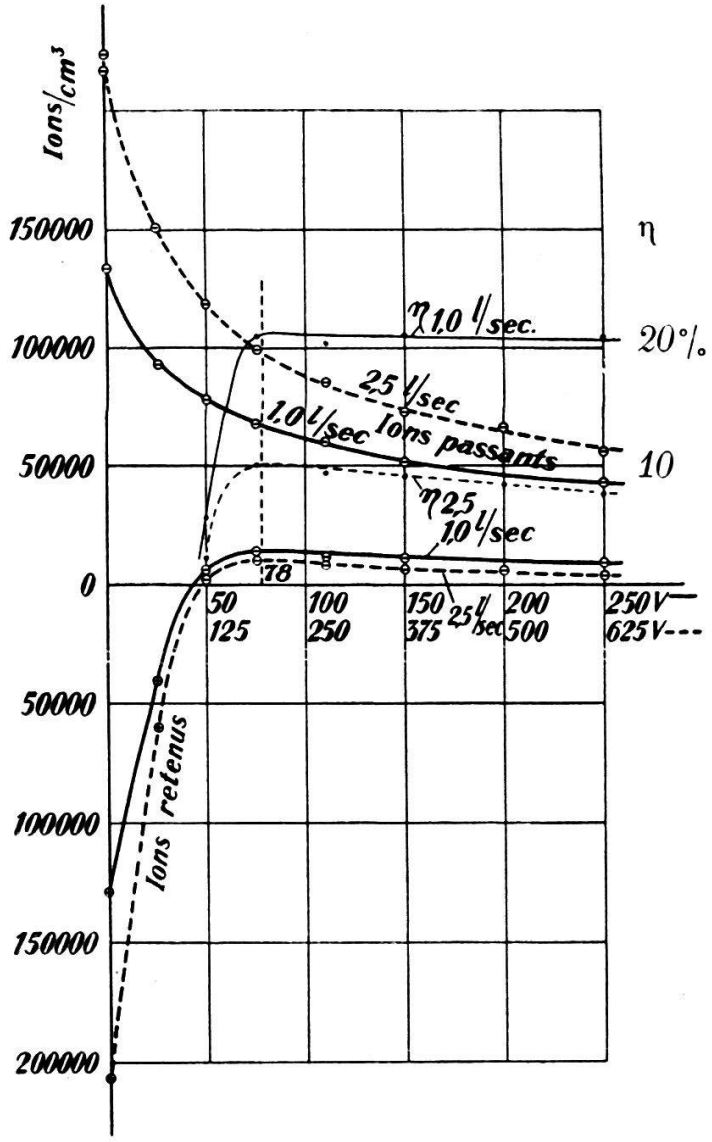

FIG. 17. — *Courbes de séparation des ions en fonction de la tension de séparation.* Ecoulements unipolaires négatifs.

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 η, 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 η. 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	Vcm^{-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 [1], 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 η définie ci-dessus. η, 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 $1 + \eta$, η 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, η 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 N° 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	139 000	ions/cm³
	—	158 000	143 000	
Flux unipolaire $V_s = \pm 225$ V	+	84 000	63 500	
	—	67 000	53 000	
« Rendement » unipolaire	+	52	46	%
	—	42	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.

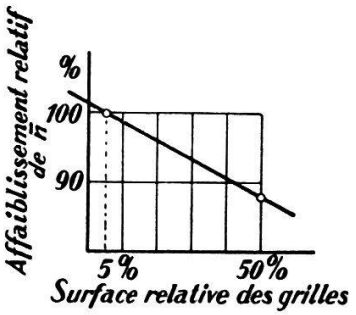

FIG. 18. — *Affaiblissement relatif de la densité bipolaire, par le passage de l'écoulement ionisé, au travers de deux grilles, en fonction de la surface relative de celles-ci.*

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.