

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 5 (1923)

Artikel: Sur la rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique et la détermination des diamètres moléculaires
Autor: Guye, C.-E. / Rudy, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741314>

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: 08.02.2026

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

Sur la rotation de la décharge électrique
DANS UN CHAMP MAGNÉTIQUE
ET LA
DÉTERMINATION DES DIAMÈTRES MOLÉCULAIRES

PAR
C.-E. GUYE et R. RUDY

(Avec 1 figure)

INTRODUCTION.

Dans le présent travail, nous avons étudié le mouvement de particules chargées (décharge lumineuse) se déplaçant sous l'influence simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique perpendiculaires l'un à l'autre. Les lois d'Ampère, de Laplace, de Biot-Savart expriment, comme on sait, les forces qui agissent entre des courants et des aimants ; elles ont été vérifiées, à plusieurs reprises, avec beaucoup de soin. Ce n'est du reste pas tant leur vérification numérique qui présente des difficultés, mais bien le problème d'expliquer l'origine de ces forces, leur siège et leur manière d'agir. C'est de là qu'est née la question de l'induction unipolaire¹. A l'heure actuelle l'étude des courants de grande densité entraîne, sinon une revision des lois de l'électromagnétisme, du moins un nouvel examen du problème².

¹ Le chapitre consacré par CHWOLSON à cette question (*Traité de Physique*, T. V), montre que ce sujet n'est pas encore complètement élucidé ; il a du reste été repris plus récemment, en y introduisant les considérations qui résultent du principe de relativité.

² HERING: *Revisions de quelques-unes des lois de l'électromagnétisme*. (Résumé dans *Journal de Physique*, 1922).

On a aussi appliqué parfois les lois de l'électromagnétisme aux courants qui traversent un gaz. On sait, en effet, que, sous certaines conditions, la décharge dans les gaz tourne comme le ferait un fil rigide et inflexible. Les expériences qu'on a faites à ce sujet sont rappelées dans un précédent travail exécuté au laboratoire de physique de l'Université de Genève¹.

Dans ce travail la rotation de la décharge a été envisagée du point de vue de la théorie de l'ionisation par choc qui permet d'établir une relation entre la vitesse de rotation et les diamètres moléculaires. Les diamètres calculés d'après les vitesses de rotation observées se sont trouvés du même ordre de grandeur que ceux que l'on obtient par l'étude de la viscosité des gaz ; mais ces expériences ont montré toute l'importance qu'il faut attacher à la purification des gaz si l'on veut obtenir des résultats de quelque précision.

Nous avons donc repris une nouvelle série de recherches, en apportant un soin tout particulier à la purification des gaz. Les expériences ont alors fait ressortir très nettement divers régimes de décharge dont un satisfait bien à la théorie établie.

I. — *Mouvement des particules électrisées soumises à l'action simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique transversal.*

Dans ce premier chapitre nous allons reprendre d'abord de façon générale la théorie de la rotation de la décharge, envisagée du point de vue de l'ionisation par choc.

La décharge électrique à travers un gaz, par exemple dans un tube de Geissler, en dépit de nombreuses recherches, n'est encore qu'imparfaitement connue², surtout aux pressions un

¹ C.-E. GUYE et A. ROTHEN: *Archives*, 1921.

² STARK: *Die Elektrizität in Gasen*, 1903, Leipzig.

THOMSON, J. J.: *Conduction of Electricity through Gases*, 1898.

TOWNSEND: *Electricity in Gases*, Oxford, 1915.

RIGHI: *I fenomeni elettro atomici sotto l'azione del magnetismo*. Bologna, 1918.

RAGNAR HOLM: *Zur Theorie des Glimmstroms*, I-VII. *Phys. Zeitschrift*, depuis 1914.

peu élevées (10 à 12 cm Hg). Elle est maintenue au moyen d'ions positifs et d'électrons se portant en sens inverse d'une électrode à l'autre.

Considérons le cas d'un ion dans un champ électrique dirigé suivant l'axe des y , soumis en même temps à l'influence d'une force magnétique H , parallèle à l'axe des Z ; Les équations générales du mouvement sont, comme on sait:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = Xe + \beta ew - \gamma ev$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = Ye + \gamma eu - \alpha ew$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = Ze + \alpha ev - \beta eu$$

m , masse de l'ion ; X, Y, Z . composantes de la force électrique F ; e , charge de l'ion; α, β, γ . composantes du champ magnétique ; u, v, w , composantes de la vitesse de l'ion.

Elles deviennent dans notre cas particulier:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = - He \frac{dy}{dt}$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = Fe + He \frac{dx}{dt}$$

Ces équations seront satisfaites par le système de relations:

$$\frac{dx}{dt} = A \cos \left(\frac{He}{m} t + \delta \right) - \frac{F}{H}$$

$$\frac{dy}{dt} = - A \sin \left(\frac{He}{m} t + \delta \right)$$

qui donnent pour les vitesses initiales:

$$u_0 = A \cos \delta - \frac{F}{H}$$

$$v_0 = - A \sin \delta$$

Avec ces valeurs, les équations deviennent:

$$\frac{dx}{dt} = A \cos \frac{He}{m} t \cos \delta - A \sin \frac{He}{m} t \sin \delta - \frac{F}{H}$$

$$= \left(u_0 + \frac{F}{H} \right) \cos \frac{He}{m} t + v_0 \sin \frac{He}{m} t - \frac{F}{H}$$

$$\frac{dy}{dt} = - A \sin \frac{He}{m} t \cos \delta - A \cos \frac{He}{m} t \sin \delta$$

$$= - \left(u_0 + \frac{F}{H} \right) \sin \frac{He}{m} t + v_0 \cos \frac{He}{m} t$$

Comme nous cherchons une vitesse moyenne, la même pour toutes les molécules ionisées, nous pouvons poser, comme on le fait généralement, que les vitesses initiales moyennes u_0 et v_0 s'annulent après le choc, soit que toutes les directions sont également probables après le choc, soit que la vitesse de l'ion est neutralisée dans sa rencontre avec la molécule choquée¹.

Pour $u_0 = 0$ $v_0 = 0$, on a :

$$\frac{dx}{dt} = u = -\frac{F}{H} \left(1 - \cos \frac{He}{m} t \right)$$

$$v = -\frac{F}{H} \sin \frac{He}{m} t .$$

Pour le chemin parcouru entre deux chocs p. ex. dans la direction de l'axe des x

$$\delta x = \int_{t_1}^{t_2} u dt .$$

Si nous admettons que la durée entre 2 chocs a une valeur moyenne T , nous obtiendrons, d'après le procédé de Righi, pour les composantes de la vitesse moyenne entre 2 chocs :

$$(u) = \frac{1}{T} \int_0^T u dt$$

$$(u) = -\frac{1}{T} \int_0^T \frac{F}{H} \left(1 - \cos \frac{He}{m} t \right) dt$$

$$= -\frac{F}{HT} \left[t - \frac{\sin \frac{He}{m} t}{\frac{He}{m}} \right]_0^T$$

$$(v) = -\frac{1}{T} \int_0^T \frac{F}{H} \sin \frac{He}{m} t = \frac{F}{HT} \left[\frac{\cos \frac{He}{m} t}{\frac{He}{m}} \right]_0^T .$$

¹ J. J. THOMSON, dans l'étude des rayons positifs (p. 50), émet l'idée qu'une particule positive ne doit pas subir beaucoup de collisions du type de celles qui sont envisagées dans la théorie cinétique des gaz, sans que l'état électrique soit modifié. Il en sera de même, à plus forte raison, des molécules positives. WIEN a montré que pour des rayons positifs (molécules et atomes d' H_2), dans l'hydrogène les distances que la particule positive parcourt sans changement, sont du même ordre que le libre parcours moyen λ .

c'est-à-dire :

$$\begin{aligned}(u) &= -\frac{F}{H} \left(1 - \frac{\sin \frac{He}{m} T}{\frac{He}{m} T} \right) \\(v) &= \frac{F}{H} \left(\frac{1}{\frac{He}{m} T} - \frac{\cos \frac{He}{m} T}{\frac{He}{m} T} \right) \\&= \frac{F}{H} \left(1 - \cos \frac{He}{m} T \right) \frac{m}{He T} .\end{aligned}$$

Remarquons que le libre parcours moyen entre deux collisions, suivant la direction de la force électrique devient ainsi :

$$\begin{aligned}T \cdot (v) &= \gamma_c \\ \gamma_c &= \frac{F}{H} \left(1 - \cos \frac{He}{m} T \right) \frac{m}{He} .\end{aligned}$$

Ce chemin moyen doit être égal au libre parcours moyen tel qu'il résulte de la théorie cinétique des gaz. Soit :

$$\gamma_c = \lambda = \frac{1}{4\pi\sigma^2 M}$$

σ étant le rayon de l'ion positif et M le nombre de molécules de l'unité de volume.

En développant le cos en série et en ne gardant que les premiers termes, nous obtiendrons ¹

$$\begin{aligned}\gamma_c = \lambda &= \frac{F}{H} \cdot \frac{m}{He} \left(1 - 1 + \frac{H^2 e^2 T^2}{2m^2} \dots \right) \\ \lambda &= \frac{Fe}{2m} T^2 \\ F &= \frac{2m}{eT^2} \cdot \lambda .\end{aligned}$$

¹ Le second terme du développement du cos en série est déjà $\frac{H^2 e^2}{2m^2} T^2$; il est de l'ordre 10^{-8} .

Introduisons F dans l'expression donnant (u) , la vitesse moyenne de la déviation magnétique

$$\begin{aligned}(u) &= \frac{F}{H} \cdot \frac{m}{HeT} \left(\frac{He}{m} T - \frac{He}{m} T + \frac{H^3 e^3 T^3}{6m^3} \dots \right) \\ &= \frac{He^2 T^2}{6m^2} \cdot F \\ &= \frac{1}{3} \lambda \cdot \frac{He}{m} \cdot \\ (u) &= \frac{1}{12} \frac{He}{\pi \sigma^2 m M} \cdot\end{aligned}$$

En suivant une voie un peu différente, M. Guye, déjà en 1917¹, avait obtenu ces formules et attiré l'attention sur le fait que la vitesse de rotation dépend en particulier du diamètre moléculaire et permettrait de le déterminer.

Comme on le voit, la théorie peut se vérifier de deux façons, ou bien par la déviation des électrons, ou par celle des ions positifs. Il n'était pas certain que les diamètres moléculaires ainsi obtenus fussent égaux aux valeurs trouvées en étudiant par ex. la viscosité des gaz. Le rayon d'action d'une molécule vis-à-vis d'une charge électrique peut ne pas être le même que le diamètre qu'il convient d'envisager lors du choc de deux molécules. Tout dépend de la nature des forces entre molécules. Il n'est pas même certain que la déviation des électrons d'une part, des ions d'autre part, fourniraient les mêmes valeurs du diamètre moléculaire. On admet même que pour certaines configurations atomiques, l'électron est à même de traverser les molécules. Il semble donc qu'avec les ions positifs, on se rapproche davantage des conditions de la théorie cinétique des gaz, et comme M. Guye avait été conduit à cette recherche par l'expérience de de la Rive, on s'occupa tout d'abord du mouvement des ions positifs. Les travaux de M. Rothen établirent ensuite que la vitesse de rotation est bien de l'ordre de grandeur exigé par la théorie. Notre but était d'examiner si la théorie tient encore debout lorsqu'on envisage des gaz très différents et si les vitesses de rotation sont bien dans le rapport de $m\sigma^2$

¹ *Archives* 1917, p. 489.

(m poids moléculaire, σ rayon moléculaire), comme le veut la formule.

Pendant que cette recherche était en cours, deux travaux ont paru sur la déviation magnétique d'un courant d'électrons dans différents gaz ; ils complètent ainsi notre travail. Nous en donnons au paragraphe suivant un court résumé.

A. — ROTATION DES ÉLECTRONS.

Dans toute une série de recherches, M. Townsend part de la déviation d'un filet d'électrons qui traversent un champ magnétique perpendiculaire à la force électrique ; cette déviation permet de déterminer la vitesse des électrons dans le sens de la force électrique. Jusqu'à présent, ces expériences ont porté sur l'azote, l'oxygène, l'hydrogène¹, l'air et l'argon². L'auteur se sert d'une formule qui, à un facteur numérique près, peut se transformer dans la nôtre. En décembre 1921, M. Townsend a examiné ce que fournirait sa méthode pour le diamètre moléculaire des gaz. En se basant sur la vitesse des électrons, il détermine σ , soit la distance de l'électron au centre de la molécule, au moment de la collision. Il observe alors que les valeurs de σ dépendent de la vitesse avec laquelle les électrons rencontrent la molécule ; toutefois, les diamètres moléculaires sont très voisins des valeurs obtenues par l'étude du frottement intérieur des gaz.

D'autre part, Ramsauer³ a essayé de déterminer aux très basses pressions (de l'ordre du $1/10$ jusqu'à $1/1000$ de cm de Hg) ce qu'il appelle la zone d'action des molécules. Dans une boîte de zinc, il a aménagé un trajet circulaire de trois quarts de tour ; dans l'autre quart se trouve une lame métallique, sur laquelle des électrons sont libérés au moyen d'un faisceau lumineux. La boîte est placée dans un champ magnétique, et on augmente l'intensité du champ de façon à recevoir, à l'extrémité du trajet circulaire, le plus grand nombre possible d'élec-

¹ *Philosophical Magazine*, déc. 1921.

² *Philosophical Magazine*, March 1922.

³ RAMSAUER: *Annalen der Physik*, 1920, 1921.

trons: ce sont des électrons qui ont effectué librement leur parcours, sans avoir été arrêtés ou déviés ni par les molécules gazeuses, ni par les parois. Ramsauer arrive à cette conclusion que les électrons cheminent ou bien sans être gênés par les molécules, ou bien ils sont complètement arrêtés. Le diamètre des molécules ainsi obtenu passe par un maximum pour une certaine vitesse des électrons ; il est en moyenne plus grand que celui prévu par la théorie cinétique des gaz. (Air 1,4 : 1 H₂ 3,4 : 1 N₂ 1,4 : 1 He 2,3 : 1), sauf pour l'argon qui apparaît comme « transparent » pour les électrons.

Après Ramsauer, Townsend¹, en appliquant sa méthode à l'argon, a également constaté que les molécules de ce gaz se comportent d'une façon particulière quand elles sont frappées par des électrons. Si la vitesse de l'électron est de l'ordre de 10^{-8} cm/sec, il ne perd, par suite de sa collision, qu'un dix-millième environ de son énergie dans l'argon, et plus d'un pour cent dans les autres gaz. Une teneur en azote de 1% seulement influe fortement sur les vitesses, ainsi à 20 mm de pression et avec une force de 17 volts par cm, les vitesses dans la direction du champ électrique étaient:

- De 22. 10^5 cm: sec dans un mélange d'argon et d'azote ;
- 22. 10^5 cm: sec dans de l'argon contenant 1% de N₂ ;
- 9,3 10^5 cm: sec dans de l'argon contenant moins de 1 % de N₂.

B. — ROTATION DES IONS.

L'expérience de de la Rive sur la rotation de la décharge à travers un gaz sous l'influence des forces magnétiques constitue le point de départ de ces recherches. Dans la décharge lumineuse, on a à faire aux électrons aussi bien qu'aux ions. L'expérience de Hall montre en effet qu'en appliquant un champ magnétique transversal, on peut séparer dans une certaine mesure les ions et les électrons ; il se forme alors dans la décharge une couche d'électrons et une couche d'ions produisant

¹ *Phil. Magazine*, 1922.

la différence de potentiel du phénomène de Hall. Pour les gaz, de semblables expériences ont été faites par Righi.

Dans le cas du tube de de la Rive, on se rend compte immédiatement que la vitesse de rotation correspond à celle des ions positifs, bien qu'il soit malaisé d'en donner la raison exacte. Si les électrons ne semblent pas agir sur la vitesse de rotation, c'est que probablement leur nombre ne l'emporte pas sur celui des ions¹; autrement, en raison des forces électrostatiques, ils devraient entraîner tous les ions positifs. Aux pressions où nous avons établi les courbes, les forces électrostatiques aux distances moyennes qui séparent ions et électrons sont plus grandes que la force de déviation magnétique.

En effet, la plus grande vitesse moyenne que l'électron pourra acquérir dans la décharge lumineuse est tout au plus égale à 10^8 cm/sec. ; c'est la vitesse correspondant au potentiel d'ionisation. La force de déviation magnétique est alors

$$H . e v = 5 . 10^{-12} \text{ dynes.}$$

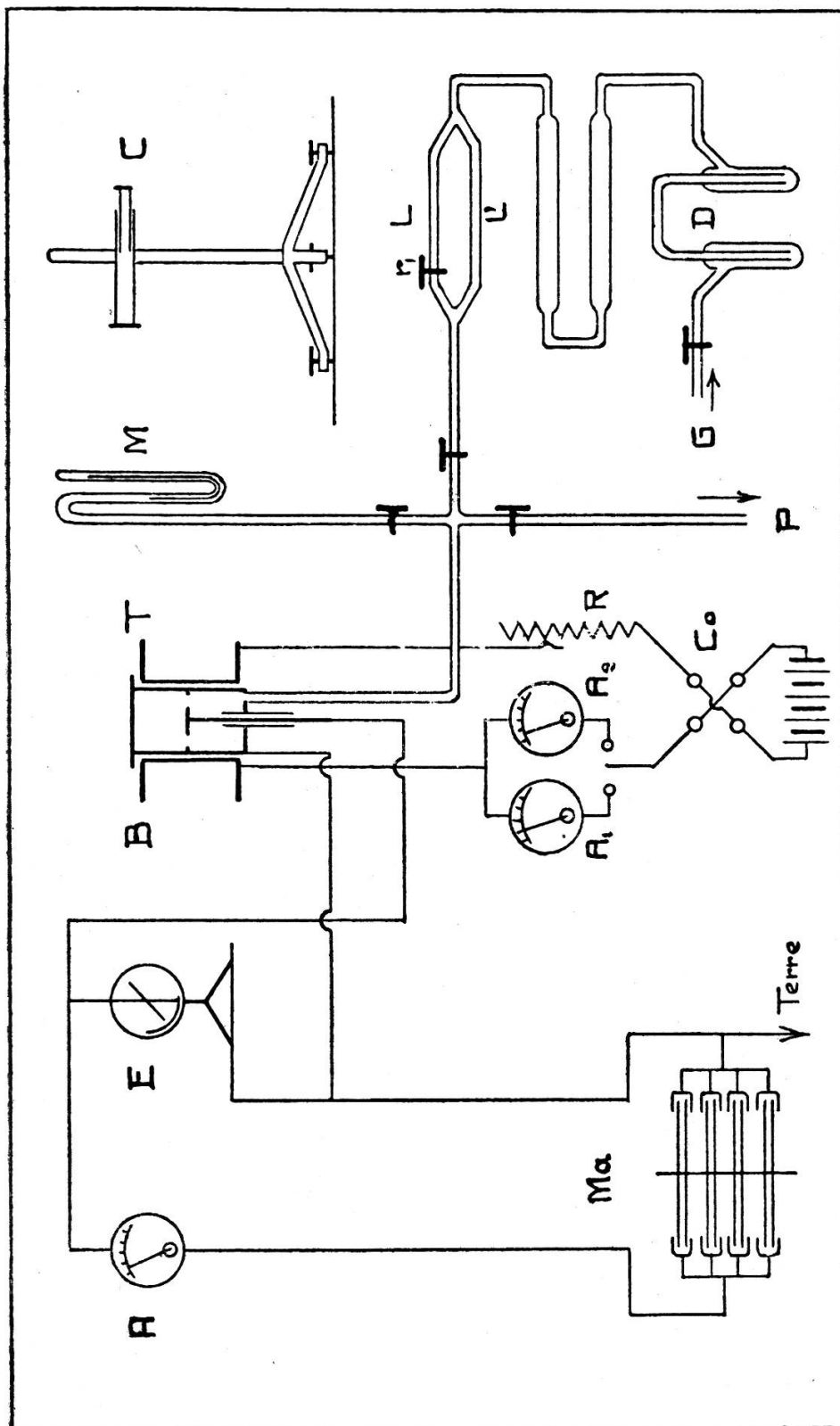
Le libre parcours moyen de l'électron dans l'oxygène p. e., à la pression de 10 cm étant 0,1004 cm, l'électron, sur tout son parcours, sera soumis de la part de l'ion voisin à des forces électrostatiques dépassant 10^{-11} dynes. Autour de 1 à 2 cm de pression seulement, ces forces de Coulomb tombent au-dessous de 10^{-12} dynes et à 0,5 cm de Hg, la force de liaison devient 1/1000 de la force de déviation magnétique : l'électron est alors presque libre.

L'allure des courbes que nous avons obtenues appuie cette manière de voir ; ces courbes, comme on le verra, présentent un coude très brusque autour de 1 à 2 cm de pression, comme si à cette pression les forces de liaison tombaient brusquement.

II. — *Dispositif expérimental* (fig.).

Machine électrostatique. Ma. — Nous avons employé une machine à 8 plateaux d'ébonite (Roycourt, Paris). Le pôle

¹ TOWNSEND: *Electricity in gases*. Oxford, 1915.



négatif était mis à la terre par l'intermédiaire d'une conduite d'eau.

La mesure de la *tension* était faite au moyen d'électromètres de Braun E., donnant des indications entre 0 et 2500 volts.

Le *champ magnétique* était créé par une bobine B parcourue par un courant d'intensité réglable au moyen de rhéostats. Le tube à décharge T était placé à l'intérieur de cette bobine.

La valeur du champ a été calculée au moyen de la formule¹:

$$H_1 = \frac{\pi n}{c} \log_e \frac{a'' + \sqrt{a''^2 + b^2}}{a' + \sqrt{a'^2 + b^2}},$$

où n est le nombre total des spires = 843.
 a' est le rayon intérieur de la gorge de la bobine = 5,8 cm
 a'' est le rayon extérieur de la gorge de la bobine = 7,85 cm
 b est la demi-longueur de la gorge = 6,75 cm
 $c = \frac{a'' - a'}{2}$, d'où $H_1 = 550 \text{ u.e.m.C.G.S.}$

Un commutateur C_0 permettait de renverser le sens du courant dont on lisait l'intensité sur un ampèremètre thermique Hartmann et Braun A_1 (de 0 à 5 ampères) ou A_2 (de 0 à 10 ampères) suivant l'intensité.

L'appareil à décharge. Cet appareil est constitué par un vase cylindrique vertical en laiton, fermé à la partie supérieure par une glace permettant l'observation. Un second cylindre placé à l'intérieur du premier présente à mi-hauteur une portée sur laquelle repose l'anneau qui fonctionne comme électrode périphérique. Suivant l'axe de ce cylindre est disposée une tige métallique terminée par un disque placé à la hauteur de l'anneau et dans le plan de celui-ci; c'est l'électrode centrale. La tige qui supporte cette électrode traverse le fond de l'appareil à l'intérieur d'un tube de verre mastiqué dans une gaine métallique faisant corps avec le cylindre².

Le centrage des électrodes s'effectue au moyen des trois vis ν_1, ν_2, ν_3 qui permettent de déplacer l'anneau par rapport au disque.

¹ MASCARD et JOUBERT: *Electricité*, II, p. 90.

² Voir C.-E. GUYE et A. ROTHEN, fig. (2), p. 448, *Arch.*, 1921.

La surface des électrodes était dorée.

La température à l'intérieur du tube était indiquée par un thermomètre placé sous la glace de fermeture.

Dimensions. — Le cylindre extérieur mesure 20 cm de hauteur et 9 de diamètre. L'anneau doré présente un diamètre intérieur de 5,7 cm. Le disque électrode central également doré est supporté par une tige de laiton scellée dans un tube de verre pénétrant de 4 cm dans la chambre à décharge et enduit de gomme-laque, pour en diminuer l'état hygroscopique.

Nous avons utilisé trois électrodes centrales différentes, de diamètres respectivement égaux à 1,52 cm, 2,55 cm et 3,52 cm.

Quant au gaz, il était amené des appareils de purification à la tubulure T du tube à décharge par une canalisation entièrement en verre soufflé ; il passait à travers deux flacons-laveurs d'acide sulfurique et deux tubes d'anhydride phosphorique qui en achevaient la dessiccation ; en outre, un tube filtreur rempli d'ouate retenait les poussières.

Le remplissage de la chambre à décharge pouvait se faire soit par une canalisation ordinaire L si le robinet r_1 était ouvert (fig. 1), soit par un tube capillaire L' qui assurait un débit lent et régulier si ce robinet était fermé.

La pression était observée sur le baromètre M au moyen du cathétomètre C à oculaire micrométrique donnant le dixième de millimètre.

Une pompe à enveloppe de Gaede permettait d'évacuer le gaz du tube à décharge. Dans le cas de l'azote, gaz qui se conserve plus facilement pur en raison de son inertie chimique, nous y avons ajouté une pompe moléculaire. Les robinets étaient graissés (graisse Ramsay).

III. — Préparation des gaz.

Il importe d'avoir des gaz très purs. Si l'on a, dans un échantillon de gaz une partie plus facilement ionisable, c' est cette composante qui établira la décharge, quand on augmente le potentiel et il est probable que c'est elle qui sera le plus étroitement liée à la rotation.

Azote. En chauffant un mélange de nitrite de sodium avec du sulfate d'ammonium, on obtient de l'azote ne renfermant aucun des gaz nobles, mais contenant des oxydes d'azote, un peu d'oxygène et de l'anhydride carbonique. CO_2 est fixé par NaOH en petits morceaux ; puis le gaz reste pendant quelques heures en contact avec du cuivre chauffé au rouge. Le spectre ne montrait que les raies de l'N (et une raie Hg).

Oxygène. Nous avons chauffé du permanganate de potasse dans un tube de 15 mm de diamètre. Un tampon d'amiante et de laine de verre arrête les poussières qui se forment dans la décomposition du permanganate. Pour absorber l'acide carbonique qui peut se dégager, quand le sel renferme des poussières organiques, l'oxygène traverse encore un tube avec NaOH en morceaux. On vérifiait le spectre.

Hydrogène. L'hydrogène a été obtenu par électrolyse d'acide sulfurique pur 1 : 6. Comme dans l'appareil on doit compter avec une diffusion de l'oxygène à travers le liquide, le gaz, après avoir été desséché au moyen de CaCl_2 et de H_2SO_4 , passe sur de la tournure de cuivre chauffée au rouge. Avant d'arriver dans le tube à décharge, l'hydrogène traverse encore une ampoule remplie de pentoxyde de phosphore. Le spectre montrait bien les raies de l'hydrogène.

Anhydride carbonique. En chauffant du bicarbonate de sodium dans un long tube étroit, CO_2 se dégage, traverse un tube avec du chlorure de calcium, des tampons de laine de verre et passe sur du pentoxyde de phosphore.

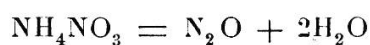
Oxyde de carbone. La préparation de ce gaz s'est effectuée de deux façons ; d'abord en partant du ferrocyanure de potassium (80 g) mélangé avec de l'acide sulfurique (400 g) qu'on chauffe dans un Erlenmeyer sur une petite flamme, sans dépasser 200° . Les impuretés auxquelles il faut s'attendre sont l'anhydride carbonique qu'on enlève au moyen de KOH, des traces de SO_2 et de l'humidité.

En partant de l'acide formique et de l'acide sulfurique concentré, on obtient un gaz qui semble plus pur. On chauffe l'acide sulfurique dans un bain de sable jusqu'à 120° , et ayant comme d'habitude fait le vide dans l'appareil, on y fait tomber lentement l'acide formique. Purification au moyen de KOH ;

hydrosulfite de soude $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_4$ pour absorber l'oxygène ; puis on dessèche le gaz comme d'habitude.

Protoxyde d'azote N_2O . Une solution concentrée de nitrite de sodium arrive goutte à goutte dans un Erlenmeyer rempli jusqu'au $\frac{1}{3}$ avec une solution concentrée de chlorhydrate d'hydroxylamine. Le vase plonge dans une cuve d'eau froide. Des flacons de KOH et puis un vase à dessécher contenant de l'acide sulfurique ont été employés pour purifier le gaz.

Un autre procédé consistait à chauffer du nitrate d'ammonium



autour de 200° . La purification est difficile et non sans danger : le gaz traverse à cet effet deux flacons de sulfate ferreux, de la potasse caustique 1 : 1, de l'acide sulfurique concentré, une solution alcaline d'hydrosulfite de Na pour être desséché à l'aide d'acide sulfurique et de pentoxyde de P.

Oxyde d'azote NO. D'après WINKLER, on obtient un gaz très pur par réduction d'une solution de nitrite de K avec de l'acide iodhydrique. On mélange pour cela une partie de KJ avec 2 parties de KNO_2 , et on fait tomber lentement de l'acide sulfurique dans le mélange. Le gaz qui se dégage arrive, pour être desséché, à travers un flacon renfermant KOH et un autre avec de l'acide sulfurique, dans une ampoule de pentoxyde de phosphore.

Anhydride sulfurique. La préparation consistait à chauffer des morceaux de cuivre dans de l'acide sulfurique concentré. Purification au moyen de potasse caustique. CaCl_2 et K_2SO_4 .

Méthane CH_4 . Nous avons préparé ce gaz au moyen du carbure d'aluminium. Le gaz se dégage si l'on ajoute de l'acide chlorhydrique ; il est très impur, et la décharge est irrégulière. On a soin de lui enlever l'acétylène et il passe dans ce but à travers deux flacons laveurs de chlorure de cuivre, en solution ammoniacale et à travers un grand flacon d'acide sulfurique. Ensuite le gaz passe sur de l'oxyde de cuivre contenu dans un tube en verre d'Jéna qu'on porte à 200° , pour le débarrasser de l'hydrogène. Avant de pénétrer dans le tube à décharge, le méthane barbote à travers une solution de potasse caustique.

Ethylène $C_2 H_4$. Ce gaz obtenu en faisant agir l'acide sulfurique concentré sur de l'alcool ordinaire, s'est décomposé dans la décharge, en fournissant un dépôt de charbon¹.

Malgré les précautions prises pour obtenir des gaz purs, nous devons cependant mentionner que, dans l'appareil même, ces gaz venaient de nouveau en contact avec la graisse des robinets et d'assez grandes surfaces métalliques, de sorte que des impuretés pouvaient encore s'y mélanger. Mais cet inconvénient n'aurait pu être évité que par la construction d'un nouvel appareil.

¹ Pour les détails relatifs à la préparation des gaz nous avons consulté les deux ouvrages: TRAVERS: *Experimentelle Untersuchung von Gasen*, 1905. Traduit de l'anglais. — MOSER: *Reindarstellung von Gasen*. Stuttgart, 1920.

(A suivre.)
