

LES  
**DÉCHARGES ÉLECTRIQUES**  
DANS LES GAZ.

---

27667. — PARIS, IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,  
55, quai des Grands-Augustins.

---

J.-J. THOMSON, D. Sc., F. R. S.

---

LES  
**DÉCHARGES ÉLECTRIQUES**  
DANS LES GAZ.

---

OUVRAGE TRADUIT DE L'ANGLAIS, AVEC DES NOTES

PAR

**Louis BARBILLION,**

Docteur ès Sciences,

ET UNE

**PRÉFACE**

PAR

**Ch.-Ed. GUILLAUME.**



PARIS,

**GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE**

DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE,  
Quai des Grands-Augustins, 55.

1900

(Tous droits réservés.)



---

## PRÉFACE.

---

Parmi les sujets très nombreux dont les physiciens se sont proposé l'étude au cours du siècle qui va finir, il en est peu qui aient passé par des alternatives de faveur aussi marquées et d'aussi complet abandon que celui des décharges électriques dans les gaz raréfiés.

Dans toutes les expériences anciennes, sans en excepter celles du grand Faraday, les phénomènes les plus importants qui accompagnent ces décharges, sont tellement éloignés de ce que pouvaient connaître les plus avancés parmi les chercheurs, qu'ils apparaissent comme dans un lointain simplement entrevu et non exploré. Vers 1869, les belles expériences de Hittorf, qui, poussant le vide plus loin qu'aucun de ses prédécesseurs, voit les phénomènes se simplifier singulièrement, conduisent à une première idée de la manière dont marchent les décharges à l'intérieur des tubes. De lui à Crookes, l'intervalle de temps est peu étendu, moins d'une décade, mais le progrès est considérable, parce que nous voyons pour la première fois une coordination complète d'une partie des phénomènes, et leur rattachement à d'autres faits connus, et à d'autres théories d'autant plus combattues qu'elles sont plus compréhensives, comme la théorie cinétique des gaz. En particulier, nous saisissons ici le propre d'un fait auquel se

rattache une idée faisant image et exprimée en termes nets : tandis que les physiciens seuls avaient remarqué les travaux de Hittorf, ceux de Crookes pénètrent la masse des esprits curieux, pour qui la notion d'un quatrième état de la matière atteint d'un seul coup une grande — je dirais volontiers trop grande — précision.

Une fois de plus le silence se fait ; quelques physiciens suivent, avec intérêt, mais sans grande passion, les patientes recherches de Goldstein, celles de Wiedemann et de son école, et voient avec plaisir poindre, dans quelques expériences de Hertz, l'aurore d'un renouveau. L'un de ses disciples les plus distingués, M. Philippe Lenard, les poursuit, et met au jour les faits les plus singuliers, contraires, dans sa pensée, à l'hypothèse de Crookes. De cette époque datent les premières expériences de l'auteur de ce Livre, dont les apports à la connaissance des phénomènes qui nous occupent sont de premier ordre.

On se souvient de l'espèce de stupeur — ce mot n'a rien d'exagéré — qui étreignit les physiciens à l'annonce de la mémorable expérience de Röntgen, gagnant d'un seul coup des centaines d'adeptes à l'étude des décharges électriques dans les gaz, de telle sorte que cette expérience la fait subitement progresser plus que ne le promettaient dix années de recherches. En même temps les applications pratiques de cette expérience, le caractère en quelque sorte industriel qu'elle présente, mettent aux mains des chercheurs des moyens d'action jusqu'alors insoupçonnés. Deux chiffres en donneront une idée : tandis qu'au début de l'année 1896, les meilleurs appareils permettaient seulement de produire des rayons de Röntgen susceptibles de noircir faiblement une plaque photographique en une demi-heure à travers les chairs de la main, on obtient aujourd'hui, en dix secondes, une bonne

image radiographique de toute une cage thoracique ou d'un bassin d'adulte.

L'étude des décharges dans les gaz, indépendamment de leurs effets extérieurs, marche de pair avec celle des rayons de Röntgen. L'intérêt pratique de ces derniers assurant le progrès dans cette direction, les plus distingués parmi les chercheurs reviennent bientôt aux phénomènes primitifs qui, ayant la cathode pour source immédiate, s'arrêtent en général aux parois du tube, soit que les rayons dus à la décharge les frappent tout d'abord, soit qu'un obstacle les arrête ou les renvoie dans une direction normale à la surface, comme l'a montré M. P. Villard.

Quelques-unes des idées qui, dans ces derniers temps, sont devenues prépondérantes ne sont pas entièrement nouvelles : ainsi, la recherche du quotient des charges par les masses qui les transportent surgit déjà, comme hypothèse hardie, dans d'anciens travaux de M. Schuster et de M. Giese. L'auteur de ce Livre pousse cette recherche plus loin qu'aucun de ses devanciers, et arrive à cette étonnante conclusion que ce rapport est le même pour tous les éléments composant le rayon cathodique, quel que soit le gaz contenu dans le tube, ce qui le conduit à considérer la molécule de toute origine comme séparée en des éléments semblables. Que l'on suive la voie inverse et l'on pourra reconstituer, avec les éléments épars, une matière quelconque, et la possibilité de la transmutation, pour des quantités infinitésimales de matière, il est vrai, apparaît comme une vérité palpable.

Mais les résultats si curieux de M. J.-J. Thomson peuvent admettre une autre interprétation : N'est-il pas possible, demande M. Villard, de trouver constamment un même corps dans les tubes à vide, quel que soit le gaz que l'on a voulu y enfermer ? D'ingénieuses expériences rendent l'affirmative très

probable. Les rayons échappés de la cathode sont toujours fortement réducteurs; il se peut qu'ils soient, dans tous les cas, constitués par de l'hydrogène, dont, par décomposition de l'eau adhérente, les parois du tube fournissent toujours des quantités notables. La réfutation n'est peut-être pas définitive, mais on reconnaîtra que l'étrangeté de l'interprétation de M. J.-J. Thomson, bien que tout nous fasse désirer qu'elle soit exacte, conduit à accueillir avec faveur toute explication des phénomènes qui, en possédant un certain degré de vraisemblance, permette de l'écartier.

C'est surtout à cet ensemble de phénomènes dont je viens de rappeler les traits essentiels, qu'est consacré l'Ouvrage de l'éminent professeur de Cambridge. Le traducteur a eu soin de résumer, dans une série d'excellentes notes, les faits postérieurs à la publication de l'original, et se rapportant immédiatement au sujet principal.

Mais, parmi les travaux auxquels la découverte de M. Röntgen a donné naissance, il n'en est aucun dont l'importance soit comparable à ceux sur la voie desquels une observation heureuse, suivie avec méthode, a conduit quelques physiciens français.

Il est singulier que, pendant longtemps, la Physique française se soit désintéressée presque complètement de la question des décharges dans les gaz. Mais une série de découvertes plus étonnantes encore que toutes celles qui avaient précédé, devait lui permettre de reprendre, d'un bond, une situation prépondérante dans les apports faits à l'ensemble de la question. La mise en évidence, par M. Becquerel, des rayons propres de l'uranium, fut, dès l'abord, tellement déconcertante, que beaucoup préférèrent se retrancher derrière leur prodigieuse faiblesse pour les traiter comme un



phénomène négligeable. Il ne pouvait en être longtemps ainsi. M<sup>me</sup> P. Curie découvrit bientôt, simultanément avec M. G.-C. Schmidt, qu'un autre corps, le thorium, émet des rayons plus intenses que ceux de l'uranium. Puis, se servant de la radio-activité comme d'un réactif très sensible, elle trouva d'abord que certains minéraux possèdent cette propriété à un plus haut degré que les métaux purs dans lesquels on l'avait découverte. Deux hypothèses se présentèrent alors à son esprit : La radio-activité est augmentée par l'association de certains corps ou bien, si elle est atomique, les minéraux en question contiennent de petites quantités d'éléments non encore isolés, qui la possèdent à un degré extraordinaire.

Quelques expériences ayant rendu la première hypothèse improbable, M. et M<sup>me</sup> Curie prirent pour objectif la concentration des éléments inconnus. Inventant à chaque pas des méthodes, ils réussirent, en traitant des tonnes de pechblende, à isoler des décigrammes de plusieurs matières possédant à un degré insoupçonné les propriétés primitivement observées seulement dans l'uranium et le thorium.

Ces corps sont très intimement liés aux décharges électriques dans les gaz : C'est, d'une part, leur faculté de décharger les corps électrisés qui, découverte pour l'uranium par M. Becquerel, servit constamment à M. et M<sup>me</sup> Curie à suivre le sens de la concentration, et leur radiation est, d'autre part, très semblable à l'ensemble du phénomène pseudo-rayonnant que l'on observe à l'intérieur et autour d'un tube à vide actionné par une bobine d'induction.

Ces éléments nouveaux, le *polonium* et le *radium* de M. et M<sup>me</sup> Curie, l'*actinium* découvert par M. Debierne, émettent, en effet, une énergie d'une forme multiple et singulière, qui se compose de deux parties absolument distinctes : l'une est insensible au champ électrique ou magnétique, et peut,

à bon droit, être encore envisagée comme une ondulation éthérée ; l'autre est déviée, dans le champ électrique et dans le champ magnétique, et se comporte comme un ensemble de charges en mouvement. D'ailleurs, M. et M<sup>me</sup> Curie ont réussi à mettre en évidence ce transport des charges négatives, expérience particulièrement difficile, en raison de la faculté des rayons non déviables, et peut-être aussi de l'émission déviable, de rendre les gaz très conducteurs. Cette deuxième émission est donc en tout semblable à un transport de matière chargée d'électricité négative, empruntée à sa source, qui se charge positivement, à moins qu'elle ne se mette constamment en équilibre avec l'air ambiant rendu conducteur par l'autre partie de la radiation.

La vitesse de la radiation non déviable n'a pas été déterminée, car aucun des procédés employés pour mesurer la vitesse de la lumière ne s'y applique, et cette donnée, qui, comme pour les rayons de Röntgen, serait décisive, fera probablement longtemps défaut ; en revanche, en faisant certaines hypothèses, on a pu estimer la vitesse de la radiation déviable à la moitié environ de celle de la lumière, quantité du même ordre que celle des rayons émanés de la cathode d'un tube à vide.

Cette vitesse, prodigieuse pour des particules matérielles, pourrait faire douter de la nature corpusculaire de cette émission ; mais toutes ses autres propriétés s'accordent si bien avec cette idée qu'on peut se demander s'il n'est pas plus légitime de modifier nos notions sur les vitesses possibles, que de rejeter cette hypothèse à laquelle la logique pure ne trouve rien à opposer.

Tous les physiciens ont eu mainte occasion d'apprendre qu'un même phénomène, à des degrés, différents, peut prendre, pour l'observation immédiate, le caractère de phéno-

mènes distincts. L'identité de l'éclair et de l'étincelle électrique de nos machines, celle des ondes lumineuses et électriques, ou encore de l'attraction de la Terre et des corps qui nous environnent n'ont été démontrées que par de longues et profondes méditations des plus puissants génies dont l'humanité puisse s'enorgueillir. On sait aussi qu'une balle animée d'une vitesse de  $1^{\text{cm}}$  par seconde ne possède aucune des propriétés visibles qu'elle aura lorsque, à la sortie d'un fusil, elle se déplacera avec une vitesse égale à  $1^{\text{km}}$  par seconde. Dans le premier cas une feuille de papier l'arrête, dans le second elle perce un mètre de bois. A sa plus faible vitesse nous la voyons nettement, à la plus forte elle est absolument invisible, mais son passage nous est révélé par le claquement de l'air, de telle sorte que si, ne connaissant pas sa nature, nous en étions réduits au témoignage de nos sens, si, observant les dégâts qu'elle peut faire, nous ne réussissions pas à l'arrêter et à l'examiner au repos, nous n'arriverions jamais à reconnaître l'identité de la nature des deux balles animées de vitesses aussi différentes.

Aujourd'hui encore, il serait sans doute impossible, à l'ensemble de tous les savants, de décrire les phénomènes auxquels donnerait lieu notre projectile se déplaçant avec une vitesse de  $100000^{\text{km}}$  par seconde, car ces phénomènes seraient à ceux que provoque la balle sortant du fusil, dans le même rapport que ces derniers à ceux que nous observons en voyant se déplacer la balle parcourant  $1^{\text{cm}}$  par seconde. Si l'on ajoute à cela le fait que nous ne savons pas encore au juste à quel état de division la matière se trouve dans le rayon cathodique ou dans l'émission du radium, mais que sûrement nous ne la connaissons nulle part ailleurs au même état, on comprendra que les phénomènes provoqués par le radium puissent revêtir un caractère d'étrangeté bien fait pour nous donner la sensation de l'inexplicable.

Le polonium ne semble pas donner une émission déviable. Le radium, au contraire, possède les deux émissions, mais ce n'est pas ce qui doit nous arrêter pour le moment. Nous ne serons pas surpris que ces émissions soient très pénétrantes, ou tout au moins pénétrantes à leur manière, car, dans l'air, leur rayon d'action est très limité; il l'est plus encore, bien entendu, dans les corps solides, mais, tandis qu'un faisceau de lumière parallèle qui serait visible dans l'air à 100<sup>h</sup>m sera arrêté par un millième de millimètre de fer, l'émission du radium, arrêtée après quelques centimètres d'air, traversera encore un centimètre du corps le plus opaque.

Le pouvoir pénétrant de ces rayons suit des lois singulières; les lois exponentielles ne s'y appliquent pas, et sont faussées tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre. De plus, une même épaisseur d'un obstacle déterminé offre une opacité bien différente suivant sa distance à la source.

L'émission du radium illumine des écrans sensibles à des radiations particulières, décompose des préparations photographiques, et provoque d'autres actions chimiques. Elle condense la vapeur d'eau, soit en lui fournissant directement les noyaux nécessaires, soit par une action préalable sur les molécules d'air, dont les ions deviennent des centres de condensation.

D'autre part, comme l'ont montré MM. Curie et Sagnac, les rayons de Röntgen, frappant une surface métallique, engendrent une émission de matière chargée d'électricité négative. Ils ne semblent pas pulvériser le métal, comme MM. Lenard et Wolf l'avaient pensé pour la lumière ultra-violette, à une époque où l'on ne connaissait que les poussières comme centres de condensation de la vapeur d'eau, et où le réactif d'Aitken semblait n'admettre qu'une interprétation. On doutait depuis longtemps des déductions tirées par MM. Lenard et

Wolff de leurs belles expériences. L'expérience de MM. Curie et Sagnac, en même temps qu'elle fixe la nature des rayons secondaires, si bien étudiés par ce dernier, montre comme plus probable que l'explication de MM. Lenard et Wolff, l'enlèvement d'une partie de la couche double, transportée par des véhicules de dimensions atomiques. Les rayons secondaires prennent ainsi le caractère de rayons cathodiques, susceptibles de produire à leur tour des rayons Röntgen, par une dégradation successive, et la transformation d'une partie de leur énergie en chaleur.

Dans le radium, qui donne à la fois une émission semblable aux rayons cathodiques et une radiation identique aux rayons X, chacun des deux phénomènes pourrait être primordial et engendrer le second. Lorsque la cause de l'un d'eux sera connue, l'autre s'expliquera de lui-même. Mais, pour le moment, nous sommes encore loin de toute théorie satisfaisante de l'un ou de l'autre.

L'assimilation complète d'une parcelle de radium à un tube de Crookes devrait, semble-t-il, aider puissamment à comprendre la constitution de ce corps, si mystérieux que l'on serait tenté, ne sachant pas qu'il existe, de le déclarer impossible et contraire à toutes les lois naturelles. Mais, dans un tube à vide, la source de l'énergie nous est connue, tandis qu'elle nous échappe encore dans le radium. De plus, sachant que ce corps émet constamment des particules animées d'une prodigieuse vitesse, on est en droit de se demander pourquoi, si cette vitesse préexiste dans les atomes, le corps ne se dissémine pas instantanément, et l'on est immédiatement reporté vers la radiation non déviable comme phénomène primitif.

Les problèmes qui surgissent au sujet de ces corps nouveaux sont, on le voit, d'une extraordinaire complexité. Mais,

leur raison d'être une fois connue, une foule de questions que nous nous posons aujourd'hui trouveront sans doute leur réponse encore ignorée. Ils participent à la fois tellement à deux domaines distincts de la Physique, ils renferment en eux tant de relations cachées entre la matière et l'éther, qu'ils peuvent devenir le point de départ d'immenses progrès dans notre connaissance de leurs relations; et ce ne sera pas le moindre des services que nous aura rendus l'étude des décharges électriques dans les gaz, d'avoir mis sur la voie de leur découverte.

CH.-ÉD. GUILLAUME.

Pavillon de Breteuil,  
Sèvres, le 21 mai 1900.



LES  
DÉCHARGES ÉLECTRIQUES  
DANS LES GAZ.

---

I.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ.

---

La variété et la complexité des phénomènes d'ordre électrique que l'on rencontre, quand des éléments matériels sont placés dans le champ électrique, offrent un contraste marqué avec la simplicité des effets obtenus quand l'éther seul est mis en jeu. Ceux-ci, dans tout le domaine aujourd'hui ouvert à notre connaissance, s'expliquent parfaitement par des lois, dont l'expression mathématique n'exige que l'établissement de six équations différentielles très simples. En réalité, les phénomènes dont l'éther est le siège paraissent jouir d'une simplicité de nature beaucoup plus grande que celle que nous aurions pu espérer rencontrer *a priori*. En effet, les équations que nous avons adoptées comme représentant les phénomènes de cette classe ne sont vraies que dans le cas où l'éther est au repos. L'accord de la théorie et de l'expérience justifie cette hypothèse, contenue dans le seul emploi de ces formules, que l'éther reste en repos, même soumis à des actions mécaniques considérables, telles que celles développées par une onde électrique se propageant à travers le milieu éthéré. Le résultat

négalif d'expériences faites pour déceler le mouvement de l'éther dans un champ électromagnétique tend à confirmer cette hypothèse.

Si nous envisageons, toutefois, la classe des phénomènes électriques dans lesquels la matière joue un rôle, nous voyons naître des propriétés qui manifestent énergiquement leur existence, aussi longtemps du moins que nous confinons notre attention à l'éther. L'idée d'une charge électrique, par exemple, qui constitue peut-être la notion capitale dans maintes classes de phénomènes, n'est pas nécessaire, et, en fait, ne se présente pas à l'esprit, aussi longtemps que nous nous adressons au seul éther.

Les questions rencontrées dans l'étude des relations entre la matière et la charge électrique qu'elle porte, sont des plus importantes, parmi toutes celles du domaine de la Physique : tels sont l'état de la matière portant cette charge électrique, l'effet produit sur cet état spécial, quand le signe de la charge vient à changer. Les relations intimes qui existent entre les phénomènes électriques et chimiques, — comme celles mises en jeu, par exemple, dans l'électrolyse, — nous montrent qu'une connaissance parfaite des lois régissant les rapports de la matière avec l'électricité n'aurait pas seulement pour effet d'accroître le champ de nos connaissances sur ce dernier point. Par là, s'accroîtrait aussi notre science des actions chimiques, et nous serions amenés, en fait, à enrichir encore le domaine de l'Électricité d'une partie commune à celui de la Chimie.

Pour étudier cette relation, entre la matière et l'électricité, la méthode la plus féconde consiste, semble-t-il, à en rechercher d'abord la modalité dans le cas relativement simple d'une matière à l'état gazeux. Les propriétés d'un gaz et les lois auxquelles il obéit sont moins complexes que dans le cas d'un liquide ou d'un solide : aussi cet état de la matière a-t-il été le plus étudié. Par la théorie cinétique des gaz, nous pouvons nous faire une représentation assez simple des phénomènes dont un gaz est le siège : cette possibilité nous est malheureusement refusée encore pour les autres états de la matière.



### Communication d'une charge électrique à un gaz.

De tous les phénomènes relatifs aux propriétés électriques des gaz, l'un des plus frappants, c'est certainement l'extrême difficulté à laquelle on se heurte quand on veut communiquer à un gaz une charge électrique, dans les conditions normales. Un simple exemple suffit à le montrer. Prenons le cas d'un plateau de métal chargé, assez bien isolé pour ne pas subir de pertes d'électricité par ses supports. Laissons ce plateau en contact avec l'air ou un autre gaz, à une température modérée, et garantissons-le de toute action des radiations ultraviolettes ou des rayons de Röntgen. Le résultat très net, découlant des meilleures expériences faites jusqu'ici, est que, dans ces conditions, le plateau ne subira absolument aucune perte de charge, tant que la densité superficielle électrique ne dépassera pas une certaine valeur. Ainsi, bien que des myriades de molécules viennent se heurter contre cette surface chargée, elles en rebondissent, après le choc, sans avoir pris de charge électrique. Pour apprécier complètement la portée de ce résultat, il convient de se rappeler les très fortes charges que peut porter un gaz dans certaines conditions. Le phénomène de l'électrolyse nous montre que la charge répartie, par unité de surface dans le cas du plateau précédent, est relativement très faible. Un centimètre cube d'hydrogène, à la pression et à la température normales, libéré dans l'électrolyse, peut emporter une quantité d'électricité plusieurs milliers de millions de fois plus forte. Nous devons en conclure que chez ce gaz, qui semble posséder dans certains cas une capacité de charge électrique énorme, cette inaptitude à emprunter une charge, si faible qu'elle soit, au corps qu'il vient à frapper, est un fait très significatif et d'une très haute portée.

Un autre fait nous montre, d'une manière peut-être encore plus frappante, cette impuissance des molécules d'un gaz à prendre une charge électrique. La vapeur qui prend naissance au sein d'un liquide électrisé est entièrement dépourvue de

charge électrique. Nous devons cette découverte à deux savants américains. En 1761, Kinnersley, de Philadelphie, dans une lettre à Franklin, constate que, dans ses expériences, il n'a pu trouver d'électricité dans la vapeur s'échappant d'une couche d'eau électrisée.

En 1883, un autre physicien américain, Blake <sup>(1)</sup>, faisait une étude complète du sujet, et trouvait que la vapeur s'élevant du mercure bouillant n'était pas électrisée, quelque forte que fût la charge du mercure lui-même. Les résultats de Blake ont été confirmés par Sohncke <sup>(2)</sup> et tout récemment par Schwalbe <sup>(3)</sup>. Dans ces expériences, les vapeurs reconnues dépourvues de charge électrique émanent d'une surface électrisée ou la traversent. Les conditions d'expériences semblent ici si favorables, que s'il était réellement possible d'électriser une molécule gazeuse par simple contact, elle aurait dû l'être surtout dans les expériences précédentes. Nous voyons donc que, lorsqu'un liquide électrisé s'évapore, les particules chargées ne sont pas entraînées. De même le sel, dans une solution saline, ne prend point part à l'évaporation. (*Note I.*)

### Électrisation d'un gaz par voie chimique.

L'action chimique se mêle si souvent aux effets de décomposition électrique, que nous pourrions espérer réaliser le meilleur mode d'électrisation d'un gaz en en constituant l'une des parties actives d'une réaction chimique.

Des exemples d'électrisation, produite en apparence dans un gaz par cette méthode, sont connus depuis longtemps. En réalité, ce n'est pour ainsi dire que dans ces dernières années que des expériences ont été faites pour montrer que la charge électrique, dans les cas précédents, n'a pas pour siège les poussières qui peuvent se trouver primitivement dans le gaz,

---

(<sup>1</sup>) *Wied. Ann.*, 49, p. 518; 1883.

(<sup>2</sup>) *Wied. Ann.*, 34, p. 925; 1888.

(<sup>3</sup>) *Wied. Ann.*, 58, p. 500; 1896.

ou prendre naissance du chef de la réaction chimique elle-même.

L'un des exemples les plus anciennement connus d'électrisation produite dans un gaz par action chimique est celui de la combustion du carbone. Pouillet (1) trouva, en chauffant un cylindre de charbon, que celui-ci s'électrise négativement, tandis qu'une charge positive se développe dans le gaz autour du cylindre. Lavoisier et Laplace (2) montrèrent que le même effet se produit avec du charbon fortement chauffé. Reiss (3) a démontré la production d'électricité dans l'air environnant une spirale de platine portée à l'incandescence. Pouillet (4) a reconnu que, si l'on enflamme dans l'air un jet d'hydrogène, la portion de ce gaz qui n'a pas pris part à la combustion se charge d'électricité négative. (*Note II.*)

Un autre exemple d'électrisation produite dans un gaz par action chimique est dû à Lavoisier et Laplace (5). Ils observèrent que, quand l'hydrogène est rapidement mis en liberté par l'action de l'acide sulfurique sur le fer, il s'ensuit une forte électrisation positive. Ce fait, avec d'autres cas d'électrisation produite par mode chimique, a été étudié par M. Enright (6). Une forte quantité de gouttelettes prennent naissance dans le passage tumultueux de l'hydrogène au sein de l'acide sulfurique. Aussi a-t-on émis cette hypothèse que, dans le cas examiné, les gouttelettes, et non le gaz, pourraient bien être le siège de la charge électrique. Pour élucider ce point très spécial, M. Townsend a fait, au laboratoire Cavendish, une série d'expériences sur l'électrisation d'un gaz mis en liberté par action chimique. Il a fait passer de l'hydrogène, produit par l'action de l'acide sulfurique concentré sur le fer, à travers une série de tubes garnis de tampons de verre pilé très fin. Ce gaz gardait, après son passage à travers les tampons, une forte charge positive. Cela nous montre que les gouttelettes

---

(1) *Pogg. Ann.*, II, p. 422.

(2) *Phil. Trans.*, 1782.

(3) REISS, *Reibungselectricität*, vol. I, p. 267.

(4) *Pogg. Ann.*, II, p. 426.

(5) *Mém. de l'Acad. des Sciences*, 1782.

(6) *Phil. Mag.* (5), 29, p. 56; 1890.

entraînées, celles de dimensions ordinaires, tout au moins, ne peuvent être le siège de l'électrisation. En employant un cristalliseur, M. Townsend découvrit que, si l'on chauffe le mélange d'acide sulfurique et de fer à 94° C. environ, il se produit d'abord une forte électrisation positive à l'ouverture du cristalliseur, quand l'action chimique est énergique et le dégagement de gaz rapide. Mais, si la température vient à s'abaisser, et l'intensité du dégagement de gaz à diminuer, l'électrisation positive devient aussi plus faible, et finalement se change en une électrisation négative. Ce physicien a reconnu, toutefois, que l'électrisation négative, différant en cela de la positive, était complètement arrêtée, non seulement par un tampon de verre pilé, mais encore par une fine toile métallique (1). Ceci semblerait indiquer que ce sont les gouttelettes qui transportent l'électricité négative, tandis que la charge positive demeure sur l'hydrogène, ou, de toute façon, possède un véhicule de dimensions beaucoup plus petites. S'il y a électrisation positive de l'hydrogène, il doit se développer une égale quantité d'électricité négative dans l'acide sulfurique. Les gouttelettes auxquelles il a donné naissance se chargeront négativement. L'expérience montre que, lorsque le gaz ne se dégage pas très rapidement, l'électrisation négative distraite est plus forte que la charge positive emportée par le gaz. Dans le cas, au contraire, d'une production de gaz énergique, l'électricité positive qu'il emporte surpasse de beaucoup la charge négative entraînée par les gouttelettes.

M. Townsend a étudié plusieurs autres cas d'électrisation déterminée par la mise en liberté d'un gaz par voie chimique. Il a établi que, dans la production du chlore par action de l'acide chlorhydrique sur le bioxyde de manganèse, ce gaz retient une forte électrisation positive, et que, si l'on chauffe du permanganate de potassium, il y a de même développement d'une charge positive dans l'oxygène libéré.

---

(1) *Proceedings of the Cambridge philosoph. Society.*

### Électrisation d'un gaz mis en liberté par électrolyse.

M. Townsend a aussi reconnu que, lorsque l'on envoie un fort courant dans une solution d'acide sulfurique, de manière à déterminer une abondante mise en liberté d'hydrogène, d'un côté, d'oxygène de l'autre, l'hydrogène se charge toujours positivement, tandis que l'oxygène, ou bien ne manifeste aucune apparence d'électrisation, ou bien ne retient qu'une très petite charge positive. Il convient peut-être, à ce propos, de noter ce fait que, dans le cas étudié, l'oxygène est libéré par une réaction secondaire. Le radical  $\text{SO}^+$  constitue dans ce cas l'ion négatif et la production d'oxygène est due à l'action chimique de cet ion sur l'eau. L'électrisation négative de l'hydrogène est très fortement influencée par la température. A celle qui règne d'ordinaire dans les laboratoires, on ne remarque qu'une très faible charge. Si cependant la température s'élève à  $40^\circ$  ou  $50^\circ$ , l'électrisation est très forte.

Dans l'électrolyse d'une solution de potasse caustique, on constate dans l'hydrogène une électrisation très faible et dans l'oxygène une charge négative. En fait, cette électrisation n'est pas, à beaucoup près, aussi forte que celle dont l'hydrogène était le siège dans l'expérience précédente. Dans ce cas, l'hydrogène est mis en liberté par une action chimique secondaire, et la très faible valeur de la charge qu'il détient, comparée à celle qu'il possédait dans le cas précédent, semble nous prouver qu'il est plus aisé d'électriser un gaz par voie d'électrolyse, quand il constitue l'un des ions, que lorsqu'il est mis en liberté par une réaction chimique secondaire. La valeur de cette électrisation, développée dans l'oxygène, croît rapidement avec la température. Si l'on ajoute de l'huile à la solution de potasse caustique, le signe de l'électrisation change dans l'oxygène : ce gaz détient une charge qui n'est plus négative, mais bien positive. La nature des électrodes exerce de même une influence considérable sur la grandeur de l'électrisation qui accompagne la production du gaz.

### Formation d'un nuage autour de gaz électrisés.

M. Townsend a découvert que les gaz électrisés possèdent cette propriété remarquable de donner naissance à une sorte de brouillard, quand on les fait pénétrer dans une enceinte contenant de la vapeur d'eau. Ce brouillard se produit même alors que l'enceinte est loin de son point de saturation. Il n'est pas nécessairement accompagné d'un abaissement de température analogue à ceux que produit la brusque expansion du gaz dans l'enceinte où le brouillard a pris naissance.

La méthode employée par M. Townsend consistait à envoyer dans une série de tubes le gaz électrisé, obtenu très aisément par l'électrolyse rapide d'une solution d'acide sulfurique ou de potasse caustique, suivant que le gaz était destiné à recevoir une charge positive ou négative. Quelques-uns de ces tubes étaient munis de tampons de verre pilé très fin. D'autres contenaient de l'acide sulfurique à travers lequel barbotait le gaz. Le gaz électrisé passait finalement dans l'atmosphère et y formait un épais nuage qui se déposait peu à peu.

Nous pouvons, en partant des observations faites sur ce nuage, calculer la charge emportée par chacune des particules électrisées. En disposant le vase dans lequel s'est formé le nuage à l'intérieur d'une cage de métal, de capacité connue, bien isolée et reliée à l'électromètre, nous pouvons calculer, par la déviation de cet instrument, durant le passage du gaz électrisé dans le vase, quelle est la charge totale d'électricité détenue par le nuage. Si nous connaissons donc le nombre des particules d'eau contenues dans le nuage, il nous sera possible de calculer la quantité d'électricité possédée par chacune d'elles.

Nous pourrions du reste obtenir le nombre des particules contenues dans le nuage de la manière suivante. La vitesse avec laquelle se dépose le nuage nous donne le rayon, et par suite le poids de chaque goutte. En effet, nous avons

$$a^2 = 4,5 \frac{\mu v}{a}.$$

Dans cette formule,  $v$  est la vitesse suivant laquelle tombe une gouttelette,  $a$  le rayon de cette goutte,  $\mu$  le coefficient de viscosité du gaz que traverse, dans sa chute, la goutte considérée.

On peut déterminer le poids des gouttes formant le nuage, par différence, en pesant deux fois le vase où le nuage s'est produit, une première fois avec ce nuage, une deuxième après l'en avoir chassé. Divisons le poids de ce nuage par le poids d'une goutte, nous obtenons le nombre des gouttes; divisons encore la charge d'électricité totale contenue dans le nuage entier par le nombre des gouttes, nous aurons la charge emportée par chacune d'elles.

Les résultats d'une série de mesures effectuées par M. Townsend furent les suivants : le rayon de chaque goutte, du nuage formé par l'oxygène électrisé négativement, était  $8,1 \times 10^{-5}$  centimètre, la charge qu'elle emportait de  $3,1 \times 10^{-10}$  unité électrostatique. Les difficultés rencontrées dans de telles mesures nous invitent à ne pas attacher d'importance à une légère différence observée entre les charges positive et négative. La charge de la goutte formée par l'hydrogène électrisé était environ la moitié de celle emportée par l'oxygène. Les valeurs ainsi trouvées des charges détenues par les particules électrisées d'oxygène et d'hydrogène concordent, dans les limites des erreurs d'expérience, avec celles déduites des équivalents électrochimiques de ces substances. Le calcul de la charge atomique, qui prend pour point de départ l'équivalent électrochimique, implique la connaissance du nombre de molécules par centimètre cube de gaz, à la pression et à la température normales; tout ce que nous savons à présent sur ce nombre, c'est qu'il est compris entre  $10^{18}$  et  $10^{21}$  (BOLTZMANN, *Vortlesungen über Gastheorie*). Dès lors, tout ce que nous pouvons conclure, relativement à la charge atomique, et en partant de l'équivalent électrochimique, c'est que la valeur de cette charge est comprise entre  $10^{-8}$  et  $10^{-11}$ .

Il est probable que, dans l'état actuel de nos connaissances, en ce qui concerne du moins la masse d'une particule d'hydrogène ou d'oxygène, on peut obtenir une approximation plus serrée, en prenant pour base les observations faites sur le

nuage constitué par les particules électrisées, qu'en partant de l'équivalent électrochimique. Dans le calcul de la charge emportée par chaque particule, calcul qui prend pour base son poids et la vitesse avec laquelle se dépose le nuage, nous avons supposé que chacune de ces gouttelettes était associée à une autre particule chargée, et à une seule.

Dans mon livre *Sur les applications de la Dynamique à la Physique et à la Chimie*, j'ai montré que la présence d'une charge électrique sur une goutte d'eau tend à prévenir l'évaporation et, quand la goutte est très petite, à neutraliser l'action de la tension superficielle qui tendrait, au contraire, à favoriser l'évaporation. C'est seulement, toutefois, pour des gouttes extrêmement petites que les effets de l'électrisation contre-balaçent ceux de la tension superficielle. Les dimensions de la goutte, dans ce cas spécial où les effets se neutralisent, sont données par l'équation

$$a^3 = \frac{e^2}{16\pi T}.$$

Dans cette formule,  $a$  représente le rayon de la goutte,  $e$  la charge qu'elle possède,  $T$  la tension superficielle. Quand le rayon surpasse la valeur tirée de cette équation, la goutte s'évapore plus facilement qu'une surface plane. Avec la charge déduite des précédentes expériences, les dimensions limites de la goutte seraient seulement de l'ordre de  $10^{-8}$ ; la vitesse de chute nous montre au contraire que le rayon de la goutte est en réalité de  $8 \times 10^{-5}$  centimètre. Ceci semblerait indiquer que les gouttes contiennent une certaine quantité d'eau pure.

L'apparence du nuage et les dimensions de ses particules constituantes dépendent du signe de l'électrisation qu'il possède. Ainsi les particules du nuage formé par de l'oxygène électrisé négativement sont plus grosses que celles formées, dans le même cas, par le gaz pourvu d'une charge positive. Ceci semblerait nous prouver qu'une goutte d'eau, électrisée positivement, s'évapore plus rapidement qu'une autre possédant la même charge en valeur absolue, mais négative.

Peu d'expériences directes ont été faites sur l'évaporation



de surfaces d'eau électrisées. M. Crookes (1), à la suite de quelques observations qu'il fit sur ce point, arriva à cette conclusion qu'une surface d'eau électrisée négativement s'évapore plus rapidement qu'une autre dépourvue de toute charge électrique. M. Mascart (2) obtint ce résultat, qu'une surface électrisée, quel que soit du reste le signe de sa charge, s'évapore plus rapidement qu'une autre, non électrisée. Au contraire, Wirtz (3) trouva que l'électrisation diminuait l'énergie de l'évaporation pour une surface d'eau bien privée de poussière : l'électrisation positive aurait même un effet plus marqué, dans ce sens, que la négative.

Alors même qu'aucun nuage n'est visible, il est certain qu'une particule gazeuse électrisée devient le centre d'un agrégat matériel de nature spéciale, dont les dimensions en tout cas sont très grandes, comparativement à celles d'une simple molécule. C'est ce qu'a montré une expérience due à M. Townsend : de l'hydrogène, bien purgé des poussières qu'il pouvait contenir, était enfermé dans un vase poreux. La vitesse avec laquelle l'hydrogène, dans son état naturel, s'échappait du vase, était d'abord déterminée. On reliait ensuite le vase poreux à une source d'électricité, en communication elle-même avec l'électromètre. On déterminait ainsi la vitesse de déperdition de la charge à travers le vase poreux. L'expérience a montré que cette dernière vitesse n'était qu'une petite fraction de celle suivant laquelle l'hydrogène abandonnait le récipient. Ce fait n'était pas dû à la pénétration du gaz électrisé dans les pores du vase d'expérience. En effet, si l'on en expulse le gaz, une fraction seulement de la charge disparaît avec lui.

---

(1) CROOKES, *Proc. Roy. Soc.*, 50, p. 88; 1891.

(2) MASCART, *C. R.*, 86, p. 575; 1878.

(3) WIRTZ, *Wied. Ann.*, 37, p. 516; 1889.

### Électrisation produite par la chute et l'écrasement de gouttelettes sur une couche du même liquide.

L'un des procédés les plus efficaces d'électrisation d'un gaz consiste à faire tomber des gouttelettes d'un liquide sur une couche de ce même liquide. On connaît depuis longtemps les anomalies rencontrées dans l'état électrique de l'atmosphère, au pied des chutes. La colonne d'eau y tombe sur des rochers, s'y brise, et se réduit en écume. Lenard (1) fit de cette question une étude approfondie; il reconnut que, lorsqu'une goutte d'eau rencontre dans sa chute un plateau de métal, cette eau prend une charge positive, et l'air environnant une charge négative. Ce partage des deux électricités est encore plus marqué dans le cas du mercure que dans celui de l'eau. Une manière très simple de réaliser le phénomène est la suivante : On enferme du mercure dans une bouteille qu'on agite énergiquement et qu'on renverse brusquement dans l'air : on trouve que ce gaz prend alors une charge négative. Cette quantité d'électricité n'a pour siège ni les poussières, ni les gouttelettes que le gaz pourrait contenir : elle subsiste même après le passage de l'air à travers un tampon de verre pilé ou un plateau poreux, de grain assez gros. Lord Kelvin (2) a montré que le dégagement de l'air à travers une couche d'eau provoque, dans ce liquide, l'apparition d'une charge négative.

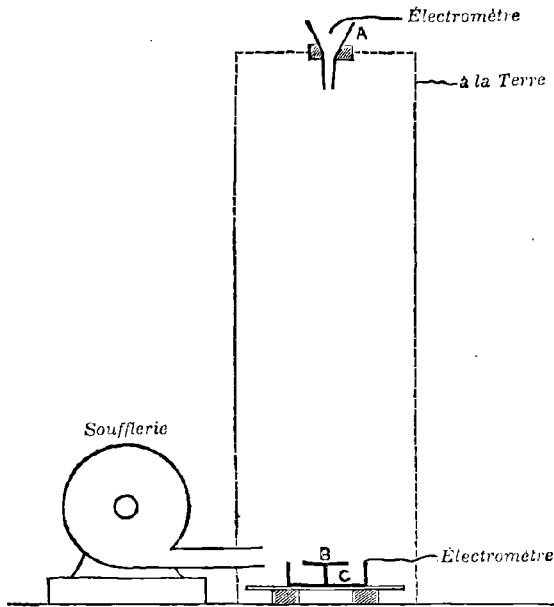
Dans l'étude des lois de cette électrisation spéciale due à ces chutes de liquides, il est souvent plus commode de mesurer la charge positive de la goutte que la charge négative de l'air. C'est ce que permet le dispositif représenté *fig. 1*. On fait passer une quantité connue du liquide en expérience dans l'entonnoir A : le liquide tombe sur le plateau de métal B et la soucoupe C. Celle-ci, soigneusement isolée, est reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre.

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, 46, p. 384; 1892.

(2) KELVIN, *Proc. Roy. Soc.*, 47, p. 335; 1894.

Une soufflerie envoie un fort courant d'air au-dessus du plateau : il s'établit une circulation active, dans le voisinage de la surface métallique : l'air est rapidement entraîné ; on évite ainsi tout développement d'électricité négative dans ce gaz, pouvant contrarier les indications de l'électromètre. On

Fig. 1.



peut prendre la déviation de cet instrument pour mesure de l'intensité d'électrisation produite par la chute des gouttes, quand une quantité de liquide déterminée tombe sur le plateau. A l'aide de ce dispositif, nous pouvons rechercher l'influence de conditions expérimentales diverses sur le mode d'électrisation développée. De faibles changements dans la composition du liquide affectent, dans des proportions tout à fait remarquables, cette production d'électricité. Lenard reconnut que l'électrisation de l'atmosphère, au voisinage du point de chute, était très marquée, avec l'eau exceptionnelle-

ment pure de Heidelberg : elle était presque insensible avec l'eau moins pure de Bonn. La chute de gouttelettes d'une solution faiblement salée développait, dans l'air avoisinant, une charge positive et non plus négative, comme dans le cas de l'eau pure. Ainsi, tandis que la chute des gouttelettes de pluie électrise négativement l'air ambiant, le bris des lames de la mer sur le rivage l'électrise positivement. (*Note III.*)

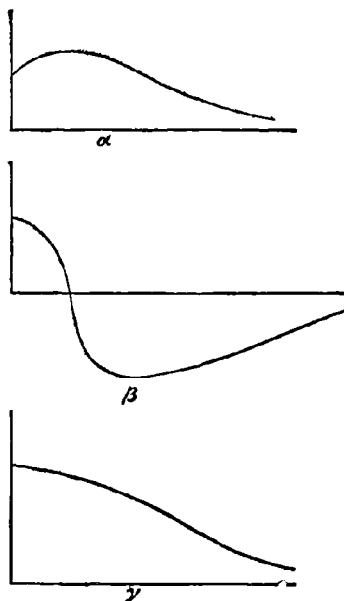
Dans quelques expériences que je fis sur le sujet, j'ai reconnu que l'influence exercée sur l'électrisation produite par des traces extrêmement faibles de quelques substances était étonnamment forte. La rosaniline, comme on sait, est un corps dont le pouvoir colorant est considérable; à tel point qu'on donne souvent comme exemple de l'extrême degré de divisibilité de la matière, la coloration énergique imprimée à un très grand volume d'eau par une très faible quantité de rosaniline. J'observai même que les changements produits, dans l'électrisation due à l'écrasement des gouttes, étaient encore appréciables avec une solution assez faible pour ne présenter aucune trace de coloration. L'addition de solutions fluorescentes exerce sur l'électrisation des gouttes une influence remarquablement forte, mais le sens de l'effet change avec les solutions employées. Ainsi, la rosaniline et le violet de méthyle renversent le sens ordinaire des effets, c'est-à-dire qu'ils développent dans l'air avoisinant la goutte une électrisation négative. Au contraire, l'éosine et la fluorescéine donnent lieu, dans le sens ordinaire, à des effets très énergiques. Autrement dit, elles développent, dans la goutte d'eau additionnée de la substance, une électrisation positive beaucoup plus forte que dans le cas de l'eau pure; l'air avoisinant prend de même une charge négative plus grande.

Les effets électrogéniques dus à des solutions faibles sont beaucoup plus intenses que ceux provenant de solutions fortes. En fait, des solutions très chargées, pour toutes les substances essayées, n'ont donné lieu, dans la chute et l'écrasement des gouttes du liquide, qu'à des effets électriques très faibles ou même nuls. Les effets dus à l'addition à l'eau, de substances étrangères, peuvent se représenter par des courbes dans lesquelles les abscisses sont proportionnelles aux quan-

tités de la substance ajoutée à un même volume d'eau, et les ordonnées à l'électrisation produite par la chute du liquide. On constate que toutes ces courbes peuvent rentrer dans l'un des types suivants :  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  (fig. 2).

Les courbes du type  $\alpha$  représentent les phénomènes dans le cas des solutions de phénol, d'éosine, de fluorescéine, où

Fig. 2.



l'addition d'une petite quantité de la substance accroît l'effet électrique.

Les courbes du type  $\beta$  figurent les résultats obtenus avec des solutions de permanganate de potassium, de bioxyde de chrome, de peroxyde d'hydrogène, de rosaniline et de violet de méthyle. Ici l'addition de la substance commence par amoindrir l'effet électrique, et finalement le renforce.

Les courbes du type  $\gamma$  nous donnent l'allure des phénomènes présentés par des solutions de chlorure de zinc, d'acides chlorhydrique et iodhydrique, et en fait, de très nombreux sels

et acides inorganiques. Dans ce cas, l'addition à l'eau de la substance provoque une diminution dans l'électrisation, sans qu'il y ait jamais de renversement dans le sens des effets obtenus.

L'addition à l'eau d'agents fortement oxydants semblerait tendre à produire des effets opposés à ceux manifestés d'habitude. Autrement dit, il paraîtrait devoir alors se développer dans l'air une électrisation positive. La présence d'agents réducteurs semble, au contraire, donner lieu à des phénomènes énergiques, mais dans le sens normal.

La grandeur et même le signe de l'électrisation développée dépendent de la nature du gaz à travers lequel s'effectue la chute des gouttes. J'ai reconnu, par exemple, qu'en laissant choir les gouttes au travers de vapeur d'eau, on ne trouve pas trace d'électrisation produite. Quand on réalisait la chute de ces gouttes dans une atmosphère d'hydrogène qui avait été soigneusement purgée d'air, l'électrisation dans ce cas était, il est vrai, très petite, mais négative, et de signe contraire, par suite, à celle développée dans l'air.

Il n'apparaît pas qu'il doive se produire une séparation appréciable des deux électricités, tant que la goutte n'a pas encore frappé le plateau. Ainsi, une goutte de pluie, durant son passage dans l'air atmosphérique, ne semble pas laisser derrière elle de traces d'électricité négative.

Nous pouvons expliquer l'électrisation produite par la chute des gouttes en supposant qu'il existe à la surface de séparation de chacune d'elles une double couche d'électricité : autrement dit, on rencontre d'abord, dans cette hypothèse, une première couche sphérique d'électricité superficielle, d'un signe déterminé. Celle-ci est immédiatement recouverte d'une seconde couche, concentrique à la précédente, et de signe contraire. La quantité d'électricité positive qui constitue la charge de l'une des couches possède exactement la même valeur absolue que la charge de la seconde couche. Dans le cas de l'eau pure, la couche positive est située dans le voisinage immédiat de ce liquide, la couche négative, dans celui de l'air.

Lorsque la goutte d'eau rencontre le plateau, la double couche subit une action mécanique violente, tout le temps que

s'accroît l'accroissement de surface de la goutte écrasée. La double couche se sépare alors en ses deux éléments : le feuillet négatif demeure dans l'air, le feuillet positif sur la goutte.

L'hypothèse suivant laquelle l'électrisation due à la chute des gouttes serait déterminée par la rupture d'une couche double, fut proposée par Lenard : et bien qu'il soit peut-être surprenant que la perturbation due au choc des gouttes produise une séparation aussi nette des deux feuillets de la couche, l'existence de cette couche est attestée, dans bien des cas, par la différence finie de potentiel au contact qui se rencontre au point de jonction de deux substances dissemblables. Bien que l'on n'ait jusqu'ici mesuré cette différence de potentiel que dans le cas spécial où l'une de ces substances est un conducteur, nous devons, si nous acceptons comme preuve de l'existence d'une couche double ce phénomène de l'électrisation due à la chute des gouttes, faire une nouvelle hypothèse : Cette double couche doit se rencontrer presque invariablement au point de jonction de deux substances différentes. Nous trouvons, par exemple, que des charges d'électricité opposées se développent dans l'air et dans les gouttes de substances aussi dissemblables que l'huile de paraffine, l'eau et le mercure (<sup>1</sup>).

Ce développement d'électricité, dû à la chute et à l'écrasement des gouttes, nous montre que les feuillets de la couche double peuvent être séparés par une simple action mécanique. Mais si tel est bien le phénomène dans notre cas, et si toutes les substances sont recouvertes d'une couche double d'électricité, le mode de production des charges par frottement s'explique très simplement.

La présence d'une couche double d'électricité à la surface de séparation de deux milieux, suppose l'existence, à la surface de chacun d'eux, d'une couche de matière dont la nature intime n'est identique ni à celle de l'un, ni à celle de l'autre corps. Cette hypothèse de la couche double implique donc aussi l'existence d'une certaine quantité d'une combinaison

---

(<sup>1</sup>) KROUCKOLL. — Voir la Thèse présentée à la Faculté des Sciences de Paris; 1889 (Paris, Gauthier-Villars).

chimique procédant à la fois des deux corps, ou mieux, des premiers stades d'une telle combinaison, incomplète et inachevée, car toute combinaison chimique parfaite possède la neutralité électrique. Les phénomènes d'électrisation dus à l'écrasement des gouttes nous montrent que ce développement d'une charge électrique peut se manifester même dans le cas de deux substances considérées comme n'exerçant l'une sur l'autre aucune action chimique que l'on puisse déceler dans les conditions habituelles.

Nous devons nous rappeler cependant que les couches de la substance situées dans le voisinage immédiat de la surface ont à subir l'influence de circonstances qui sont sans action, dans le cas des opérations chimiques ordinaires. L'un des éléments les plus importants de différenciation des deux cas est l'influence que peut exercer la tension superficielle sur les actions chimiques qui ont pour siège les différentes couches de la surface. La production, dans l'air, d'une goutte de liquide provoque un accroissement d'énergie potentielle égal à l'aire de la surface multipliée par la valeur de la tension superficielle entre les deux milieux eau et air. La valeur de cette tension dans le cas d'une goutte d'eau plongée dans l'air est d'environ 78 ergs par centimètre carré de la surface de la goutte. Cette consommation d'énergie doit s'effectuer aux dépens d'une très mince couche d'eau dont les dimensions sont d'un ordre comparable à celui du rayon d'action des forces moléculaires. Prenons pour cette valeur  $10^{-8}$  : alors 78 ergs par centimètre carré, convertis en chaleur, seraient suffisants pour accroître la température de cette couche de 200 degrés C. La conservation d'une fraction de la tension superficielle pourrait donc suffire à modifier la forme de l'action chimique par laquelle s'effectuait cette conservation même et à convertir une telle action, suivie d'une pure absorption, en une autre accompagnée d'une seule évolution du mode d'énergie calorifique.

Lord Rayleigh (1) a montré qu'en donnant à la séparation de deux surfaces un caractère beaucoup moins tranché, on

---

(1) RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, 33, p. 468; 1892.



diminuait par cela même la tension superficielle, et par suite l'énergie requise pour la production de cette surface. Or, dans le cas d'une goutte d'eau, il semble légitime d'admettre que la netteté de la transition d'une substance à l'autre serait atténuée s'il existait entre l'air et l'eau une couche mixte participant des deux corps. Cette couche ne doit pas être trop mince : l'effet d'une telle couche de transition, en réduisant la tension superficielle, décroît très rapidement avec son épaisseur quand celle-ci tombe au-dessous d'une certaine valeur.

Puisque la couche électrique double peut être séparée par voie mécanique, l'ensemble des deux charges, positive et négative, qui la constituent, doit présenter entre elles un espace beaucoup plus grand que la distance qui, dans une molécule ordinaire, sépare les atomes chargés positivement de ceux chargés négativement. Suivant la théorie que nous venons de discuter, la raison pour laquelle les feuillettes de la couche électrique resteraient à une distance relativement considérable est la suivante : Un rapprochement des feuillettes, en diminuant l'épaisseur de la couche de transition, augmenterait l'énergie potentielle due à la tension superficielle dans une proportion plus forte qu'il ne diminuerait l'énergie potentielle due à l'attraction électrostatique des composantes de la couche.

Quant aux effets énergiques produits par l'addition à l'eau d'une très petite quantité de substance, nous devons rappeler que la couche double dont la rupture produit, suivant cette théorie, l'électrisation observée dans la chute des gouttes, est due à une combinaison chimique partielle du liquide avec l'air. S'il intervient quelque circonstance spéciale susceptible d'altérer les conditions dans lesquelles cette combinaison se produit, on doit s'attendre à rencontrer une modification correspondante dans l'électrisation produite par les gouttes. Quand on ajoute à l'eau une substance étrangère, la quantité d'eau qui est nécessaire à la formation d'une combinaison avec l'air doit subir une action spéciale : l'édifice de ses molécules doit être rompu, et réduit en ses éléments constituants, quand bien même ce ne serait pas un véritable composé chimique qui prendrait alors naissance, mais la seule liaison qui existe entre un sel et son dissolvant. Il peut du reste arriver que le

fait d'arracher l'eau à cette liaison réclame plus de travail que n'en peut fournir en compensation la diminution de la tension superficielle. Ainsi la couche pourrait ne pas se former. Dans ces cas, où l'addition d'une substance étrangère à l'eau renverse le sens des phénomènes d'électrisation, il doit s'être formé une couche de nature différente. Celle-ci peut consister en une combinaison de l'air et de la substance ajoutée à l'eau, ou peut-être même existe-t-il un composé où entreraient les trois éléments.

L'intensité des effets dus à l'addition à l'eau d'une petite quantité de substance est tout à fait surprenante. Mais il faut, pour le comprendre, se rappeler que les actions chimiques qui donnent naissance à la couche, comme par exemple celles qui s'exercent entre l'eau et l'air, ne possèdent pas un caractère énergétique bien considérable, et pourraient, par suite, subir l'influence de circonstances en apparence bien contingentes.

La quantité d'électricité produite dans la chute d'une goutte d'eau, d'une hauteur donnée, dépend non seulement de la charge d'électricité par unité de surface de la double couche, mais aussi de la plus ou moins grande facilité avec laquelle les feuillettes de cette couche peuvent se séparer, dans le choc produit par la rencontre de la goutte avec le plateau. Ce fait rend très difficile et très complexe, comme nous le verrons plus loin, l'interprétation des expériences faites sur l'électrisation produite par la chute et l'écrasement des gouttes. Devrons-nous attribuer l'existence de ces effets énergiques à la présence d'une double couche pourvue d'une forte charge ou à celle d'une couche n'en possédant qu'une faible, mais dont les feuillettes sont susceptibles de se séparer avec une facilité exceptionnelle?

Il est intéressant de rapprocher de ces faits les observations dues à Kenrick (1), qui mesura la différence de potentiel entre l'air et divers liquides et trouva que les substances qui, ajoutées à l'eau, exercent une vive influence sur la valeur de la différence de potentiel, sont les mêmes qui agissent énergiquement sur la tension superficielle.

---

(1) KENRICK, *Zeitschrift f. phys. Chemie*, **19**, p. 625; 1896.

Holmgren (1) a montré que, si l'on amène au contact et que l'on sépare ensuite brusquement deux morceaux de drap mouillé, on détermine ainsi une production d'électricité; la couche positive est sur le drap, la négative dans l'air qui avoisine immédiatement cette surface mouillée. Il reconnut aussi que, lorsque l'aire d'une surface d'eau change rapidement de valeur, comme, par exemple, quand des ondes s'y propagent, une électrisation se manifeste également : la couche positive est encore sur l'eau, la négative dans l'air.

Ce fait que la naissance d'une charge électrique peut être due à un subit changement dans l'aire d'une surface d'eau est d'une extrême importance en Météorologie. La réunion d'un certain nombre de petites gouttes à l'effet d'en former une plus grosse, s'accompagnerait donc d'une diminution dans la surface totale du liquide, et ainsi prendrait naissance une charge électrique. Par suite, comme l'a montré Sir George Stokes, les grosses gouttes de pluie qu'on rencontre dans les orages peuvent en être la cause plutôt que la conséquence.

La production d'électricité, due à l'écoulement d'un jet de vapeur, comme dans la machine hydro-électrique d'Armstrong, est un exemple d'électrisation par écrasement des gouttes. En effet, comme Faraday l'a montré, pour réaliser cette électrisation, la présence de gouttes d'eau est nécessaire dans la vapeur.

### Électrisation d'un gaz au moyen des rayons de Röntgen.

De toutes les méthodes qui peuvent servir à déterminer dans un gaz cet état spécial en dehors duquel il est impossible de lui communiquer une charge électrique, aucune n'est plus digne de retenir l'attention que celle de l'emploi des rayons de Röntgen. Ces rayons, dans leur passage à travers un gaz, déterminent chez celui-ci l'apparition de propriétés conduc-

---

(1) HOLMGREN, *Sur le développement de l'électricité au contact de l'air et de l'eau.* (Société physiographique de Lund ; 1894.)

trices, et le rendent capable de recevoir et de garder une charge électrique. Le gaz maintient du reste sa conductibilité et sa capacité de charge un certain temps après que les rayons ont cessé de le traverser. Il est nécessaire de distinguer, dès le début, les effets produits par les rayons de Röntgen et ceux dus aux ultra-violets. Ces dernières radiations rendent le gaz conducteur, après réflexion du faisceau lumineux sur une substance fluorescente ou sur la surface d'un métal plongé dans le gaz. Ce gaz ne peut alors que décharger un corps chargé situé dans son voisinage, à condition que celui-ci ne soit pas soumis à l'action des rayons ultra-violets, et soit pourvu d'une charge positive. Les rayons de Röntgen, d'autre part, rendent conducteur le gaz à travers lequel ils passent ; et cela, indépendamment de toute réflexion spéciale de ces rayons : de plus, le gaz, quand il possède cet état de conductibilité particulière, devient capable de faire perdre leurs charges aux corps électrisés qu'il baigne, que ces charges soient positives ou négatives.

Pour mettre en évidence cette propriété, on peut opérer ainsi : Les appareils générateurs des rayons (bobine de Ruhmkorff et tube à vide) sont placés dans une cage de fer presque hermétiquement close. Le fer de la cage arrête les rayons, de manière à ne leur permettre de sortir que par un trou découpé dans la boîte. Cette fenêtre est recouverte d'une feuille mince d'aluminium, qui permet le passage des rayons. Le tube à vide est placé dans une position telle que les radiations qui s'en échappent puissent rencontrer la fenêtre et pénétrer dans l'air extérieur à la boîte. Supposons maintenant que l'on dispose, hors de la boîte, un corps isolé et chargé de telle sorte que, lorsque la bobine est en activité, les rayons puissent tomber sur le corps. On reconnaîtra que, quelque parfait que soit l'isolement quand la bobine ne travaille pas, aussitôt que celle-ci entre en jeu et que les rayons commencent à rencontrer le corps, la charge positive ou négative disparaît complètement et très vite <sup>(1)</sup>.

---

(1) Sur la forme du phénomène, dans le cas de charges très petites, voir p. 40.

Prenons maintenant le corps isolé et plaçons-le près de la cage, mais dans une position telle que les rayons ne puissent l'atteindre. L'isolement restera le même quand la bobine entrera en activité. Maintenant, au moyen d'une soufflerie, insufflons de l'air provenant des régions situées en avant de la fenêtre d'aluminium. Cet air a été traversé par les rayons de Röntgen. Le corps électrisé perdra alors rapidement sa charge. L'air soumis aux rayons a donc gardé sa conductibilité pendant tout le temps qui lui a été nécessaire pour passer du voisinage immédiat de la fenêtre d'aluminium au corps chargé.

Pour examiner de plus près les propriétés des gaz traversés par les rayons de Röntgen, j'ai employé, avec M. Rutherford (1) la méthode suivante : On disposait un vase d'aluminium en face de la fenêtre que devaient franchir les rayons. Au moyen d'une soufflerie, on pouvait insuffler de l'air dans un tube qui menait au vase précédent. On plaçait dans ce tube un tampon de verre pilé, destiné à arrêter la poussière, et l'on disposait à la suite un gazomètre, dans le but de mesurer la vitesse du courant gazeux. L'air quittait le vase d'aluminium et passait à travers un autre tube à l'extrémité duquel était placé le dispositif employé à la mesure de la vitesse de déperdition de l'électricité à travers le gaz. C'était, le plus souvent, un fil chargé à un potentiel élevé, placé dans l'axe du tube de métal qu'on avait relié à la terre, et à travers lequel devait passer le courant gazeux. Ce fil était en communication avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre. Il était soigneusement soustrait à l'action directe des rayons, et l'on n'observait aucune déperdition d'électricité, tant que le courant gazeux ne traversait pas l'appareil. Quand, cependant, on laissait s'établir le courant d'air, on pouvait observer un très vif écoulement d'électricité. Ce fait nous prouve que l'air, après une exposition plus ou moins longue à l'action des rayons, gardait ses propriétés conductrices pendant un certain temps (0<sup>s</sup>,5), c'est-à-dire celui qui lui était

---

(1) J. J. THOMSON et E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.* (5), 42, p. 392; 1896.

nécessaire pour passer du vase d'aluminium à l'électrode chargée.

En chauffant le gaz soumis à cet état spécial, il ne semble pas que l'on puisse diminuer sa conductibilité dans des proportions fort appréciables. Si nous interposons un tube de porcelaine entre le vase d'aluminium et l'appareil de mesure, nous trouverons que l'on peut porter le tube à une température voisine du rouge blanc sans modifier pour cela la conductibilité du gaz, bien que celui-ci, à sa sortie du tube, soit assez chaud pour qu'il devienne difficile d'y maintenir la main.

En astreignant le gaz, dans son passage du vase d'aluminium à l'appareil de mesure, à barboter dans l'eau, toute trace de conductibilité semblait disparaître.

Le gaz aussi perdait toutes ses propriétés conductrices quand on le forçait à passer à travers un tampon de verre pilé, bien que sa vitesse fût maintenue la même que dans l'expérience précédente, où, sans emploi du tampon, l'on observait une rapide décharge. En disposant ce bouchon de verre pilé dans le système des tubes, à un endroit où le gaz n'a encore pu traverser le vase dans lequel agissent les rayons de Röntgen, on constate que la conductibilité n'est pas diminuée, à condition toutefois de maintenir constante la vitesse du courant gazeux. Ces expériences semblent montrer que, si la conductibilité d'un gaz est due à une modification de sa structure, sous cette nouvelle forme il devient capable de passer à travers les fins interstices d'un tampon de verre pilé. Un diaphragme constitué par une fine toile métallique ou une pièce de mousseline ne semble pas diminuer la conductibilité du gaz qui circule au travers.

C'est un fait d'une haute portée physique que cette action d'un courant sur le gaz, dans le chemin que parcourt celui-ci du vase d'aluminium où il est exposé aux rayons de Röntgen, jusqu'à l'appareil qui sert à mesurer sa conductibilité. Pour faire facilement cette dernière mesure, on intercalait un tube de métal dans le circuit et l'on fixait le long de l'axe de ce tube un fil isolé relié à l'un des pôles d'une batterie de petits éléments de charge, l'autre pôle de la batterie étant en

relation métallique avec le tube extérieur. De la sorte, on pouvait envoyer un courant d'électricité au sein du gaz, quand celui-ci passait à travers le tube. Il suffisait du faible courant provenant d'un petit nombre d'éléments pour diminuer dans de fortes proportions la conductibilité du gaz traversant le tube; par l'augmentation du nombre des éléments de la batterie, ces propriétés conductrices pouvaient être complètement détruites. Ainsi l'habitus particulier déterminé au sein d'un gaz, par le passage des rayons de Röntgen dans ce milieu, est détruit quand on y établit un courant électrique.

C'est bien le courant qui détermine cette destruction, et non le champ magnétique. En effet, si l'on enferme le fil central dans un tube de verre, de manière à supprimer le courant, mais à maintenir le champ magnétique, le gaz traverse le tube sans qu'on ait de modification à signaler dans sa conductibilité.

Le courant produit le même effet sur le gaz que sur une solution très faible d'un électrolyte. Imaginons qu'au lieu du gaz, une telle solution circule dans le système des tubes. S'il passe dans la solution une quantité d'électricité assez forte pour décomposer tout l'électrolyte, le liquide, à sa sortie des tubes, ne sera plus conducteur, et c'est précisément ce qui arrive dans le cas du gaz. L'analogie qui existe entre la solution très diluée d'un électrolyte et un gaz exposé aux rayons de Röntgen est complète; elle s'affirme par un grand nombre de phénomènes.

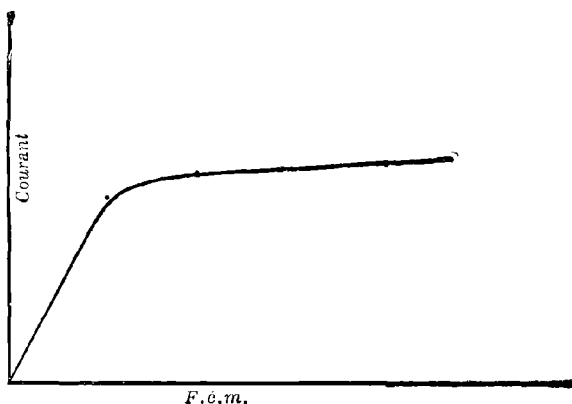
Ce fait que le passage du courant électrique à travers un gaz en détruit la conductibilité, nous explique une propriété très caractéristique du mode de conduction présenté par un gaz soumis à l'action des rayons de Röntgen. Ainsi, pour une intensité donnée des radiations, le courant ne doit pas dépasser une certaine valeur maximum. Quelle que puisse être la force électromotrice, le courant est pour ainsi dire arrivé au point de saturation <sup>(1)</sup>. La relation qui existe entre le courant et la force électromotrice nous est donnée par la courbe de la *fig.* 3.

---

(1) J.-J. THOMSON, *Nature*, 23 avril 1896.

Les ordonnées représentent le courant, et les abscisses les forces électromotrices. Pour de petites valeurs de la force électromotrice, la courbe est une droite ; nous voyons ainsi que la conductibilité obéit à la loi d'Ohm. Quand la force électromotrice augmente, le courant croît aussi, mais moins

Fig. 3.



vite que la première. Le courant augmente ensuite de plus en plus lentement, au fur et à mesure que la force électromotrice continue de croître. Il en est ainsi jusqu'à ce qu'enfin le courant atteigne une certaine valeur constante au delà de laquelle un accroissement quelconque de force électromotrice reste sans action sur le courant. Il est évident, du reste, que ce courant, si son passage à travers le gaz peut en détruire la conductibilité, ne pourra dépasser un certain maximum, et que cette valeur limite sera précisément celle d'un courant qui détruirait la conductibilité du gaz avec la même énergie que mettraient les rayons de Röntgen à la produire.

Supposons, comme semblent nous le permettre quelques-uns des résultats précédents, que la conduction présentée par un gaz exposé aux rayons de Röntgen soit de nature électrolytique. Les rayons dissocient le gaz et produisent un excès d'ions chargés d'électricité positive, qu'ils emportent dans leur course. Nous pourrions aisément trouver l'expression de



la relation entre la force électromotrice et le courant. Soient  $n$  le nombre des ions porteurs de charges de même signe contenus dans l'unité de volume du gaz,  $q$  la vitesse de ces ions libérés par l'action des rayons. Si  $e$  est la charge portée par l'un des ions, le passage à travers le gaz de la quantité  $E$  d'électricité détruira  $\left(\frac{E}{e}\right)$  de ces ions. Les ions pourvus de charges de signe contraire, dans leurs chocs mutuels, tendront à se recombinaison. Nous supposons que le nombre des collisions est dans un rapport constant avec le nombre des recombinaisons des atomes de signe opposé. Le nombre des collisions est proportionnel à  $n^2$ . Soit  $\alpha n^2$  le nombre des ions par unité de volume qui se recombinent par unité de temps; soient  $l$  le courant à travers l'unité de surface du gaz,  $l$  la distance entre électrodes. Nous aurons alors

$$(1) \quad \frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \frac{i}{le}.$$

Soit le gaz à l'état de régime permanent

$$(2) \quad 0 = q - \alpha n^2 - \frac{i}{le}.$$

Supposons que la vitesse des ions soit proportionnelle à la chute de potentiel. Soit  $U$  la somme des vitesses des ions positifs et négatifs pour une différence de potentiel égale à l'unité. Alors, si  $E$  représente la différence de potentiel entre les plateaux, la somme des vitesses des ions positifs et négatifs sera  $E\left(\frac{U}{l}\right)$ . On aura par suite

$$i = \frac{nEU}{l} \quad \text{ou} \quad n = \frac{li}{EU}.$$

Substituons cette valeur de  $n$  dans l'équation (2). Nous obtenons

$$0 = q - \frac{\alpha l^2 i^2}{E^2 U^2} - \frac{i}{le}$$

ou

$$(3) \quad q = \frac{i}{le} = \frac{\alpha l^2 i^2}{n^2 E^2}.$$

Nous pouvons voir, d'après cette nouvelle équation, que lorsque  $E$  devient infiniment grand,  $i$  se rapproche de la valeur  $leq$ . Si nous appelons  $I$  la valeur limite de  $i$  quand  $E$  est infini, nous aurons

$$(4) \quad I = qle.$$

Nous tirons de l'équation (3)

$$(5) \quad I - i = \frac{\alpha l^3 e}{U^2} \frac{i^2}{E^2}.$$

Posons

$$C = \frac{\alpha l^3 e}{U^2},$$

nous obtenons

$$(6) \quad I - i = \frac{Ci^2}{E^2}$$

comme relation entre la force électromotrice et le courant. La quantité  $\alpha$  n'est pas une de celles qu'on puisse déterminer directement. Soit  $T$  le temps qui s'écoule après que les rayons ont cessé de passer à travers le gaz, jusqu'au moment où le nombre des ions vient à tomber à la moitié de sa valeur initiale, aucun courant ne passant dans le gaz dans cet intervalle.

Nous aurons alors, d'après l'équation (1),

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2.$$

Intégrons cette équation; il vient

$$(7) \quad \frac{1}{n} - \frac{1}{N} = \alpha t.$$

Dans cette formule,  $t$  représente le temps qui s'est écoulé

depuis le moment où l'on a arrêté l'envoi du faisceau de rayons,  $N$  le nombre des ions à l'instant précis où les rayons ont cessé de passer à travers le gaz. Nous voyons, par l'équation (1), que, puisque le gaz n'est le siège d'aucun courant,

$$(8) \quad q = \alpha N^2.$$

Maintenant, quand  $t = T$ ,  $n = \frac{N}{2}$ .

De l'équation (7), nous tirons

$$\frac{1}{N} = \alpha T$$

ou

$$\left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} = \alpha T.$$

Ainsi

$$\alpha = \frac{1}{T^2 q} = \frac{le}{T^2 I}.$$

Faisons la substitution; l'équation (5) devient

$$(9) \quad I(I - i) = \frac{l^4}{T^2 U^2} \frac{i^2}{E^2}.$$

Cette équation devient, quand  $i$  est petit, en comparaison de  $I$ , sa valeur limite

$$(10) \quad \frac{i}{I} = \frac{UT}{l^2} E.$$

Ainsi le courant est proportionnel à la force électromotrice.

Les formules (9) concordent ainsi avec l'expérience en établissant l'existence d'une valeur limite pour l'intensité du courant, et d'une conductibilité obéissant à la loi d'Ohm, pour de petites valeurs du courant. L'exactitude de cette formule a rencontré une confirmation beaucoup plus sérieuse : dans une longue série d'expériences que je fis avec M. Rutherford; nous déterminâmes le courant correspondant à des forces électromotrices variant entre 1 et 2 volts, et la valeur

nécessaire pour produire la saturation du courant. Les expériences ont porté sur l'hydrogène, l'air, le gaz d'éclairage, le chlore, l'hydrogène sulfuré et la vapeur de mercure : on y fit varier aussi bien l'intensité des rayons de Röntgen que la nature du gaz étudié. Les résultats de ces expériences ont été donnés dans le Travail déjà cité, que je fis avec M. Rutherford. On y remarque un accord étroit de l'expérience et de la théorie : entre les valeurs trouvées expérimentalement et celles calculées, les différences observées ne dépassent pas l'ordre des erreurs d'expériences. Dans l'ensemble des formules proposées, plusieurs points méritent d'attirer spécialement l'attention. Nous voyons par exemple, par l'équation (4), qu'avec une intensité constante de radiation, le courant limite est proportionnel à la distance entre électrodes. Ainsi, quand nous approcherons de la saturation, le courant augmentera, lorsque croîtra la distance entre les électrodes, et nous obtenons ce résultat qui, à première vue, peut sembler paradoxal, qu'une feuille mince de métal offre plus de résistance au passage du courant qu'une feuille plus épaisse. Cette anomalie apparente s'explique toutefois facilement, si l'on veut bien se rappeler que le courant détruit la conductibilité du gaz, et que, dans une feuille épaisse, il y a plus de particules conductrices que dans une feuille plus mince. Le courant nécessaire à leur destruction sera donc plus grand dans le premier cas.

Les expériences faites nous montrent que l'influence de la distance entre les électrodes (deux plateaux parallèles) sur le courant est très marquée. Le Tableau suivant résume les résultats de quelques expériences sur ce point :

DIFFÉRENCE DE POTENTIEL ENTRE LES ÉLECTRODES, 60 VOLTS.

Distance entre les électrodes en millimètres.	Courant (échelle arbitraire).
0,1.....	9
0,12.....	15
0,25.....	21
0,5.....	37

Distance entre les électrodes en millimètres.	Courant (échelle arbitraire).
1,0.....	50
1,5.....	62
3,0.....	91
8,0.....	110

Le second Tableau nous donne les mesures faites sous une petite différence de potentiel (environ 1<sup>volt</sup>, 3).

0,25.....	10
0,75.....	32
2,0.....	48
3,0.....	53
8,0.....	53
18,0.....	40

Nous voyons, comme pouvait nous le faire prévoir la théorie, que l'influence de la distance n'est pas aussi marquée quand la différence de potentiel est petite que quand elle est grande.

La mesure de la grandeur de la décharge quand le courant est saturé, nous permet de nous faire une idée approchée du nombre des ions libérés par les rayons de Röntgen dans l'unité de temps. Dans ce cas, en effet, le nombre des ions mis en liberté par les rayons est égal au nombre de ceux que le courant détruit. Plaçons-nous dans le cas d'une expérience faite sur l'hydrogène. Lorsque le courant est saturé, la grandeur de la décharge entre deux plateaux ayant chacun une surface de  $10^{\text{cm}^2}$ , et écartés l'un de l'autre de  $1^{\text{cm}}$ , avait une valeur égale à celle que nécessite l'élévation d'une capacité de  $30^{\text{cm}^3}$  à un excès de potentiel de 1 volt. Ainsi la quantité d'électricité passant entre les plateaux en une seconde était d'environ  $10^{-1}$  unité électrostatique, ou  $\frac{1}{3}$  de  $10^{-11}$  unité électromagnétique. Cette quantité était du reste suffisante pour neutraliser tous les ions libérés en une seconde par les rayons de Röntgen. Or une unité électromagnétique d'électricité peut mettre en liberté  $10^{-4}$  gramme d'hydrogène, ou environ  $1^{\text{cm}^3}$  de ce gaz à la pression et à la température normales.

Par suite, pour emporter  $\frac{1}{3} \times 10^{11}$  unités d'électricité, il faudrait  $\frac{1}{3} \times 10^{11} \text{ cm}^3$  de gaz hydrogène. Par conséquent, si les ions emportent la même charge dans le gaz que dans un électrolyte, le volume occupé par les ions produits en une seconde sous l'action des rayons de Röntgen serait seulement de  $\frac{1}{3} \times 10^{11} \text{ cm}^3$  à la pression et à la température normales. Le volume du gaz exposé aux rayons était cependant d'environ  $10^6 \text{ cm}^3$ , de telle sorte que, dans cette expérience, la quantité de gaz ionisé serait seulement le  $\frac{1}{3} \times 10^{12}$  de la quantité de gaz soumise à l'influence des rayons. Ce résultat nous montre qu'il n'est pas bien surprenant que les expériences faites pour voir si quelque altération du volume du gaz n'apparaissait pas sous l'action des rayons de Röntgen, n'aient pu conduire qu'à des résultats négatifs. Les conductibilités des vapeurs d'iode et de mercure sont beaucoup plus fortes que celle de l'hydrogène : le nombre des ions libérés par les rayons serait, chez elles, bien plus grand. Mais, même dans le cas de vapeurs dont les conductibilités sont les meilleures, le nombre des ions produits est une fraction excessivement petite du nombre des molécules du gaz.

Quand le courant à travers le gaz est petit comparativement à celui de saturation, nous tirons de l'équation (10)

$$\frac{i}{I} = \frac{EU}{l^2}$$

Or  $E \frac{U}{l}$  représente la somme des vitesses des ions porteurs de charges positives ou négatives. Ainsi, par cette équation, nous arrivons à ce résultat que lorsque le courant est petit, le rapport qui existe entre sa valeur et celle du courant maximum est égal au rapport de l'espace parcouru par les ions dans le temps  $T$  à l'espace compris entre électrodes. Dans une expérience où la distance  $l$  était d'environ  $1 \text{ cm}$ , la valeur de la décharge par l'air, sous une différence de potentiel de 1 volt, était d'à peu près le  $\frac{1}{30}$  de la valeur maximum de la décharge : par suite, les ions chargés d'électricité devaient, dans le temps  $T$ , s'être déplacés de la quantité  $0 \text{ cm}, 03$ . Le temps  $T$  dépend de l'intensité de la radiation. Une approximation grossière

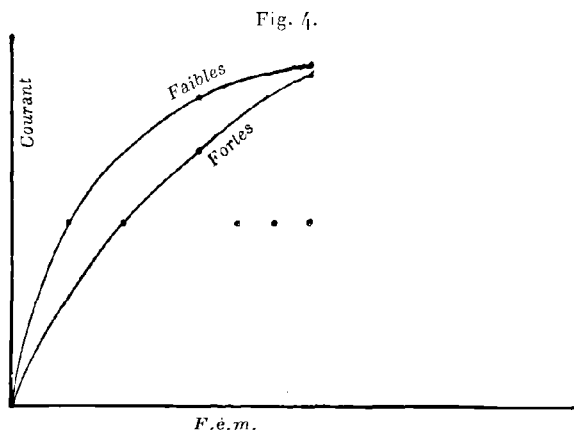
donne environ  $0^{\text{e}}, 1$  pour l'expérience que nous venons de rapporter. Il en résulterait que la somme des vitesses des ions, dans l'air, sous une différence de potentiel de 1 volt, par centimètre, serait égale à  $20^{\text{cm}}, 33$  par seconde (<sup>1</sup>). Cette vitesse est très grande par rapport à celle des ions libérés dans l'électrolyse des liquides. Elle est toutefois petite en comparaison de celle suivant laquelle un atome emportant une charge électrique se déplacerait, sous cette différence de potentiel, au sein d'un gaz soumis à la pression atmosphérique. Si nous calculons cette vitesse par la théorie cinétique des gaz, nous trouvons que pour l'air elle est de l'ordre de  $50^{\text{cm}}$  par seconde. La grandeur de cette vitesse comparée à celle des ions semblerait montrer que les ions dans un gaz exposé aux rayons de Röntgen sont les centres d'un agrégat considérable de molécules. Ce résultat est ainsi d'accord avec la théorie à laquelle nous sommes conduits par beaucoup d'autres considérations, à savoir qu'il existe dans le gaz porteur de l'électricité une structure spéciale; l'édifice de l'élément constitutif du gaz est, dans ce cas, beaucoup plus grossier que dans celui où le milieu gazeux ne comprend qu'un certain nombre de molécules uniformément distribuées.

Pour une intensité donnée des rayons de Röntgen, l'altération présentée par la valeur du courant n'est pas la même en tous les points de la courbe donnant E et *i*. Quand l'intensité des rayons change, le courant de saturation augmente ou diminue dans une proportion beaucoup plus forte que le courant relatif aux petites forces électromotrices. C'est ce que nous montre la courbe de la *fig. 4*: elle représente la forme de la relation qui existe entre E et *i*, dans le cas de la conductibilité du chlore, et pour différentes intensités de rayons de Röntgen. On obtenait les radiations faibles par l'interposition, entre le ballon et le gaz, d'un épais plateau d'aluminium. Dans la figure, on a augmenté les ordonnées correspondant aux faibles intensités, de manière à représenter par la même ordonnée le courant de saturation dû aux radiations fortes et

---

(<sup>1</sup>) Des expériences plus serrées ont prouvé qu'elle est d'environ  $3^{\text{cm}}, 2$  par seconde.

le même courant relatif aux radiations faibles. Avec cette représentation, le reste de la courbe, correspondant aux radiations les moins fortes, est situé au-dessus de celle relative aux radiations qui le sont le plus. Ce fait nous démontre qu'une diminution dans l'intensité de la radiation a affecté à un plus haut degré le courant de saturation qu'un courant plus faible.



Ces résultats découlent de l'équation (4).  $I$ , le courant de saturation, est donné par la formule  $I = qle$  : de telle sorte qu'il est proportionnel au nombre des ions produits par les rayons dans l'unité du temps. D'autre part, quand le courant est petit, comparativement à  $I$ , nous avons.

$$i = \frac{E}{l} U \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

Ainsi un courant faible est proportionnel seulement à la racine carrée de  $q$  et, par suite, ne doit pas varier aussi vite avec  $q$  que le courant de saturation. Si le nombre des ions produits par les rayons de Röntgen était proportionnel au nombre des molécules du gaz contenues dans l'unité de volume, c'est-à-dire à la pression du gaz, alors  $q$  serait aussi proportionnel à la densité du gaz. Ainsi le courant de saturation serait directement proportionnel à la pression. Au contraire, si le courant était encore loin de sa limite de saturation, sa valeur serait



inversement proportionnelle à la racine carrée de la pression, puisque  $U$  est lui-même inversement proportionnel à cette pression. Les résultats obtenus par différents observateurs qui ont recherché l'influence exercée par la pression sur la conductibilité d'un gaz exposé aux rayons de Röntgen ne sont pas concordants. M. Perrin employait une force électromotrice suffisante pour saturer le gaz. Il trouva que cette conductibilité était proportionnelle à la pression. Dans quelques expériences que je fis avec M. Mac Clelland, dans d'autres dues à M. Hurmuzescu, la conductibilité parut varier comme le carré de la pression. Cette discordance proviendrait, suivant M. Perrin, d'une action spéciale produite par les rayons de Röntgen à la surface du métal qu'ils rencontrent.

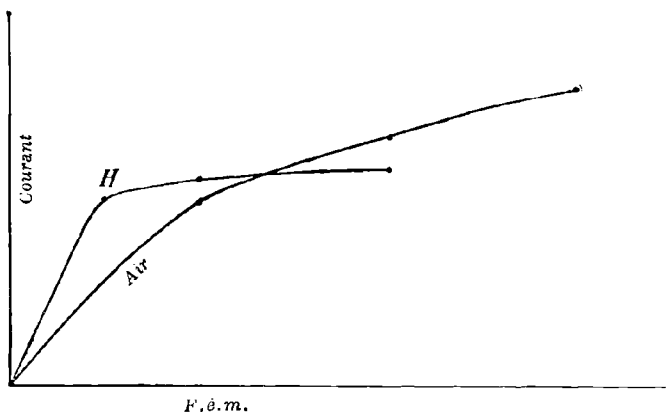
Différents gaz, quand on les soumet à l'influence des rayons de Röntgen, conduisent l'électricité à des degrés différents de facilité. En employant une intensité de radiations constante, on a reconnu que le courant de saturation pour la vapeur de mercure était environ vingt fois plus grand que pour l'air : de même, que le courant de saturation relatif à ce dernier gaz était une fois et demie celui correspondant à l'hydrogène. Ce dernier gaz possède une limite du courant de saturation plus petite qu'aucun autre gaz étudié au cours de ces recherches. Les expériences faites sur les gaz suivants ont prouvé qu'il fallait ranger leurs courants de saturation dans l'ordre croissant suivant : hydrogène, azote, air, oxygène, acide carbonique, hydrogène sulfuré, acide chlorhydrique, chlore, vapeur de mercure.

La grandeur du courant de saturation ne semble pas dépendre cependant de la densité du gaz ; ainsi elle est beaucoup plus grande pour  $\text{SH}_2$  que pour l'air, quoique les densités de ces deux gaz soient approximativement égales. Le chlore, le brome, l'iode, les composés du soufre et la vapeur de mercure exigent des courants de saturation plus élevés. Ces éléments et leurs composés possèdent à l'état gazeux des capacités inductives spécifiques d'une grandeur tout à fait anormale, eu égard à leurs valences. La haute conductibilité de la vapeur de mercure est très remarquable. Ce gaz est en effet souvent regardé comme monoatomique.

M. Rutherford (1) trouva que l'absorption des rayons de Röntgen par différents gaz est proportionnelle au courant de saturation dont ces gaz sont le siège : Autrement dit, si l'on représente par  $e^{-\lambda d}$  l'intensité de la radiation après son passage à travers une couche gazeuse d'épaisseur  $d$ ,  $\lambda$  sera proportionnel au courant de saturation qui traverse le gaz. Si chacun des ions emporte la même charge, le courant de saturation sera proportionnel au nombre des molécules de gaz dissociées dans l'unité de temps. De telle sorte qu'une autre manière d'exprimer ce résultat serait de dire que la dissociation d'une molécule et sa fragmentation en ions libres donnent lieu à la même absorption des rayons de Röntgen, quelle que puisse être du reste la nature du gaz.

Les conductibilités relatives des différents gaz dépendent de la force électromotrice employée. Ainsi, pour de petites

Fig. 5.



forces électromotrices, la conductibilité de l'hydrogène est plus grande que celle de l'air, bien que le courant de saturation pour ce dernier gaz soit beaucoup plus grand que pour le premier. C'est ce que nous montre la *fig. 5* qui représente

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*

l'allure des courbes donnant  $E$  et  $i$  pour l'hydrogène et pour l'air. Ces courbes se coupent; celle relative à l'hydrogène, pour de petites valeurs de la force électromotrice, est située au-dessus de celle correspondant à l'air. L'inverse a lieu pour les forces électromotrices élevées. Le courant de saturation dépend seulement du nombre des particules conductrices libérées par les rayons, tandis que le courant, dans la première partie de la courbe, ne dépend au contraire que de l'espace parcouru par les particules conductrices pendant le temps  $T$  [voir l'équation (10)]. Nous concluons de la forme de ces courbes que dans l'air prend naissance un nombre d'ions plus considérable que dans l'hydrogène; mais aussi que le produit de  $U$ , la vitesse des ions, par le temps  $T$ , qui est proportionnel à celui pendant lequel les ions ont continué à passer, après qu'on a supprimé le faisceau cathodique, est plus grand pour l'hydrogène que pour l'air.

En écrivant l'équation (6), nous supposons que le seul mode de disparition possible des ions libres, quand aucun courant ne traverse le milieu gazeux, était leur simple recombinaison. Si le gaz est contenu dans un vase, il peut arriver que certains de ces ions abandonnent leur charge en frappant les parois du récipient. Le nombre des particules abandonnant ainsi leur charge serait proportionnel à  $n$  et non à  $n^2$ ; il aurait pour valeur  $K n$ , expression où  $K$  représente un coefficient dépendant de la forme et des dimensions du vase. Ainsi l'équation (1) deviendrait, en y ajoutant ce terme complémentaire,

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - K n - \frac{i}{le}.$$

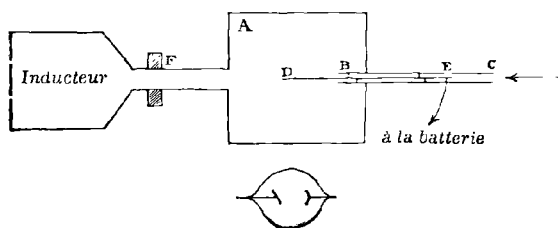
Par suite, la relation entre le courant et la force électromotrice deviendra

$$q - \frac{\alpha}{e^2 U^2} \frac{i^2}{E^2} - \frac{K}{e U} \frac{i}{E} - \frac{i}{le} = 0.$$

L'effet de l'addition du terme qui nous intéresse serait donc de diminuer la conductibilité quand la force électromotrice est petite. Il n'affecte pas la valeur limite de ce courant.

M. Rutherford (1) a étudié l'électrisation d'un gaz soumis aux rayons de Röntgen. Le dispositif employé est représenté *fig. 6*. Le gaz était envoyé dans le tube sous forme de courant rapide. A la sortie de celui-ci il s'écoulait suivant un fil placé dans l'axe du tube, au moyen duquel le gaz était insufflé dans le vase. Le gaz, au moment où il passait le long du fil, était soumis à l'action des rayons de Röntgen. Après avoir

Fig. 6.



quitté le fil, il pénétrait dans le vase métallique relié à l'électromètre. On reconnut que le gaz, à son entrée dans cette enceinte, s'était chargé d'électricité : cette charge était du reste de signe contraire à celle que possédait le fil avec lequel le gaz avait été en contact. Ce phénomène s'explique simplement par ce fait que, dans un gaz exposé aux rayons de Röntgen, des ions porteurs de charges positives ou négatives prennent naissance dans le gaz. Supposons ce fil chargé d'électricité positive : il attirera dès lors les ions négatifs situés dans son voisinage et il repoussera les positifs. Dans la couche de gaz située autour de ce fil et dans son voisinage immédiat, les ions négatifs seraient en excès sur les ions positifs. Et si cette couche vient à être balayée au delà du fil avant que tous les ions négatifs, dans leur choc contre le fil, aient pu lui laisser leurs charges, le gaz, après avoir dépassé le fil chargé d'électricité négative, gardera lui aussi une charge négative. Plus sera forte la vitesse des ions sous une force électromotrice donnée, plus seront faciles le mouvement, vers le fil, des

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 43, p. 241; 1897.

ions négatifs, et l'abandon sur celui-ci de leurs charges négatives, avant que ces ions aient pu être entraînés au delà du fil. Ils ne jouent donc aucun rôle dans l'électrisation négative du gaz que l'on observe dans le vase de métal.

Ce fait que l'électrisation négative développée dans le gaz est d'un signe opposé à celle du fil, semble constituer un argument décisif en faveur de cette théorie qu'il existe des ions chargés dans le gaz exposé aux radiations de Röntgen. En effet, si les ions, au contraire, n'emportaient pas avec eux de charge initiale, le gaz, après son passage le long du fil, devrait s'être chargé d'électricité de même signe que celle répandue à la surface du fil. En recouvrant le fil chargé d'une couche de paraffine, ou en le plaçant à l'intérieur d'un tube, de manière à ne pas le laisser en contact immédiat avec le courant gazeux, le gaz se charge encore, et l'électrisation qui y prend naissance est d'un signe opposé à celui de la charge développée dans le fil.

Les propriétés des gaz électrisés par l'action des rayons de Röntgen diffèrent quelque peu de celles des gaz où le développement de la charge est dû à d'autres procédés. Ainsi la charge qui apparaît dans un gaz électrisé par exposition aux rayons de Röntgen ne peut passer ni à travers les interstices d'un tampon de verre pilé, ni dans une couche d'eau au sein de laquelle barbote le gaz. Cette propriété se retrouve dans la conductibilité conférée au gaz par ces rayons. D'autre part, nous avons vu que, si l'électrisation observée dans un gaz est due à une action chimique, la charge qu'il détient est parfaitement capable de franchir un tampon de verre pilé, ou de passer à travers les liquides conducteurs où le gaz barbote. (*Note IV.*)

On doit signaler une autre propriété de l'électrisation développée dans un gaz par l'action des rayons de Röntgen. La charge est soustraite au gaz non pas seulement par les conducteurs, mais par les isolants en contact avec le gaz<sup>(1)</sup>. La plus faible trace d'électricité ne semble pas devoir résister au passage du gaz à l'intérieur d'un tube de faible diamètre sur

---

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 43, p. 241; 1897.

une longueur un peu considérable, que ce tube soit de métal ou de verre. L'électrisation due aux actions chimiques, au contraire, ne serait pas sensiblement affectée par le passage du gaz dans de pareils tubes. Peut-être est-ce là la raison pour laquelle la charge qui prend naissance sous l'action des rayons de Röntgen ne peut se frayer passage dans le tampon de verre pilé, ni à travers la couche d'eau ou d'acide sulfurique dans laquelle le gaz barbote.

M. Rutherford trouva aussi que les ions négatifs abandonnent leurs charges aux métaux plus facilement que les ions positifs. La différence était du reste plus marquée avec certains métaux qu'avec d'autres. Elle était, par exemple, plus grande pour le zinc que pour le cuivre. En fait, plus le métal était électropositif, plus était forte la différence entre les vitesses de déperdition des charges positives ou négatives. Aucune différence de cette sorte ne fut observée avec les isolants. M. Erskine-Murray (1) trouva qu'un gaz exposé aux radiations de Röntgen exerçait sur la différence de potentiel existant entre deux métaux immergés dans ce même gaz, la même influence que celle observée dans le cas où ces deux métaux sont plongés dans un électrolyte : c'est-à-dire que les deux métaux sont portés au même potentiel, dans ce sens que si l'on vient à supprimer le faisceau de rayons et à séparer l'un de l'autre les plateaux métalliques, aucune charge ne prend naissance du fait de l'écartement des plateaux.

En reliant d'abord ces deux surfaces métalliques par un conducteur et en supprimant ensuite cette liaison, la différence croîtrait tant qu'augmenterait leur distance mutuelle. Lord Kelvin (2) a montré que les gaz enflammés qui proviennent de la combustion d'une lampe à alcool exerçaient sur la différence de potentiel entre deux métaux un effet semblable à celui dû aux rayons de Röntgen.

Le professeur Minchin a montré que deux plateaux de métal, tout d'abord dépourvus de charges électriques, prennent, quand ils sont soumis à l'action des rayons de Röntgen, des

---

(1) M. ERSKINE-MURRAY, *Proc. Roy. Soc.*, 49, p. 333; 1896.

(2) KELVIN, *Reprint of Papers on Electricity and Magnetism*.

charges d'électricité positive dans certains cas, négative dans d'autres. Soit un métal d'abord à l'état neutre : il prend une charge négative quand on l'expose aux radiations. Donnons-lui une charge initiale négative : il ne la perdra pas tout entière, sous l'action des rayons ; s'il possède à l'origine une charge de signe contraire, c'est-à-dire positive, non seulement il perdra cette charge entièrement, mais il en acquerra une autre négative, mais moindre. Les potentiels auxquels ces charges résiduelles portent les métaux qui les détiennent ne sont pas très élevés ; ils sont généralement beaucoup moindres qu'un volt, excepté dans le cas du sodium, ou encore (ce qui correspond à des conditions expérimentales bien meilleures) dans celui de l'amalgame de sodium ; cette différence de potentiel peut alors atteindre plusieurs volts. La charge prise par un plateau de métal dépendra probablement de la nature des métaux auxquels il est relié par l'intermédiaire du gaz soumis à cet habitus spécial que développent en lui les rayons de Röntgen. Si ces derniers métaux sont électronégatifs par rapport au métal en expérience, celui-ci prendra une charge négative : si les premiers sont électropositifs, le second acquerra une charge positive. Nous pouvons regarder le couple constitué par les métaux et l'air soumis aux radiations de Röntgen comme analogue à celui formé par des métaux plongés dans un électrolyte, et composant ainsi une batterie d'éléments de pile. Dans ce dernier cas, si l'on relie le métal électropositif à un quadrant de l'électromètre, il manifestera l'existence d'une charge négative, à condition toutefois qu'on ait aussi mis en communication avec la terre l'autre métal et le second quadrant de l'électromètre.

M. Perrin a récemment découvert que les rayons de Röntgen, en plus de l'effet qu'ils produisent sur les gaz qu'ils traversent, exercent un effet spécial sur l'atmosphère gazeuse au voisinage immédiat de la surface métallique qu'ils frappent. La couche de gaz adjacente au métal acquiert une conductibilité d'une grandeur tout à fait anormale. L'intensité du phénomène varie beaucoup avec la nature du métal et celle du gaz. Elle est très faible pour l'aluminium, mais considérable pour l'or, le zinc, le plomb, l'étain.

### Radiations uraniques.

Les sels d'uranium aussi bien que le métal lui-même, comme l'ont montré les travaux de M. Becquerel, émettent des radiations donnant lieu à des effets en tout semblables à ceux dus aux rayons de Röntgen. Les radiations uraniques, comme celles de Röntgen, peuvent affecter une plaque photographique, après leur passage à travers de minces feuilles de métal généralement opaques à la lumière ordinaire. Ces radiations, toujours comme celles de Röntgen, transforment en conducteurs de l'électricité les gaz à travers lesquels elles se propagent. Le gaz traversé par ces radiations uraniques a des propriétés tout à fait analogues à celles du gaz qui livre passage aux rayons de Röntgen. De même, dans les deux cas, le gaz garde ses propriétés conductrices après que les rayons ont cessé de le traverser. Les lois de la conductibilité, c'est-à-dire la relation entre la force électromotrice et le courant, sont les mêmes dans les deux cas. Le courant possède aussi une limite de saturation, et ne s'accroît pas au delà d'une certaine valeur, bien que l'intensité électrique puisse augmenter dans de larges limites. Le courant de saturation est plus grand pour une couche épaisse de gaz que pour une couche mince. La propriété conductrice est détruite par le passage du gaz à travers un tampon de verre pilé, ou par le maintien, au sein du gaz, d'un courant électrique. De même, la grandeur de la déperdition varie dans ces différents gaz. Elle est très forte pour les mêmes gaz dans lesquels s'observe une valeur élevée de la décharge sous l'influence des rayons cathodiques. M. Rutherford a récemment montré que la vitesse des ions dans le cas d'un gaz traversé par les radiations uraniques est la même, si le champ électrique garde toutefois la même valeur, que lorsque ce gaz livre passage aux rayons de Röntgen. La ressemblance entre les deux modes de conduction présentée par les gaz sous l'influence, soit des rayons de Röntgen, soit des rayons de Becquerel, est si complète qu'elle rend presque absolument certaine l'hypothèse que la conduction est pro-



duite dans les deux cas par le même mécanisme. Nous avons vu que l'hypothèse suivant laquelle le gaz serait ionisé quand il est soumis à l'action des rayons de Röntgen, explique les lois de la conduction dans ce cas spécial. Nous devons donc en conclure, par conséquent, qu'un gaz est ionisé par l'action des radiations uraniques.

M. Becquerel a montré que les composés de l'uranium émettent ces radiations avec une énergie qui ne semble pas sensiblement diminuée par le séjour de ces substances dans l'obscurité pendant des mois entiers avant d'être soumises à l'expérience. Il reconnut de plus que les solutions de sels d'uranium émettent aussi ces radiations.

M. Becquerel établit encore que les radiations uraniques pouvaient être réfléchies, polarisées, réfractées, de telle sorte qu'elles constituent évidemment une des formes de la lumière. Il trouva que l'indice de réfraction du verre pour ces radiations spéciales n'avait pas une valeur très différente de celle qu'il possède pour la lumière ordinaire. Si ce résultat était confirmé, il semblerait prouver que la longueur d'onde de la lumière émise par l'uranium n'est pas une fraction excessivement petite de celle de la lumière ordinaire. En effet, suivant toutes les théories de la dispersion, l'indice de réfraction est égal à l'unité pour les vibrations dont la longueur d'onde tend vers une valeur infiniment petite. (*Note V.*)

---



## II.

## EFFETS PHOTO-ÉLECTRIQUES.

La découverte par Hertz (<sup>1</sup>), en 1887, de ce fait, que l'envoi d'un faisceau ultra-violet sur un interrupteur à étincelle facilite le passage de celle-ci, conduisit à une série d'études, dues à Hallwachs (<sup>2</sup>), Hoop (<sup>3</sup>), Righi (<sup>4</sup>), Stoletow (<sup>5</sup>), et relatives au mode d'action de la lumière ultra-violette sur les corps électrisés. Il fut reconnu qu'une surface de zinc pur, fraîchement nettoyée, et chargée d'électricité négative, perdait rapidement sa charge, si petite qu'elle fût, quand de la lumière ultra-violette venait à la rencontrer. D'autre part, la même surface, chargée d'électricité positive, ne se laisse pas décharger; bien plus, si elle n'est pas chargée, elle prend une charge positive quand on l'expose aux radiations. Les rayons ultra-violets peuvent s'obtenir au moyen d'une lampe à arc. L'effet en est accru quand l'un des charbons possède une âme de zinc ou d'aluminium, le spectre de ces substances étant très riche en rayons ultra-violets. On peut aussi utiliser la combustion du magnésium, ou l'étincelle d'une bobine d'induction jaillissant entre des pôles de zinc ou de cadmium. La lumière solaire

(<sup>1</sup>) HERTZ, *Wied. Ann.*, **31**, p. 983; 1887.

(<sup>2</sup>) HALLWACHS, *Wied. Ann.*, **33**, p. 308; 1888.

(<sup>3</sup>) HOOP, *Repertorium der Physik*, **25**, p. 105; 1889.

(<sup>4</sup>) RIGHI, *C. R.*, **107**, p. 560; 1888.

(<sup>5</sup>) STOLETOW, *C. R.*, **106**, p. 1149, 1593; **107**, p. 91; **108**, p. 1241. — Voir aussi *Physikalische Revue*, t. **1**; 1892.

ordinaire est peu riche en rayons ultra-violet : elle ne produit que des effets incomparablement plus faibles que ceux de la lampe à arc. Elster et Geitel (<sup>1</sup>), qui ont recherché les effets de la lumière ultra-violette sur les corps électrisés et obtenu de bons résultats, ont observé que le métal le plus électropositif perdait sa charge négative quand il était simplement exposé à la lumière ordinaire : la présence des rayons ultra-violet n'était pas pour cela nécessaire.

Ils reconnurent que les amalgames de potassium ou de sodium, enfermés dans des vases de verre, perdaient de l'électricité négative, en restant exposés à la lumière du jour : les parois de verre arrêtaient cependant la petite quantité de rayons ultra-violet contenus dans la lumière solaire après son passage dans l'atmosphère. Ces observateurs, au lieu de leurs amalgames, employaient du sodium ou du potassium, ou même, ce qui est encore meilleur au point de vue expérimental, le curieux liquide obtenu en mélangeant le sodium et le potassium dans les proportions de leurs poids moléculaires. Ils reconnurent une manifestation de l'effet photo-électrique sous la seule action d'une lampe à pétrole. Avec le rubidium, métal encore plus électropositif, on peut même observer les effets photo-électriques dus aux radiations émanant d'une simple baguette de verre, à peine chauffée au rouge. Elster et Geitel trouvèrent, toutefois, que l'œil était plus sensible aux radiations que le couple au rubidium précédent, et qu'aucun effet photo-électrique ne pouvait être décelé avant que les radiations provenant de la baguette de verre fussent visibles.

Elster et Geitel rangent les métaux, au point de vue de leur sensibilité photo-électrique, dans l'ordre suivant :

Rubidium,	Lithium,
Potassium,	Magnésium,
Alliage de sodium et de potassium,	Thallium,
Sodium,	Zinc.

---

(<sup>1</sup>) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, **38**, p. 40, 497; 1889. — **41**, p. 161; 1890. — **42**, p. 564; 1891. — **43**, p. 225; 1892. — **52**, p. 433; 1894. — **55**, p. 684; 1895.

Avec le cuivre, le platine, le plomb, le fer, le cadmium, le carbone et le mercure, les effets dus à la lumière ordinaire sont trop faibles pour être bien appréciables. L'ordre de ces métaux, à ce point de vue spécial, est du reste le même que celui de la série électrochimique de Volta.

Elster et Geitel reconnurent que le rapport des intensités des effets photo-électriques obtenus avec deux métaux soumis à l'action d'une lumière sensiblement monochromatique, dépend de la longueur d'onde de cette lumière. Divers métaux présentent une sensibilité maximum, dans diverses régions du spectre. Ainsi, dans le spectre solaire obtenu au moyen d'un prisme de verre, le bleu est la couleur qui produit, sur le potassium, l'action la plus énergique. La Table suivante, donnée par Elster et Geitel pour les métaux alcalins, montre à quel point l'effet photo-électrique, pour un métal donné, dépend de la lumière incidente. Les nombres qui figurent dans cette Table représentent les valeurs relatives de l'émission d'électricité négative dans des circonstances identiques. On a pris pour unité la valeur de l'émission d'électricité, due, pour chacun des éléments du Tableau, à l'action d'une lampe à pétrole.

	Bleu.	Jaune.	Orange.	Rouge.
Rb . . . . .	0,16	0,64	0,33	0,039
K . . . . .	0,57	0,07	0,04	0,002
Na . . . . .	0,37	0,36	0,14	0,009

Cette Table nous montre quelle influence exerce sur les effets photo-électriques l'absorption de la lumière. Tandis que le potassium est plus sensible à l'action de la lumière bleue que le sodium, la forte absorption présentée par le sodium pour les rayons jaunes rend ce dernier métal plus de cinq fois plus sensible à cette lumière que le potassium.

Stoletow a appelé, depuis longtemps, l'attention sur la nécessité de l'existence d'une forte absorption, pour la production de l'effet photo-électrique. Il a montré que l'eau, qui n'absorbe que très faiblement les radiations visibles ou ultra-violettes, n'est le siège d'aucune perte d'électricité négative quand on l'illumine. Au contraire, certaines substances fortement colorées,

et particulièrement les solutions de corps fluorescents, tels que le vert de méthyle et le violet de méthyle, possèdent cette propriété à un très haut degré. Il a trouvé qu'une solution de vert de méthyle était, à cet égard, beaucoup plus sensible que le zinc. Des substances phosphorescentes, telles que le sulfure de calcium (couleur lumineuse de Balmain), manifestent aussi cette propriété photo-électrique. Il en est de même, comme l'ont montré Elster et Geitel (<sup>1</sup>), pour divers échantillons de spath fluor : l'intensité de l'effet obtenu dépend, à un très haut degré, de la couleur du spath. Comme la phosphorescence et la fluorescence sont probablement accompagnées d'une très forte absorption de la lumière, par les couches superficielles de la substance, il semble que pour la production d'effets photo-électriques, une absorption de lumière énergétique soit indispensable, que cette lumière soit, du reste, constituée par des radiations ultra-violettes, ou même par d'autres de longueur d'onde plus grande. Hallwachs (<sup>2</sup>) a établi que dans le cas de liquides, il se produit toujours une absorption énergétique partout où se manifeste l'effet photo-électrique. Nous possédons, en revanche, des exemples de fortes absorptions sans effets photo-électriques.

S'il se produit une absorption de vibrations lumineuses d'une période donnée, soit  $p$ , nous sommes conduits à admettre, d'accord avec toutes les théories de la dispersion, que des effets spéciaux, d'une intensité anormale, sont déterminés sur la surface, par toutes les radiations lumineuses de période comprise entre  $p$  et  $p + m$ ;  $m$  est ici une quantité finie qui dépend de la nature de la substance absorbante. Prenons comme exemple la théorie de la dispersion d'Helmholtz (<sup>3</sup>). L'absorption intense de la lumière est due à l'identité de la période de la radiation absorbée et de l'une des périodes vibratoires propres de la substance. Helmholtz a donné la relation qui lie la fréquence de la vibration à l'indice de réfraction d'une substance qui possède une période de vibration propre. Cette

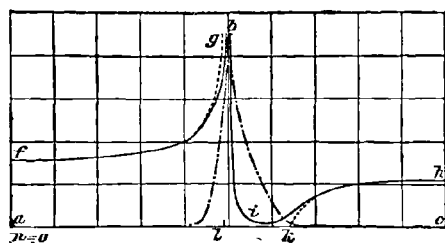
(<sup>1</sup>) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, **44**, p. 722; 1891.

(<sup>2</sup>) HALLWACHS, *Wied. Ann.*, **37**, p. 666; 1889.

(<sup>3</sup>) HELMHOLTZ, *Collected Works*, vol. III, p. 565.

relation est figurée par la courbe de la *fig. 7*. On a porté en ordonnées les indices de réfraction, en abscisses les fréquences des vibrations. La substance est supposée posséder une période propre vibratoire dont la fréquence est donnée par  $al$ . Il faut remarquer que la courbe est interrompue aussitôt qu'on a dépassé cette valeur critique. Ainsi donc, toute radiation dont la fréquence est comprise entre  $al$  et  $ak$  ne peut passer à

Fig. 7.



travers le milieu. Elle sera entièrement réfléchi par la surface, et cette réflexion totale s'accompagnera d'une agitation vibratoire intense des molécules dans une couche très mince située au voisinage immédiat de cette surface. Bien que la courbe précédente ne s'applique qu'au cas extrême où la surface réfringente ne possède qu'une seule période propre, même encore dans celui où les périodes propres sont multiples, il est probable que les effets, quoique plus compliqués, gardent aussi le même caractère général. C'est cette agitation intense dont est le siège la couche superficielle, autrement dit, la possession, par les molécules de cette couche, d'une quantité anormale d'énergie, qui semble nécessaire à la production des effets photo-électriques.

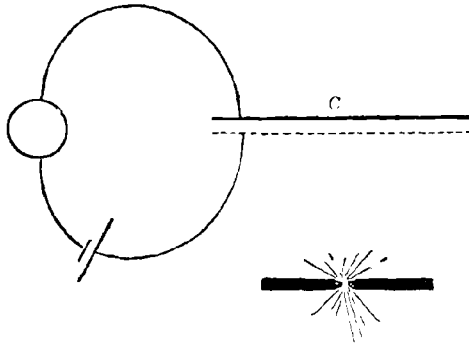
Les lois qui régissent la déperdition d'électricité négative que subit la surface illuminée sont très intéressantes. Elles ont été étudiées par Stoletow <sup>(1)</sup>, Righi <sup>(2)</sup> et par Elster et

(1) STOLETOW, *Journal de Physique* (2), 9, p. 468-473; 1890.

(2) RIGHI, *Mem. della R. Acc. di Bologna* (4), 10, p. 85-114; 1890.

Geitel (<sup>1</sup>). Le dispositif employé par Stoletow est représenté (*fig. 8*). La lumière d'une lampe à arc passe à travers un trou pratiqué dans un écran métallique. Les rayons tombent sur deux plateaux de métal C, reliés à une batterie d'éléments de pile et à un galvanomètre. Le plateau situé le plus près de la lampe à arc est constitué par un grillage métallique : le faisceau

Fig. 8.



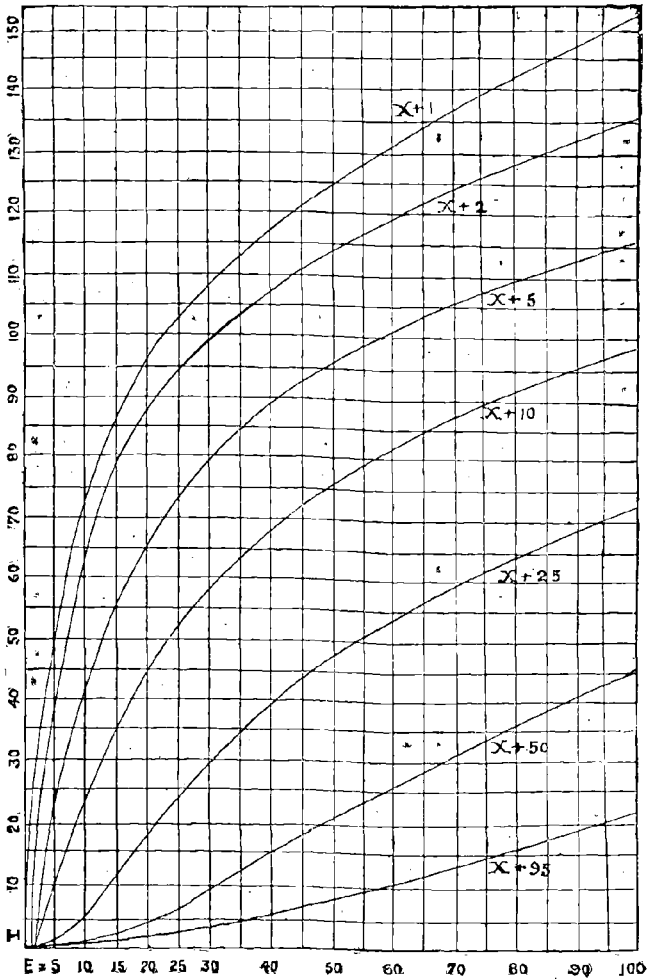
lumineux passe à travers les mailles du premier disque pour tomber sur le deuxième plateau, qu'il impressionne. Celui-ci est relié au pôle négatif de la batterie. Le courant circulant d'un plateau à l'autre était mesuré au galvanomètre. Avec ce dispositif, Stoletow étudia la relation existant entre le courant et la différence de potentiel entre les plateaux. Dans ses expériences il faisait varier la distance entre les deux disques. Les résultats qu'il a obtenus sont représentés par les courbes de la *fig. 9*. Ces dernières montrent que, sauf dans le cas de petites forces électromotrices, la conductibilité du gaz n'est pas régie par la loi d'Ohm. Le courant ne croît pas aussi vite que la différence de potentiel. Pour de fortes valeurs de la force électromotrice, les courbes nous donnent un ensemble de lignes droites légèrement inclinées sur l'axe suivant lequel sont portées les forces électromotrices. Dans

(<sup>1</sup>) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, **52**, p. 438; 1894.



le cas spécial d'un gaz soumis à l'action des rayons de Röntgen,

Fig. 9.



les lignes deviennent parallèles à cet axe. Stoletow et Rich ont montré aussi l'influence de la pression du gaz sur l'inten-

sité de la décharge. Ils reconnurent que le courant croît tant que la pression diminue, sans dépasser cependant une certaine limite : au-dessous de cette valeur critique, une diminution dans la pression ne peut plus causer d'affaiblissement du courant. Les variations du courant étaient faibles, toutefois, relativement à celles de la pression. Les nombres suivants représentent les résultats de quelques mesures faites par Stoletow, avec une force électromotrice de 65 éléments Clark. La distance entre plateaux était de 3<sup>mm</sup>, 71 :  $p$ , dans cette Table, désigne la pression du gaz, et  $c$  le courant correspondant.

$p..$	754	152	21	8,8	3,3	2,48	1,01
$c..$	8,46	13,6	26,4	32,2	48,9	74,7	106,8
$p..$	0,64	0,52	0,275	0,105	0,0147	0,0047	0,0031
$c..$	108,2	102,4	82,6	65,8	53,8	50,7	49,3

Soit  $p$  la pression à laquelle le courant est maximum. Stoletow constate que  $\frac{pl}{E}$  est égal à une constante. Dans cette formule  $E$  représente la force électromotrice et  $l$  la distance entre plateaux. Suivant Righi,  $p$  serait la pression à laquelle l'étincelle jaillit le plus facilement d'un plateau à l'autre. (*Note VI.*)

La nature du gaz situé entre les plateaux exerce une très grande influence sur l'intensité de la déperdition. C'est à cet élément du problème que s'attachèrent surtout Elster et Geitel (<sup>1</sup>). Ils déterminèrent la vitesse de ce flux d'électricité négative émanant d'une surface illuminée, à travers différents gaz : de l'air, de l'acide carbonique et de l'hydrogène. Ils reconnurent que la valeur de cette déperdition, dans l'acide carbonique, était notamment beaucoup plus forte que dans les autres gaz.

Elster et Geitel (<sup>2</sup>) établirent de même que le plan de polarisation de la lumière incidente exerce une influence énergique

(<sup>1</sup>) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, **41**, p. 161; 1890.

(<sup>2</sup>) *Ibid.*, **55**, p. 684; 1895.

sur la grandeur de l'effet photo-électrique obtenu. Les phénomènes dus à un faisceau de lumière polarisée dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence, et pour une incidence oblique donnée, sont beaucoup plus intenses que ceux produits par un faisceau lumineux polarisé dans le plan d'incidence. Les effets sont beaucoup plus marqués dans le cas d'alliages liquides de sodium et de potassium, plongés dans un gaz à basse pression, et soumis à la lumière solaire, que dans celui d'un plateau de zinc placé dans l'air, à la pression atmosphérique, et exposé aux radiations ultra-violettes.

Dans un faisceau lumineux polarisé dans un plan perpendiculaire au plan d'incidence, le champ électrique, qui, suivant la théorie électromagnétique de la lumière, existe dans l'onde lumineuse incidente, est une fonction périodique. Ce champ possède une composante perpendiculaire au plan de la surface réfléchissante, et exerce une action périodique elle-même sur l'état électrique de la surface. Quand la lumière est polarisée dans le plan d'incidence, cette intensité de champ électrique peut être représentée par un vecteur parallèle à la surface réfléchissante : l'électrisation de la surface ne manifeste alors aucune tendance à subir de variation périodique.

L'existence d'une intensité de champ électrique périodique à  $90^\circ$  de la surface réfléchissante semble faciliter la déperdition de l'électricité négative, dont la surface est le siège. Une autre observation, qu'on peut rapprocher de l'influence exercée par la position du plan de polarisation, est celle due à Quincke (<sup>1</sup>), que la lumière polarisée à angle droit du plan d'incidence pénètre plus profondément dans les métaux que celle polarisée dans ce plan même.

Elster et Geitel (<sup>2</sup>) reconnurent de même que la décharge d'électricité négative émanant d'une surface chargée est diminuée par la présence d'un champ magnétique dont les lignes de force sont parallèles à la surface réfléchissante. Cet effet, faible d'abord aux pressions ordinaires, croît rapidement quand

---

(<sup>1</sup>) QUINCKE, *Pogg. Ann.*, **129**, p. 177; 1866.

(<sup>2</sup>) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, **41**, p. 166; 1890.

cette pression diminue. Dans l'un des gaz étudiés par Elster et Geitel, de l'oxygène à la pression de  $0^{\text{mm}},2$  de mercure, la vitesse de la décharge, autrement dit la valeur du flux électrique passant par unité de temps, atteignait seulement, dans un champ magnétique, la moitié de la valeur correspondant à l'absence de ce champ.

Stoletow<sup>(1)</sup>, Righi<sup>(2)</sup> et Arrhenius<sup>(3)</sup> ont établi que, si l'on emploie deux métaux différents  $M$  et  $M_1$ , pour constituer le disque plein et le disque grillagé du dispositif représenté *fig. 8*, la force électromotrice totale agissant le long du circuit n'est pas  $E$ , force électromotrice de la batterie, mais bien  $E \pm M/M_1$ . Dans cette expression,  $M/M_1$  représente approximativement la différence de potentiel de contact entre les deux métaux quand ils ne sont pas exposés à la lumière ultra-violette. Ainsi, l'air traversé par un faisceau de radiations ultra-violettes se comporte comme un électrolyte. Stoletow a vérifié, par expérience directe, que deux métaux différents, quand ils sont plongés dans l'air illuminé, sont au même potentiel. Lord Kelvin a montré qu'il en était de même quand on les plongeait dans un électrolyte, ou encore dans l'air, soit pris au voisinage d'une flamme, soit traversé par des rayons de Röntgen. (*Note VII.*)

Quand les plateaux sont de même métal, on supprime par cela même la polarisation produite par le passage du courant à travers le gaz illuminé.

Stoletow construisit une série de couples, constitués par deux plateaux semblables et parallèles, faits de différents métaux. L'un des disques était grillagé, et la lumière ultra-violette franchissait les mailles de la toile métallique pour tomber sur la seconde surface. Dans l'emploi de ces couples, il convient de constituer le plateau perforé du métal le plus électropositif. Le courant doit alors parcourir le circuit dans un sens tel que l'électricité négative s'écoule du plateau plein, impressionné par les rayons ultra-violettes, vers le plateau

(<sup>1</sup>) STOLETOW, *Physik. Revue*, **4**, p. 765; 1892.

(<sup>2</sup>) RIGHI, *Journ. de Physique* (<sup>2</sup>), **7**, p. 153; 1888.

(<sup>3</sup>) ARRHENIUS, *Wied. Ann.*, p. 638; 1888.

troué. Si l'on venait à intervertir l'ordre des plateaux, pour que le courant pût s'établir, il faudrait que le plateau illuminé pût perdre de l'électricité positive, et il ne peut le faire. (*Note VIII.*)

Stoletow <sup>(1)</sup> fit une série d'expériences pour élucider le point suivant : La décharge dure-t-elle un temps appréciable après que la lumière ultra-violette a cessé de passer? Il ne put obtenir la certitude absolue que l'arrêt de la décharge et la suppression du faisceau lumineux excitateur étaient simultanés. Il parvint cependant à établir que toute déperdition avait cessé  $\frac{1}{1000}$  de seconde après la suppression du faisceau. (*Note IX.*)

Les recherches de Lenard et Wolf <sup>(2)</sup> sur les phénomènes présentés par un jet de vapeur disposé dans le voisinage d'une surface illuminée par des rayons ultra-violetts offrent un grand intérêt dans les rapports qu'elles possèdent avec les effets photo-électriques. Ces deux physiciens trouvèrent qu'en faisant tomber un faisceau de rayons ultra-violetts sur une surface de platine électrisée négativement, un jet de vapeur, dans le voisinage de la surface, dénote, par son changement de couleur, que la vapeur qu'il contenait s'est condensée. Les métaux étudiés par Lenard et Wolf sont le zinc, le mercure, le platine, le laiton, le cuivre, l'étain, le plomb, l'or, l'argent. Dans tous les cas, la condensation de la vapeur se produisait quand la surface métallique était pourvue d'une charge négative. Ils reconnurent aussi que si la condensation n'a pas lieu quand la lumière rencontre simplement une couche d'eau, du moins se produit-elle quand on remplace la surface d'eau par une autre constituée par des substances fluorescentes, telles que la rosaniline ou le violet de méthyle. Ils trouvèrent aussi que cette condensation se produit, mais à un moindre degré, quand les surfaces ne sont pas électrisées. Mais on ne peut déceler l'existence d'aucune condensation, dans le cas de surfaces chargées d'électricité positive. On devra remarquer que parmi les métaux, quelques-uns, permettant de réaliser

<sup>(1)</sup> STOLETOW, *Physik. Rev.*, 4, p. 747; 1892.

<sup>(2)</sup> LENARD et WOLF, *Wied. Ann.*, 37, p. 443; 1889.

une condensation active, ne sont pas très sensibles à l'action photo-électrique; que, de même, des surfaces de quartz ou de gypse produisent aussi cette condensation. Le verre et le mica, d'autre part, ne donnent, à ce point de vue, aucun effet appréciable.

Lenard et Wolf attribuèrent cette condensation de la vapeur à la poussière émise par la surface illuminée, d'accord en cela avec les expériences d'Aitken (1), où la condensation était déterminée par la formation de petits noyaux matériels, qui devenaient les centres du dépôt des gouttes.

Les résultats que pourrait nous fournir l'étude d'un jet de vapeur, dans les conditions précédentes, sont peu nets, à cause de la complexité même du phénomène. La condensation est-elle due à la poussière seule ou encore à une action chimique et à l'électrisation développée dans le voisinage du jet? Ainsi, les expériences de Lenard et Wolf n'établissent pas quel est, du gaz ou de la poussière métallique, le siège de l'électrisation. Ces physiciens remarquèrent toutefois l'apparition d'une légère rugosité sur la surface du métal rencontrée par la lumière ultra-violette. (*Note X.*)

Comme il ne nous est pas encore permis de déterminer quel est le siège de l'électricité, dans les phénomènes photo-électriques, nous devons avoir recours aux preuves indirectes qui nous sont fournies par les lois que suivent les courants de convection issus de la surface illuminée. Ceux-ci semblent nous montrer que c'est au gaz qu'il faut attribuer un rôle important dans le phénomène de la décharge. Le fait que l'intensité de la décharge dépend de la nature du gaz n'est pas bien probant, car, si cette décharge avait pour véhicule la poussière métallique, nous devrions nous attendre à ce que le mode de diffusion de la poussière dans le gaz ambiant variât avec la nature du gaz. La manière dont varie la décharge avec la pression semble cependant incompatible avec l'idée que la poussière emporte avec elle la plus grande partie de la charge.

Si nous diminuons la pression, la grandeur de cette décharge ne croît pas perpétuellement. Elle augmente jusqu'à ce que la

---

(1) AITKEN, *Trans. Roy. Soc. Edinburgh*, 30, p. 337; 1887.

pression tombe au-dessous d'une certaine valeur critique, puis, quand celle-ci descend encore plus bas que cette valeur, on constate qu'aucune diminution dans la pression ne peut produire désormais d'affaiblissement de la décharge. Ce fait semblerait désigner le gaz comme le siège de la plus grande partie du courant de conduction. Il faut noter cependant que le gaz n'est pas ici dans un état tel qu'il puisse jouer le rôle de véhicule de l'électricité, dans des conditions identiques à celles où le placerait le passage d'un faisceau de rayons ultra-violet. La chute de rayons lumineux sur la surface du métal électropositif ou de la solution d'une substance phosphorescente peut seule déterminer un état semblable dans le gaz.

La production de cet état particulier dépend donc de la nature du corps à la surface duquel se produit la réflexion, et aussi, quand la lumière est polarisée, de l'orientation de cette surface. Elle diffère cependant essentiellement de la conductibilité produite dans un gaz par le passage de rayons de Röntgen. Cette propriété est tout à fait indépendante de l'existence de surfaces appropriées, destinées à recevoir ces rayons.

Le sens de ces effets photo-électriques est l'inverse de celui relatif aux phénomènes obtenus quand on élève assez la température de la surface pour la rendre lumineuse. En effet, dans l'air, comme Elster et Geitel l'ont montré, le métal chauffé se charge d'électricité négative, et l'air ambiant, de positive. Le signe de l'électrisation produite dans l'air par l'action de la lumière est le même que celui observé dans ce même gaz par la chute de gouttes de mercure ou d'eau sur la surface correspondante de l'un ou l'autre liquide. L'électrisation, dans ce dernier cas, peut s'expliquer par l'existence d'une double couche d'électricité, la face positive de celle-ci distribuée sur le métal, la négative, partiellement rompue par la chute et l'écrasement des gouttes sur la surface liquide. Ainsi, semblerait-il possible que les effets photo-électriques ne soient dus qu'à la rupture, sous l'action de la lumière incidente, du feuillet extérieur d'une double couche d'électricité. Plusieurs raisons nous invitent à attribuer de tels effets à la lumière incidente. Les phénomènes photo-électriques sont

accompagnés d'une intense absorption de lumière, dans les couches superficielles des corps qui donnent lieu à la réflexion. Ainsi, une somme d'énergie considérable se communique aux molécules de la surface du corps; cette surface constitue l'un des feuilletts de cette double couche superficielle. Ces particules possèdent une grande quantité d'énergie cinétique; elles peuvent, par leur contact, accroître l'énergie cinétique des particules gazeuses qui forment la force opposée de la double couche, dans des proportions assez fortes pour permettre à certaines d'entre elles de quitter le voisinage de la surface réfléchissante et de se diffuser dans le gaz environnant. Les particules gazeuses de cette couche extérieure sont chargées négativement : de l'électricité négative se diffusera donc dans le gaz, et le métal gardera une charge positive. Dans le cas où ce métal aurait, à l'origine, reçu une charge négative, la répulsion exercée par cette charge sur les particules électrisées ferait mouvoir celles-ci plus vite, et accélérerait le régime de décharge. Une charge positive du métal le retarderait. L'influence de la pression sur la vitesse de décharge concorde bien avec l'explication précédente. En effet, une réduction de pression, d'une part, en accroissant l'énergie de la diffusion des particules à travers le gaz, faciliterait la décharge; d'autre part, elle l'affaiblirait, si elle venait à affecter le nombre des particules nécessaires à la constitution de la couche externe. Par suite, il ne faudrait pas descendre à une très basse pression pour qu'une diminution dans cette pression provoquât un affaiblissement de la décharge. L'action d'un champ magnétique sur la vitesse de la décharge est aussi bien compatible avec la théorie que nous venons d'exposer. Une force magnétique, de direction parallèle à la surface réfléchissante, exercerait, sur les particules électrisées en mouvement, une action dont la direction serait à la fois perpendiculaire à celle du mouvement et à celle de la force magnétique. Cette force laissera inaltérées les vitesses des particules, mais leur imposera une trajectoire courbe. Elle diminuera donc la composante de la vitesse parallèle au vecteur de l'intensité électrique et, par là même, la valeur de la déperdition d'électricité dont la surface est le siège.



Ce mode de représentation des phénomènes nous donne l'explication de la relation curieuse qui existe entre la valeur de la décharge et la force électromotrice, et que représente la *fig. 9*.

Cette théorie semble aussi expliquer l'existence d'une pression à laquelle le courant est maximum. Nous pouvons supposer que l'effet de la diminution de pression est double : de ces deux effets, le premier s'exerce sur la vitesse de déplacement des particules électrisées qui circulent à travers le gaz, la vitesse variant en sens inverse de la pression. La deuxième action est relative au nombre des particules actives produites par les radiations, leur nombre diminuant quand la pression s'abaisse, mais variant plus faiblement que cette pression. Si nous partons d'une pression plus haute, l'effet d'une diminution, chez celle-ci, est d'accroître la vitesse de déplacement des particules dans un plus grand rapport qu'il ne diminue le nombre de ces particules. Nous remarquerons alors un accroissement dans le courant. Il en sera de même jusqu'à ce que le courant soit assez fort pour entraîner avec lui toutes les particules actives mises en liberté par la lumière ultra-violette. Dès que le courant atteint ce point critique, sa valeur ne dépend plus que du nombre des particules libérées, et non de la rapidité de leur déplacement. Dès lors, une diminution de la pression produira un affaiblissement du courant, puisque le nombre des particules actives diminue avec la première. Il existera alors une certaine pression pour laquelle le courant est maximum.

Stoletow trouva qu'à cette pression spéciale une augmentation dans la différence de potentiel détermine un accroissement de courant. Par suite, si la précédente explication est correcte, nous verrons que plus est forte la déperdition d'électricité négative s'écoulant du plateau sur lequel tombe la lumière ultra-violette, plus est grand le nombre des particules actives libérées. C'est ce qui arriverait si l'effet de la lumière ultra-violette était de produire une différence de potentiel définie entre le gaz et le métal.

Un résultat très intéressant obtenu par Stoletow fut le suivant, que, pour de très basses valeurs de la pression, le cou-

rant maximum est indépendant de cette pression. Ce fait semblerait prouver que le courant, dans le cas indiqué, avait pour véhicule soit la vapeur du mercure de la pompe, soit les particules détachées de la surface métallique. (*Note XI.*)

### Électrisation des gaz par les métaux portés à l'incandescence.

Elster et Geitel (1) trouvèrent que quand on porte à l'incandescence un fil de platine, l'air avoisinant le fil prend une charge électrique positive, et le fil lui-même une charge négative. Si cependant on chauffe le platine dans l'hydrogène, il se développe au contraire une charge négative dans l'hydrogène, et une positive sur le fil.

L'hydrogène fut le seul gaz parmi ceux essayés (oxygène, gaz acide carbonique, vapeurs d'eau, de phosphore, de soufre et de mercure) qui put acquérir une charge négative. Le même effet s'observait en employant des fils de palladium et de fer, au lieu de fils de platine.

En chauffant des filaments de charbon, on obtint toujours dans le gaz une charge négative. Ces filaments donnent cependant eux-mêmes naissance à tant de gaz, que les conditions dans lesquelles s'effectue l'expérience finissent par lui ôter toute signification précise.

Dans ces expériences, des précautions spéciales ont été prises pour purger soigneusement le gaz de toute poussière, bien que celui-ci n'en contînt assurément pas au commencement de l'opération. Mais l'échauffement du métal donne naissance soit à de la vapeur, soit à des poussières métalliques, et il peut bien arriver que le gaz se charge de ces poussières métalliques au cours de l'expérience. Suivant Nahrwold (2),

---

(1) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, **46**, p. 193; 1882. — **49**, p. 388; 1883. — **22**, p. 123; 1884. — **26**, p. 1; 1885. — **31**, p. 109; 1887. — **37**, p. 315; 1889. Ce dernier travail contient un résumé des résultats qu'ils ont obtenus.

(2) NAHRWOLD, *Wied. Ann.*, **35**, p. 107; 1888.

une petite quantité de ces poussières métalliques est mise en liberté quand on porte le fil de platine à l'incandescence dans l'hydrogène.

Si l'on envoie un courant d'air sur du platine incandescent, le gaz s'électrise positivement. En chauffant le fil au rouge, et en dirigeant le courant du gaz, dans son état électrique normal, le long du fil, on détermine des effets électriques de même signe que ceux obtenus quand le fil est froid, et que l'on insuffle, de la même manière, de l'air ayant subi l'action récente de rayons de Röntgen. Plaçons un deuxième fil de platine froid dans le voisinage d'un premier, porté à l'incandescence : son potentiel atteindra une valeur qui sera fonction de l'électrisation positive développée dans l'air environnant. Le potentiel acquis par le fil semble tout à fait indépendant de la pression du gaz. Il dépend cependant à un haut degré de la température du fil incandescent, le potentiel atteignant un maximum vers le jaune clair. Aussitôt après, un accroissement de température provoque une diminution dans le potentiel. Dans l'hydrogène, au contraire, quand la charge est négative, une augmentation de température semble toujours devoir s'accompagner d'un accroissement de la charge négative du gaz. Aux hautes températures, l'électrisation positive de l'air est excessivement faible. En fait, plusieurs physiciens ont pensé pouvoir déceler, à une très haute température, une tendance de la charge développée dans l'air, à passer du positif au négatif. Le mode d'électrisation serait ainsi le même que celui constaté pour l'air, dans le voisinage d'une surface métallique polie et réfléchissant la lumière ultra-violette. En employant des fils très fins et des pressions très basses, on constate qu'un conducteur, placé dans le voisinage, acquiert alors graduellement, après que la chauffe a duré un certain temps, une charge négative. Les fils deviennent cassants et leur résistance est changée.

Branly <sup>(1)</sup> étudia les phénomènes dus à des corps incandescents, par une méthode légèrement différente. Il suspendait près du corps chauffé un conducteur isolé et chargé, et exa-

---

(<sup>1</sup>) BRANLY, *Comptes rendus*, t. CXIV. p. 1531; 1892.

minait si celui-ci était ou non le siège d'une décharge. Quand le corps chauffé était une spirale de platine, il reconnut qu'en portant celle-ci au rouge sombre, un conducteur, disposé près d'elle, devenait le siège d'une déperdition d'électricité positive et non pas négative. Cette conclusion pouvait être prévue, en se reportant aux résultats d'Elster et de Geitel ; d'après ces observateurs, il y aurait dans l'air une distribution d'électricité positive autour du corps chauffé. En portant la spirale de platine à une assez haute température pour y provoquer une vive incandescence, Branly reconnut que le conducteur perdait sa charge, quel qu'en pût être le signe. Ce physicien montra que les effets dus à une élévation de température correspondant au rouge sombre dépendent de la nature du corps chauffé. En employant un abat-jour ordinaire de lampe recouvert d'oxyde de bismuth ou d'oxyde de plomb, Branly établit que celui-ci déchargeait un corps chargé positivement et situé dans son voisinage, mais qu'il n'en était pas de même pour un corps électrisé négativement. C'est l'inverse des effets observés avec des surfaces métalliques polies.

M. Stanton (1) découvrit qu'une surface de cuivre poli chauffée décharge un corps électrisé négativement, situé près d'elle, mais qu'elle cesse de le faire quand cette surface métallique est recouverte d'une couche d'oxyde. Ainsi la décharge persiste tant que l'oxydation se produit, mais elle cesse aussitôt que cette oxydation s'arrête. Si cependant on dispose dans un vase contenant de l'hydrogène la surface de cuivre chauffée et le conducteur chargé positivement, de telle sorte que l'oxyde soit réduit, le conducteur devient alors le siège d'une déperdition d'électricité, aussi longtemps que dure la réduction, mais la décharge s'arrête dès que cette réduction est complète. Ainsi donc, une surface de cuivre pur, chauffé, est incapable de décharger un corps conducteur placé dans son voisinage, si ce corps est positivement chargé. D'autre part, si le conducteur possède une charge initiale négative, il est déchargé. Par suite, dans l'hydrogène, le cuivre chauffé

---

(1) STANTON, *Proceedings Roy. Soc.*, 47, p. 559; 1889.

peut retenir une charge négative, mais laisse échapper l'électricité positive.

Un autre phénomène qui se rattache à l'électrisation déterminée par des corps chauffés, est celui connu sous le nom de *conduction unipolaire*. C'est le phénomène présenté par un corps chauffé perdant une électricité d'un signe déterminé plus facilement que celle de signe contraire. Ainsi, dans l'air, un fil de platine chauffé, s'il est d'abord à l'état neutre, acquiert une charge négative. Il perdra évidemment une charge positive avec plus de facilité qu'une charge négative.

Cette différence entre les aptitudes à la déperdition pour les deux électricités présentées par les surfaces de corps chauffés, était connue avant qu'on eût directement démontré la possibilité de séparer les deux électricités au moyen de métaux incandescents.

Guthrie (<sup>1</sup>), qui appela le premier l'attention sur les phénomènes de cette classe, reconnut qu'une sphère de fer, placée dans l'air et chauffée à blanc, ne peut garder de charge ni positive, ni négative. Mais, en se refroidissant, elle acquiert le pouvoir de retenir sur elle l'électricité positive. Soient la sphère reliée à la terre, et un corps chargé dans son voisinage. Quand la sphère est chauffée à blanc, le corps perd rapidement sa charge, que celle-ci soit positive ou négative. Lorsque la sphère s'est quelque peu refroidie, le corps laisse toujours échapper les charges négatives, mais ne permet pas l'écoulement de l'électricité positive.

On doit à Elster et Geitel (<sup>2</sup>) la très intéressante observation suivante : qu'aux basses pressions l'électrisation positive dans le cas de l'air s'accroît par la présence d'un champ magnétique; que pour l'hydrogène la charge négative est amoindrie. Ce dernier résultat est du reste le plus marqué des deux.

---

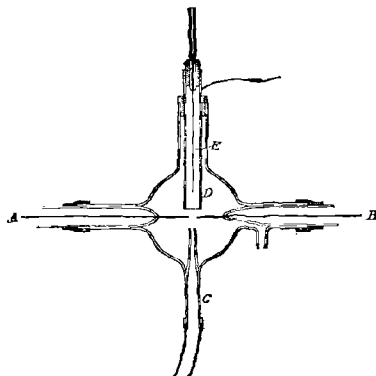
(<sup>1</sup>) GUTHRIE, *Phil. Mag.* (4), 46, p. 257; 1873.

(<sup>2</sup>) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, 38, p. 27; 1889.

### Électrisation dans le voisinage d'une décharge par arc.

J'ai pu trouver qu'il se produisait dans le voisinage d'un arc des effets électriques tout à fait comparables à ceux dus à la présence de métaux incandescents. Dans ces expériences, j'avais adopté le dispositif suivant : La décharge d'un arc éclatait entre les pôles de platine A et B (fig. 10). Le courant provenait d'un fort transformateur, dont le rapport de rédu-

Fig. 10.



tion était 400. Un courant de 40 ampères, à la fréquence de 80 par seconde, traversait le primaire du transformateur. Dans le cas d'un gaz à la pression atmosphérique, on employait la méthode suivante. Un courant du gaz en expérience pénétrait dans le ballon par un tube de verre C. Ce gaz était refoulé dans le voisinage de l'arc, contre l'électrode de platine E, reliée elle-même à l'un des quadrants d'un électromètre; le deuxième quadrant de celui-ci était en communication métallique avec la terre. Pour garantir E de toute influence électrique externe, on enfermait cette électrode dans un tube de platine garni à son extrémité d'une fine toile métallique, qui jouait le rôle d'écran électrique, mais permettait aussi le passage du gaz prélevé dans le voisinage de l'arc. Ce tube

était relié à la terre. On opérait dans l'ordre suivant : Les quadrants de l'électromètre étaient d'abord chargés au moyen d'une petite batterie. On interrompait ensuite la communication de l'électromètre avec cette source d'électricité, et l'on observait la vitesse de décharge. Tant que l'arc n'était pas maintenu en activité, l'isolement offert par le gaz était pour ainsi dire parfait. Aussitôt cependant que jaillissait l'arc et tout le temps que persistait celui-ci, le gaz perdait ses propriétés isolantes. On constata, toutefois, de remarquables exceptions à cette règle. Quand le gaz à travers lequel passait l'arc était de l'oxygène, l'électrode E, si elle était chargée négativement, perdait sa charge très vite. Elle ne gardait cependant pas l'état neutre, mais acquérait une charge positive, dont la valeur augmentait jusqu'à ce que l'électrode fût portée au potentiel V. Cette valeur limite V dépend à un haut degré des dimensions de l'arc et de la distance de celui-ci à l'électrode E. Dans un grand nombre d'expériences, elle n'était pas moindre de 10 à 12 volts.

Si l'électrode E est primitivement chargée à un potentiel élevé, l'électricité s'en échappe jusqu'à ce que le potentiel tombe à la valeur V. Quand ce potentiel critique est atteint, la déperdition cesse, et le gaz semble alors présenter un isolement aussi bon que lorsqu'il n'était le siège d'aucune décharge. Si le potentiel auquel avait d'abord été porté E était plus petit que V, en particulier si l'électrode ne possédait aucune charge initiale, la charge positive augmentait jusqu'à ce que le potentiel, en E, eût acquis la valeur V, à partir de laquelle il restait constant. Ainsi, nous voyons : 1° qu'une électrode plongée dans l'oxygène au voisinage de l'arc peut parfaitement retenir une petite charge positive, mais qu'elle perd très rapidement toute charge négative; 2° qu'une électrode non chargée, placée près de l'arc, acquiert une charge positive. Dès lors, l'air, dans le voisinage de l'arc, manifesterait les mêmes propriétés que dans les environs d'un fil de platine incandescent.

### L'arc dans l'hydrogène.

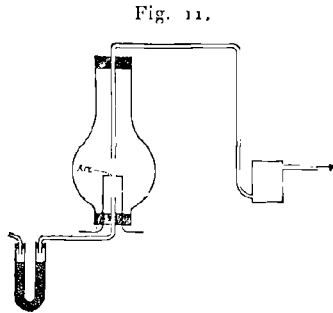
Lorsqu'on essaie de réaliser de semblables expériences dans l'hydrogène, les résultats sont tout à fait différents. Si l'on fait passer l'arc au sein d'une atmosphère d'hydrogène, on constate que l'électrode E est toujours le siège d'une déperdition d'électricité, pourvu qu'elle soit d'abord chargée positivement : elle ne garde pas l'état neutre, mais détient de l'électricité négative. Les effets sont donc de signe contraire à ceux observés dans l'oxygène. Ici encore, l'électrisation déterminée dans l'hydrogène au voisinage de l'arc est la même que celle qu'il acquiert auprès d'un fil de platine incandescent. Il est beaucoup plus difficile de réaliser un arc satisfaisant dans l'hydrogène que dans l'oxygène. Dans ce premier gaz, les effets sont moins marqués et moins stables que ceux que l'on rencontre dans le second.

Toute une série d'expériences a été faite sur des arcs jaillissant au sein de gaz à une pression moindre que celle de l'atmosphère. Dans ces expériences, on avait supprimé le courant de gaz; les pôles de l'arc avaient été soudés dans le ballon même, et celui-ci communiquait avec une pompe; l'électrode E était placée au-dessus de l'arc, et en relation métallique avec un électromètre. Cette électrode E était fixée dans la cloche au moyen d'un tube de caoutchouc, dans lequel elle pouvait recevoir un mouvement de va-et-vient et, par suite, se placer à des distances variables de l'arc. Aux basses pressions, la différence de signe des effets dus à la présence soit de l'oxygène, soit de l'hydrogène, disparaissait. En effet, quelque position qu'on donnât à l'électrode E, elle prenait une charge positive, que le gaz atmosphère fût de l'hydrogène ou de l'oxygène. A ces basses pressions, on ne voyait point, en fait, d'arc jaillir entre les pôles : la partie visible de la décharge consistait en une simple lueur qui recouvrait ceux-ci.

Dans une autre série d'expériences, on employa une méthode différente. Au lieu de chercher à déceler l'électrisation



produite, au moyen d'une électrode placée dans le voisinage immédiat de l'arc, on prélevait du gaz provenant de ces mêmes régions, et on l'amenait par aspiration dans une cuve située à deux ou trois mètres de là. Ce n'était qu'après l'entrée du gaz dans la cuve que l'on mesurait sa charge. Le dispositif employé est représenté *fig. 11*. L'arc jaillissait dans un



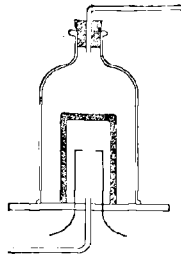
flacon retourné vers le bas, et l'air était aspiré dans le voisinage de cet arc; avant d'entrer dans le flacon, le gaz barbotait à travers de l'acide sulfurique, et passait ensuite dans un autre tube rempli de verre pilé. Un second tube, muni également de verre pilé, était disposé entre l'arc et la cuve. Le gaz, après avoir passé à travers ce tampon de verre pilé, arrivait, chargé d'électricité positive, dans la cuve. Ces expériences semblent prouver que l'électrisation observée autour des arcs, et probablement aussi près des solides incandescents, n'a pas pour siège les poussières métalliques provenant de l'une ou l'autre électrode, ou du fil chauffé, mais en réalité le gaz lui-même, bien que ce gaz, véhicule de la charge, doive être, comme l'expérience précédente le démontre, considéré comme placé dans des conditions anormales.

En réalité, quoique la charge puisse passer à travers un tampon de verre pilé qui est presque imperméable aux poussières, encore est-il nécessaire que la nature de ces véhicules matériels de l'électricité soit beaucoup plus complexe que celle des molécules ordinaires d'un gaz. En effet, celles-ci passent facilement au travers de porcelaine non glacée, mais

l'électricité positive transportée par un gaz semble tout à fait incapable de le faire. C'est ce que montre l'expérience suivante (*fig. 12*).

L'arc jaillissait entre deux pôles qu'on avait disposés à l'intérieur d'un vase poreux, analogue à ceux employés pour les éléments Daniell. Ce vase était placé sur un plateau et recouvert d'une cloche. Les joints du plateau et du vase

Fig. 12.



poreux, d'une part, du plateau et de la cloche, de l'autre, avaient été rendus parfaitement étanches et à l'épreuve du passage de l'air. Le gaz était amené par aspiration de la cloche dans le vase, à travers la cloison poreuse : mais il ne présentait aucune trace d'électrisation, bien que cependant l'existence de vapeurs nitreuses colorées de peroxyde d'azote prouvât que c'était bien du gaz prélevé dans le voisinage de l'arc qui avait traversé le vase poreux.

On réalisa de même une autre expérience où l'air, avant d'arriver à l'arc, était aspiré au travers d'un vase poreux, et où l'on avait seulement disposé entre l'arc et le flacon du verre pilé. On remarqua, dans ce cas, une forte électrisation positive dans le flacon.

Cette expérience nous montre que l'électrisation positive n'a pas pour support matériel de simples molécules, mais quelque agrégat complexe des précédentes. C'est un résultat auquel nous conduirait de même l'étude des propriétés de l'électrisation produite dans les gaz par action chimique et aussi par l'effet des rayons de Röntgen.

L'électrisation déterminée par la proximité des corps incandescents peut recevoir une explication analogue à celle que l'on donne de l'électrisation produite dans des cas divers, par une combustion ou par une action chimique. Supposons que, par suite de la haute température de l'arc ou d'un métal incandescent, quelques-unes des molécules de gaz soient dissociées en atomes chargés positivement et négativement; imaginons que quelques-uns de ceux-ci se combinent soit avec le métal incandescent, soit avec les pôles de l'arc. Alors, dans le composé formé, l'atome de métal, élément électro-positif, possédera une charge positive; l'atome de gaz, élément électro-négatif, sera chargé négativement. Dès lors, pour obtenir le composé mixte auquel nous avons fait allusion, nous prendrons au gaz un atome négatif, et au métal un autre pourvu d'une charge positive. De telle sorte que, s'il y avait, à l'origine, autant d'atomes positifs que de négatifs dans le métal, le résultat de la formation du composé serait de laisser un excès d'électricité positive sur le gaz et d'électricité négative sur le métal. C'est ce que nous observons dans le cas d'un solide incandescent et pour tous les métaux, quand un gaz quelconque, autre que l'hydrogène, constitue l'atmosphère où ils sont plongés. L'électrisation négative dans l'hydrogène est anormale, à moins de supposer que ce dernier gaz soit électro-positif par rapport au platine. Je pencherais à attribuer la petite électrisation positive observée dans l'hydrogène, quand on emploie le platine, à un effet secondaire. Ce fait peut être sans doute rattaché à l'absorption de l'hydrogène par le métal. En effet, si l'on emploie du cuivre au lieu de platine, l'électrisation déterminée dans l'hydrogène est positive.

Au rouge blanc, la température peut être suffisamment élevée pour dissocier le composé du gaz, s'il a pu se former, ou pour prévenir sa formation. Dans ce cas, l'édifice de la molécule serait brisé et elle-même réduite en atomes, de telle sorte que le gaz devint conducteur. Mais tant que ces atomes, chargés d'électricité positive ou négative, resteraient en nombre égal, il n'y aurait excès ni d'une sorte d'électricité, ni de l'autre. Le gaz serait assurément conducteur, mais il ne présenterait pas cette propriété de la conduction unipolaire.

Elster et Geitel ont reconnu, en effet, que la conduction unipolaire disparaissait quand on portait le gaz au rouge blanc.

Il est digne de remarque qu'en raison même de la grandeur des charges emportées par les atomes, une quantité d'électricité, dépassant de beaucoup celle observée près des métaux incandescents, peut prendre naissance sous l'action d'une combinaison chimique intense, dont l'énergie est tout à fait hors de proportion avec les faibles moyens de recherche que nous fournit l'analyse chimique. Ainsi, supposons que l'on soustraie tous les atomes négatifs, en laissant les seuls atomes positifs, de la millionième partie d'un centimètre cube d'hydrogène à température et à pression normales : il y aurait alors assez d'électricité libre dans le gaz pour élever un condensateur de capacité égale à  $1000^{\text{cm}}$  au potentiel d'environ 10000 volts.

Nous pouvons mentionner encore quelques expériences faites avec le dispositif déjà décrit, et qui semblent corroborer cette manière de voir. Ainsi, en disposant des sels de sodium dans l'arc, et en prélevant une certaine quantité d'air dans son voisinage, on constatait la présence dans cet air d'une charge positive. Il en était de même tant que ne s'était pas dégagée une quantité de vapeur de sodium assez grande pour permettre à l'arc de jaillir en réalité, non pas dans l'air, mais au travers de cette vapeur.

Dès lors, l'électrisation dans le gaz recueilli par aspiration autour de l'arc passait du positif au négatif. C'est là un résultat que pouvait nous faire prévoir la théorie que nous venons d'exposer, sur les causes et le mode de cette électrisation spéciale. En effet, puisque le sodium est électro-positif par rapport à la substance qui constitue les pôles de l'arc, si quelque phénomène de combinaison venait à prendre naissance, les atomes positifs y entreraient seuls, et les négatifs n'y participeraient pas. Il subsisterait alors un excès d'électrisation négative dans la vapeur de sodium. Cette méthode du prélèvement d'air à proximité de l'arc nous permet de démontrer l'existence, dans le voisinage de métaux chauffés, d'une charge positive, et par une voie telle que tous les effets susceptibles d'être attribués à l'intervention de poussières métal-

liques en soient rigoureusement exclus. Nous amenons dans la cuve de l'air prélevé dans le voisinage de l'arc et nous le faisons passer par aspiration dans un tube contenant un tampon de verre pilé, dans le but d'arrêter les poussières. Nous déterminons la charge électrique apportée par le gaz dans le récipient et due à l'arc seul : nous interposons alors dans l'arc une toile métallique et nous trouvons ainsi que, dès que celle-ci passe au rouge, une augmentation considérable s'ensuit dans la charge positive introduite dans la cuve.

Dans une autre expérience, on s'est proposé de chercher une vérification directe de cette théorie, que c'est dans une pure action chimique qu'il faut chercher la cause de l'électrisation observée près de l'arc et des corps incandescents. On disposait l'arc dans un flacon au travers duquel on maintenait un courant d'hydrogène. Ce gaz passait dans une cuve, après avoir abandonné le flacon où jaillissait l'arc. On avait pris pour pôles des baguettes de cuivre profondément oxydées avant le commencement de l'expérience. Tout le temps que l'arc passait, les pôles étaient maintenus au rouge et l'oxyde se trouvait réduit. Tant que s'opérait cette réduction, l'hydrogène transportait de l'électricité négative dans le récipient. Lorsque toutefois tout l'oxyde avait été réduit sur les baguettes de cuivre, et que l'arc jaillissait entre deux pôles de cuivre pur, c'était de l'électricité négative qui parvenait dans la cuve. Ces phénomènes sont conformes à ce qu'aurait pu nous faire prévoir la théorie que nous venons d'exposer, car, tant que s'opère la réduction de l'oxyde, la réaction chimique qui prend alors naissance est la combinaison de l'hydrogène avec l'oxygène pour former de l'eau. Dans ce cas, les atomes chargés positivement entrent seuls dans la combinaison et les négatifs n'y jouent aucun rôle. On constatera donc un excès d'électrisation négative dans l'hydrogène. Quand, cependant, l'oxyde est complètement réduit, il ne peut plus y avoir de combinaison entre l'hydrogène et le cuivre. Comme le métal est électro-positif par rapport à l'hydrogène, les atomes d'hydrogène pourvus d'une charge négative entrent seuls dans la combinaison : les atomes positifs n'y ont aucune part. Il y aura alors un excès d'électrisation positive dans l'hydrogène.

Pour que cette expérience réussisse, il convient que les pôles de cuivre oxydés ne soient pas trop minces. Autrement, ils ne pourraient concentrer une quantité de chaleur assez grande pour permettre la réduction complète de l'oxyde qu'ils contiennent. Nous pouvons rapprocher de cette expérience une autre décrite page 62.

### Conduction à travers les gaz chauds.

Il est souvent plus facile de déterminer si un gaz est ou non conducteur de l'électricité que de rechercher s'il peut recevoir une charge négative ou n'en point garder. Bien qu'un gaz, dans ses conditions normales, constitue un isolant parfait, encore arrive-t-il, sous l'action d'agents physiques divers, qu'il puisse devenir conducteur. L'un des changements physiques les plus intéressants qui puissent, dans plusieurs cas, déterminer l'apparition de propriétés conductrices dans un gaz primitivement isolant, est celui dû à une élévation de température. M. Becquerel (1) a reconnu qu'à la température du rouge blanc, l'air offrait un passage à l'électricité, bien que la différence de potentiel ne fût que d'une faible quantité de volts. Ce résultat fut confirmé par Blondlot (2), qui établit que l'air, à la température du rouge vif, permettait l'établissement d'un courant d'électricité à son intérieur, bien que la différence de potentiel ne fût pas supérieure à  $\frac{1}{1000}$  de volt. Il montra que la loi de conductibilité du gaz chaud n'était pas celle d'Ohm.

Dans quelques expériences que je fis à ce sujet (3), je pus établir que les gaz chauds conduisent l'électricité à des degrés différents de facilité. Des gaz tels que l'hydrogène, l'azote, l'air, qui, comme le montre l'expérience, ne subissent aucun changement chimique par élévation de température,

(1) BECQUEREL, *Ann. de Chimie et de Physique* (3), **39**, p. 355; 1853.

(2) BLONDLOT, *C. R.*, **104**, p. 283; 1887.

(3) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.* (5), **29**, p. 358, 441; 1890.

conduisent, il est vrai, l'électricité quand ils sont chauffés, mais dans de très faibles limites; dans ce cas, la conductibilité, comme l'a montré Blondlot, paraît être d'ordre purement convector. Les gaz, toutefois, tels que l'iode, l'acide iodhydrique, qui se dissocient aux hautes températures, conduisent avec une facilité beaucoup plus grande.

Dans mes expériences, j'ai étudié un grand nombre de gaz, et dans tous les cas où ceux-ci possédaient une conductibilité considérable, j'ai pu montrer, par des méthodes empruntées à la Chimie pure, que la chaleur avait déterminé chez eux une décomposition chimique. Ainsi, la chaleur transforme le gaz en un conducteur, par ce fait qu'elle produit en lui une modification d'ordre chimique, une dissociation, et non par cela même qu'elle élève seulement sa température. Dans cet ordre d'idées, nous devons faire une distinction entre deux modes de dissociation : le premier est celui que l'on rencontre dans le cas de la rupture de molécules finalement réduites à leurs atomes, ainsi par exemple dans le cas de l'iode, de l'acide chlorhydrique gazeux (où le chlore, bien qu'il n'en soit pas de même de l'hydrogène, reste partiellement dissocié). Dans tous les cas où se rencontre ce mode de dissociation, le gaz devient bon conducteur quand il est chauffé. Le second mode de dissociation consiste dans la rupture des molécules en molécules plus simples, mais non encore en atomes. Des exemples de cette sorte de dissociation nous sont fournis par la réduction d'une molécule d'ammoniaque en molécules d'hydrogène et d'azote, ou d'une molécule de vapeur d'eau en molécules d'hydrogène et d'oxygène. Dans ce cas, la conductibilité du gaz est beaucoup plus faible, et de l'ordre de celle des gaz non dissociables.

Les gaz suivants sont seulement bons conducteurs quand ils sont chauffés : l'air, l'azote, l'acide carbonique, les vapeurs d'ammoniaque, d'acide sulfurique, d'acide nitrique, de soufre (dans une atmosphère d'azote), d'hydrogène sulfuré (également dans une atmosphère d'azote).

Les gaz suivants sont particulièrement bons conducteurs : l'iode, le brome, le chlore, l'acide iodhydrique gazeux, le gaz acide bromhydrique, le gaz acide chlorhydrique, l'iodure de

potassium, le sel ammoniac, le chlorure de sodium, le chlorure de potassium.

L'analyse chimique démontre que tous les gaz contenus dans la seconde liste sont décomposés par la chaleur. Ainsi, d'après ces expériences, dans tout gaz présentant une conductibilité de l'ordre de celle offerte par le gaz de la seconde liste, la présence d'atomes libres, ou de quelque chose de chimiquement équivalent, est indispensable. La faible somme de conductibilité possédée par les gaz chauds qui ne sont pas décomposés par la chaleur semble due à une décharge convective, ayant pour siège la poussière métallique produite par l'échauffement des électrodes. Nous pouvons rapprocher de ce fait les résultats obtenus par Elster et Geitel, sur l'électrisation due à l'échauffement des corps. En conséquence, des gaz, au contact de métaux portés à l'incandescence, acquerraient une certaine somme de conductibilité. La différence essentielle entre les conductibilités des gaz contenus dans chacune des deux listes précédentes nous montre toutefois qu'il existe, pour faire acquérir au gaz une conductibilité électrique manifeste, d'autres voies que l'emploi d'électrodes incandescentes.

Dans tous les gaz, la température de l'électrode exerce une influence marquée sur le passage de l'électricité à travers le gaz dans lequel plongent les électrodes. Dans les expériences décrites plus haut, j'ai montré qu'il est impossible de réaliser l'établissement d'un courant électrique à travers un gaz, quelque chaud qu'il puisse être, si les électrodes elles-mêmes ne sont pas portées à un degré suffisant d'incandescence. Un courant passant à travers le gaz chaud était immédiatement arrêté par l'interposition entre les électrodes d'une large lame de platine froide. On maintenait cependant un fort courant de gaz chaud vers la partie supérieure de l'arc, de manière à combattre l'influence perturbatrice du gaz refroidi par la lame de platine. Dès que celle-ci atteignait l'incandescence, le courant électrique recommençait à passer à travers le gaz.

C'est un exemple, pris parmi beaucoup, de la difficulté avec laquelle une charge électrique passe d'un gaz à un métal froid.



J'ai aussi étudié les conductibilités de plusieurs vapeurs métalliques, parmi lesquelles celles de sodium, de potassium, de thallium, de cadmium, de bismuth, de plomb, d'aluminium, de magnésium, d'étain, de zinc, d'argent et de mercure. Parmi ces vapeurs, celles d'étain, de mercure, de thallium parurent ne pouvoir conduire l'électricité qu'avec une difficulté extrême. Les autres vapeurs métalliques auraient une bonne conductibilité, comparable à celle des gaz dissociables.

Bien que la vapeur de mercure ne soit pas conductrice lorsqu'elle est chauffée, elle livre toutefois, quand on la soumet aux rayons de Röntgen, un passage facile au courant électrique et manifeste une conductibilité plus énergique que n'importe quel autre gaz.

### Conduction par les flammes.

Les gaz qui prennent naissance au sein d'une flammé sont bons conducteurs de l'électricité et conservent cette propriété quelques minutes après qu'ils ont quitté la flamme génératrice (1). Les lois de la conduction par les gaz enflammés sont, sous beaucoup de rapports, analogues à celles de la conduction à travers les gaz exposés aux rayons de Röntgen. Ainsi Giese (2), le premier, émit l'idée que l'électricité est transportée au sein des gaz par le mouvement d'ions chargés de signe contraire. Il a montré que si ces gaz provenant des flammes sont, aux points de leur parcours où l'on mesure leur conductibilité, soumis à l'action d'un courant électrique, leurs propriétés conductrices sont considérablement diminuées, comme il arrive, du reste, dans le cas de gaz exposés aux radiations de Röntgen. De même, quand les deux électrodes sont plongées dans le gaz, le courant qui traverse les gaz enflammés, comme celui qui s'établit au sein de gaz soumis aux rayons de Röntgen, ne croît pas aussi rapidement que la

---

(1) GIESE, *Wied. Ann.*, 17, p. 517; 1882.

(2) *Ibidem.*

force électromotrice. Dans certains cas, lorsque l'une des électrodes est maintenue en dehors des gaz enflammés, le courant croît plus vite que la force électromotrice. C'est ce que permet, par exemple, de constater une expérience due à Giese (1), dans laquelle une longue flamme brûlait à l'intérieur d'un cylindre de métal, tandis qu'entre le cylindre et la flamme se trouvait disposé un anneau métallique, bien isolé, et relié à l'une des paires de quadrants de l'électromètre. Pour deux valeurs de la différence de potentiel qui étaient entre elles comme 1,7 et 1, les valeurs des flux d'électricité allant à l'anneau étaient dans le rapport 3,3 à 1. Supposons que dans le cas précédent il y ait, à l'origine, un nombre égal d'ions négatifs et positifs. Alors, dans le champ électrique, si le cylindre et la flamme sont respectivement à des potentiels élevé et faible, les ions se disposeront de telle sorte qu'il y ait sur la surface de la flamme un excès d'ions positifs, tandis que le nombre correspondant d'ions négatifs s'en ira au sol, à travers la flamme. L'excès des ions positifs, répartis à la surface, sera proportionnel à la différence de potentiel, et c'est à cette surface que la chute de potentiel sera la plus grande. Ainsi, non seulement la différence de potentiel et encore la vitesse des ions chargés augmentent comme la différence de potentiel, mais aussi le nombre des ions qui emportent une charge positive est plus fort lorsque la différence de potentiel est grande que quand elle est faible. Ainsi, l'augmentation de charge de l'anneau est plus rapide que l'accroissement de la différence de potentiel.

Dans les expériences de Giese, la valeur de la charge négative accumulée sur l'anneau était toujours plus grande que celle de la charge positive, bien que la différence de potentiel eût la même valeur absolue. Ceci nous montre que, sous des chutes de potentiel égales, la vitesse des ions négatifs est plus forte que celle des ions positifs. Aucune différence de cette nature n'a été observée dans le cas de gaz traversés par les rayons de Röntgen.

Arrhenius a montré que, lorsque des solutions de sels mé-

---

(1) GIESE, *Wied. Ann.*, 38, p. 403; 1889.

tailliques du groupe alcalin sont projetées dans la flamme, au moyen d'un injecteur, la conductibilité de la flamme en est fortement accrue. La haute conductibilité de telles flammes nous est montrée par le Tableau suivant, extrait du travail d'Arrhenius.

FORCE ELECTROMOTRICE en éléments Clark.	KI	$\frac{1}{4}$ KI	$\frac{1}{16}$ KI	$\frac{1}{64}$ KI	$\frac{1}{256}$ KI	$\frac{1}{1624}$ KI	$\frac{1}{4096}$ KI
1.....	540	248	120	52,2	20	6,9	2,7
2.....	616	284	139	59,9	23	7,9	2,9
5.....	734	174	75,8	29,1	10,1	10,1	3,7
10.....	1009	225	99,7	37,4	13,0	13,0	4,7
20.....	1340	298	13,0	49,6	17,2	17,2	6,3
40.....	1920	427	18,6	71,2	24,8	24,8	9,0

Le courant passait entre deux plateaux parallèles de platine, de 1<sup>cm</sup> de large, de 2<sup>cm</sup>,3 de haut, situés à une distance de 0<sup>cm</sup>,56. L'unité de courant adoptée était 10<sup>-8</sup> ampère.

La quantité  $\frac{1}{n}$  KI signifie que la solution injectée dans la flamme est le  $\frac{1}{n}$  de la solution normale d'iodure de potassium.

Ces valeurs sont les différences obtenues entre les courants quand ces solutions, d'une part, et de l'eau pure, d'autre part, sont injectées dans la flamme. Les courants exprimés dans les mêmes unités, relatifs à une flamme laissée à son état normal, ont les valeurs suivantes pour des forces électromotrices E :

E —	1	2	5	10	20	40
	5,3	6,7	10,10	14,3	21,2	34

Il est bien manifeste que, dans ce cas comme dans celui des rayons de Röntgen, le courant ne peut dépasser une certaine valeur, car dans la région comprise entre électrodes, on ne peut injecter qu'une certaine quantité de sel dans un temps donné, pendant l'unité de temps, par exemple. Le courant

entraîné par ce sel, sous forme électrolytique, ne peut dépasser la valeur qui serait nécessaire à l'électrolyse complète de cette quantité de sel, dans l'unité de temps. Si nous construisons les courbes représentant la relation entre  $C$ , l'intensité du courant, et  $E$ , la force électromotrice, nous voyons que, pour de fortes valeurs de la force électromotrice  $E$ , la courbe n'est pas parallèle à l'axe suivant lequel se mesure  $E$ , comme il arriverait dans le cas d'une conduction de nature purement électrolytique. La courbe est toutefois une ligne droite inclinée sur l'axe des  $E$ , dénotant ainsi l'existence d'un courant obéissant à la loi d'Ohm. Il est probable que cette portion de la courbe représente un courant purement matériel d'électricité transportée par les particules solides existant dans la flamme. Une étude détaillée de la relation qui lie le courant à la différence de potentiel, dans le phénomène de la conduction par les flammes, serait nécessaire : elle jetterait sans doute un peu de lumière sur des effets aussi complexes, aussi bien sur les phénomènes dont la flamme est le siège que sur la nature même de la conduction. Dans toute cette classe de faits, relevant de la propriété conductrice des flammes, la nature, l'état, la température de l'électrode exercent une très grande influence sur les résultats.

### Influence d'une décharge sur l'apparition, au sein d'un gaz, de propriétés conductrices.

Tout le temps qu'une décharge passe au sein d'un gaz, celui-ci se comporte comme un véritable conducteur. Il manifeste cette propriété, non pas seulement dans la direction de cette première décharge, mais dans tous les sens, dans une direction même perpendiculaire à celle de cette décharge primitive. Le premier observateur qui semble avoir reconnu le changement apporté dans un gaz par le passage de l'étincelle, serait Faraday (1). Il remarqua qu'il était difficile d'obtenir

---

(1) FARADAY, *Exp. Research.*, 392.

d'abord le passage de la première étincelle, mais que dès qu'elle avait jailli, les décharges suivantes se produisaient avec la plus grande facilité.

Hittorf (1) montra qu'avec un petit nombre d'éléments de pile, on pouvait envoyer un courant à travers un gaz déjà soumis à l'action d'une décharge électrique. Si le gaz avait été dans son état normal, une telle force électromotrice aurait été tout à fait insuffisante pour forcer le gaz à livrer passage au courant.

Schüster (2) décrit un effet quelque peu semblable. Un grand tube de décharge contenant de l'air à basse pression est divisé en deux compartiments par un plateau de métal pourvu de fenêtres pratiquées le long de sa périphérie. Ces ouvertures permettent au gaz de passer d'un compartiment à l'autre, tandis que le métal, formant écran, supprime toute action électrique mutuelle des régions correspondantes. Schüster a trouvé qu'en faisant passer une décharge énergique dans l'un des compartiments, une force électromotrice d'environ  $\frac{1}{4}$  de volt était suffisante pour permettre au courant électrique de traverser le gaz dans l'autre. Les rayons cathodiques et ceux de Lenard transforment tous deux en conducteur le gaz à travers lequel ils passent.

En enfermant un gaz dans une boîte métallique hermétiquement close, reliée à la terre, et placée elle-même à l'intérieur d'un tube au travers duquel passe une décharge électrique, j'ai reconnu que ce gaz devient conducteur dans certains cas.

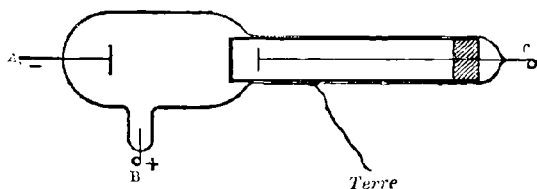
Le dispositif employé était celui représenté par la *fig.* 13. A et B sont les électrodes d'un tube de décharge : A est un disque et B un fil. A l'extrémité opposée du tube de décharge était soudé un autre long tube. On y disposait un cylindre allongé de laiton d'environ 1<sup>mm</sup>,5 d'épaisseur. A l'extrémité la plus éloignée des électrodes, ce cylindre portait un petit trou c, destiné à donner au gaz situé dans le cylindre la même pression que celle de l'extérieur. Quant à l'extrémité du cylindre voisine des électrodes, on a pris pour la constituer

(1) HITTORF, *Wied. Ann.*, 7, p. 614; 1879.

(2) SCHÜSTER, *Proc. Royal Society*, 42, p. 371; 1887.

différents métaux : une très mince feuille d'aluminium; une autre, de même métal, épaisse de  $0^{\text{mm}},1$ ; une feuille de laiton de  $0^{\text{mm}},1$ ; enfin une autre de laiton de  $1^{\text{mm}},5$ . Ce cylindre était mis en relation métallique avec la terre. A l'intérieur du cy-

Fig. 13.



lindre, et soigneusement isolée de lui, se trouvait une tige, portant un disque, dont le plan était parallèle aux sections droites du cylindre, et disposée tout près de son extrémité la plus voisine du tube de décharge. Le disque était relié à un électromètre et les fils de connexion, entourés de cylindres métalliques creux, reliés à la terre, formant ainsi un écran destiné à les protéger de toute influence électrostatique. Le disque était soigneusement isolé du cylindre extérieur. Quand on ne laissait plus dans le tube qu'une pression juste suffisante pour permettre à la décharge de passer, le disque ne recevait plus aucune charge, bien qu'en réalité la décharge continuât de traverser le gaz. Si même ce disque avait été primitivement électrisé, il revenait à l'état neutre. Le gaz contenu à l'intérieur du cylindre gardait donc son état normal. Cependant, quand on poussait plus loin le vide du tube, et que la cathode commençait à se couvrir d'une lueur veloutée, mais longtemps avant qu'aucune fluorescence n'apparût sur les parois du tube, une faible lueur commençait à éclairer doucement l'extrémité du cylindre reliée à la terre. Dans le cas où l'on avait pourvu celui-ci, à son extrémité, du diaphragme constitué par la feuille mince d'aluminium, le disque prenait une charge positive. S'il était auparavant chargé, il perdait sa charge. Le mode de déperdition était plus rapide quand la charge initiale était négative que quand elle était positive. Ainsi le gaz situé à l'intérieur du cylindre a été contraint

d'adopter un habitus particulier sous l'action de la décharge qui le traversait, et cela bien qu'il fût protégé contre ses effets par un écran cylindrique relié à la terre.

Bornons, pour le présent, notre attention au cas où le cylindre possède à son extrémité une feuille mince d'aluminium. Comme la pression est encore plus réduite, et que la région sombre autour de la cathode atteint une épaisseur appréciable, la charge positive diminue sur le disque et finalement disparaît. Mais, bien loin d'acquérir aucune charge, le disque, s'il en possède une au début, ne pourra la conserver. On observe une déperdition rapide, mais dont la vitesse n'est pas la même, suivant que cette charge initiale est positive ou négative. Quand la pression est encore plus réduite, et que la phosphorescence commence à apparaître sur les parois du tube, le disque acquiert une charge négative et la vitesse de la déperdition d'électricité dont le disque est le siège est plus grande quand la charge initiale est positive que lorsqu'elle est négative. Si la pression est enfin assez basse pour permettre aux rayons cathodiques de tomber sur les extrémités du cylindre, on remarque encore l'existence d'une charge négative sur le disque et d'une déperdition dont il constitue le point de départ. Mais la grandeur de la décharge diminue dans de très fortes proportions si les rayons cathodiques viennent à être déviés par un aimant, et sont mis ainsi dans l'impossibilité d'atteindre les extrémités du cylindre. La valeur de la déperdition, tant pour les charges négatives que pour les positives, était amoindrie quand on détournait les rayons cathodiques de leur trajectoire primitive aboutissant au cylindre. Lorsque, sous une basse pression, on prenait le disque A pour anode et le fil B pour cathode, on ne constatait l'existence d'aucune charge appréciable, mais bien encore une déperdition. Si le cylindre lui-même constituait l'anode et restait en communication métallique avec la terre, le disque recevait une charge négative. Si le cylindre, au contraire, jouait, sous des pressions variées, le rôle de cathode, le disque prenait une charge positive. Pour toute pression, du reste, la grandeur et la vitesse d'écoulement du flux d'électricité positive qui s'échappait du disque étaient plus grandes quand on

prenait le cylindre pour anode que lorsqu'on lui faisait faire fonction de cathode. Les expériences précédentes ont été faites avec le secours de la bobine d'induction. On répéta celles relatives aux pressions élevées en employant, au lieu de la bobine, une batterie de mille petits éléments de charge. Les résultats obtenus furent de même allure que ceux précédemment rapportés. On ne pouvait cependant espérer réaliser, avec les piles de charge, des expériences sous des degrés de vide élevé. La force électromotrice de ces petits éléments n'était pas assez forte pour produire une décharge à des pressions suffisamment basses pour permettre aux rayons cathodiques d'atteindre un point aussi éloigné que l'extrémité du cylindre.

Des expériences furent faites avec des cylindres pourvus à l'une de leurs extrémités de diaphragmes métalliques divers.

On rechercha quels effets pouvaient exercer sur les phénomènes l'épaisseur et la nature du métal garnissant cette extrémité. Pour cela, on avait préparé quatre tubes identiques à celui de la *fig. 13*. Dans l'un d'eux, on plaçait le cylindre muni de la feuille épaisse d'aluminium; dans le deuxième, celui garni d'une mince feuille de même métal; dans le troisième, le cylindre à feuille de laiton de 0<sup>mm</sup>,1; dans le quatrième, celui dont l'extrémité portait une feuille de laiton de 1<sup>mm</sup>,5. Ces quatre cylindres communiquaient entre eux et avec la pompe, de manière que les pressions dans les quatre tubes fussent les mêmes. De ces cylindres, celui que garnissait la feuille la plus mince d'aluminium était le premier à manifester l'apparition d'une charge sur le disque. On observait déjà dans le gaz contenu dans ce cylindre une déperdition sensible, tandis que l'atmosphère gazeuse des trois autres n'avait pas cessé d'être parfaitement isolante. Lorsque cependant la pression tombait assez bas pour que le disque situé à l'intérieur du cylindre à feuille mince d'aluminium acquit une charge négative, les disques montés dans les cylindres garnis, soit de la feuille épaisse d'aluminium, soit de la feuille mince de laiton, détenaient aussi une charge négative, mais bien moins forte que celle relative au disque muni d'un fin diaphragme d'aluminium. A ce moment disparaissait brusquement l'isole-



ment jusqu'alors parfait présenté par le gaz des cylindres. La décharge était plus rapide dans le cas de disques électrisés positivement que lorsque ceux-ci possédaient une charge négative. Dans ces conditions, le disque monté dans le cylindre fermé par une épaisse feuille de laiton ne recevait encore aucune charge, et l'isolement du gaz, dans le cylindre précédent, restait parfait. En abaissant encore la pression, on atteignait un point où le disque situé derrière ce cylindre recevait, comme les autres, une charge négative, et où le gaz qui y était contenu livrait passage à l'électricité. A partir de cet instant, les rayons cathodiques parvenaient jusqu'aux cylindres, et l'on diminuait notablement la valeur de la décharge, en détournant les rayons, au moyen d'un aimant, de l'extrémité des cylindres, que ceux-ci, d'ailleurs, fussent recouverts de feuilles métalliques minces ou épaisses. L'effet observé dans le cylindre à feuille de laiton épaisse était toujours le plus faible, celui relatif au cylindre à feuille mince d'aluminium, le plus énergique. Les actions étaient particulièrement marquées en prenant pour anode le cylindre relié métalliquement à la terre, et pour cathode le disque A.

Ces expériences nous montrent :

1° Que le gaz à basse pression, contenu à l'intérieur d'un vase métallique fermé relié à la terre, devient conducteur quand on dispose ce vase dans un tube où règne un vide élevé, et à travers lequel passe une décharge électrique;

2° Que cette conductibilité augmente quand l'épaisseur des parois de la boîte métallique diminue, mais est encore appréciable quand ces parois ont  $\frac{1}{15}$  de pouce d'épaisseur;

3° Que la chute de rayons cathodiques sur le récipient métallique augmente beaucoup la conductibilité du gaz.

Nous allons passer maintenant à l'examen de la question suivante : Comment le gaz compris à l'intérieur du cylindre peut-il être affecté par la décharge qui se développe à son extérieur? En premier lieu, les phénomènes sont-ils bien compatibles avec cette idée que des radiations d'une nature spéciale prennent naissance dans la décharge et se propagent à travers les parois du cylindre? Nous savons que les rayons cathodiques, les rayons de Lenard, les rayons de Röntgen,

transforment en conducteurs de l'électricité les gaz qu'ils traversent, et qu'ils ont la propriété de se frayer passage à travers de minces feuilles métalliques qui sont tout à fait opaques à la lumière ordinaire. Jusqu'ici, ces rayons sembleraient doués de propriétés suffisantes pour permettre de donner une explication des phénomènes que nous venons de décrire; mais un examen plus serré montre que cette explication n'est pas plausible. En premier lieu, les effets auxquels nous faisons allusion ne commencent à se manifester qu'à des pressions beaucoup trop hautes pour que des rayons de Röntgen ou des rayons cathodiques puissent prendre naissance. De plus, ces rayons ne passeraient pas à travers des feuilles de  $\frac{1}{16}$  de pouce d'épaisseur; et enfin, quand les rayons cathodiques tombent sur un conducteur, ils lui communiquent une charge négative. Au contraire, le disque, dans nos expériences, possède toujours, quand la pression est élevée, une charge positive.

Il semble bien plus logique d'attribuer la charge du disque et la conductibilité du gaz situé derrière le cylindre, à la production d'une décharge électrique entre ce même cylindre et le disque. Ce cylindre extérieur est toutefois laissé en communication avec la terre. Si l'état électrique du tube de décharge était celui de régime permanent, le potentiel aurait gardé la même valeur zéro; ou, dans le cas où un courant permanent aurait dû s'établir du cylindre extérieur vers la terre, ce potentiel n'aurait différé de la valeur zéro que de la faible chute de tension correspondant à ce courant: cette différence serait du reste tout à fait insuffisante pour donner lieu à une décharge entre le cylindre et le disque. Ainsi donc, si les effets que nous venons de décrire sont dus à des décharges émanant du cylindre, la décharge électrique à travers le gaz à basse pression situé en dehors du cylindre ne peut être continue.

Si cependant la décharge est intermittente, nous pourrions, semble-t-il, objecter que bien que le cylindre soit en communication avec la terre, son potentiel est soumis à de larges fluctuations, et peut atteindre des valeurs qui rendraient possible la décharge entre le cylindre et le disque.

En effet, supposons que la région située en dehors du

cylindre, et tout près de lui, vienne à recevoir subitement une charge électrique, par exemple, négative. Alors, pour neutraliser, à son intérieur, l'intensité électrique due à cette charge, le cylindre doit prendre une charge positive et laisser écouler dans le sol son électricité négative. Pour s'effectuer, cette opération nécessitera un temps fini, quoique très court; mais, jusqu'à ce qu'elle soit complète, le potentiel de la partie du cylindre située près de la cathode sera plus bas que celui de la terre. Cette différence de potentiel, bien que momentanée, peut durer suffisamment longtemps pour provoquer une décharge électrique entre le cylindre et le disque, et donner à ce dernier une charge négative, tandis que le passage de la décharge convertira en conducteur le gaz jusqu'alors isolant.

Nous voyons ainsi qu'en fournissant brusquement une charge négative à l'une des faces d'un plateau métallique, l'autre côté joue, pendant un temps très court, le rôle de cathode. Il fonctionnerait au contraire comme anode si l'on venait à développer une charge positive brusque à l'extérieur du cylindre.

Les lois de la diffusion de l'intensité électrique, à l'intérieur d'une masse de métal, sont les mêmes que celles de la répartition de la température, dans un milieu bon conducteur de la chaleur. Par suite, s'il arrive qu'une certaine quantité d'électricité vienne à être subitement arrêtée par la surface d'un métal, cette charge se répandra à l'intérieur de la masse conductrice, et le maximum de l'intensité électrique en chaque point du milieu variera comme l'inverse d'une certaine puissance de la distance du point considéré à la surface du métal. Cette puissance dépendra de la distribution initiale de l'électricité dans le corps. Plus seront minces les parois du tube, plus sera forte à son intérieur la charge électrique due à l'apparition subite d'une charge électrique à son extérieur.

Les expériences rapportées plus haut nous montrent que si cette explication est la vraie, à la pression la plus haute à laquelle cet effet a été observé, la charge fournie brusquement au cylindre doit avoir été positive; de plus, elle n'aurait pas été assez forte pour devenir appréciable dans l'un des cylindres

autre que celui terminé par une feuille mince d'aluminium. Pour une pression plus basse, et particulièrement quand les rayons cathodiques commençaient à parvenir jusqu'au cylindre, la charge développée subitement dans ce dernier était négative, et alors assez grande pour produire un effet sensible, même à travers une épaisseur de laiton de  $\frac{1}{16}$  de pouce.

Les mêmes expériences établirent l'existence d'une notable diminution de cette charge négative, quand on venait à détourner du cylindre les rayons cathodiques au moyen d'un aimant. Ce fait est tout à fait d'accord avec les propriétés bien connues de ces rayons. Nous verrons, en effet, plus loin qu'ils emportent dans leur course des charges d'électricité négative. Comme on obtient ces effets en s'adressant, pour produire la décharge, soit à une batterie de piles de charge, soit à une bobine d'induction, nous devons donc, si l'on veut garder le précédent mode d'interprétation des phénomènes, supposer que la décharge dans le gaz n'est pas uniformément continue, alors même qu'elle est due à une forte batterie d'éléments galvaniques.

La question de la continuité ou de la discontinuité de la décharge électrique à travers un gaz sous basse pression est une de celles qui ont le plus attiré l'attention, mais aussi sur lesquelles les physiciens ne sont pas encore tombés d'accord.

Dans les remarques qui vont suivre, nous limiterons notre étude aux faits eux-mêmes. Eu égard au caractère de stabilité et de continuité d'une décharge alimentée par une puissante batterie, il semble que les conditions nécessaires à l'obtention d'une décharge continue soient bien plus favorables, en s'adressant à une batterie, qu'en employant une bobine d'induction ou une machine électrique.

Le premier physicien qui songea à envoyer, au sein d'un gaz, une décharge électrique alimentée par un grand nombre d'éléments, fut Gassiot. Il reconnut que la décharge qu'il obtenait ainsi était évidemment intermittente, en la dissociant au moyen d'un miroir tournant. L'image de la décharge dans le miroir, au lieu d'affecter la forme d'un trait lumineux continu, comme il serait arrivé si la décharge avait été elle-

même continue, était au contraire interrompue par places et présentait une suite de traits sombres et brillants. La batterie employée avait toutefois une très grande résistance intérieure. Hittorf montra qu'on obtenait aisément une décharge dont le miroir tournant était impuissant à déceler le caractère d'intermittence, en employant une batterie de résistance suffisamment petite : il établit, en outre, qu'en interposant dans le circuit une résistance élevée, la décharge pouvait changer de nature et devenir nettement intermittente.

Quand on a disposé dans le circuit une résistance élevée, le tube ou mieux un téléphone en communication avec lui, produit une note dont la hauteur nous donne la valeur de l'intervalle de temps qui sépare deux décharges consécutives. Quand la résistance diminue, la hauteur de la note s'accroît de plus en plus; mais, si l'on diminue graduellement la résistance jusqu'à ce que la décharge devienne telle qu'elle ne puisse plus être dissociée par le miroir tournant en décharges séparées, la transition d'une forme de décharge à l'autre ne se fait pas d'une manière insensible. Quand la résistance atteint une certaine valeur, la note cesse subitement, et dès lors on ne peut plus obtenir de preuve de la discontinuité de la décharge. Ce fait est encore plus marqué quand on vient à relier les électrodes du tube aux plateaux d'un puissant condensateur. De cette brusque différence dans la forme et la nature de la décharge, Hittorf conclut que celle obtenue en intercalant dans le circuit une faible résistance est aussi continue que le passage du courant à travers un métal ou un électrolyte.

Il est à remarquer combien les divers gaz diffèrent au point de vue de la plus ou moins grande facilité que possède la décharge qui les traverse, de perdre son caractère de discontinuité. Le résultat de diverses expériences faites par M. Capstick au laboratoire Cavendish fut qu'il était parfaitement aisé de faire passer la décharge à travers les gaz simples, tels que l'hydrogène et l'azote, sans faire rendre aucun son au téléphone relié au tube. Avec des gaz composés, toutefois, le résultat fut très différent. On reconnut qu'il était extrêmement difficile de réaliser, en faisant passer la décharge dans la vapeur d'eau, les conditions nécessaires au silence du téléphone. C'était tout

à fait impossible dans le cas d'une décharge éclatant dans le gaz ammoniac.

Hertz (<sup>1</sup>) fit une série d'expériences pour voir si, usant de procédés d'investigation plus délicats que le miroir tournant, il lui était possible de déceler le caractère intermittent de la décharge. Il disposa en série avec le tube un galvanomètre et un électrodynamomètre, et compara les lectures de ces deux instruments. Il remplaçait alors le tube et la puissante batterie qu'il employait par un élément Daniell, et il intercalait dans le circuit des résistances jusqu'à ce que la déviation du galvanomètre fût la même que précédemment. Il reconnut que, dans ce cas, la déviation de l'électrodynamomètre était aussi la même. Mais, si le courant à travers le tube à vide avait été intermittent, et si la déviation du galvanomètre était restée la même que pour le courant précédent, il n'en aurait pas été de même de la déviation de l'électrodynamomètre. Elle aurait été beaucoup plus grande dans le premier cas que dans le second.

Une autre méthode fut employée par Hertz : elle consistait à relier les feuilles d'or d'un électroscope, par un fil court, à la cathode, tandis que la cage métallique de l'électroscope était aussi reliée à la cathode par une très grande résistance. L'idée directrice de l'expérience était la suivante : s'il se produit une fluctuation dans le potentiel de la cathode, d'après le mode de liaison des feuilles à cette électrode, nous pourrions suivre les fluctuations de ce potentiel, tandis que la très grande résistance intercalée entre la cathode et la cage métallique empêchera cette dernière de subir ces variations. Ainsi il existerait, en général, une différence de potentiel entre les feuilles d'or et la cage de l'instrument, différence qui serait suffisante pour produire une répulsion des feuilles. En fait, aucune répulsion ne fut observée. Les expériences de Hertz, de son propre aveu, prouvent seulement au plus que la fréquence de l'interruption, si elle n'est pas infinie, est excessivement grande.

Il convient, semble-t-il, d'établir une distinction entre le courant qui traverse le tube et celui qui parcourt les conduc-

---

(<sup>1</sup>) HERTZ, *Wied. Ann.*, **49**, p. 782; 1883.

teurs. Le courant à travers le premier peut être discontinu, même si le courant qui a pour siège les seconds est continu. Car, puisque le courant qui traverse un gaz n'obéit pas aux mêmes lois que celui qui circule dans un conducteur métallique, le courant qui passe par une section déterminée du tube de décharge ne doit pas être nécessairement le même que le courant qui circule dans une section donnée de l'un des conducteurs. La valeur moyenne du courant doit être la même dans les deux cas, mais seulement cette valeur moyenne, et non pas la valeur instantanée du courant, à un moment déterminé. Pour emprunter un exemple donné d'abord par Spottiswoode et Mouton, le rôle du tube de décharge peut être celui de la poche à gaz d'une machine à explosion. Toute l'électricité fournie par la source passe bien par le tube, mais non plus, nécessairement, avec les mêmes pulsations. Le tube peut contenir tantôt plus, tantôt moins d'électricité libre : il peut se comporter comme un réservoir élastique qu'on disposerait sur le passage d'un fluide incompressible.

De même, eu égard à son caractère de fréquence très élevée, nous devons rappeler que ce mode de décharge, au point de vue des effets qu'il détermine, pourrait être considéré comme équivalent au suivant : La décharge, au lieu d'émaner à la fois de tous les points de l'électrode, aurait d'abord pour origine une certaine fraction de la surface à un temps donné, puis une autre, à un second moment, bien que les décharges successives, partant d'un même point de l'électrode, se suivent les unes les autres à des intervalles de temps excessivement courts. Un exemple nous rendra cette notion plus claire. Comparons le phénomène de la décharge au feu d'une troupe de 5000 hommes. Supposons que chaque soldat tire trois coups à la minute. Si toute la troupe exécute des salves, celles-ci auront une période de vingt secondes. Si maintenant la troupe ne fait plus de feux de salve, mais que chaque soldat tire à sa volonté, un observateur, pour reconnaître le caractère d'intermittence du feu, devrait être capable de distinguer des intervalles de l'ordre de  $\frac{1}{250}$  de seconde. Beaucoup de faits militent en faveur de cette théorie, qu'aux très basses pressions, la décharge totale doit comprendre un ensemble de

décharges partielles, provenant indépendamment des diverses régions de la même électrode.

Dans tout le domaine des faits de cet ordre, il ne semble pas exister de phénomènes qui soient incompatibles avec cette hypothèse, que des variations perpétuelles se produisent dans l'état électrique d'un tube au sein duquel passe une décharge. Cette théorie s'accorde bien du reste avec tous les phénomènes rapportés plus haut.

### Électrolyse dans les gaz.

Dans l'exposé précédent des propriétés conductrices conférées au gaz par la lumière, les rayons de Röntgen et la chaleur, nous avons montré que les phénomènes pouvaient s'expliquer en supposant que le passage de l'électricité à travers le gaz est provoqué par le mouvement d'ions pourvus de charges de signe contraire : le mode de transport de l'électricité, dans ce cas, étant semblable à celui suivant lequel elle est entraînée dans un électrolyte. Le passage d'étincelles à travers un gaz nous fournit un nouveau témoignage en faveur de cette conception.

La première preuve directe de ce fait que la conduction de l'électricité par les gaz devait être attribuée à un effet d'électrolyse, fut donnée par Perrot (1) dans de remarquables recherches qu'il fit sur le passage de la décharge dans la vapeur d'eau. L'appareil adopté par Perrot dans ses expériences est représenté *fig.* 14. Les étincelles passaient entre deux fils de platine soudés dans deux tubes de verre *cf/g*, *d/g*, qu'ils ne touchaient qu'à l'endroit même des soudures. Les extrémités ouvertes de ces tubes, *c*, *d*, étaient distantes d'environ 2<sup>mm</sup>, et les fils s'arrêtaient dans les tubes à environ 2<sup>mm</sup> de ces extrémités. Les autres, opposées, plongeaient chacune dans une éprouvette, où les gaz étaient recueillis après leur passage dans les tubes. On faisait le vide par aspiration de l'air dans

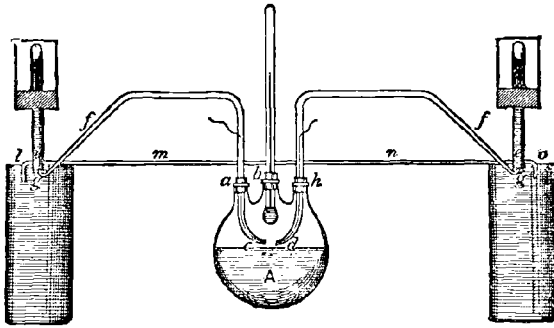
---

(1) PERROT, *Ann. de Chim. et de Phys.* (361), p. 161; 1861.



le vase A, et la vapeur d'eau à travers laquelle on faisait passer la décharge s'obtenait simplement en chauffant le liquide générateur, dans le ballon A, jusqu'à environ 90° C. Des précautions spéciales étaient prises pour purger l'eau de tout gaz dissous. Le courant de vapeur s'élevant de la couche d'eau chassait des tubes les gaz produits par le passage de l'étincelle.

Fig. 14.



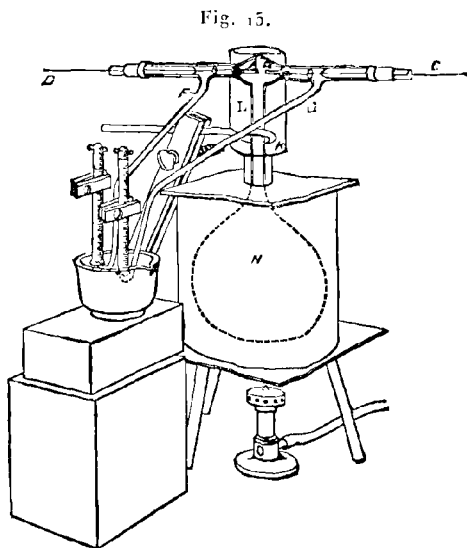
Une partie du gaz pourrait avoir pris naissance le long même du trait de feu de la décharge; mais l'oxygène et l'hydrogène, dans ce cas, seraient en proportions chimiquement équivalentes. Une partie des gaz chassés dans les tubes serait, toutefois, mise en liberté seulement aux électrodes mêmes : c'est uniquement cette dernière fraction du volume gazeux total que nous devons considérer, et faire entrer dans la relation simple qu'on peut établir avec la quantité d'électricité qui a traversé le gaz.

Dès qu'avait cessé la production d'étincelles, on analysait les gaz recueillis dans les éprouvettes : ils étaient d'abord soumis à l'action d'une forte étincelle qui en déterminait l'explosion. On se débarrassait par là de l'oxygène et de l'hydrogène, dont les proportions relatives étaient chimiquement équivalentes, et ainsi, de tous les gaz produits le long même de l'étincelle. Après l'explosion, les gaz restant dans les tubes étaient les excès d'oxygène et d'hydrogène, avec une petite quantité d'azote due au peu d'air qui avait été laissé dans le

ballon A au cours de l'expérience, ou qui avait été absorbé par l'eau. Les résultats de ces analyses montrèrent qu'il existe toujours un excès d'oxygène dans l'éprouvette en relation avec l'électrode positive, et un excès d'hydrogène dans celle qui communique avec l'électrode négative. On reconnut aussi que les quantités d'oxygène et d'hydrogène contenues respectivement dans chaque tube étaient très approximativement équivalentes, chimiquement, à la quantité de cuivre déposée au sein d'une solution de sulfate de ce métal, dans un voltamètre placé à la suite du tube de décharge.

Ces résultats me semblèrent assez importants pour que je crusse devoir les retrouver : J'apportai cependant quelques modifications au dispositif précédent, afin d'éviter diverses objections auxquelles la forme donnée par Perrot à ses expériences pouvait donner lieu.

Le dispositif employé est représenté *fig.* 15.

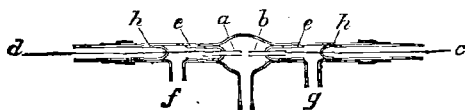


H est un ballon de verre, d'un volume de 1<sup>litre</sup>,25 à 2<sup>litres</sup>, contenant l'eau génératrice de la vapeur. Le col du ballon est

prolongé par un tube L, de 0<sup>m</sup>,75 de diamètre, de 0<sup>m</sup>,35 de longueur, qui s'y raccorde et y est soudé. Le sommet du tube L est aussi soudé au tube de décharge horizontal CD. Ce tube présente en son milieu un renflement en forme d'ampoule, à l'endroit où passe la décharge, de sorte que, si l'on vient à employer de longues étincelles, elles puissent ne pas se propager le long des parois du tube. La partie supérieure du tube L, près de son raccord avec CD, est entourée d'un brûleur annulaire, et la région du tube correspondante est garnie d'une enveloppe d'amiante. Par ce dispositif, on peut surchauffer la vapeur à la température de 140° à 150°.

Le détail des électrodes entre lesquelles passe la décharge est représenté *fig.* 16. Pour les parties métalliques *a*, *b*, il convient naturellement d'employer un métal qui ne soit pas

Fig. 16.



oxydé par la vapeur. La production d'une très petite quantité d'oxyde suffirait à ôter toute portée aux résultats.

Les tubes de verre *e, e* (*fig.* 16) cessent brusquement aux points *f, g*, où se raccordent les tubes de dégagement à celui de décharge. Ce dernier est fermé lui-même, à ses deux extrémités, par deux morceaux de tube *h, h*, qui y sont soudés. Des fils, reliés aux électrodes *c* et *d*, sont soudés de même dans les extrémités fermées de ces tubes. Il convient que ces bouts de tubes *h, h*, fermés à la lampe, soient aussi près que possible des dégagements *f, g*. En effet, de l'air pourrait très bien demeurer dans le tube *CD*, s'il y restait quelque place où la vapeur ne pût pénétrer. Les tubes *h, h* peuvent être, ou bien fondus et soudés au tube même où éclate l'étincelle, ou bien fixés à ce dernier au moyen d'un joint formé par un tube de caoutchouc.

Les tubes de dégagement *F, G* (*fig.* 15) sont soudés au tube de décharge en *f, g* (*fig.* 16). Ces tubes ont environ 5<sup>cm</sup>

de diamètre, et se terminent par d'étroites ouvertures. Il est essentiel que la vapeur et les gaz mélangés puissent s'échapper en quantités sensiblement égales, à travers les tubes F, G. Pour obtenir ce résultat, il convient de donner aux extrémités de ces tubes des dimensions égales en longueur et en largeur. On atteint ce but en étirant un morceau de tube, qui était à l'origine du diamètre adopté pour F, G, et en le coupant au milieu de la partie rétrécie. Les deux moitiés sont alors soudées ou fixées au moyen d'un tube de caoutchouc, aux tubes F et G. Les extrémités recourbées des tubes sont ensuite retournées vers le haut, et débouchent sous le mercure, dans le vase M (*fig. 15*). Sur ces extrémités, on a disposé des tubes d'eudiomètre gradués; ceux-ci sont d'abord remplis, au commencement de l'expérience, de mercure qui ne tarde pas à être déplacé par l'eau provenant de la condensation de la vapeur circulant dans les tubes.

La chaleur produite par cette condensation n'avait pas un rôle tout à fait inutile : elle élevait à environ 80° la température de l'eau contenue dans les tubes de l'eudiomètre où l'on recueillait le gaz. Par suite, puisque, d'une part, l'eau chaude absorbe l'oxygène en proportions beaucoup plus faibles que l'eau froide, que d'autre part, on n'observe rien de tel avec l'hydrogène, cette élévation de température diminuera donc l'effet perturbateur dû à la plus grande absorption, pour l'oxygène que pour l'hydrogène, présentée par l'eau sur laquelle sont recueillis les gaz.

Ce dispositif nous fait voir, sous une forme très frappante, l'effet produit par l'électrisation sur la condensation d'un jet de vapeur. Quand on laisse ouverts à l'air les tubes de dégagement, le courant de vapeur, après s'être échappé des becs des tubes, persiste sous cette forme sur une longueur de quelques pouces avant de s'être suffisamment condensé pour former un nuage. Cependant, aussitôt que la bobine entre en action et que les étincelles passent, il se forme des nuages bruns qui se développent jusqu'à la sortie même des tubes. Le nuage qui prend alors naissance dans la vapeur s'échappant du côté de l'électrode négative, est plus dense que celui qui se forme aux dépens de la vapeur provenant de l'autre direction,

On a pris de grandes précautions pour se débarrasser de toute quantité d'air qui aurait pu se trouver dans l'appareil ou se dissoudre dans l'eau. Les étincelles étaient produites par une forte bobine d'induction. Après s'être assuré que tout l'air a été expulsé du ballon et de l'eau et que les débits des courants gazeux sont à peu près les mêmes, on dispose les tubes eudiométriques, pleins de mercure, sur les extrémités des tubes de dégagement. On place ensuite un voltamètre à eau, à la suite du tube de vapeur, et l'on met la bobine en activité.

La vapeur qui monte dans les tubes eudiométriques se condense et se transforme en eau chaude, qui déplace bientôt le mercure. Le mélange d'oxygène et d'hydrogène produit par l'étincelle monte dans l'eudiomètre. On le recueille sur l'eau chaude, et on le fait détoner sous l'action des étincelles d'une machine de Wimshurst. Les gaz ne disparaissaient du reste pas entièrement quand passaient les décharges. Une petite fraction du volume du gaz subsistait après chaque explosion, et le volume restant était plus faible dans un tube que dans l'autre. La quantité de gaz résiduel dont le volume était le plus grand fut, par analyse, reconnue être de l'hydrogène; l'autre gaz était de l'oxygène. Quand on avait recueilli une quantité de gaz suffisante, on la soumettait à l'analyse. Le résultat de cette opération fut le suivant : Quand les étincelles n'étaient pas trop longues, le résidu gazeux dans un tube était constitué par de l'oxygène pur, dans l'autre, par de l'hydrogène également pur. S'il existait, en outre, quelque autre gaz, son volume était trop petit pour que sa présence pût même être décelée par les expériences faites. Quand les étincelles étaient très longues, on constatait toujours la présence d'un autre gaz, en quantité considérable, parfois.

Les résultats obtenus par la méthode précédente varient beaucoup dans leur nature suivant la longueur de l'étincelle. Pour étudier ces effets d'une manière méthodique, nous les rangerons respectivement dans l'une des classes suivantes : courtes étincelles, — étincelles moyennes, — longues étincelles.

Les longueurs critiques pour lesquelles une étincelle passe

d'une classe dans une autre, dépendent de l'intensité du courant qui traverse la vapeur, et aussi de la puissance de la bobine d'induction, comme de celle de la batterie qui l'alimente. Les trois classes d'étincelles (longues, courtes, moyennes) doivent être entendues comme relatives à la bobine d'induction particulière, et au courant spécial employés dans ces expériences. Avec une bobine plus puissante, un courant plus intense, ces limites devraient être élargies : avec un mode expérimental moins énergétique, il faudrait les restreindre.

### Courtes étincelles.

Nous commencerons par décrire toutes les expériences faites avec de courtes étincelles, c'est-à-dire celles dont la longueur est comprise entre 1<sup>mm</sup>,5 et 4<sup>mm</sup>. Dans ce cas, l'apparence de l'étincelle présente tous les caractères de la décharge par arc. La décharge affecte la forme d'une colonne épaisse, aux extrémités mal délimitées ; et, si l'on vient à faire éclater l'étincelle dans un courant d'air, cette décharge, sous l'influence du courant, prend l'aspect d'une sorte de large flamme.

Pour ces courtes étincelles, ou pour ces *arcs*, comme il convient plutôt de les appeler, on a pu établir l'exactitude de ces deux lois :

1° Aux erreurs d'expériences près, les volumes des excès d'oxygène dans un tube, d'hydrogène dans l'autre, restant après l'explosion du mélange gazeux, sont respectivement égaux aux volumes d'hydrogène et d'oxygène libérés dans un voltamètre placé en série avec le tube que suit la vapeur.

2° L'excès d'hydrogène apparaît dans le tube qui est en relation avec l'électrode positive, l'excès d'oxygène dans celui qui communique avec l'électrode négative.

### Étincelles moyennes.

Quand la longueur d'étincelle est plus grande que  $4^{\text{mm}}$ , le premier des deux résultats précédents cesse d'être exact. Le second, à savoir que l'hydrogène se rassemble du côté de l'électrode positive, reste vrai jusqu'à ce que les étincelles aient une longueur d'environ  $11^{\text{mm}}$ . Mais au lieu que l'hydrogène dû à la vapeur soit sensiblement en même quantité que celui provenant de l'eau, ce premier volume, lorsque l'accroissement de longueur des étincelles n'est pas trop considérable, est beaucoup plus grand.

L'augmentation du rapport de la quantité d'hydrogène dû à la vapeur, à celle provenant du voltamètre, ne se maintient pas quand la longueur de l'étincelle doit encore s'accroître. Lorsque celle-ci atteint  $8^{\text{mm}}$ , ce rapport commence à diminuer très rapidement, et à mesure que la longueur d'étincelle augmente, nous arrivons bientôt à une longueur d'étincelle pour laquelle l'apparition d'oxygène ou d'hydrogène dans le tube de dégagement relié à l'électrode positive devient purement fortuite.

### Longues étincelles.

Quand la longueur de l'étincelle dépasse cette valeur critique, l'excès d'hydrogène, au lieu d'apparaître, comme pour les étincelles plus courtes, à l'anode, se dégage au contraire à la cathode. L'excès d'oxygène, dans le même temps, passe de l'électrode négative à l'électrode positive. Ainsi donc, les gaz dégagés, quand la longueur de l'étincelle est supérieure à sa valeur critique, apparaissent respectivement aux mêmes pôles où se manifesterait leur existence, dans la décomposition d'un électrolyte ordinaire. Avec des étincelles plus courtes, on a vu que ces gaz apparaîtraient aux pôles de signe contraire.

Quant à ce qui concerne les proportions relatives d'hydro-

gène provenant de la vapeur d'eau, et de celui mis en liberté dans le voltamètre, je reconnus que, lorsque la longueur des étincelles est de quelques millimètres supérieure à la valeur critique, la quantité d'hydrogène provenant de la vapeur est approximativement la même que celle du voltamètre. La Table suivante contient quelques résultats de mesures faites dans ce sens.

Longueurs d'étincelles.	Hydrogène provenant de la vapeur.	Hydrogène provenant du voltamètre.
	cm <sup>3</sup>	cm <sup>3</sup>
10.....	0,7	0,8
12.....	0,75	0,9
14.....	0,8	1,1

Quand les étincelles ont une longueur qui dépasse 14<sup>mm</sup>, la quantité d'hydrogène provenant de la vapeur n'était plus égale à celle du voltamètre. Les résultats, cependant, étaient peu concordants, et, comme nous l'avons signalé déjà, on remarquait toujours la présence d'un gaz (de l'azote?) en quantité considérable, mêlé à l'hydrogène et à l'oxygène.

Les résultats précédents nous montrent que, dans l'électrolyse de la vapeur d'eau, comme dans celle de l'eau, il existe une relation très étroite entre les volumes d'oxygène et d'hydrogène libérés aux électrodes et la quantité d'électricité ayant passé à travers la vapeur : de plus, pour certaines longueurs d'étincelles, elle est la même pour la vapeur que pour les électrolytes. Il y a toutefois cette remarquable différence entre l'électrolyse de la vapeur d'eau et celle de l'eau, que dans le cas du liquide l'hydrogène se dégage toujours au pôle négatif, l'oxygène au pôle positif. Dans le cas de la vapeur, au contraire, les deux gaz apparaissent simultanément, tantôt à une même électrode, tantôt à une autre, suivant la nature de l'étincelle.

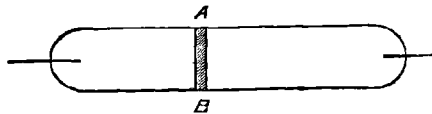
La méthode précédente est applicable seulement dans un nombre de cas très limité : c'est une condition essentielle de réussite pour la méthode, de pouvoir éliminer les gaz non décomposés, aussi bien que ceux qui, après décomposition, sont en proportions chimiques équivalentes. Cette élimination est



possible quand le gaz en expérience est de la vapeur d'eau qui se condense après avoir quitté le tube de décharge. On peut alors provoquer l'explosion du mélange d'oxygène et d'hydrogène produit par la décomposition de la vapeur. Il n'existe cependant pas, pour ainsi dire, d'autre gaz pour lequel ces conditions soient rigoureusement remplies. Quand on ne poursuit qu'une recherche qualitative, on peut adopter des méthodes d'une portée beaucoup plus générale. Ainsi, prenons pour tube de décharge un morceau de tige thermométrique de très fin calibre, aux extrémités duquel on a soudé deux petites ampoules en guise d'électrodes. Remplissons-le de gaz acide chlorhydrique à basse pression : la décharge présente d'abord une apparence d'un gris verdâtre uniforme. Toutefois, quand elle a passé depuis un certain temps déjà, la couleur du tube change : celle-ci devient verte dans le voisinage de l'électrode positive, et rouge vers la négative. Or, quand on fait passer une décharge à travers le chlore, la couleur de l'ampoule est verte; à travers l'hydrogène, elle est rouge. Ainsi, cette expérience nous prouve que, lorsque la décharge jaillit dans l'acide chlorhydrique, le chlore s'accumule à l'électrode positive, l'hydrogène à la négative.

Une autre méthode, susceptible de recevoir une application plus générale encore, consiste à employer un tube semblable à celui représenté *fig. 17*.

Fig. 17.



Il diffère d'un tube ordinaire de décharge, simplement en ce qu'il présente un plateau de métal A B, fixé en travers de sa longueur. Quand la décharge éclate dans le tube, l'une des deux faces du plateau fonctionne comme une électrode positive, l'autre joue le rôle de négative. Le tube est monté de telle sorte qu'un observateur, placé au spectroscopie, puisse aisément, au moyen d'un levier, mouvoir ce tube et amener

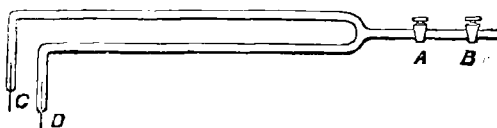
l'une ou l'autre des faces du plateau devant la fente de l'instrument. Remplissons le tube avec un gaz composé : si la pression y reste comprise entre certaines limites, nous observerons, sur la face du plateau qui agit comme une électrode positive, la présence des lignes spectrales de l'élément électro-négatif du gaz composé : ces lignes sont très marquées. Au contraire, celles de l'élément électro-positif du gaz sont très faibles ou même absentes. Sur la face opposée du plateau, qui fonctionne comme électrode négative, les résultats sont renversés. Les lignes de l'élément électro-positif sont fortement marquées, celles de l'élément électro-négatif très faiblement. Ainsi donc, si l'on a rempli le tube de gaz acide chlorhydrique, les lignes de l'hydrogène sont plus brillantes sur la face négative du plateau que sur la face positive. Au contraire, celles du chlore sont plus marquées sur la première face que sur la seconde.

Avec un tube rempli de gaz ammoniac, les lignes de l'hydrogène apparaissent brillantes sur la face négative du plateau : on constate leur absence sur la face positive. Sur cette dernière, on remarque le spectre du pôle positif de l'azote, sur l'autre, le spectre du pôle négatif du même gaz, et, en plus, celui de l'hydrogène.

#### Transport d'un gaz au sein d'un autre gaz.

Cette opération peut s'effectuer en employant un tube spécial analogue à celui représenté par la *fig.* 18. Il est fait d'une

Fig. 18.



tige de thermomètre très finement calibrée. Les extrémités de ce tube, auxquelles sont du reste soudées les électrodes,

sont recourbées vers le bas, de manière à rester parallèles l'une à l'autre, et assez rapprochées pour qu'un léger mouvement du tube suffise à amener l'une ou l'autre des extrémités devant la fente d'un spectroscopé. Un tube latéral, muni de deux robinets A et B, est soudé au tube principal; dans l'espace compris entre ces robinets, une petite quantité de gaz peut être emprisonnée : en ouvrant le robinet A, on la dirige dans le tube à branches parallèles. Si l'on remplit ce tube avec de l'hydrogène à basse pression, et qu'on y envoie un peu de chlore, on trouve, après avoir laissé passer la décharge pendant un certain temps, que le spectre du chlore apparaît à l'électrode positive, et y présente un vif éclat. Mais on ne peut déceler trace de son existence à l'électrode négative. En renversant le sens du courant dans la bobine, on constate que le premier effet de cette inversion de polarité est de donner à l'ancienne électrode positive (celle qui fonctionne alors comme négative) un spectre du chlore d'un bien plus grand éclat. Cet effet, cependant, ne dure qu'une seconde ou deux : le spectre du chlore s'évanouit rapidement, et, pendant quelque temps, il demeure invisible à l'une et à l'autre électrode : il reparait toutefois bientôt à la nouvelle électrode positive, le chlore ayant été transporté d'un pôle à l'autre. Cette expérience peut être répétée autant de fois qu'on le veut.

Si l'on introduit un peu de vapeur de sodium dans un tube rempli d'air, le tube étant d'ailleurs placé dans un bain de sable, pour empêcher la vapeur de sodium de se condenser sur ses parois, on remarque que le métal se déplace vers l'électrode négative. Ainsi le sodium chemine en sens inverse du chlore. Ces expériences suggèrent l'idée que la séparation des deux gaz A, B est due à la décomposition, par cette même décharge, de la combinaison formée par A et B, et dans laquelle les atomes A ont une charge d'un signe déterminé, les atomes B, une charge de signe contraire : ces atomes, chargés d'électricité, se déplacent en sens inverse, sous l'action d'une force électromotrice existant dans ce tube.

---



## III.

## RAYONS CATHODIQUES.

Au nombre des phénomènes les plus intéressants et aussi les plus importants liés au passage de l'électricité dans les gaz, il faut ranger en première ligne la classe des effets dus aux rayons cathodiques.

Plucker <sup>(1)</sup> semble avoir été le premier à observer, en 1859, la phosphorescence verdâtre développée sur les parois du tube, près de l'électrode négative. Il l'attribua aux rayons divergents qui émanent de la cathode, se dirigent vers les parois du tube, s'y réfléchissent, et reviennent ensuite vers l'électrode négative. Il trouva que ces rayons manifestent à l'action d'un aimant une sensibilité différente de celle présentée par la décharge qui aboutit à l'électrode positive.

Hittorf <sup>(2)</sup>, qui a beaucoup étendu le champ de nos connaissances sur ce point, reconnut que l'agent, quel qu'il fût, auquel était due la phosphorescence, était arrêté par l'interposition d'un solide ou d'un liquide, conducteur ou isolant, placé entre la cathode et les parois du tube. Comme résultat de ses recherches, il parvint à cette conclusion que les différents points de la surface de l'électrode négative sont les origines d'un mouvement qui, dans un gaz, se développe uni-

(1) PLUCKER, *Pogg. Ann.*, 407, p. 77; 1859. — 416, p. 45; 1862.

(2) HITTORF, *Pogg. Ann.*, 136, p. 8; 1869.

formément à l'image d'un système de radiations, et dont la forme coïncide à cet égard avec celle d'un mouvement ondulatoire.

Goldstein (1) fut le premier après Hittorf à traiter le même sujet. Il confirma l'observation due au précédent, qu'un corps placé entre les parois du tube et une cathode en forme de pointe, projette sur ces parois une ombre bien définie. Il découvrit ainsi que l'on pouvait obtenir des ombres à contours francs, sinon très durs, en prenant une cathode de surface assez étendue et placée à une courte distance de l'objet. Ceci nous porterait à croire que les rayons qui déterminent la phosphorescence du verre doivent être émis sous une direction presque normale et non, comme la lumière, dans tous les sens. En effet, si l'on conçoit la cathode remplacée par une source de lumière, cette surface n'aurait pu que bien difficilement projeter sur les parois du tube une ombre nette d'un petit corps placé près d'elle. Goldstein, qui a introduit dans la science l'appellation de *rayons cathodiques*, les regarde comme des ondes éthérées, pour la propagation desquelles la présence du gaz n'est même pas nécessaire.

Crookes (2) étudia les mêmes phénomènes. On lui doit plusieurs découvertes décisives que nous décrirons en détail, quand nous discuterons les propriétés de ces rayons. Ce physicien proposa une théorie différente. Il regardait ces radiations comme les trajectoires de particules chargées négativement, projetées à angle droit de la cathode, avec une vitesse considérable. Ces rayons, par leur choc contre les parois du tube, donnent naissance à des effets de phosphorescence et à un développement de chaleur. On peut les faire dévier de leur route au moyen d'un aimant. Celui-ci exerce, en effet, sur un corps chargé en mouvement, une force perpendiculaire à la fois à la direction du déplacement et à celle du champ magnétique.

---

(1) GOLDSTEIN, *Monat. der Berlin. Akad.*, p. 284; 1876.

(2) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part I, p. 135, Part II, p. 577; 1879.

### Propriétés des rayons cathodiques.

Les rayons cathodiques, dans leur rencontre avec les parois de verre du tube de décharge, en déterminent la phosphorescence. La nuance de la lueur phosphorescente obtenue dépend de la nature du verre employé. Ainsi un tube de verre à base de soude nous donne une phosphorescence d'un jaune verdâtre; un verre au plomb, une lueur bleue. Les rayons cathodiques produisent aussi des effets lumineux dans le gaz qu'ils traversent. Une expérience, que nous décrirons plus loin, nous montrera que l'éclat lumineux, dans le gaz, n'est pas toujours proportionnel à celui de la phosphorescence du verre. Quelques-uns des rayons issus de la cathode, qui produisent de brillants effets de phosphorescence en tombant sur les parois de verre du tube, ne déterminent qu'une très faible illumination du gaz qu'ils traversent.

Un très grand nombre de substances deviennent phosphorescentes quand on les expose à l'action des rayons cathodiques. Le spectre de la lumière phosphorescente fournie par ces corps est d'ordinaire continu. M. Crookes a trouvé cependant que, lorsque les rayons cathodiques tombent sur quelques-unes des terres rares, telles que l'yttrium, ces substances manifestent l'existence d'un spectre à bandes brillantes. Il a fondé, du reste, sur cette observation, une méthode spectroscopique d'une grande portée, dans l'étude des terres rares. Un exposé de la méthode est donné par M. Crookes dans son Travail sur la *Spectroscopie de la matière radiante*. (*Phil. Trans.*, Part III, 1883; Part II, 1885.)

Dans la plupart des cas, la lumière donnée par les corps phosphorescents, sous l'influence des rayons cathodiques, n'est pas polarisée. Toutefois, des cristaux de minerai d'étain, quand ils sont excités, émettent de la lumière phosphorescente polarisée. Le plan de polarisation de la lumière incidente est parallèle à l'axe du cristal. Au contraire, des cristaux d'hyacinthe donnent une lumière phosphorescente où les rayons ordinaires affectent une couleur différente de celle des rayons

extraordinaires. Dans un échantillon de ce cristal, le rayon ordinaire avait une nuance rose pâle; le rayon extraordinaire, une teinte bleu-lavande. Dans un second échantillon, le rayon ordinaire était bleu pâle, le rayon extraordinaire violet foncé. Dans un troisième, le rayon ordinaire était jaune, l'extraordinaire d'un bleu violet foncé. Dans certains cas, la chute des rayons sur une substance produit une modification très nette de la couleur, preuve certaine d'un changement apporté dans la constitution même du corps impressionné.

Tel est le cas avec les chlorures de mercure, d'argent, de plomb et, comme Goldstein (1) l'a montré, avec les sels haloïdes des métaux alcalins. Wiedemann et Schmidt (2) ont attribué le changement de couleur, dans ce dernier cas, à la formation d'un sous-chlorure.

Dans les exemples qui précèdent, le changement dans la composition chimique est rendu bien manifeste par l'altération de la couleur. Il y a d'autres cas, cependant, où, bien qu'il ne se produise pas de changement de couleur, on possède d'autres preuves qu'une modification a pris naissance dans la composition de la surface impressionnée. Tels seraient les phénomènes étudiés par Wiedemann, sous le nom de *thermo-luminescence*. Certains corps exposés à l'action des rayons cathodiques, pendant un temps déterminé, ont retenu, d'après ces expériences, la faculté de devenir lumineux à une température de beaucoup inférieure à celle pour laquelle ils commenceraient à manifester leur éclat, dans leur état normal. Ces substances gardent cette propriété des semaines et des mois entiers après leur exposition à l'action des rayons cathodiques. Les résultats obtenus semblent prouver que diverses modifications chimiques se sont produites, au sein de la substance, et que sa transformation graduelle et son retour à l'état primitif se sont accompagnés d'une émission de lumière; ou bien encore, dans cet état spécial, la substance peut, sous l'influence de radiations calorifiques obscures, émettre des radiations lumineuses.

---

(1) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, 54, p. 371; 1895.

(2) *Wied. Ann.*, 54, p. 618; 1895.



La nature du gaz laissé dans les ampoules où prennent naissance les rayons cathodiques semble n'avoir aucune influence sur la couleur de la lumière phosphorescente produite, ni sur les changements de teinte des sels haloïdes des métaux alcalins. Diverses substances appartenant à la classe de celles appelées par Van't Hoff <sup>(1)</sup> *solutions solides*, présentent, sous l'action des rayons cathodiques, cette phosphorescence à un degré frappant. Ces solutions solides se forment lorsque deux sels, dont l'un est en très grand excès par rapport à l'autre, sont simultanément précipités d'une solution. Dans ces conditions, la liaison entre les éléments semble plus intime que dans le cas de mélanges chimiques obtenus par les voies mécaniques ordinaires : il se forme alors une substance d'une très grande activité phosphorescente quand on l'expose aux rayons cathodiques.

L'influence exercée sur la phosphorescence développée chez certaines substances, par l'addition à celles-ci d'une trace d'un second élément, nous est montrée par les résultats réunis dans la Table suivante, qui est empruntée à un Travail de Wiedemann et de Schmidt <sup>(2)</sup>. Par le symbole  $\text{CaSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ , il faut entendre une solution solide renfermant une trace de  $\text{MnSO}_4$  dans un très grand excès de  $\text{CaSO}_4$ .

Noms des substances.	Couleur de la phosphorescence obtenue.
$\text{CaSO}_4$ pur . . . . .	Orangé pâle.
$\text{CaSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ . . . . .	Vert brillant.
$\text{BrSO}_4$ pur . . . . .	Pas de phosphorescence.
$\text{BrSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ . . . . .	Rouge brillant.
$\text{BaSO}_4$ pur . . . . .	Faible teinte violet foncé.
$\text{BaSO}_4 + x\text{MnSO}_4$ . . . . .	Bleu foncé.
$\text{MgSO}_4$ pur . . . . .	Rouge.
$\text{MgSO}_4 + 1$ pour 100 $\text{MnSO}_4$ . . . . .	Rouge foncé intense.
$\text{ZnSO}_4$ pur . . . . .	Blanc.
$\text{ZnSO}_4 + 1$ pour 100 $\text{MnSO}_4$ . . . . .	Rouge intense.
$\text{Na}_2\text{SO}_4$ pur . . . . .	Bleuâtre.

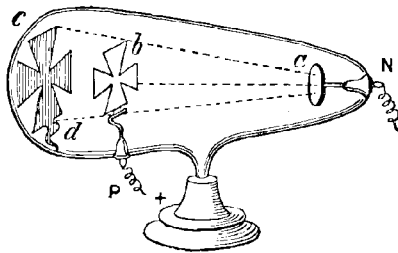
<sup>(1)</sup> VAN'T HOFF, *Zeitsch. f. physik. Chemie*, p. 332; 1890.

<sup>(2)</sup> *Wied. Ann.*, 56, p. 209; 1895.

Noms des substances.	Couleur de la phosphorescence obtenue.
$\text{Na}^2\text{SO}^4 + 5$ pour 100 $\text{MnSO}^4$ ..	Jaune brunâtre intense.
$\text{CdSO}^4$ pur.....	Jaune.
$\text{CdSO}^4 + 1$ pour 100 $\text{MnSO}^4$ ...	Jaune intense.
$\text{CaFl}^2$ .....	Bleu pâle.
$\text{CaFl}^2 + x$ $\text{MnFl}^2$ .....	Vert intense.

Une autre preuve de ce fait que les rayons cathodiques déterminent dans les corps qu'ils rencontrent des modifications spéciales, effets qui persistent du reste pendant un temps considérable, nous est donnée par une observation de Crookes (<sup>1</sup>). Ce physicien remarqua que le verre qui a fourni déjà une longue émission de lumière phosphorescente semble fatigué, en quelque sorte, et subit moins facilement l'action des rayons cathodiques. Dans l'expérience représentée *fig. 19*, l'ombre produite par une croix de mica se projette

Fig. 19.



sur les parois du tube. Or si, après avoir laissé l'expérience se poursuivre un certain temps, on abat la croix, ou si l'on emploie une nouvelle cathode telle que les trajectoires des rayons qui en émanent ne rencontrent plus la croix, on en verra bien l'image dessinée sur le verre, mais cette image sera plus brillante que les régions voisines, au lieu d'être plus sombre. Les parois du tube situées en dehors de l'image de cette croix, fatiguées par une longue phosphorescence, répon-

(<sup>1</sup>) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part II, p. 645; 1879.

dent en effet moins énergiquement à l'excitation que les autres parties de l'ampoule qui primitivement constituaient cette image. Crookes trouva que cet épuisement du verre pouvait se maintenir même après fusion et nouveau soufflage de l'ampoule.

Dans beaucoup de cas, la phosphorescence déterminée sur le verre n'est pas d'une intensité uniforme, mais quand on l'examine avec soin, on aperçoit une image granulée. Dans le cas où la cathode est un disque d'aluminium soudé au bout d'un long fil, le tube étant cylindrique et coaxial avec le fil, on peut souvent observer, dans la portion du tube qui devient phosphorescente sous l'action des rayons cathodiques, de fines bandes alternativement brillantes et sombres. Elles ressemblent quelque peu aux bandes obscures et lumineuses que l'on distingue dans les franges étroites de diffraction, en Optique. Ces bandes brillantes et sombres, et l'image, en quelque sorte quadrillée, de la croix due aux rayons cathodiques provenant du disque, ne doivent pas être attribuées à un défaut d'homogénéité dans le verre du tube, car on peut faire varier, au moyen d'un aimant, leur position sur la paroi. Il semble possible d'en faire remonter l'origine à des irrégularités de la cathode, produites peut-être par la décharge elle-même. Après un long service, une cathode possède une surface irrégulière, boursouflée et rugueuse. Les bandes longues, étroites et resserrées qu'on fait apparaître en prenant pour électrode un fil mince, seraient dues à de fines rayures du fil parallèles à son axe.

### **Effets thermiques produits par les rayons cathodiques.**

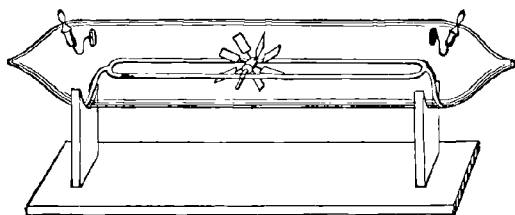
Ces rayons échauffent les corps sur lesquels ils tombent. En employant comme électrode négative une surface courbe, telle qu'une portion de cylindre creux ou un segment de sphère, on peut renforcer l'effet de ces rayons au point de porter au rouge un fil de platine placé au centre de la surface, et de fondre un morceau de verre mince quand on dirige sur lui le faisceau cathodique.

### Effets mécaniques produits par les rayons cathodiques.

M. Crookes (<sup>1</sup>) a montré qu'en envoyant ces rayons sur un petit moulinet à ailettes, tel que celui d'un radiomètre, on met l'appareil en mouvement.

L'effet mécanique dû à ces rayons est nettement mis en lumière par l'expérience représentée *fig. 20*. L'axe des

Fig. 20.



moulinets est monté sur des rails de verre. Quand on fait passer la décharge à travers le tube, les rayons cathodiques frappent les ailettes supérieures et le moulinet s'avance du pôle négatif vers le pôle positif, à travers le tube. Pour interpréter ces expériences, nous devons remarquer que, puisque les faces des palettes exposées au bombardement deviennent plus chaudes que les faces opposées, ces palettes agissent, à un certain point de vue, comme celles d'un radiomètre. Ainsi donc, aux effets purement mécaniques s'ajoutent des effets thermiques qui rendent le phénomène plus complexe.

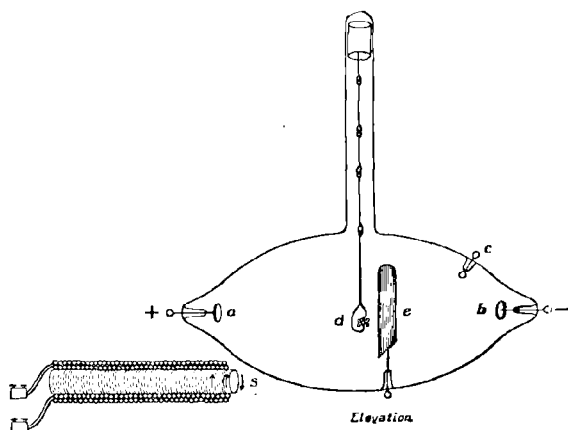
Dans une autre expérience due encore à M. Crookes, les palettes sont suspendues comme le montre la *fig. 21*.

Elles peuvent être protégées de l'influence des rayons cathodiques par un écran *e*. En inclinant le tube, les palettes peuvent être amenées, en partie ou entièrement, en dehors de l'ombre portée par l'écran. Quand elles sont tout à fait en

(<sup>1</sup>) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part I, p. 152; 1879.

dehors de l'ombre, elles ne se mettent pas en mouvement, car l'action du bombardement, par rapport au moulinet, est symétrique. Mais, quand une moitié des ailettes reste à découvert, et l'autre dans l'ombre de l'écran, elles se mettent à tourner

Fig. 21.



dans le même sens que si elles étaient exposées à un bombardement moléculaire émanant de l'électrode négative.

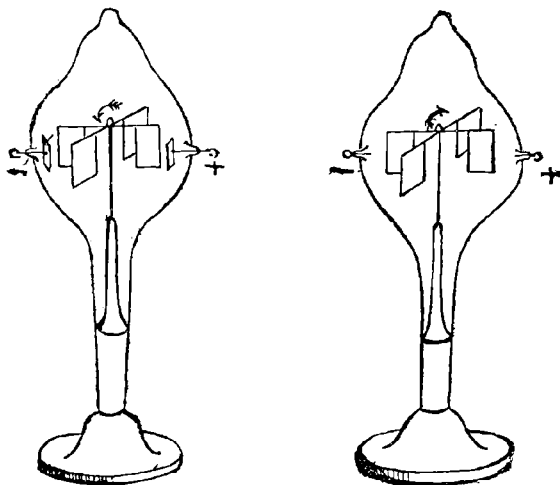
Les effets mécaniques dus aux rayons cathodiques sont nettement mis en lumière par les expériences suivantes dues à PuluJ (1). L'appareil est représenté *fig. 22*. Une petite roue de mica est suspendue au moyen d'une pointe d'aiguille pivotant sur une petite crapaudine de verre : deux électrodes cylindriques, de dimensions réduites, placées d'une manière dissymétrique, sont soudées dans le ballon de verre. La *fig. 23* représente une coupe de l'appareil. La roue tourne dans le sens suivant lequel se propagent les rayons cathodiques, c'est-à-dire à partir de l'électrode négative.

Si l'on remplace les électrodes planes par des fils, la roue de mica tourne en sens inverse. La *fig. 24* montre que ces

(1) PULUJ, *Radiant Electrode Matter*. (*Physical Society Reprint of Memoirs*, p. 275.)

résultats sont d'accord avec les expériences précédentes : en effet, en prenant des fils comme électrodes, la plus grande

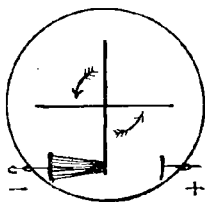
Fig. 22.



partie des rayons cathodiques émanent de la surface latérale du fil, et non de l'extrémité.

Crookes et Puluj ont fait tous deux usage dans leurs expé-

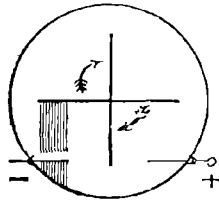
Fig. 23.



riences de la roue d'un radiomètre comme électrode négative, une des faces des palettes étant recouverte de mica. L'interprétation des résultats obtenus se ressent de la complexité des phénomènes eux-mêmes. Plusieurs causes secondaires entrent en jeu pour produire la rotation, en dehors de l'effet direct des

rayons cathodiques. Ainsi, par l'action de la décharge, les faces des palettes qui ne sont pas recouvertes avec du mica s'échauffent davantage que celles qui en sont pourvues. Cette action tendra, par suite, à faire tourner les palettes du côté de la face garnie de mica. De plus, ces rayons frappent les parois de verre des tubes. Celles-ci seront inégalement chauffées,

Fig. 24.



fées, et elles aussi tendront à imprimer une rotation aux palettes. Ces causes secondaires produisent, en réalité, des effets considérables, comme l'a montré Puluje, la rotation des palettes continuant, du reste, un certain temps après l'arrêt de la décharge. Comme contribution à l'étude de ces effets secondaires, les expériences de Crookes semblent montrer qu'il se produit, quand la région d'ombre atteint les parois du tube, un effet mécanique nouveau. Tout se passe comme si la portion du tube restée dans l'ombre était garnie d'une substance élastique attachée à l'électrode.

#### Action d'un aimant sur les rayons cathodiques.

Une propriété très intéressante de ces rayons est la faculté qu'ils possèdent d'être déviés de leur route par un aimant. La distribution de la phosphorescence sur le verre, dans le voisinage de la cathode, et la position de l'ombre projetée par les corps opaques sur les parois du tube, varient quand on promène un aimant dans son voisinage.

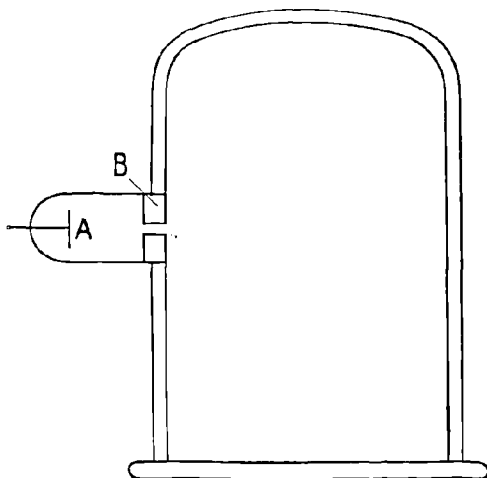
Les lois de l'action exercée par les aimants sur les rayons cathodiques ont été étudiées d'abord par Plücker, puis par

Hittorff et par Crookes. On peut résumer les résultats de leurs expériences en disant qu'elles sont tout à fait compatibles avec cette idée que les rayons ne feraient que figurer la trajectoire de particules chargées négativement; dans un champ magnétique, de tels éléments seraient, en effet, sollicités par une force perpendiculaire à la fois à la direction du mouvement et à celle de la force magnétique, et de grandeur proportionnelle au produit de la force magnétique, de la vitesse de la particule, et du sinus de l'angle formé par la direction de ces deux vecteurs.

Dans ce cas général, la trajectoire d'une particule serait une hélice enroulée sur un cylindre dont l'axe aurait une direction parallèle à celle de la force magnétique. Dans le cas particulier où la projection de la vitesse est perpendiculaire à la force magnétique, la trajectoire de la particule serait un cercle situé dans un plan perpendiculaire à cette force.

J'ai effectué récemment une série d'expériences et de mesures relatives à l'action d'un aimant sur les rayons : j'ai

Fig. 25.



pu reconnaître que le dispositif représenté par la *fig. 25* convenait très bien pour cette étude. Pour cathode, j'avais pris le



disque A, placé dans un tube latéral, fixé à la cloche de verre au moyen de cire à cacheter. La base de la cloche consistait en un plateau de verre, également joint aux parois de cette cloche par le même artifice. La fenêtre commune à la cloche et au tube latéral était fermée par un cylindre de laiton s'ajustant parfaitement sur l'ouverture et formant un joint d'une grande solidité. On avait ménagé dans ce cylindre une fente, et l'on avait particulièrement soigné le joint, de manière à le rendre entièrement hermétique et à ne laisser d'autre ouverture que la fente entre la cloche et le tube latéral. On prenait pour anode ce cylindre qu'on reliait à la terre. Les rayons cathodiques partant du disque pénétraient dans la cloche à travers la fente ménagée dans le bouchon de laiton. Ils débouchaient dans cette cloche en face d'un plateau de verre vertical, entaillé au diamant suivant une série de petits carrés de 5<sup>mm</sup> de côté. Au moyen de ces petits carrés, il est facile de déceler le passage des rayons.

On plaçait le tube fixé à la cloche entre deux fortes bobines disposées comme dans un galvanomètre Thomson, de telle sorte que la distance entre les plans des deux bobines fût égale au rayon de celles-ci. Cette disposition donne, comme on le sait, une répartition très uniforme du champ magnétique. Les bobines étaient disposées de telle sorte que leurs plans fussent parallèles à la direction du faisceau des rayons cathodiques. Celle de la force magnétique du champ créé par les bobines était donc perpendiculaire à la route suivie par ces rayons.

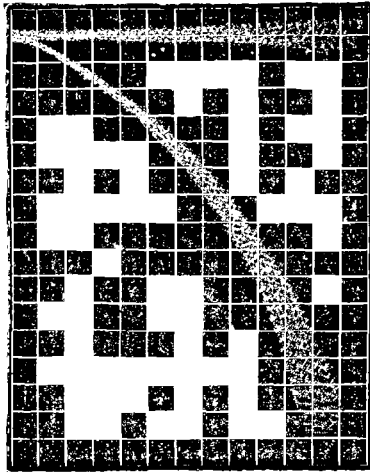
On a trouvé que les rayons cathodiques, dans leur passage à travers le gaz, produisaient des effets lumineux assez intenses pour permettre qu'on les photographiât, avec un temps de pose de vingt à trente minutes. Pour photographier les petits carrés tracés sur la surface du plateau, on employait la lumière du magnésium, obtenue par la combustion d'un fil de ce métal.

On produisait la décharge au moyen d'une bobine d'induction. Un voltmètre vertical du système Kelvin, en relation avec l'anode et la cathode, donnait la différence de potentiel moyenne entre ces deux électrodes. Le courant traversant les

bobines génératrices de ce champ magnétique, se mesurait au moyen d'un ampèremètre. La *fig. 26* représente un spécimen des photographies obtenues avec ce dispositif.

Il convient d'insister sur quelques résultats qui semblent indépendants de la pression employée. En premier lieu, le fais-

Fig. 26.



ceau cathodique qui, en l'absence du champ magnétique, affectait la forme d'un mince pinceau de rayons, s'élargit, dans le cas où apparaît ce champ, en prenant celle d'un éventail. Sous cette nouvelle forme, le faisceau de rayons peut déterminer la phosphorescence de 2 ou 3 pouces de la surface du verre de la cloche, bien qu'en l'absence de force magnétique la largeur de la tache phosphorescente ne dépasse pas  $\frac{3}{16}$  de pouce.

Il semblerait ainsi que le pinceau primitif ne fût qu'un mélange de rayons de diverses natures qui ont à subir, dans le champ magnétique, des déviations différentes.

De plus, quand le faisceau s'est épanoui sous l'action de ce champ, la lumière produite semble manifester une tendance à accroître son intensité suivant certaines lignes, de telle

sorte que les régions lumineuses du gaz présentent une apparence striée, due à la présence de raies brillantes et sombres. Cet effet est encore plus marqué dans la phosphorescence du verre que dans celle du gaz : la phosphorescence produite sur les parois du tube montre une série de taches brillantes sur un fond plus faiblement lumineux. L'apparence striée de la phosphorescence du verre fut observée d'abord par Birkeland et appelée par lui *spectre magnétique* : elle offre, en effet, l'aspect d'un spectre qui posséderait une série de bandes brillantes dans le vert.

L'examen des photographies obtenues a montré que l'intensité de la phosphorescence développée dans le verre à l'extrémité d'un rayon n'est pas proportionnelle à l'éclat de l'illumination produite tout le long de la trajectoire du gaz. Dans certains cas même, où la phosphorescence était particulièrement éclatante sur le verre, l'illumination produite dans le gaz par le trajet d'un rayon était si faible qu'elle ne pouvait être révélée par la photographie. En général, les rayons qui sont les plus déviés sont ceux qui déterminent dans le gaz la plus grande illumination. (*Note XII.*)

### Parcours des rayons dans les différents gaz.

On a pu obtenir beaucoup de photographies du parcours suivi par ces rayons dans l'air, l'hydrogène, le gaz acide carbonique, l'iodure de méthyle. On a trouvé que, si l'on compare les chemins suivis par ces rayons, non pas sous les mêmes pressions, mais sous des pressions telles qu'elles donnent la même différence de potentiel moyenne entre les électrodes, les chemins suivis par les rayons sont alors les mêmes dans les différents gaz. Cette identité des parcours n'est pas spéciale à ceux des rayons qui subissent la déviation la plus grande, mais les trajectoires, dans tous leurs détails, tels que la distribution des bandes sombres et brillantes, la position sur le verre des taches les plus éclatantes, sont les mêmes dans tous les cas, à tel point qu'en fait on ne pouvait distinguer,

pour divers gaz, les clichés obtenus du passage des rayons dans ces gaz de ceux relatifs à des gaz différents.

Nous pouvons comparer ces résultats à ceux obtenus par Lenard avec les rayons qui portent son nom : la déviation déterminée chez ces rayons par un aimant est indépendante de la nature et de la pression du gaz qu'ils traversent. Lorsque diminue la pression du gaz laissé dans le tube de décharge au sein duquel naissent les rayons cathodiques, la valeur de la différence de potentiel augmente, et de nouveaux rayons apparaissent, qui sont moins déviés que ceux produits sous des pressions plus élevées. La forme qu'affecte le phénomène quand la pression diminue suggérerait plutôt l'idée d'une production de rayons les moins déviés, et d'une diminution dans l'intensité des rayons qui le sont le plus facilement, qu'un simple affaiblissement de la déviation chez les rayons existant aux pressions plus élevées. En effet, des traces des rayons les plus facilement déviés subsistent après la réduction de la pression. Autrement dit, le contour inférieur de la tache phosphorescente projetée sur le verre de la cloche semble s'évanouir graduellement, et non remonter, quand la pression diminue.

Si l'on place en série avec le tube de décharge un interrupteur à étincelle, la région du verre de la cloche où la phosphorescence est la plus brillante se rapproche de plus en plus de la position fixe de la tache phosphorescente, au fur et à mesure qu'augmente la distance des pôles de l'interrupteur. Des traces, cependant, subsistent des rayons les plus déviés, qui sont prédominants, quand il n'y a pas d'interrupteur. On ne remarque point de déplacement de l'extrémité de la tache phosphorescente correspondant à la plus grande déviation. Son éclat devient beaucoup plus faible après la mise en circuit de l'interrupteur.

La courbure, en chaque point de la trajectoire suivie par les rayons cathodiques, semble être une fonction de la force magnétique en ce point. Ainsi, quand le champ magnétique dans lequel passent les rayons est dû à deux bobines, et que l'on place un aimant en fer à cheval assez près de la cathode pour contre-balancer en un point donné de l'intérieur de la cloche

la force magnétique due à ces deux bobines, la trajectoire des rayons présente un point d'inflexion à l'endroit où la force magnétique résultante s'annule.

Dans toutes les photographies prises du parcours de rayons cathodiques dans un champ magnétique, nous remarquons des rayons qui ont fourni un long trajet à travers la cloche, et qui n'ont eu à subir aucune déviation du fait de la présence d'un aimant. Ces rayons existent, quelle que soit la pression, quand celle-ci varie entre des limites très étendues. Ils ne semblent pas posséder le pouvoir de déterminer la phosphorescence dans les solides sur lesquels ils tombent, propriété qui est si caractéristique pour les rayons cathodiques. Je n'ai jamais pu affirmer l'absence absolue de toute phosphorescence produite par ces rayons tombant sur le verre de la cloche. S'il s'était manifesté quelque effet de cette nature, il aurait certainement été d'une faiblesse excessive, en comparaison de ceux produits par les rayons que dévient les aimants. Plus tard, pour élucider ce point spécial, j'ai placé dans la cloche, près de la fente, un écran sur lequel était disposée une fine membrane. Cette membrane, d'origine animale, provenait, à ce que je crois, de l'estomac d'un veau : elle était plus mince qu'aucun tissu de papier connu d'ordinaire. Les rayons tombaient sur la membrane, et l'on photographia tout le dispositif, avec un assez long temps de pose. Nulle trace de rayons, déviés ou non, ne se manifesta au delà de l'écran, mais les parties de la membrane exposées aux rayons déviés émirent une phosphorescence brillante, verdâtre, tandis que les régions soumises à l'action des rayons non déviés ne donnèrent pas de phosphorescence du tout.

Goldstein (1) reconnut qu'en employant une cathode perforée, on rencontrait certains rayons, près de cette cathode, qui n'étaient pas déviés par un aimant. De leur mode de production il tira leur nom (*Kanal-strahlen*). Ces rayons non déviés, tels que ceux que représente la *fig.* 26, justifient parfaitement le nom que leur a donné Goldstein. Autant que nous permettent de l'affirmer les étroites limites du do-

(1) GOLDSTEIN, *Berliner Sitzungsab.*, 39, p. 691 ; 1886.

maine de nos connaissances actuelles, ils ne possèdent d'autres propriétés que celle de déterminer, par leur passage au sein d'un gaz, l'illumination de ce milieu. Il est possible, du reste, que ce ne soient que des jets de gaz phosphorescents, contraints de passer à travers la fente, par l'énergique impulsion d'une sorte d'explosion à la cathode. (*Note XIII.*)

Les photographies nous révèlent l'existence très fréquente d'une bande de lumière assez courte, et fortement incurvée située au-dessous même des rayons qui passent à travers la fente. C'est, à mon avis, un exemple des phénomènes découverts par Goldstein. Ce physicien a montré que, lorsqu'une décharge électrique passe à travers un corps percé de trous, chacun de ceux-ci agit comme cathode secondaire, et émet des rayons cathodiques. Le même effet se rencontre, comme l'a montré Goldstein, quand le tube de décharge présente un fort étranglement. Dans l'expérience au cours de laquelle fut prise la photographie, la fente ménagée dans le bouchon séparant le tube latéral de la cloche semble jouer le même rôle que la perforation de la cathode, ou le rétrécissement du tube dans les expériences de Goldstein.

Quand on abaisse la pression autant que le permet la nécessité de ne pas supprimer complètement la décharge, les rayons cathodiques semblent partir du cylindre de laiton, qui fonctionne comme une cathode secondaire, en plus grand nombre qu'ils ne paraissent passer à travers la fente. Ce fait détermine un très curieux renversement de l'image phosphorescente d'une croix, donnée sur le verre de l'ampoule, aux pressions plus élevées. Quand la plus grande partie des rayons traverse la fente, la tache phosphorescente obtenue est une surface rectangulaire, correspondant à l'image de cette fente. Aux pressions les plus basses toutefois, quand les rayons semblent provenir principalement du bouchon de métal lui-même, la partie correspondante de l'image de la fente est sombre.

Dans quelques-unes de ces expériences, on observe, aux très basses pressions, l'apparition sur le verre d'une image phosphorescente, de forme sensiblement elliptique, et très brillante. La position en est telle que les rayons cathodiques qui la produisent ne pourraient passer à travers la fente.

Ceux-ci paraissent provenir des coins de la fente rectangulaire, situés du côté du bouchon le plus éloigné de la cathode. Cette tache disparaît aussitôt que le bouchon est relié à la terre.

Le trait le plus caractéristique de cette phosphorescence spéciale est de persister quelque temps encore, environ deux ou trois minutes, après que la bobine a cessé de fonctionner. La tache est déplacée par un aimant comme la phosphorescence due aux rayons cathodiques ordinaires. Le fait que les rayons cathodiques emportent une charge négative pourrait, à mon avis, expliquer ces effets. Les rayons cathodiques, porteurs de leurs charges négatives, rencontrent la paroi des tubes et le bouchon, où l'électricité négative s'accumule. Il en est ainsi jusqu'à ce que la densité de la masse électrique devienne assez grande pour permettre la décharge de l'électricité négative et la production de rayons cathodiques propres secondaires. Comme, du reste, un certain laps de temps est nécessaire à ces rayons pour emporter toute l'électricité négative disponible, ils continuent à prendre naissance pendant quelque temps encore après que la bobine a cessé de fonctionner.

On expliquerait de même l'accumulation d'électricité négative transportée par les rayons cathodiques, dans le cas d'une cathode perforée ou d'un étranglement pratiqué dans le tube de décharge.

### Forme de la trajectoire des rayons.

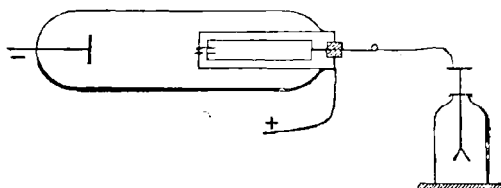
Les photographies montrent que la trajectoire des rayons qui déterminent l'illumination du gaz est à peu près circulaire quand ce gaz est placé dans un champ magnétique uniforme. Si la pression est quelque peu élevée, à une certaine distance du point de départ de ces rayons, la courbure de la trajectoire semble augmenter. C'est du reste ce qui arriverait si les rayons cathodiques n'étaient autre chose que des séries de particules électrisées, projetées de la cathode à travers la cloche. En effet, les collisions entre ces petits éléments chargés auraient

pour résultat de diminuer graduellement leurs vitesses, et d'augmenter par conséquent la courbure de leur trajectoire.

### Charge électrique emportée par les rayons cathodiques.

Les expériences suivantes faites par Perrin (1) montrent qu'un courant d'électricité négative s'établit le long du parcours des rayons cathodiques. Le dispositif employé est représenté *fig. 27*. La cathode a la forme d'un disque; l'anode, qui

Fig. 27.



est reliée à la terre, celle d'un cylindre de métal percé d'un trou sur la face du cylindre la plus rapprochée de la cathode. A l'intérieur de ce cylindre, et bien isolé de celui-ci, se trouve un second cylindre coaxial avec le précédent. Celui-ci, présente aussi un trou sur la face voisine de la cathode. La droite passant par l'axe commun des deux cylindres est perpendiculaire au plan de cette électrode négative. De la sorte, les rayons peuvent pénétrer aisément dans le cylindre intérieur.

Ce cylindre est relié métalliquement à un électroscope à feuilles d'or. Quand les rayons cathodiques pénètrent dans le cylindre intérieur, les feuilles de l'électromètre divergent sous l'influence d'une charge négative. Si cependant on fait dévier les rayons cathodiques de leur route au moyen d'un aimant, de telle sorte qu'ils ne puissent plus pénétrer dans le cylindre intérieur, les feuilles d'or de l'électromètre ne divergent plus,

(1) PERRIN, *C. R.*, CXXI, p. 1130; 1895.



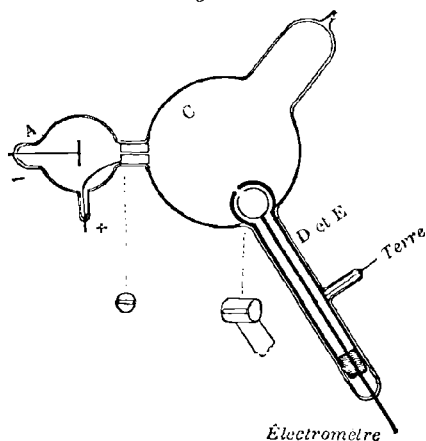
ce qui nous montre que, dans ce cas, il n'y a plus d'électrification à l'intérieur du cylindre. Ainsi le cylindre reçoit une charge négative, quand les rayons cathodiques pénètrent à son intérieur, tandis qu'il n'en prend point quand les rayons n'y pénètrent pas. Par suite, il semblerait prouvé que les rayons cathodiques sont le véhicule d'une certaine quantité d'électricité négative. Perrin a reconnu que la charge négative emportée par ces rayons était très forte. Ainsi, dans l'une de ses expériences, la charge reçue par le cylindre intérieur, pour chacune des interruptions du courant de la bobine, était assez élevée pour porter à un potentiel de 300 volts une capacité de 600 unités électrostatiques. Les expériences de Perrin nous font voir que la trajectoire des rayons cathodiques se confond avec celle d'une certaine charge négative, tant que ces rayons ne sont pas déviés. Mais elles ne nous montrent pas que les deux parcours soient encore identiques quand les rayons sont déviés par un aimant. On pourrait admettre que la charge fournie au cylindre soit due à des particules électrisées, émises perpendiculairement à la cathode, et dont le parcours coïncide aussi avec celui des rayons cathodiques, quand ceux-ci ne sont pas déviés par un aimant. Comme ces particules chargées sont détournées de leur route par un champ magnétique, le cylindre ne pourrait se charger d'électricité lorsqu'on disposerait un petit aimant dans le voisinage du tube de décharge. La présence de particules chargées peut même n'être qu'un phénomène contingent dont l'existence n'accompagne que fortuitement la production des rayons cathodiques, sans relation essentielle avec eux, et sans qu'il y ait nécessité pour ces particules d'épouser dans leur course toutes les sinuosités de la trajectoire des rayons. De même, un projectile peut accompagner la décharge d'une pièce de canon, bien qu'il ne constitue pas un élément essentiel de la production de la flamme au départ du coup. Pour répondre à ces objections, je modifiai l'expérience de Perrin <sup>(1)</sup>, et lui donnai la forme représentée par la *fig.* 28.

---

(1) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, IX, 1897.

Les rayons partent de la cathode A et passent à travers une fente ménagée dans une solide rondelle de laiton, s'ajustant à frottement doux sur le col du tube. Ce bouchon métallique est relié à la terre et fonctionne comme anode. Les rayons, après avoir dépassé la fente, cheminent dans le ballon C. Le dispositif employé pour mesurer la charge consiste en deux cylindres coaxiaux, D et E, isolés l'un de l'autre, et possédant

Fig. 28.



chacun une fente ménagée à leur extrémité, de manière à permettre le passage des rayons dans le cylindre intérieur. Celui-ci est relié à un électromètre. Le cylindre extérieur est en communication métallique avec la terre. Les deux cylindres sont placés sur la paroi de la grosse ampoule la plus éloignée de la cathode, mais en dehors de la trajectoire suivie par ces rayons. Avec ce dispositif, quand on met en marche la bobine d'induction, on remarque dans le cylindre intérieur une charge négative, en réalité très faible.

Parfois, cependant, aux pressions extrêmement basses, la charge développée dans le même cylindre intérieur était positive. Cette inversion semble due à ce fait que le cylindre extérieur fonctionne comme une cathode, et donne par suite une charge positive au cylindre intérieur. Les rayons catho-

diques étaient alors déviés par un aimant, et quand la tache phosphorescente, dont les dimensions s'étaient fortement accrues par l'action de l'aimant sur le faisceau cathodique, tombait sur la fente du cylindre extérieur, le cylindre intérieur recevait une forte charge négative. L'accroissement de la charge négative et l'apparition de la tache phosphorescente sont absolument simultanés. Quand la déviation subie, sous l'action de l'aimant, par la tache est assez forte pour l'amener plus bas que la fente, la charge négative développée précédemment dans le cylindre intérieur disparaît. Cette expérience nous fait voir que le flux d'électricité négative suit exactement le même parcours que les rayons qui déterminent la phosphorescence sur le verre.

Cette expérience nous montre aussi qu'en plus du courant d'électricité négative dont le parcours se confond avec celui des rayons cathodiques, le passage de ces rayons au sein d'un gaz lui impose un habitus spécial, grâce auquel il peut devenir conducteur de l'électricité. C'est ce que nous montre le fait suivant. Si nous mettons en jeu la bobine, et que nous dirigeons un faisceau de rayons cathodiques exactement sur le cylindre intérieur, la déviation négative de l'électromètre atteint une certaine valeur au-dessus de laquelle elle n'augmente plus, quelque long que soit le temps pendant lequel on laisse pénétrer les rayons dans le cylindre. De plus, si le cylindre intérieur a été pourvu d'une charge positive avant que les rayons aient eu à le rencontrer, dès que ceux-ci l'atteignent, il perd rapidement sa charge positive et en acquiert une négative. Au contraire, si le cylindre possédait à l'origine une petite charge négative, cette dernière augmentera quand les rayons cathodiques viendront à le rencontrer. Si cependant la charge négative initiale est très forte, le cylindre perd rapidement une partie de sa charge, quand on laisse parvenir jusqu'à lui les rayons cathodiques. Quelle que soit du reste cette charge, la déperdition cesse dès que le flux des rayons est arrêté. Si les rayons cathodiques ne jouaient d'autre rôle que celui de porter une charge négative, tout le temps que les rayons passeraient, le cylindre ne serait le siège d'aucune déperdition d'électricité négative, et il retiendrait de sa charge

toute la portion qu'il peut conserver, aussitôt après la suppression des rayons.

Ces expériences nous montrent que les rayons cathodiques, quand ils passent à travers un gaz, rendent celui-ci conducteur de l'électricité pendant tout le temps qu'on y maintient leur faisceau.

Ces résultats permettent de comprendre pourquoi, par exemple, ainsi que nous l'avons vu, les rayons cathodiques emportent une charge négative, et cependant ne sont pas déviés par l'action d'un champ électrique. L'absence de toute action exercée par une force électrostatique sur la forme de la trajectoire de ces rayons nous est montrée par l'expérience suivante qui est identique, en principe, à une autre plus ancienne, due à Hertz (1) : Au plateau de verre employé dans les expériences précédentes, pour déterminer le parcours des rayons dans un champ magnétique (*fig. 25*, p. 114), on avait fixé deux pièces de métal parallèles, de telle sorte que les rayons cathodiques, après avoir passé à travers la fente du bouchon de métal, pussent cheminer entre ces deux surfaces métalliques. Des fils soudés à ces plaques traversaient la cloche, et se reliaient aux pôles d'une batterie de petits éléments de charge. Par suite, les deux plateaux métalliques pouvaient être chargés à une différence de potentiel quelconque, sans naturellement qu'il fût possible de dépasser le potentiel limite pour lequel éclatait une étincelle d'un plateau à l'autre. La direction de la force électrique est perpendiculaire à ces plaques, et aussi perpendiculaire, par conséquent, au chemin suivi par les rayons. Le champ électrique tendrait ainsi à faire mouvoir les charges négatives vers le haut ou vers le bas, et à produire par suite un déplacement de la tache phosphorescente sur le verre. En effectuant cette expérience, on ne peut déceler aucune différence entre la position de la tache, que les pièces de métal soient portées à leur différence de potentiel maximum, ou qu'elles soient reliées l'une à l'autre, de manière à avoir le même potentiel. Il faut remarquer, cependant, que, lorsque les rayons cheminent à travers les plateaux, une décharge par

---

(1) HERTZ, *Wied. Ann.*, **19**, p. 782; 1883.

étincelle jaillit entre eux avec une facilité particulière. Par suite, la différence de potentiel maximum qu'on peut établir entre les plateaux de métal est seulement une petite fraction de celle qu'ils pourraient maintenir entre eux, si le gaz était dans son état normal. Or on peut approcher du parcours de ces rayons des corps chargés sans produire de déviation du faisceau, et si, comme il arrive parfois, la tache phosphorescente se déplace quand la fente à travers laquelle passent les rayons cesse d'être mise en communication avec la terre, ce phénomène semble dû à la production d'un second courant de rayons cathodiques, et la déviation subie par chacun d'eux est bien conforme aux résultats énoncés page 117. Ainsi les charges négatives, dans leur route à travers le milieu gazeux, ne semblent pas subir de déviation d'un champ électrique. C'est ce que devait nous faire prévoir cette propriété des rayons cathodiques de développer la conductibilité dans les gaz au sein desquels ils passent : de telle sorte que l'électricité négative se déplace au travers d'un milieu conducteur. Nous n'affecterons pas plus le parcours de ces rayons par l'intervention d'une force électrique externe que nous ne pourrions exercer d'influence sur la direction du courant dans un électrolyte, en maintenant un corps électrisé dans son voisinage.

On doit supposer cependant que, lorsque nous tenons les plaques de métal plongées dans le gaz et en relation avec une batterie d'une force électromotrice donnée, nous produisons une intensité de champ électrique égale à la différence de potentiel qui existe entre les plateaux, divisée par la distance qui les sépare, et cela, que le gaz soit conducteur ou non.

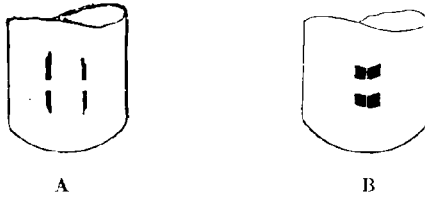
Nous devons nous rappeler toutefois que ces rayons ne remplissent pas tout l'espace compris entre les plateaux, et que le gaz des régions les avoisinant immédiatement possède sans doute une conductibilité bien meilleure que celui des parties les plus éloignées du faisceau. Par suite, la chute de potentiel dans la région en contact immédiat avec chaque électrode n'est probablement qu'une fraction infiniment faible de la valeur obtenue, en partant de cette hypothèse que le milieu entre plateaux possède une conductibilité uniforme.

### Répulsion mutuelle des flux de rayons cathodiques.

Goldstein (1) découvrit que, si l'on dispose dans un tube deux cathodes réunies métalliquement, les rayons issus de l'une des cathodes sont déviés de leur route dans le voisinage de l'autre.

Cette répulsion est bien nettement mise en lumière par l'expérience suivante, due aussi à Goldstein : Un plateau de métal, percé de deux trous, est disposé dans le tube de décharge entre deux fils parallèles qui peuvent jouer le rôle de cathodes. Cette plaque de métal est perpendiculaire au plan commun des deux cathodes : ce dernier plan passe donc par une droite équidistante des deux trous pratiqués dans le plateau. Supposons ce plateau de métal parallèle au plan de la

Fig. 29.



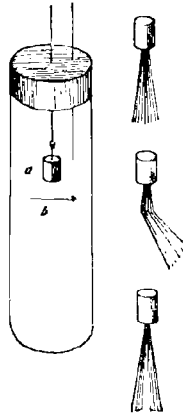
*fig. 29.* Imaginons aussi que l'un des fils soit en avant, l'autre en arrière de ce plan. Quand *a* joue le rôle de cathode, les rayons qui en émanent projettent deux taches phosphorescentes brillantes sur les parois du tube. Ces taches sont coupées par une ligne sombre qui est l'image de *b* (*fig. 29, A*). Quand, toutefois, *a* et *b* sont reliés métalliquement de façon que les deux fils fonctionnent chacun comme cathode, alors les deux moitiés de ces taches brillantes se repoussent l'une l'autre et elles présentent la forme donnée par la *fig. 29, B*. Ici encore, on peut expliquer cet effet en supposant que les rayons

(1) GOLDSTEIN, *Eine neue Form der electrischen Abstossung.*

émanant de  $a$ , et qui passent près de  $b$ , sont repoussés par le même fil  $b$ , dès que celui-ci joue le rôle de cathode.

La déviation subie par les rayons cathodiques eux-mêmes dans leur route à travers le gaz, en outre du déplacement subi par la tache qu'ils déterminent sur le verre, fut établie par Goldstein de la manière suivante : L'une des cathodes était un cylindre de métal creux (*fig. 30*), de l'intérieur

Fig. 30.



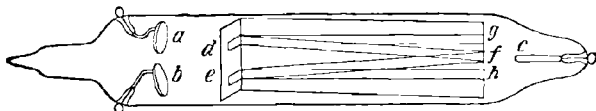
duquel sortait un faisceau de rayons cathodiques. L'illumination développée par ceux-ci dans le gaz accusait le chemin que suivaient ces rayons. La seconde cathode était un fil  $b$  perpendiculaire aux rayons cathodiques issus de  $a$ . Quand on supprime toute liaison de  $b$  avec  $a$ , le chemin suivi par les rayons cathodiques est une ligne droite. Mais, quand on relie métalliquement  $a$  et  $b$ , les rayons cathodiques qui émanent de  $a$  s'infléchissent très fortement dans le voisinage de la cathode  $b$ . Cette modification dans leur route est si tranchée, que le faisceau de rayons semble présenter une brisure au point correspondant de la trajectoire.

Goldstein reconnut que la grandeur de cette déviation ne dépend ni de la matière dont sont faites les électrodes, ni de la nature du gaz à travers lequel les rayons passent. La dé-

viation s'arrêtait, du reste, dès qu'on entourait d'un écran constitué par une substance solide quelconque la cathode perturbatrice.

Une expérience effectuée par Crookes (1), et dont le dispositif est représenté *fig. 31*, semble aussi nous fournir un exemple de ces phénomènes : *a* et *b* sont des disques de métal dont l'un ou l'autre peut indifféremment jouer le rôle de cathode. Un diaphragme percé de deux trous, *d* et *e*, est disposé en face des disques, et le chemin suivi par les rayons est tracé par la phosphorescence qu'ils font naître sur un plateau frotté de craie, et incliné d'un petit angle sur leur route. Quand *a*

Fig. 31.



constitue la cathode et que *b* reste inactif, les rayons suivent la route *df*. Lorsque, au contraire, *b* fonctionne comme cathode et que *a* reste inactif, les rayons cheminent suivant *ef*. Si, maintenant, *a* et *b* sont simultanément cathodes, les chemins suivis par les rayons sont respectivement *dg* et *eh* : les deux faisceaux de rayons se repoussent l'un l'autre. Crookes attribuait cette divergence des rayons à la répulsion qu'exercent entre elles les charges négatives qu'ils transportent. L'absence de toute déviation quand on amène un corps électrisé dans le voisinage du tube, montre que le gaz, à l'intérieur de ce même tube, possède des propriétés conductrices : il jouerait ainsi le rôle d'un écran protégeant l'un des faisceaux cathodiques contre l'effet de la force électrique développée par l'autre système de rayons.

En fait, Wiedemann et Ebert (2) ont prouvé directement, par une modification de l'expérience de Crookes, que la divergence des rayons n'est pas due à la répulsion mutuelle des charges électriques qui les accompagnent. Dans cette variante

(1) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part II, p. 652.

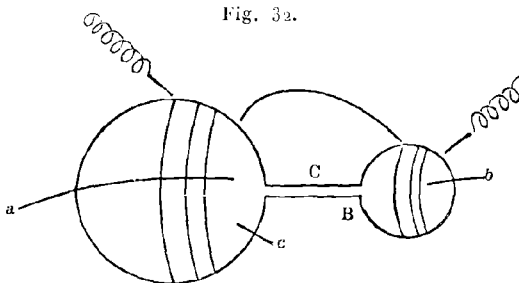
(2) WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, 46, p. 158; 1891.



des expériences précédentes, les fenêtres *d* et *e* sont munies de petits volets permettant de les fermer. Wiedemann et Ebert reconnurent que, lorsque *a* et *b* étaient simultanément cathodes, *eh* figurait la route des rayons passant à travers *e*, que la fenêtre en *d* fût ouverte ou non, bien qu'en réalité, quand elle était fermée, il n'y eût pas de rayons cathodiques cheminant suivant *dg*. La déviation subie par ces rayons paraît offrir un exemple du phénomène découvert par Goldstein, à savoir qu'une cathode repousse les rayons émis par l'autre cathode.

Les répulsions découvertes par Goldstein semblent, à mon avis, fournir une justification de cette théorie que la cathode, électrisée négativement, exerce une répulsion électrostatique sur l'électricité négative cheminant suivant les rayons. Cette répulsion ne s'exercerait du reste qu'au voisinage de la cathode, puisque le gaz dans les autres parties du tube est en réalité conducteur et incapable, de ce chef, de transmettre des actions électrostatiques. Suivant cette théorie, le gaz dans les environs de la cathode, serait dans un état différent de celui du reste de l'atmosphère du tube. Près de la cathode, le gaz est un isolant : dans les autres parties du tube, c'est un conducteur.

L'expérience suivante fait bien saisir les différences entre les propriétés présentées par le gaz dans le voisinage de la cathode, et celles qu'il possède dans le reste du tube. Dans la



*fig. 32*, A et B représentent deux ballons, un grand et un petit, reliés par un tube C. Deux fils, *a* et *b*, sont soudés dans les ballons A et B, respectivement, et peuvent jouer le rôle de

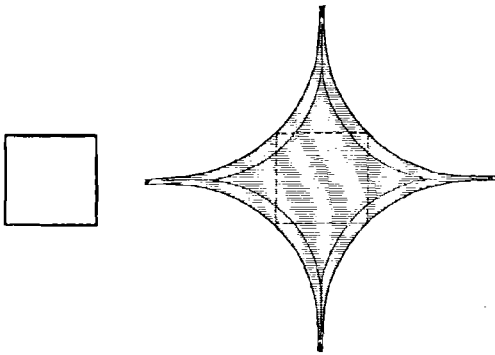
cathode. L'anode n'est autre que le fil *c*. Les ballons A et B sont reliés à des bobines de fil placées en série et reliées elles-mêmes aux armatures extérieures de bouteilles de Leyde. Les armatures intérieures de celles-ci sont en communication avec les pôles d'une machine de Wimshurst. Quand des étincelles éclatent entre ses pôles, les bouteilles de Leyde se déchargent, et des courants électriques circulent dans les bobines réunissant leurs armatures extérieures aux ballons A et B respectivement. Ces courants se renversent très rapidement, et donnent par suite naissance à des forces électromotrices alternatives de fréquence élevée, dans les régions avoisinantes. Si la pression du gaz dans les ballons A et B est très basse, ces forces électromotrices déterminent le passage d'une décharge à travers le gaz. La décharge produite de cette façon est la décharge annulaire. ( Voir J.-J. THOMSON, *Recherches récentes sur l'électricité et le magnétisme*, p. 92. )

Les ballons sont soumis à l'action d'une pompe à vide. On en arrête le jeu quand la pression est devenue telle que, si *a* et *b* jouent le rôle de cathode, le petit ballon B soit devenu complètement sombre, bien que l'obscurité n'ait pas encore atteint les parois du plus grand. On arrête alors la bobine d'induction employée jusque-là et l'on établit la décharge annulaire à travers les ballons A et B. On règle pour cela la longueur de l'étincelle fournie par la machine de Wimshurst, de façon à donner à la décharge un éclat tel qu'un changement dans son intensité puisse être aisément apprécié. On remet alors la bobine en marche, et l'on constate que la décharge annulaire s'arrête complètement dans le petit ballon, qui est entièrement plongé dans l'obscurité; dans le plus grand, au contraire, la décharge annulaire, qui passe en dehors de la région sombre, augmente beaucoup d'éclat. On reconnaît ainsi que la conductibilité du gaz est diminuée dans la partie sombre, et qu'elle est au contraire accrue en dehors de cette région, par le passage de la décharge. La conductibilité d'un gaz dans le voisinage de la cathode peut être assez faible, pour nous laisser admettre l'existence d'un effet de répulsion électrostatique et nous permettre de passer, de là, à la notion de la répulsion mutuelle de deux flux cathodiques, phénomène que nous venons de décrire.

Wiedemann et Ebert <sup>(1)</sup> ont montré non seulement que la région sombre offre une grande résistance au passage, à son intérieur, des rayons cathodiques, mais encore qu'elle éprouve une distorsion sensible sous l'influence de ces rayons.

La répulsion de flux cathodiques voisins et parallèles semble jouer un grand rôle dans la production des images phosphorescentes obtenues par Goldstein <sup>(2)</sup> avec des cathodes de différentes formes. Dans beaucoup de ses expériences il a adopté pour cathodes des surfaces sphériques creuses de 40<sup>mm</sup> de rayon : il les disposait dans une ampoule dont le diamètre était égal au double du rayon de courbure de la cathode. Dans ces conditions, si les rayons cathodiques partaient de la surface sous une direction rigoureusement normale, les images phosphorescentes obtenues devraient être de même forme et de même dimension que les cathodes elles-mêmes, mais renversées. A des pressions relativement élevées, on a bien obtenu un effet de cette forme; mais, sous des pressions excessive-

Fig. 33.



ment basses, l'apparence du phénomène était toute différente.

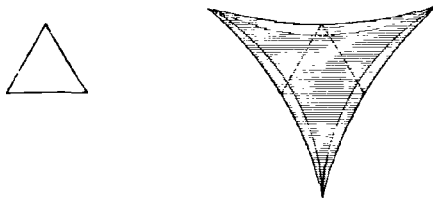
Ainsi, avec une cathode de contour extérieur carré, Gold-

(1) WIEDEMANN et EBERT, *Sitzungsberichte der physikalische-medice. Societät zu Erlangen*, déc. 1891, p. 131.

(2) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, 45, p. 254; 1882.

stein a obtenu, pour des vides très poussés, l'image phosphorescente représentée *fig. 33*, où les lignes pointillées indiquent

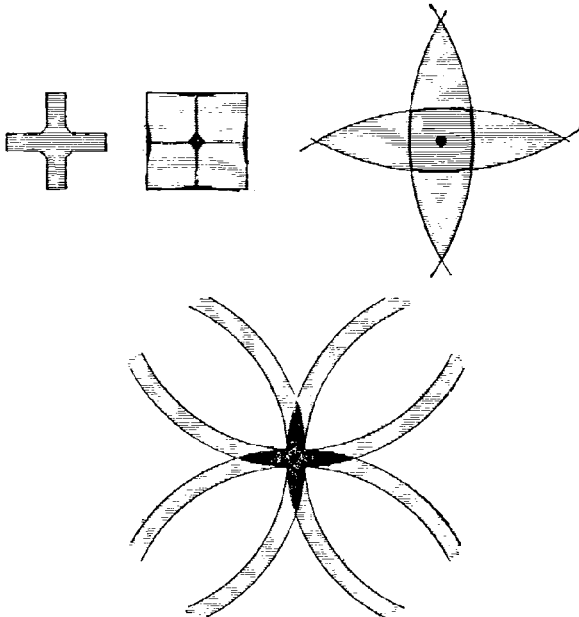
Fig. 34.



les contours qu'aurait l'image, si tous les rayons partaient normalement de la cathode.

Dans le cas d'une surface sphérique dont le contour appa-

Fig. 35.



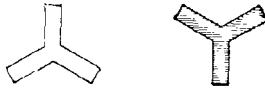
rent affectait la forme d'un triangle, l'image obtenue a offert l'aspect de la *fig. 34*.

En masquant une portion de la cathode triangulaire avec un écran, Goldstein montra que le sommet de l'image phosphorescente restante était due aux rayons issus du sommet de la cathode conservé, de telle sorte qu'à des vides élevés, les rayons cathodiques, pour former l'image, ne se sont pas croisés.

Avec une cathode sphérique en forme de croix, de contour apparent inscriptible dans un carré, l'image formée éprouvait successivement, quand la pression diminuait, une série de modifications représentées *fig.* 35.

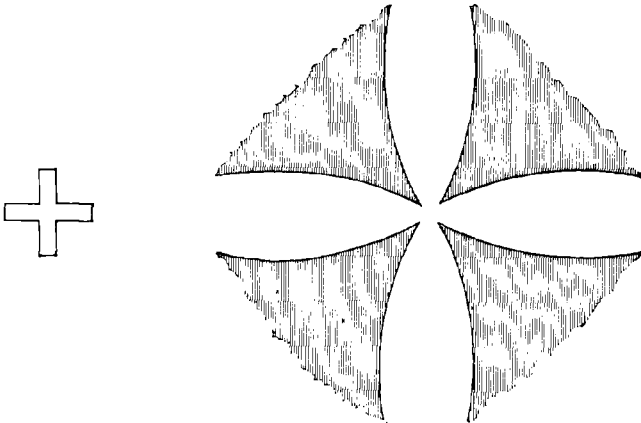
Avec une croix d'un nombre impair de branches, l'image

Fig. 36.



obtenue était celle représentée *fig.* 36. La pression du gaz, dans cette expérience n'est pas très basse, et nous voyons, par l'aspect de la figure, que les rayons ont dû se croiser.

Fig. 37.



Quand la cathode était une croix plane, l'image phosphorescente avait l'apparence donnée par la *fig.* 37.

Les formes de ces images obtenues sous des vides poussés très loin, suggèrent cette idée que, lorsque la pression est très basse, les rayons cathodiques, au lieu de provenir uniformément de l'ensemble de la cathode, émanent seulement des régions où la densité superficielle de l'électricité est la plus grande. Dans le cas d'une cathode cruciforme, ce sont les pointes de la croix qui jouent en réalité le rôle de cathodes effectives. On constate aussi les actions répulsives exercées sur les rayons provenant des cathodes avoisinantes, actions auxquelles nous avons déjà fait allusion plus haut.

### Réflexion diffuse des rayons cathodiques.

Quand les rayons cathodiques tombent sur une surface, que celle-ci appartienne à un conducteur ou à un isolant, la substance frappée par les rayons fonctionne généralement elle-même comme une cathode et devient la source de nouveaux rayons normaux à la surface. De plus, et particulièrement quand les rayons cathodiques frappent la surface obliquement, ces nouveaux rayons cathodiques partent de la surface dans toutes les directions. Ce phénomène est regardé comme analogue à celui de la réflexion diffuse de la lumière sur une surface de gypse, et les rayons cathodiques sont dits avoir subi la réflexion diffuse sur la surface. On peut réaliser simplement ce phénomène par l'expérience suivante due à Goldstein (<sup>1</sup>) : Le tube a la forme indiquée *fig.* 38, le disque K constitue la cathode; les rayons qui en émanent tombent sur le plateau *f* qui peut suivre la rotation d'une lige passant à travers le bouchon A. Les parois du tube AC deviennent phosphorescentes par le fait des rayons diffusés par *f*. Cet effet se produit même quand le plateau est fait de quelque substance qui ne donne pas elle-même de phosphorescence sous l'action des rayons cathodiques.

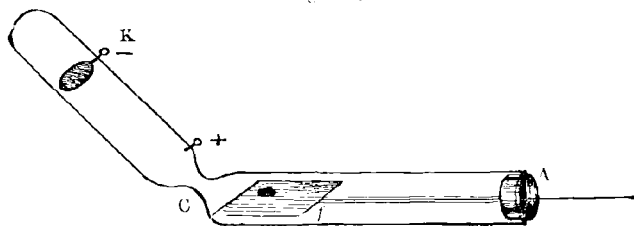
On n'a pas encore prouvé, semble-t-il, que les rayons cathodiques diffusés aient les mêmes propriétés que les rayons ca-

---

(<sup>1</sup>) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, **15**, p. 257; 1882.

thodiques incidents. Il serait intéressant au plus haut point de rechercher s'ils subissent, comme les premiers, une dévia-

Fig. 38.



tion sensible quand on leur fait traverser un champ magnétique. (*Note XIII.*)

#### Mode de transmission des rayons cathodiques.

Nous avons vu, à la page 105, qu'un solide placé entre la cathode et les parois du tube projetait sur celles-ci une ombre noire. Crookes et Goldstein ont montré que des corps d'une minceur extrême, tels que le verre le plus fin, ou une feuille de collodion, projetaient dans ces conditions des ombres excessivement foncées. Hertz (<sup>1</sup>) trouva cependant que, derrière un morceau de feuille d'or ou d'aluminium, il subsistait dans le gaz une phosphorescence appréciable, et que la tache lumineuse projetée derrière cette feuille se déplaçait quand on approchait un aimant. Hertz découvrit aussi que, si l'on dispose deux de ces feuilles d'or l'une derrière l'autre, la diminution de l'éclat de la phosphorescence du verre placé derrière elles est beaucoup plus grande que n'aurait pu le faire prévoir l'effet de l'interposition d'une seule feuille de métal. Il attribua cette différence très sensible à la réflexion de la lumière phosphorescente provenant de la feuille d'or. Ainsi, disposons cette feuille dans le tube de décharge et supposons qu'elle réduise dans le rapport  $\frac{1}{3}$  l'éclat de la phosphorescence développée derrière elle. Un œil placé près du tube et derrière cette

(<sup>1</sup>) HERTZ, *Wied. Ann.*, 45, p. 28; 1892.

feuille percevrait un éclat réduit seulement aux  $\frac{2}{3}$  si la feuille d'or constituait un réflecteur parfait. En effet, en plus de la lumière provenant directement du verre, l'œil recevrait aussi celle réfléchiée par la feuille d'or. Si cependant nous interposons deux feuilles à la suite l'une de l'autre, l'éclat de la phosphorescence du verre sera réduit au  $\frac{1}{9}$  et même, après réflexion, il n'atteindra que les  $\frac{2}{9}$  de la valeur primitive.

Hertz se fonda sur cette propriété de la transmission des rayons cathodiques par les feuilles minces de métal, pour leur assigner la nature d'ondes éthérées. Il pensait que ces ondes se propagent à travers les feuilles minces comme les ondes lumineuses à travers les milieux faiblement transparents.

### Expériences de Lenard.

On doit à Lenard une série d'expériences des plus importantes sur la propagation, ou plutôt la transmission apparente des rayons cathodiques à travers les feuilles minces. Lenard <sup>(1)</sup> employa un tube disposé comme le montre la *fig.* 39. Dans ce tube, la cathode K était un disque d'aluminium de 12<sup>mm</sup> de diamètre, fixé à un fil rigide qui est entouré d'un tube de verre. L'anode A était constituée par un tube de laiton entourant une partie de la cathode.

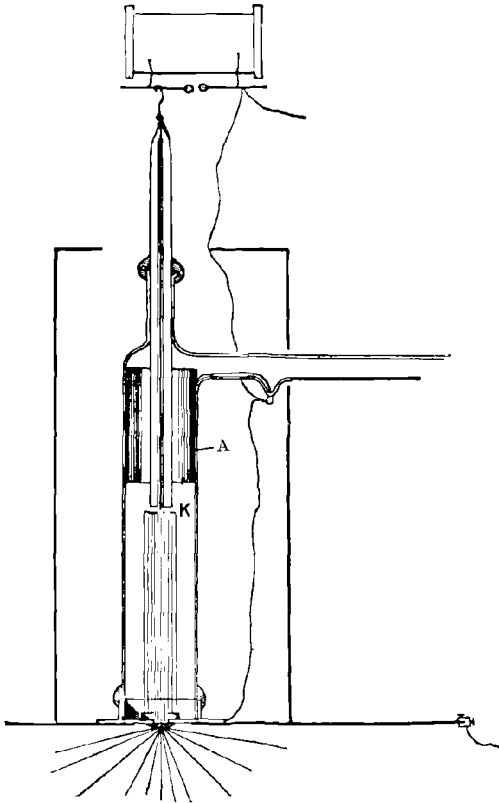
L'extrémité du tube opposée à la cathode était fermée par un fort godet métallique, fixé au tube par de la glu marine. On avait pratiqué dans ce godet un trou de 1<sup>mm</sup>,7 de diamètre, et recouvert ce trou d'une feuille d'aluminium mince de 0<sup>mm</sup>,265. Cette fenêtre était en relation métallique avec le godet. Ce dernier et l'anode étaient reliés à la terre. On faisait alors le vide dans le tube, jusqu'à ce que la pression devint assez basse pour permettre aux rayons cathodiques d'atteindre la fenêtre. Dans ces conditions, on peut alors, dans une chambre sombre, voir une lueur diffuse émaner de la fenêtre et se répandre dans l'air extérieur qui environne le tube. Cette lueur est particulièrement brillante tout près de la feuille :

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, 54, p. 225; 1894.



elle n'a pas de contour défini, et cesse d'être visible à une distance d'environ  $0^m,05$  à partir de la fenêtre. A chaque décharge de la bobine, cette lueur s'élargit en affectant la forme

Fig. 39.



d'une aigrette qui semblerait émaner de la feuille.

Les corps phosphorescents placés dans le voisinage de la fenêtre sont excités, et l'éclat de leur phosphorescence dépend seulement de la distance de ces corps à la fenêtre, et non de la direction de la droite qui les y joint.

Le réactif phosphorescent le plus sensible à ce point de vue

spécial est un papier imprégné de pentadécylparatolylcétone. La phosphorescence extérieure prend naissance quand des rayons cathodiques provenant de l'intérieur du tube rencontrent la feuille mince d'aluminium disposée sur la fenêtre. Ces rayons qui, comme les rayons cathodiques proprement dits, possèdent la propriété de déterminer l'apparition de la phosphorescence à la surface des corps qu'ils rencontrent, émanent de la face de la fenêtre la plus éloignée. Nous allons voir que les propriétés de ces rayons amenés en dehors du tube ressemblent sous tous les autres rapports à celles des rayons cathodiques ordinaires. Il convient cependant de distinguer les rayons intérieurs aux tubes de ceux qui exercent leurs effets à son extérieur. Nous appellerons les derniers *rayons de Lenard*.

Ceux-ci ne peuvent former que des faisceaux très mal délimités et très diffus, de telle sorte que l'ombre projetée par un corps opaque sur la tache phosphorescente qui s'observe quand les rayons passent à travers un trou pratiqué dans un solide, est mal définie et beaucoup plus grande que l'ombre géométrique.

Lenard trouva que ces rayons manifestent une action photographique. Ils affectent le papier et les plaques sensibles. Recouvrant une plaque photographique, moitié avec une feuille d'aluminium, moitié avec une lame de quartz. Lenard obtint le cliché représenté *fig. 40*. De cette épreuve, il semble

Fig. 40.



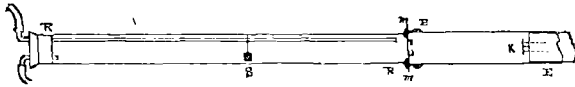
résulter que le quartz transparent a arrêté l'action des rayons, tandis que la feuille d'aluminium, opaque au point de vue optique, a permis à ceux-ci de la traverser. Il faut avouer cependant qu'à l'époque où cette photographie fut prise, les rayons de Röntgen n'avaient pas été découverts. Il est alors

possible qu'une partie des effets obtenus soit attribuable à ces derniers rayons.

Lenard reconnut qu'un corps électrisé négativement perd sa charge lorsque tombent sur lui des rayons émanant de la fenêtre. L'interprétation de ce phénomène est rendue difficile par ce fait que les rayons de Rönigen produisent les mêmes effets. Comme cependant les rayons cathodiques, à l'intérieur du tube, rendent conducteur le gaz à travers lequel ils passent, nous devrions nous attendre à ce que les rayons de Lenard, qui ne sont que des rayons cathodiques agissant en dehors du tube, aient la même propriété.

Si la fenêtre garnie d'aluminium faisant face à la cathode, débouche, non dans l'air, mais, comme le montre la *fig. 41*,

Fig. 41.



dans un autre tube où l'on peut faire le vide, nous pourrons, grâce à ce dernier dispositif, étudier les rayons de Lenard dans des conditions variées.

Plus est basse la pression dans le tube A, plus long est le parcours des rayons et moins diffus le faisceau qu'ils forment. En disposant dans le tube différents gaz, Lenard trouva que plus est forte la pression du gaz, plus est grande l'absorption de ces rayons. Ainsi, les rayons se propagent plus loin dans l'hydrogène que dans n'importe quel autre milieu gazeux, à la même pression. Lenard trouva qu'en réglant la pression de telle sorte que la densité du gaz dans le tube de décharge restât constante, l'absorption demeurerait aussi constante quelle que fût la nature du gaz. Par exemple, cet effet d'absorption était le même, que le tube fût rempli d'hydrogène sous une pression donnée, ou d'oxygène sous une pression seize fois plus faible.

Si l'on fait varier la pression dans le tube B contenant la cathode, la distance franchie dans le tube A par les rayons de Lenard, avant que leurs effets cessent d'être perceptibles, est aussi modifiée. Il y a ainsi des rayons de Lenard de différentes

sortes; plus on abaisse la pression dans le tube contenant la cathode, plus long est le parcours des rayons de Lenard dans le tube A. Ainsi, quand la pression dans le tube contenant la cathode est élevée, des rayons de Lenard, ceux-là prennent naissance qui sont facilement absorbés. Au contraire, ceux qui apparaissent dans le tube de décharge quand la pression y est faible peuvent fournir un long trajet. Nous savons du reste qu'aux pressions très basses toute décharge cesse de passer d'une électrode à l'autre d'un tube à vide. Si cependant la pression du gaz dans le tube B est assez faible pour arrêter la décharge, les rayons de Lenard peuvent le traverser avec une grande facilité, à condition cependant que la pression dans le tube A soit assez élevée pour permettre le passage de la décharge.

Dans un travail plus récent, Lenard (1) a étudié le pouvoir absorbant des solides aussi bien que des gaz. Les résultats obtenus ont été réunis dans la Table suivante.

Par coefficient d'absorption  $k$ , on doit entendre une quantité telle que  $e^{-kh}$  représente le rapport de l'intensité des rayons après leur passage à travers une épaisseur  $h$  de la substance à leur intensité initiale.

Corps étudiés.	Coefficient d'absorption.	Densité.	Densité d'absorption.
Hydrogène à 3 <sup>mm</sup> de pression..	0,00149	0,00000368	4040
Air à 0 <sup>mm</sup> ,78 de pression.....	0,00416	0,0000125	3330
Hydrogène à 760 <sup>mm</sup> de pression	0,476	0,000849	5610
Air à 760 <sup>mm</sup> de pression.....	3,42	0,00123	2780
SO <sup>2</sup> à 760 <sup>mm</sup> de pression.....	8,51	0,00271	3110
Collodion.....	3310	1,1	3010
Papier.....	2690	1,30	2070
Verre.....	7810	2,47	3160
Aluminium.....	7150	2,70	2650
Mica.....	7250	2,80	2390
Germanium..	23800	8,90	2670
Argent.....	32200	10,5	3070
Or.....	55600	19,3	2880

Nous voyons par cette Table que, bien que les coefficients d'absorption et les densités varient énormément, le quotient

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, 56, p. 255; 1895.

de ce coefficient d'absorption par la densité oscille seulement entre les limites 2070 et 5610. On semblerait donc conduit à ce résultat remarquable, que le pouvoir absorbant des corps pour les rayons de Lenard dépend seulement de leur densité et est absolument indépendant de leur composition chimique et de leur état physique.

### Déviations magnétiques de ces rayons.

Lenard (1) a étudié la déviation subie dans le tube A par ces rayons sous l'action d'un aimant. Il reconnut que, si la nature du gaz et sa pression restent les mêmes dans B, la courbure infligée aux rayons de Lenard par un champ magnétique donné est indépendante de la pression et de la nature du gaz en A.

La courbure dépend beaucoup, toutefois, de la nature du gaz de B et de sa pression, une diminution de pression du gaz dans B produisant un affaiblissement de la déviation magnétique des rayons de Lenard dans A.

Ainsi, plus est petite l'aptitude à la déviation magnétique présentée par les rayons cathodiques dans le tube B, plus est faible aussi cette aptitude offerte par les rayons auxquels ils donnent naissance.

### Théories proposées sur la nature des rayons cathodiques.

Il existe deux théories très différentes sur la nature des rayons cathodiques. Suivant l'une, qui fut proposée par Goldstein, et reprise ensuite par Wiedemann, par Hertz et par Lenard, les rayons cathodiques ne seraient autre chose qu'un système spécial d'ondes éthérées. La majorité des physiciens qui acceptent cette théorie *antimatérialiste* des rayons cathodiques semble admettre que ces ondes sont transversales. Jaumann proposa cependant une théorie suivant laquelle il

---

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, 52, p. 23; 1894.

conviendrait de regarder ces ondes comme longitudinales. En général, nous appellerons, pour abrégé, *théories antimatérialistes* ou *énergétiques* celles qui regardent les rayons cathodiques comme de simples phénomènes vibratoires ayant leur siège dans l'éther.

Suivant l'autre théorie, qui a d'abord été proposée par Crookes, les rayons cathodiques ne seraient que la figure matérialisée des trajectoires suivies par des traînées de particules électrisées négativement. Ces particules, sauf dans le cas où on les soumet à l'action d'un aimant, partent de la cathode et se meuvent en ligne droite avec une vitesse élevée. Les petits éléments matériels sont supposés avoir acquis cette vitesse sous l'influence d'un champ électrique puissant qui existe dans le voisinage de la cathode. Dans le même but d'abréviation nous appellerons cette seconde théorie, donnée par Crookes sur la nature des rayons cathodiques, *théorie corpusculaire* ou *matérialiste*. C'est une série de phénomènes décrits par Hertz et Lenard, et dans lesquels les rayons semblent pénétrer à l'intérieur des corps solides, et même sortir du tube, qui fournit à la première théorie ses bases les plus fermes. Tant que nous ne ferons qu'étudier les phénomènes qui se produisent à l'intérieur du tube, la théorie matérialiste semble fournir l'explication la plus simple et en réalité, dans quelques cas, la seule admissible. Ainsi, prenons par exemple la trajectoire décrite par les rayons cathodiques, quand ils se déplacent à travers un champ de force magnétique. La forme de la courbe se déduit tout naturellement des principes qui constituent la théorie corpusculaire. Au contraire, on n'a pour ainsi dire fait aucune tentative d'explication de cette forme dans la théorie énergétique. On n'a pas essayé davantage de la rattacher à des phénomènes connus. Il faudrait à peine faire une exception pour une bien vague analogie qu'on a cherché à établir entre l'imposition d'une forme déterminée à la trajectoire des rayons cathodiques et la rotation du plan de polarisation dans un champ magnétique. En faisant cette tentative de rapprochement, on néglige ce fait que la rotation du plan de polarisation est due à la présence de la matière dans le champ magnétique. Au contraire, dans la théorie énergétique,

la courbure des rayons est supposée rester indépendante de la présence de la matière. De plus, dans le cas d'ondes lumineuses, auxquelles on assigne par hypothèse des caractères de ressemblance avec les rayons cathodiques, une trajectoire courbe implique l'idée que les ondes aient à se propager avec des vitesses différentes aux divers points de leurs trajectoires. Mais, dans le cas des rayons cathodiques, la trajectoire est incurvée même quand le champ magnétique est parfaitement uniforme, et il n'existe aucune raison apparente que la vitesse ait une valeur différente en un point de celle qu'elle possède en un autre. Ainsi, tandis que dans la théorie énergétique des rayons cathodiques, la déviation magnétique de ces rayons constitue un phénomène entièrement *sui generis* et sans relation avec aucun effet connu, elle devient, en revanche, une conséquence immédiate de la théorie matérialiste.

De plus, il semble difficile de pouvoir, ailleurs que dans les expériences décrites page 161, obtenir une preuve plus directe de ce fait qu'un courant de particules électrisées accompagne invariablement un faisceau de rayons cathodiques. On y a vu que, si nous arrêtons un faisceau de rayons cathodiques, nous développons en même temps une charge d'électricité négative, et que, bien qu'il nous fût possible de modifier la course des rayons cathodiques, nous ne pouvions les dissocier de cette charge négative.

Les effets thermiques s'expliquent aisément dans la théorie matérialiste des rayons cathodiques, par l'échauffement développé dans la substance sous l'effet du bombardement des particules : l'énergie cinétique de ces petits éléments matériels se transforme, sur la substance, en chaleur ou en énergie vibratoire. Dans la théorie énergétique, les effets thermiques des rayons cathodiques trouvent une explication dans ce fait qu'on les considère comme dus à l'absorption de l'énergie irradiée et à sa transformation en chaleur.

Quant aux effets mécaniques, ils se justifient facilement dans la théorie *corporelle* par le choc des particules contre la surface qui les arrête. Les effets thermiques dus aux rayons produisent des différences de température en divers points du tube et en différentes régions des palettes de moulinets, etc.

qu'on peut disposer dans le tube. Ainsi la même cause qui produit le mouvement dans un radiomètre entraîne ici la rotation des palettes.

La phosphorescence déterminée par les rayons cathodiques sur les corps qu'ils rencontrent s'explique facilement dans la théorie ondulatoire. En fait, il semble que ce soit ce phénomène qui ait le premier suggéré à Goldstein l'idée de sa théorie. La phosphorescence produite par les rayons cathodiques est regardée comme analogue à celle due aux rayons ultra-violetes. Suivant la théorie matérialiste aussi, le choc brusque des rayons cathodiques interceptés par la surface d'un corps donnera naissance à des forces électromotrices intenses au moment où ces rayons seront arrêtés, mais cessant au bout d'un temps très court. Cette existence de forces électromotrices variant très rapidement est analogue aux conditions qui, dans la théorie électromagnétique de la lumière, doivent être réalisées pour la production des radiations ultra-violettes. Les forces électromotrices produites par le choc de rayons proviennent en partie de l'arrêt subit, dans sa course, d'un corps électrisé. Le corps chargé, quand il est en mouvement, agit comme un courant électrique et donne naissance autour de lui à un champ magnétique. Quand le corps s'arrête, il cesse d'agir comme un élément de courant et de créer un champ magnétique dans son voisinage. Ainsi l'arrêt de la particule chargée est accompagné de la suppression du champ magnétique dans les environs de la région qu'elle frappe. Les variations rapides subies par le champ magnétique donnent naissance à une force électromotrice qui contribue à développer dans le corps la phosphorescence.

Nous allons maintenant considérer les phénomènes que l'on rencontre dans la chute des rayons cathodiques sur des plateaux très minces. Ces phénomènes ont paru, dans l'esprit de beaucoup de physiciens, jeter un jour si favorable sur la théorie énergétique, qu'ils sembleraient suffire à eux seuls à aplanir toutes les difficultés que la théorie précédente rencontre dans l'explication des phénomènes qui se passent à l'intérieur du tube.

On considère généralement comme évidents les points sui-



vants, à savoir : 1° que lorsque le faisceau cathodique émane de l'une des faces d'un plateau dont l'autre a été exposée à ces rayons, ceux-ci se sont frayé passage, en tant que rayons, au travers du plateau; 2° que si les rayons se composaient de particules se déplaçant très rapidement, ils seraient incapables de passer à travers les feuilles minces.

Ni l'une ni l'autre de ces propositions ne semble nécessairement vraie. Pour le premier de ces deux points, nous avons vu (p. 110) que, lorsque les rayons tombent sur un plateau de laiton de  $\frac{1}{16}$  de pouce d'épaisseur, un corps placé du côté opposé de la feuille de laiton reçoit une charge d'électricité négative, de telle sorte que l'une des faces de la feuille joue le rôle de cathode quand l'autre côté est soumis à l'action des rayons cathodiques. Dans ce cas, par le jeu des forces électriques ordinaires, et sans aucun passage des agents, quels qu'ils soient, porteurs de charges électriques, les rayons cathodiques sont virtuellement transmis d'un côté du plateau à l'autre.

Nous pouvons remarquer, en passant, qu'une action de cette nature donnerait une explication simple du fait découvert par Lenard que la déviation magnétique des rayons qui portent son nom est indépendante de la nature du gaz et de sa pression. Supposons que les rayons de Lenard consistent en particules chargées d'électricité négative, et projetées de la fenêtre du tube vers l'extérieur par l'action électrique due à l'arrêt brusque des particules chargées frappant la fenêtre vers l'intérieur du tube. Puisque ces particules ne sont dans le voisinage de la fenêtre que pendant un temps très court, leur action sur les particules du dehors aura la nature d'une impulsion. La grandeur de cette impulsion ne dépendra pas de la nature du gaz en dehors du tube. La quantité de mouvement acquise par ces petits éléments matériels, porteurs d'une charge électrique, et ainsi la courbure de leur trajectoire, sont indépendantes de la pression du gaz.

Nous avons vu cependant que la courbure des rayons à l'intérieur aussi bien qu'à l'extérieur du tube ne dépend pas de la nature du gaz, quand le champ électrique est donné, et cela bien que les molécules des différents gaz accusent des différences énormes au point de vue de la masse. Dans ce

cas, nous n'avons aucune raison de supposer que, comme dans le cas des rayons de Lenard agissant à l'extérieur du tube, les circonstances soient telles qu'à leur départ les molécules possèdent la même quantité de mouvement, quelle que soit du reste la nature du gaz. Ce résultat nous met face à face avec la question de décider quels sont dans la théorie énergétique les véhicules des charges négatives. Sont-ce les molécules du gaz ou les atomes? Ou bien la matière est-elle dans un état d'agrégation différent? Et s'il en est ainsi, l'élément constitutif de cet agrégat est-il plus grossier ou plus ténu que l'élément atomique?

Les expériences faites par Lenard sur l'absorption des rayons en dehors du tube jettent un jour éclatant sur cette question autrefois si obscure. Lenard trouva que dans l'air, à la pression d'environ une demi-atmosphère, les rayons pouvaient traverser une épaisseur de  $0^{\text{cm}},5$  avant que l'intensité de la phosphorescence déterminée par eux sur une feuille de papier imprégnée d'une solution de pentadécylparatolylcétone tombât à la moitié de sa valeur primitive. Si, maintenant, nous considérons une molécule de gaz, la distance à laquelle elle parviendrait avant que sa quantité de mouvement tombât à la moitié de sa valeur initiale aurait une valeur compatible avec celle du libre parcours moyen de la molécule. Celui-ci est dans l'air, à la pression d'une demi-atmosphère, de  $2 \times 10^{-5}$  centimètre. C'est une longueur d'un ordre tout à fait différent de celle trouvée par Lenard dans ses expériences. Supposons maintenant qu'une même molécule ne garde pas sa charge pendant tout le parcours, mais que, lorsqu'une molécule chargée A en frappe une autre non chargée B, la charge passe de A à B. L'effet de l'obliquité des chocs serait alors de faire tomber la quantité de mouvement de la molécule emportant sa charge à la moitié de sa valeur primitive, c'est-à-dire à celle qu'aurait la quantité de mouvement d'une molécule, projetée de la cathode, après un trajet égal à un multiple peu élevé du libre parcours moyen.

Ainsi, nous ne pouvons, en nous référant aux expériences de Lenard, supposer que les dimensions des véhicules de charges négatives soient d'un ordre comparable à celui des

molécules ordinaires. Si ces véhicules sont d'un ordre tout à fait différent, la question qui se présente immédiatement à l'esprit est la suivante : Ces éléments matériels sont-ils plus grands ou plus petits que les molécules ordinaires? Nous avons vu que, dans certaines circonstances, une molécule chargée devient le centre d'un agrégat dont les dimensions doivent être fortes en comparaison de celles d'une molécule ordinaire. Nous pourrions supposer que quelque chose d'analogue se passe dans le cas des rayons cathodiques, et que la grande distance qu'ils parviennent à parcourir avant de perdre la moitié de leur charge est due à la forte masse de ces éléments. Cette théorie n'est cependant pas compatible avec le fait découvert par Lenard que les distances franchies par ces rayons sont inversement proportionnelles à la densité du gaz. Un fort agrégat moléculaire se comporterait comme un véritable solide se mouvant à travers le gaz, et la distance parcourue avant que la quantité de mouvement tombât à une valeur moitié moindre de sa valeur primitive serait inversement proportionnelle au coefficient de viscosité, et ce coefficient, comme on sait, est indépendant de la densité du gaz. Ainsi, si chacun de ces véhicules matériels de l'électricité était constitué par l'agrégat d'un grand nombre de molécules, les rayons devraient parvenir aussi loin dans un gaz à pression élevée que dans un autre à basse pression. Or rien de tel n'a pu être observé. Ainsi donc, comme les dimensions des véhicules de l'électricité ne sont pas plus grandes que celles des molécules, il nous reste la seconde hypothèse, à savoir que ces éléments matériels sont petits, en comparaison des atomes et des molécules ordinaires. Cette supposition semble compatible avec ce que nous savons de la façon dont se comportent les rayons. On peut regarder comme un peu déconcertante, à première vue, l'hypothèse d'une matière soumise à un mode de subdivision encore plus grand que l'état atomique ordinaire, mais des hypothèses impliquant des postulats quelque peu semblables (tels, par exemple, que la constitution des atomes eux-mêmes par quelque élément primordial) ont été avancées à différentes reprises par divers chimistes. Ainsi Proust considérerait tous les éléments comme

constitués d'atomes d'hydrogène, tandis que Sir Norman Lockyer a donné des arguments de poids, basés sur des considérations spectroscopiques, et tout en faveur de la nature complexe de ces éléments soi-disant simples appelés *atomes*. Si nous cherchons, en nous reportant à l'hypothèse de Proust, à expliquer les effets des rayons cathodiques en tant que dus au mouvement de petits corps chargés, il nous faut admettre que ces corpuscules sont très petits par rapport aux atomes d'hydrogène. Par conséquent, suivant cette théorie, l'élément primordial ne saurait être l'hydrogène.

Examinons les conséquences de cette hypothèse que les atomes des divers éléments sont des agrégats de très petites particules, toutes semblables les unes aux autres. Nous appellerons ces petites masses matérielles *corpuscules*, de telle sorte que les atomes des éléments sont, dans cette hypothèse, considérés comme constitués par un ensemble de corpuscules, séparés par des espaces vides, ceux-ci étant de beaucoup les prédominants. Supposons qu'à la cathode certains des atomes du gaz se fragmentent en corpuscules, et que ceux-ci, chargés d'électricité négative et se déplaçant avec des vitesses élevées, constituent les rayons cathodiques. La distance que parcourraient ces rayons avant d'avoir à perdre la moitié de leur quantité de mouvement serait proportionnelle au libre parcours moyen des corpuscules. Maintenant les obstacles matériels que rencontrent les corpuscules dans leur course sont d'autres corpuscules et non les molécules considérées comme un tout. Ces corpuscules sont supposées capables de se frayer un chemin à travers les interstices de la molécule. Ainsi le libre parcours moyen des corpuscules serait inversement proportionnel au nombre des corpuscules par unité de volume, et non pas au nombre des molécules. Maintenant, comme chacun de ces corpuscules a la même masse, le nombre des petits éléments par unité de volume sera proportionnel à la masse de l'unité de volume, c'est-à-dire à la densité de la substance, quels que puissent être d'ailleurs sa nature chimique et son état physique. Ainsi le libre parcours moyen des corpuscules, et par suite la distance à laquelle parviennent les rayons, dépen-

dront seulement de la densité de la substance, et non de sa nature ou de son état. C'est justement le résultat dont Lenard a prouvé l'exactitude pour les rayons qui portent son nom.

Nous voyons pourquoi, dans l'intérieur du tube, la déviation magnétique est la même, quelle que soit la nature du gaz; en effet, si les véhicules de l'électricité sont les corpuscules, ceux-ci sont toujours les mêmes, quel que soit le gaz employé. Tous ces petits éléments porteurs de l'électricité peuvent ne pas être indistinctement réduits à leurs dimensions les plus faibles. Quelques-uns peuvent être des agrégats de deux ou plusieurs corpuscules, de dimensions plus considérables; par suite, ne fournir qu'un plus faible parcours moyen et se laisser plus facilement absorber et dévier.

J'ai essayé d'obtenir quelques indications sur le nombre possible de ces corpuscules par la méthode suivante : Soit C une cathode : les rayons qui en émanent passent, à travers une fente, dans un cylindre A qui est en relation avec la terre. Après avoir franchi une seconde fente, ces rayons passent par l'ouverture dans le cylindre B, qui est relié aux quadrants d'un électromètre. A une petite distance de la fente, est placée une pince thermo-électrique, assez loin pour permettre l'introduction des rayons dans le cylindre B, mais assez large pour recueillir tous les rayons qui ont dépassé la fente. Cette pince thermo-électrique est constituée par un couple fer-cuivre et reliée à un galvanomètre de faible résistance. Quand les rayons frappent la soudure, celle-ci s'échauffe, et en partant de la déviation du galvanomètre, on peut calculer la température de la soudure et, par suite, la quantité de chaleur qui lui est communiquée. La déviation de l'électromètre donne la charge négative qui passe dans le cylindre. Soient  $N$  le nombre des corpuscules qui entrent dans le cylindre,  $e$  la charge de chacun de ces corpuscules,  $m$  sa masse, et  $v$  sa vitesse. Soient  $Q$  la charge développée dans le cylindre,  $\omega$  le travail mécanique équivalant à la chaleur fournie au couple thermo-électrique,  $\rho$  le rayon de courbure des rayons cathodiques, dans un champ magnétique uniforme d'intensité  $H$ . Nous aurons alors entre ces différentes

quantités les relations suivantes :

$$\begin{aligned} Ne &= Q, \\ \frac{1}{2} Nmc^2 &= \omega, \\ \frac{mv}{e} &= H\rho. \end{aligned}$$

Nous déduisons des formules précédentes

$$\begin{aligned} \frac{m}{e} &= \frac{1}{2} Q \frac{H^2 \rho^2}{\omega}, \\ v &= \frac{2\omega}{QH\rho}, \end{aligned}$$

relations au moyen desquelles nous pourrons déterminer  $\frac{m}{e}$  et  $v$ .

Les relations suivantes sont le résultat d'une expérience analogue : La cathode était légèrement incurvée, de manière à concentrer les rayons sur la fente ; on mettait en jeu la bobine, en lui imposant un régime d'interruptions rapides. La charge entrant dans le cylindre suffisait à élever une capacité de 1,5 microfarad au potentiel de 16 volts : par suite

$$\begin{aligned} Q &= 1,5 \times 10^{-15} \times 16 \times 10^8, \\ &= 2,4 \times 10^{-6} \end{aligned}$$

La chute des rayons cathodiques sur le couple pouvait développer dans le circuit thermo-électrique une force électromotrice de 52 microvolts environ. Prenons le chiffre de 16 microvolts comme correspondant à une différence de 1 degré : la force électromotrice précédente représente une élévation de température de 3,37 degrés pour la soudure.

La masse du fer dans la soudure est de 0<sup>gr</sup>,021.

Celle du cuivre..... 0<sup>gr</sup>,03.

Ainsi la masse de l'eau de capacité calorifique équivalant à celle de la soudure est 0<sup>gr</sup>,0051.

Donc  $\omega$ , le travail mécanique équivalant à la chaleur communiquée à la soudure, est donné par la relation

$$\begin{aligned}\omega &= 3,3 \times 0,005 \times 4,2 \times 10^7 \\ &= 6,3 \times 10^5.\end{aligned}$$

Le rayon de courbure des rayons cathodiques dans un champ de 35 unités était d'environ  $0^m,09$ . Donc

$$H\rho = 315.$$

Substituons ces valeurs dans les équations précédentes, nous obtenons

$$\begin{aligned}\frac{m}{e} &= \frac{1}{2} \frac{2,4 \times 10^{-6} \times 315^2}{6,3 \times 10^5} \\ &= 2 \times 10^{-7} \text{ approximativement.}\end{aligned}$$

De ces valeurs nous déduisons

$$\frac{1}{2} mv^2 = 2,6 \times 10^{11}.$$

Pour que les corpuscules puissent acquérir cette énergie il est nécessaire que leur potentiel passe d'une valeur à une autre inférieure de 2000 volts à la précédente. Dans le cas de l'électrolyse des liquides et des gaz, sous l'action de la décharge ordinaire,  $\left(\frac{m}{e}\right)$  pour l'hydrogène est égal à  $10^{-4}$ ; pour les corpuscules constituant les rayons cathodiques,  $\left(\frac{m}{e}\right)$  ne représente que le  $\frac{1}{5000}$  de cette valeur. Par suite, ou bien la charge emportée par le corpuscule doit être plus grande que celle enlevée par l'ion d'un électrolyte, ou bien la masse du corpuscule doit être très petite en comparaison de celle de l'ion. Ainsi les résultats de ces recherches confirment cette hypothèse que, dans les corpuscules des rayons cathodiques, nous trouvons une matière beaucoup plus ténue que chez l'atome ordinaire. Ces petits corpuscules semblent ainsi capables de passer au travers des solides minces, et de donner de même naissance aux rayons de Lenard.

Il est digne de remarque que la valeur que nous avons trouvée pour la quantité  $\left(\frac{m}{e}\right)$ , correspondant aux corpuscules des rayons cathodiques, est du même ordre de grandeur que celle obtenue par Zeeman (1) pour la même quantité relative à la fraction de l'atome de sodium dont le mouvement produit la raie D. Zeeman prenait pour base de son calcul l'effet produit par un champ magnétique sur la période de rotation de la lumière du sodium.

---

(1) ZEEMAN, *Phil. Mag.*, 43, p. 226; 1897.





---

# NOTES

PAR

LOUIS BARBILLION,

Docteur ès-Sciences.

---

## NOTE I (p. 4).

### DÉPERDITION A LA SURFACE D'UN LIQUIDE ÉLECTRISE.

Il faut encore signaler les expériences de Peltier <sup>(1)</sup> et de Lecher <sup>(2)</sup>, qui chargeaient le liquide à un potentiel très élevé, ce qui amenait sa pulvérisation. Ces observateurs ont, en somme, réalisé une électrisation dans la vapeur émanant du liquide. M. Pellat <sup>(3)</sup> a cherché à reproduire ce phénomène pour des densités électriques comparables à celles qui se rencontrent à la surface de la Terre. Pour cela, M. Pellat a étudié la déperdition d'un système comprenant un vase plat, d'abord vide, puis plein d'eau jusqu'au bord, à la température du laboratoire et dans des conditions initiales absolument identiques. Le vase était maintenu en charge, pendant une heure environ, à 116 ou 155 volts. Les résultats sont les suivants :

La déperdition est toujours plus grande dans le cas où l'eau fait partie du système isolé, et les différences sont du même ordre de grandeur, quand on les ramène à la même déviation initiale. M. Pellat a pu aussi donner un mode de calcul, pour ainsi dire direct, de la vitesse de déperdition. Il mesurait d'abord la diminution du potentiel du système isolé, quand on lui enlevait une quantité d'électricité égale à celle répartie à la surface du liquide électrisé.

---

(1) PELTIER, *Recherches sur les causes des phénomènes électriques de l'atmosphère et les moyens d'en recueillir les manifestations* (*Annales de Chimie et de Physique*, 3<sup>e</sup> série, t. IV, p. 385).

(2) LECHER, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne*, p. 103; 1888.

(3) PELLAT, *Séances de la Société française de Physique*, p. 15; 1899.

On avait ainsi

$$\frac{m}{M} = 1 - \sqrt{\frac{D_2}{D_1}},$$

en appelant  $M$  la charge primitive du système isolé,  $m$  la charge enlevée par un plan d'épreuve correspondant exactement à la surface du liquide,  $D_1$  et  $D_2$  les déviations convenablement corrigées de l'électromètre avant et après l'application du plan d'épreuve.

Soient aussi  $-dm$  et  $-dm'$  les quantités d'électricité qui s'échappent du système isolé, du fait de la déperdition électrique de l'eau par vaporisation, et sous l'influence d'autres causes. On aura, si  $V$  est l'excès du potentiel du système sur celui de l'enceinte,

$$\begin{aligned} -dm &= \alpha V dt, \\ -dm' &= \alpha' V dt, \end{aligned}$$

et pour la perte totale

$$-dM = -(dm + dm') = -C dV,$$

si  $C$  est la capacité du système isolé.

On a donc

$$-C dV = (\alpha + \alpha') V dt,$$

d'où

$$\frac{\alpha + \alpha'}{C} = \frac{1}{t} \text{Log} \left( \frac{V_0}{V_1} \right) = \frac{1}{2t} \text{Log} \left( \frac{D_0}{D_1} \right),$$

$D_0$  et  $D_1$  désignant dans ces formules les déviations de l'électromètre correspondant aux temps  $0$  et  $t$ .

Dans une première expérience faite avec le vase plein d'eau, on peut déterminer  $\frac{\alpha + \alpha'}{C}$ , connaissant  $D_0$ ,  $D_1$  et  $t$ . Une deuxième, faite avec le vase vide, nous donnera  $\frac{\alpha'}{C}$ , une fois connus  $D'_0$ ,  $D'_1$  et  $t$ . On aura donc  $\frac{\alpha}{C}$  par différence, si l'on a déterminé la capacité  $C$  du système isolé, opération qui est relativement simple. On en déduit donc

$$\begin{aligned} -dm &= \frac{\alpha}{C} V C dt, \\ -dm &= \frac{\alpha}{C} M dt = \frac{\alpha}{C} \frac{M}{m} m dt, \end{aligned}$$

d'où

$$-\frac{dm}{dt} \frac{1}{m} = \left(\frac{\alpha}{C}\right) \left(\frac{M}{m}\right);$$

la quantité  $v = -\frac{dm}{dt} \frac{1}{m}$  peut être appelée *vitesse relative de déperdition*.

M. Pellat a pu donner à  $v$  une valeur comprise entre 0,00042 et 0,000343, le temps étant exprimé en secondes. Ce sont des pertes relativement considérables. La vitesse  $v$  pouvait être regardée comme constante dans les expériences de M. Pellat, bien que d'après celles de M. Mascart (p. 11) l'on dût considérer la variation de l'évaporation avec la densité électrique  $\sigma$  de la surface liquide chargée. Cette variation introduit un terme proportionnel à  $\sigma^2$ , et tout à fait négligeable dans les expériences de M. Pellat.

#### NOTE II (p. 5).

##### ÉLECTRISATION PAR COMBUSTION.

Un grand nombre d'observateurs ont répété les expériences d'électrisation par combustion. Récemment encore, M. Pellat a pu constater, par exemple, le développement d'électricité négative dans la fumée produite par l'amadou, le tabac, l'essence de térébenthine; d'électricité positive dans la fumée due à la combustion des copeaux de peuplier, etc.

#### NOTE III (p. 14).

##### ÉLECTRISATION DE L'ATMOSPHÈRE.

Lenard a, du reste, essayé de fonder sur les résultats qu'il avait obtenus une théorie permettant d'expliquer l'électrisation de l'atmosphère. Il faudrait, suivant lui, en chercher la cause dans les contacts répétés du vent et des gouttelettes d'eau, au bord de la mer. Cette théorie originale rend assez bien compte des phénomènes. Il ne sera pas inutile de la rapprocher des quelques autres proposées pour expliquer les mêmes faits.

A ce sujet, nous renverrons le lecteur au très net exposé qu'a fait de ces théories M. Chauveau à la Société Française de Physique, et qu'il a reproduit dans *l'Éclairage électrique* (t. XXI, 27 mai 1899).

Suivant Peltier (1), la terre posséderait une charge négative, qu'elle

---

(1) PELTIER, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne*, p. 103; 1888.

conserve du reste, mais dont la somme peut être modifiée par l'introduction dans l'air de la vapeur d'eau. Cette théorie est à rapprocher immédiatement de celle d'Exner <sup>(1)</sup>.

Sohnke et M. Brillouin attribuent un grand rôle aux cirrus dans la production de l'électricité atmosphérique. M. Brillouin part notamment, pour édifier sa théorie, d'une expérience dans laquelle la glace sèche perd sa charge sous l'influence des rayons ultra-violet. Suivant le même physicien, les radiations solaires chargeraient les cirrus positivement, tandis que l'air ambiant prendrait une charge négative.

Nous ne rappellerons que pour mémoire la théorie d'Edlund, basée sur l'induction unipolaire.

#### NOTE IV (p. 39).

##### SUR LES DIFFÉRENCES ENTRE LES PROPRIÉTÉS DE L'AIR ÉLECTRISÉ PAR LA DÉCHARGE D'UN CORPS SOUS L'ACTION DE LA LUMIÈRE ULTRA-VIOLETTE ET SOUS CELLE DES RAYONS DE RÖNTGEN.

Les différences entre les propriétés de l'air électrisé par la décharge d'un corps soumis, d'une part, à l'action de la lumière ultra-violette, d'autre part, à celle des rayons de Röntgen, ont été étudiées récemment, sous une forme contradictoire, par John Zeleny (*Phil. Mag.*, p. 272-274; 1898). Cette étude présente un intérêt particulier quand on la rapproche des expériences dues à Rutherford et à J.-J. Thomson, et que nous venons de rapporter.

#### I. — *Lumière ultra-violette.*

L'appareil comprend un tube de laiton T : celui-ci est terminé à l'une de ses extrémités par le tube U de plomb, qui y entre exactement. Ce dernier tube porte un cylindre de métal H. L'extrémité opposée du tube principal T présente une tubulure par laquelle on peut insuffler de l'air, qui s'échappe par un dégagement R. Une tubulure latérale permet le passage, à travers un bouchon, d'une tige métallique portant un disque de zinc poli D.

Le tampon de verre pilé, contenu dans le cylindre H, est relié à l'une des paires de quadrants d'un électromètre; le plateau de zinc poli D est en relation avec le pôle négatif d'une pile dont le pôle positif communique avec la terre et la cage de l'électromètre; l'autre paire de

---

<sup>(1)</sup> EXNER, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne*, 1886 et 1888.

quadrants de l'instrument est reliée aussi à la cage et, par suite, à la terre.

En face du plateau D est une lame de quartz fixée au tube : une lampe à arc émet un faisceau lumineux, qu'une lentille de quartz concentre sur le disque Z.

L'ordre des expériences est le suivant :

1° On établit l'arc et l'on ne fait passer aucun courant d'air dans le tube : l'électromètre ne dévie pas ;

2° On fait passer un courant d'air dans l'appareil, mais la lampe à arc reste éteinte : on ne constate encore aucune déviation dans l'électromètre ;

3° On établit le courant d'air et l'on met la lampe en activité : l'électromètre manifeste l'existence d'une charge négative qui s'accroît constamment, de manière à rendre bientôt toute lecture impossible.

Plaçons un tampon de verre pilé dans la partie du tube comprise avant G, et après le disque de zinc poli D : l'électromètre ne dévie point, il n'y a plus de charge négative. Un tampon de verre pilé arrête donc la charge portée par l'air électrisé sous l'action des rayons ultra-violet. C'est l'expérience de J.-J. Thomson et Rutherford.

De cette charge perdue par D il n'arrive qu'une faible portion au tampon G, même si l'on emploie un courant d'air énergique. Si l'on relie d'abord D à une paire de quadrants, G à la terre, puis D et G à la même paire de quadrants chargés, et si l'on mesure la vitesse de décharge dans les deux cas, on trouve que, dans le dernier, la quantité d'électricité atteignant G est insuffisante pour maintenir constante la charge totale de G et de D.

## II. — *Rayons de Röntgen.*

Le dispositif reste le même dans ses lignes générales. On remplace la lampe à arc par une ampoule de décharge. La lentille est supprimée, et à la plaque de quartz on substitue une feuille mince d'étain.

On effectuait ainsi les expériences : On réglait la position du tube de décharge de manière à donner à la vitesse de déperdition, sous l'action des rayons de Röntgen, la même valeur que celle relative aux radiations ultra-violettes.

On réglait de même la vitesse du courant d'air et la charge du disque de zinc poli de manière qu'elles fussent les mêmes que dans l'expérience précédente. Alors le tampon G prend une charge positive, mais beaucoup plus faible en valeur absolue que la charge négative qu'il acquiert quand on opère avec l'arc.

En résumé, les radiations ultra-violettes déchargent les corps électrisés comme les rayons X, mais elles ne peuvent électriser aucun corps placé sur leur trajectoire. C'est le contraire pour les rayons X. L'air traversé par ceux-ci émet de nouvelles radiations, comme l'a montré Röntgen.

## NOTE V (p. 43).

## RAYONS URANIQUES.

Nous rappellerons seulement, à propos des radiations uraniques, les deux théories qui ont été proposées pour expliquer leur nature :

La théorie de Crookes est de forme plutôt énergétique : il pense que les substances actives, telles que l'uranium, le thorium (M<sup>me</sup> Curie, G. Schmidt) et leurs composés possèdent le pouvoir de distraire aux molécules gazeuses qui frappent leur surface une partie de leur énergie cinétique. Cette énergie transformée sert à la production des rayons de Becquerel. Remarquons, en passant, que cette hypothèse de l'emprunt d'énergie cinétique aux molécules gazeuses incidentes est utilisée pour bien d'autres phénomènes, fluorescence, phosphorescence, etc., mais que cette action est forcément suivie d'une transformation d'énergie, à la surface du corps impressionné, transformation qui est la caractéristique même du phénomène, mais dont le mécanisme semble devoir nous échapper d'ici bien longtemps encore.

La théorie de M<sup>me</sup> Curie a été exposée dans l'*Éclairage électrique* (t. XV, p. 199; 1898). Elle considère l'espace comme sillonné de rayons analogues à ceux de Röntgen, mais beaucoup plus pénétrants, et transformés avec une facilité particulière par les corps à poids atomiques élevés.

Elster et Geitel (*Wied. Ann.*, t. LXVI, p. 735-760; nov. 1898) ont essayé de réaliser des expériences susceptibles de donner un critérium de la valeur de ces deux théories. Ils ont recherché les modifications que pouvait apporter la présence du vide dans les résultats obtenus avec les combinaisons uraniques. Ils ont aussi étudié l'action photographique des radiations, en opérant dans une enceinte d'abord à la pression atmosphérique, et ensuite entièrement purgée d'air. Les clichés furent constatés identiques. Dans une nouvelle série d'expériences sur la pechblende de Joachimsthal, les déperditions furent aussi reconnues les mêmes sous la pression atmosphérique, ou avec le vide de la pompe à mercure.

On remarque une contradiction très nette entre ces résultats et l'hypothèse de Crookes. Pour vérifier celle de M<sup>me</sup> Curie, Elster et Geitel ont cherché à établir une différence dans les actions photographiques et les

dépertitions électriques observées soit à la surface du sol, soit au fond d'une mine.

Ils ont constaté l'identité des effets dans ces deux cas, et se sont basés sur ce fait pour condamner l'hypothèse de M<sup>me</sup> Curie, suivant laquelle la couche terrestre devrait être impénétrable aux rayons uraniques. Cette conclusion semble inexacte, l'absence de différence entre les effets dans les deux cas pouvant très bien s'expliquer par la diffusion des radiations uraniques.

Aujourd'hui les radiations uraniques ont acquis une extrême importance, à la suite surtout des beaux travaux de M. et M<sup>me</sup> Curie sur les corps radio-actifs.

NOTE VI (p. 52).

PREMIÈRES EXPÉRIENCES DE MM. BLONDLOT ET BICHAT.

Nous devons rapprocher de ces expériences celles de MM. Blondlot et Bichat qui étudièrent les courants actino-électriques dans les différents gaz, sous diverses pressions.

Les deux observateurs employèrent un cylindre creux et, en guise de plateau troué, un quartz rayé et argenté à la manière d'un réseau de diffraction. Une vis micrométrique servait à modifier les distances relatives du fond du cylindre formant l'armature inférieure et du quartz argenté formant l'armature supérieure. Malgré des difficultés expérimentales nombreuses, ces deux physiciens purent observer qu'aux extrêmes raréfactions le courant actinique n'était pas nul.

D'autres résultats obtenus par MM. Blondlot et Bichat furent aussi les suivants : le passage de l'électricité à travers les gaz est facilité quand on illumine le corps électrisé par des radiations très réfrangibles, et toute déviation de l'appareil de mesure est supprimée quand on substitue une lame d'eau au plateau métallique.

Les deux observateurs étudièrent aussi directement la décharge d'un corps électrisé par la lumière. Un cylindre métallique, enduit intérieurement de noir de fumée, était mis en communication avec un électromètre. On a pu constater que la déperdition n'est pas modifiée quand on éclaire l'intérieur du cylindre au moyen de radiations ultra-violettes, tandis qu'elle est très augmentée quand on fait tomber les rayons de lumière sur la face extérieure du cylindre.

Ici encore, si le faisceau lumineux constituait un véritable conducteur, il serait également apte à effectuer la décharge, en touchant un point intérieur ou un point extérieur du cylindre. Il semble donc que dans ces expériences la convection joue un rôle essentiel.

On peut encore rapprocher de ces expériences une autre observation

faite avec le tourniquet électrique qui, à la lumière diffuse, marche sous une différence de potentiel de 63 unités C.G.S. et, sous l'action des rayons ultra-violetes, n'exige qu'un écart de 22 de ces mêmes unités.

## NOTE VII (p. 54).

## DÉPERDITIONS POSITIVE ET NÉGATIVE.

Il convient de rapprocher des expériences de Stoletow celles effectuées à la même époque par MM. Blondlot, Bichat et Branly, et qui ont contribué à fixer le sens des phénomènes.

Ces expériences tendent à montrer que l'effet de la décharge est dû en réalité aux rayons ultra-violetes, et non aux rayons calorifiques ou autres radiations rencontrées dans l'arc. Les deux premiers observateurs employèrent le condensateur spécial déjà décrit, mais contre la face du plateau plein tombait une nappe d'eau provenant d'un réservoir isolé. On put alors constater l'inefficacité des rayons après leur passage à travers la nappe d'eau. C'étaient donc bien des rayons ultra-violetes qui déterminaient la décharge, et non des rayons calorifiques qui auraient passé en très grande partie à travers la nappe liquide. MM. Blondlot et Bichat avaient employé un certain nombre d'autres dispositifs pour éviter les corrections dues au mouvement du liquide.

Cette action des rayons ultra-violetes avait déjà été reconnue par Hallwachs dans le cas de l'électricité à haut potentiel.

M. Branly chercha à montrer que, dans le cas de l'électricité à bas potentiel, la déperdition positive est assimilable à celle de l'électricité négative. Il a tenté aussi de concilier les deux théories de Hallwachs et de Stoletow et de faire voir qu'elles n'étaient pas incompatibles. Hallwachs avait trouvé que la déperdition d'électricité positive était très minime dans le cas des hauts potentiels; Stoletow, au contraire, avec une force électromotrice inférieure à 200 volts, constatait que la déperdition de l'électricité était rigoureusement unipolaire, et la décharge positive nulle. Ces deux assertions ne sont pas contradictoires, étant relatives à des potentiels différents. Une expérience de M. Branly montre que les deux opinions sont admissibles.

M. Branly prend un condensateur de Stoletow, dont les deux plateaux sont constitués, l'un par un disque, et l'autre par une toile de cuivre rouge. Les pôles d'une batterie de 50 éléments au sulfate de mercure sont réunis aux deux plateaux. Un galvanomètre, placé dans le circuit de la pile, donne avec un charbon d'arc à âme d'aluminium une déviation de 24 divisions dans le cas du disque positif et 1400 divisions quand le disque est négatif.



D'après M. Branly, l'arc voltaïque serait beaucoup plus riche en radiations agissant sur la déperdition négative. Par contre, la lumière de décharge des condensateurs agirait de même façon sur les deux déperditions.

## NOTE VIII (p. 55).

INFLUENCE DE LA NATURE DE LA LUMIÈRE SUR LES EFFETS  
PHOTO-ÉLECTRIQUES OBTENUS.

Il convient de rappeler à ce sujet une récente expérience de Schmidt (*Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 563-577; avril 1899). On connaît, d'après les travaux de Stoletow et d'autres physiciens, le moyen de recueillir un courant sans pile proprement dite, en plongeant deux lames de métal identiques dans la dissolution d'un sel métallique correspondant, et en maintenant une de ces lames dans l'obscurité et l'autre à la lumière. La production d'un courant actinique constituera certainement un jour le principe d'une méthode de mesure d'une énergie lumineuse donnée ou, au moins, d'un procédé de comparaison pour deux lumières de composition identique, mais d'intensité différente. Ce serait sous une autre forme, peut-être plus pratique, le renouvellement de la méthode bien connue de mesure, par décomposition chimique, des radiations lumineuses. M. Schmidt a pu constater la transformation, sous l'action de la lumière, de l'oxyde cuivrique en oxyde cuivreux. Avec un couple d'électrodes d'oxyde de cuivre et à dissolution de potasse ou de soude, il est parvenu à déceler l'existence d'une différence de potentiel. L'oxyde cuivreux pur est insensible du reste à l'action de la lumière. On mesure ces écarts de potentiel par comparaison avec un couple normal (électrodes d'oxyde de cuivre et de calomel). Ce physicien a établi que, sous l'action de la lumière, les électrodes dont le potentiel est le plus voisin de celui de l'électrode normale, sont toujours positives quand elles sont illuminées. Les autres sont tantôt positives avec la lumière rouge, tantôt négatives avec la lumière bleue.

## NOTE IX (p. 55).

SIMULTANÉITÉ DE L'ÉCLAIREMENT ET DE L'APPARITION  
DES EFFETS PHOTO-ÉLECTRIQUES.

Bergmann avait déjà tenté de déterminer l'influence de la durée de l'éclairement sur la grandeur de la déperdition. Comme contribution à

L'étude faite par Hallwachs, ou la variation du potentiel négatif d'un disque de zinc placé dans l'air, il avait constaté une action électrique plus lente au commencement qu'à la fin, et une influence assez nette de la durée de l'éclairement.

Pour décider si la production et la disparition d'un courant sont la conséquence instantanée de l'illumination ou de l'arrêt du faisceau, Bergmann avait employé un disque muni de secteurs alternativement pleins et creux, et remplacé le galvanomètre par un téléphone qui, dans le cas d'une simultanéité entre les deux phénomènes, devait émettre un son. On n'en recueillit aucun.

Stoletow employa pour élucider la question une méthode de contrôle simultané : il prit deux condensateurs situés tous deux sur le trajet du même faisceau de rayons, et deux galvanomètres de période identique : les deux observations furent faites au même moment.

Les élongations sont proportionnelles quand on fait varier l'intensité de l'arc sans rien modifier des autres conditions d'expériences : le condensateur qui est le plus près de l'arc se fatigue plus que l'autre, et le rapport des sensibilités varie. Cette proportionnalité est donc remarquable ; elle montre que, toutes choses égales d'ailleurs, le courant électrique est proportionnel à l'intensité des rayons actifs.

#### NOTE X (p. 56).

##### INFLUENCE DE LA TEMPÉRATURE SUR LES PHÉNOMÈNES ACTINO-ÉLECTRIQUES.

L'influence de la température sur la déperdition électrique est de sens assez incertain. Hood penso que l'effet électrique est supprimé par l'échauffement. Stoletow professe une opinion contraire. Un certain nombre d'expériences n'ont pu encore fixer les physiciens à cet égard.

#### NOTE XI (p. 60).

##### VITESSE DE DÉPLACEMENT DES PARTICULES ÉLECTRISÉES.

M. Buisson a tenté récemment de donner une expression de la vitesse suivant laquelle se déplacent les particules électrisées, dans la décharge par la lumière ultra-violette.

Les conditions de l'équilibre électrique dans un condensateur plan sont modifiées par l'intervention de la lumière ultra-violette. Le poten-

tiel ne varie plus linéairement d'une face à l'autre.  $\Delta V \neq 0$ . D'une part, l'électricité négative est déplacée; de l'autre, la face positive ne subit aucune déperdition. Il est du reste aisé de constater, en dirigeant un faisceau de radiations ultra-violettes entre les armatures du condensateur, que l'air ne prend aucune part à la décharge. On a en somme un flux d'électricité négative qui se déplace en sens inverse du champ.

Considérons un plan situé entre les deux faces du condensateur et qui leur soit parallèle.

Le courant  $i$  de décharge est donné par  $e\sigma\rho$ , où  $\rho$  représente la densité électrique dans le plan considéré,  $s$  la section de ce plan, enfin  $v$  la vitesse de décharge.

Le potentiel en un point du champ se mesure au moyen d'un appareil à écoulement de mercure. Un jet fin vertical se résout en gouttes, et donne le potentiel du point où les gouttes se séparent. On mesure le potentiel d'abord sans éclairer le condensateur, puis après illumination. L'intensité du courant est donnée par un électromètre d'une grande capacité relié à l'une des armatures.

La vitesse paraît indépendante de l'intensité de la lumière employée, elle est proportionnelle au champ: elle variait dans ces expériences de  $0^m,25$  à  $1^m,35$  par seconde dans un champ de 60 volts.

Ces expériences offrent des différences du reste assez grandes avec d'autres effectuées par M. Righi sur le même sujet.

#### NOTE XII (p. 117).

##### RAYONS X ET RAYONS CATHODIQUES.

Une étude complète des analogies et des différences présentées par les rayons X de Röntgen et les rayons cathodiques serait aujourd'hui tellement hors de proportions avec le cadre de cet Ouvrage qu'il ne faudrait pas songer à une tentative, même timide, dans ce sens. On consultera, à ce sujet, avec le plus grand profit, le livre de M. Guillaume, *Les Rayons X*. L'Ouvrage de J.-J. Thomson date de quelques années, et les progrès de la Science, dans le domaine des radiations nouvelles, ont été si rapides, qu'il semble utile aujourd'hui de dire quelques mots des résultats généraux qui nous sont désormais acquis. Nous allons tâcher d'établir nettement les différences entre les propriétés caractéristiques de ces deux sortes de radiations: rayons cathodiques et rayons de Röntgen.

Nous insisterons particulièrement sur ce fait, que les rayons X, d'après les travaux les plus récents, tant en France qu'à l'étranger,

tendent de plus en plus à être considérés comme une classe de radiations spéciales ultra-violettes à période très courte. Dans leur choc contre les substances qu'on dispose sur leur route, ces rayons ultra-violettes acquièrent des propriétés diverses, suivant la nature de l'obstacle. Les rayons cathodiques sembleraient décidément constitués par des jets de particules chargées d'électricité positive, et allant rencontrer la cathode.

On a cherché à généraliser les expériences de Röntgen : les corps fluorescents ne pourraient-ils donner aussi naissance aux rayons X ? Il nous suffira de citer à ce propos les expériences de MM. Niewenglowski et Henri Becquerel, relatives à l'action sur le papier sensible, de cristaux phosphorescents, préalablement exposés à la lumière solaire. Il peut être obtenu des résultats analogues avec les surfaces métalliques polies.

Aux propriétés des rayons cathodiques et des rayons de Goldstein, développées dans son Ouvrage par J.-J. Thomson, il convient d'opposer celles des rayons X, que les travaux de M. Sagnac ont nettement mises en lumière. Les rayons X se transforment, avons-nous dit, dans leur chute sur les corps qu'on oppose à leur course, et cette transformation dépend essentiellement de la nature et de l'épaisseur de ces surfaces. Rien de tel avec les rayons cathodiques, qui ne sont, au contraire, qu'un flux de particules électrisées et animées d'une vitesse considérable.

Les rayons X ne paraissent ni se réfléchir ni se réfracter, comme le font du reste les rayons cathodiques et les radiations ultra-violettes très courtes, de longueur d'onde comparable à celle de la lumière ordinaire. Les rayons X, après réflexion métallique, sous une incidence du reste quelconque, donnent lieu à des rayons secondaires S, doués de propriétés spéciales. On connaît trop l'action photographique des rayons X pour que nous nous y arrêtions. Les rayons S impressionnent aussi les plaques sensibles, déchargent les corps électrisés, déterminent la fluorescence du platino-cyanure, se propagent en ligne droite et ne donnent lieu à aucune diffraction ni diffusion perceptible. Les divers corps isolants ou conducteurs les absorbent avec des facilités différentes, et cette absorption dépend aussi du métal dont ils émanent et sur lequel se sont réfléchis les rayons X. Ces radiations sont, du reste, absorbées en proportion beaucoup plus faible que les rayons qui leur ont donné naissance.

Les rayons X peuvent être en grande partie arrêtés par l'interposition d'une feuille métallique de quelques millimètres d'épaisseur. Les rayons S franchissent cet obstacle, mais ils sont arrêtés par une seconde feuille de métal identique, placée derrière la première.

Après absorption des rayons secondaires, on a les rayons tertiaires T.

qui sembleraient être de période plus grande, et se rapprocher des rayons produits dans les tubes de Crookes à vide peu poussé. Nous rappellerons, à ce propos, les expériences de M. Villard que nous décrivons plus loin assez longuement. Ce physicien, avec son tube osmo-régulateur, constate, sous un vide poussé plus loin, la présence d'un afflux de matière chargée positivement, qui alimente le bombardement moléculaire.

Nous dirons quelques mots encore des rayons paracathodiques, dont l'existence a été décelée par Silv. Thompson. Ces rayons se produisent dans les conditions suivantes : Dans le cas d'un faisceau cathodique assez dense pour donner naissance aux rayons cathodiques, la portion du verre située vis-à-vis de la cathode, mais au-dessus du plan de cette anticathode, devient fluorescente sous l'excitation de rayons cathodiques de nature spéciale : ces rayons sont incapables d'engendrer des rayons X ordinaires ; un aimant et un champ électrique sont de même sans action sur eux. Ces radiations peuvent être regardées comme ayant pour origine la diffusion des rayons cathodiques primaires, dont le maximum d'intensité se confond à peu près avec le maximum correspondant de la réflexion régulière. On constate aussi l'existence, conjointement avec la production de rayons paracathodiques, de rayons X de nature spéciale, distincts des rayons secondaires découverts par M. Sagnac. Il est facile de dissocier les rayons X primaires de ces rayons secondaires spéciaux. Quant au mécanisme de la production de rayons X par le choc de ces rayons paracathodiques sur les obstacles, il est vraisemblablement identique à celui qui se trouve réalisé dans le cas des rayons cathodiques ordinaires.

Dans l'état actuel de la question, il nous est déjà permis de faire une distinction de nature bien nette entre les rayons cathodiques et de Goldstein, d'une part, les rayons X et leurs dérivés de l'autre. Les premiers sont des flux de particules matérielles, électrisées positivement, les autres constituent des formes purement énergétiques du mouvement.

#### NOTE XIII (p. 167).

##### SUR L'AFFLUX CATHODIQUE.

Nous nous étendrons plus longuement sur les travaux de M. Villard, résumés dans le *Bulletin de la Société Française de Physique* (1898, p. 69, séances des 21 janvier, 4 mars et 20 mai 1898), moins encore à cause des très intéressants résultats obtenus par ce physicien que parce qu'il a su lever, par l'ingéniosité de ses méthodes, un certain nombre de contra-

dictions remarquées jusqu'ici dans les propriétés attribuées aux rayons cathodiques. M. Villard a introduit la notion nouvelle de l'afflux. Pour en comprendre l'importance, nous devons reprendre d'un peu haut les phénomènes dont est le siège un tube de Crookes. Quand, dans un de ces tubes, on pousse le vide à l'extrême, on constate que le faisceau cathodique ne part plus de toute la cathode, mais se resserre, et tend à émaner des parties centrales, en même temps que la résistance du tube augmente. Le phénomène n'est que peu influencé par le diamètre adopté pour la cathode, pourvu que celui-ci soit supérieur à celui du faisceau émis dans les mêmes conditions par une cathode aussi large que le tube. Un élément joue un rôle important dans ces phénomènes, c'est l'électrisation positive des parois, découverte par Crookes, et qui exerce une action manifeste sur le faisceau. La région d'émission cathodique tend de même à adopter la symétrie du tube, et l'action des parois se fait sentir jusqu'aux environs de la cathode. Avec un tube à vide suffisamment poussé, et par suite à résistance assez forte, le potentiel de la majeure partie du tube est constant et égal à celui de l'anode : dans un tel tube, on remarque l'apparition de propriétés qui le rendent comparable à un véritable conducteur, le champ à l'intérieur, dans l'un et l'autre cas, tendant à devenir nul.

Nous signalerons, à ce propos, des expériences de M. Villard, dans lesquelles ce physicien a réussi à faire varier la résistance d'un tube de Crookes, en modifiant la distribution des potentiels à son intérieur. M. Villard disposait en avant de la cathode, et parallèlement à celle-ci, un anneau de métal qu'il reliait à l'anode. Il réalisait ainsi une distribution analogue à celle présentée par un tube résistant. M. Villard a de même montré qu'en dérivant sur cet anneau, sous forme d'aigrette, une fraction de l'électricité négative que reçoit la cathode, on diminuait le potentiel aux environs de celle-ci et, par suite, la résistance du tube.

Il convient de rapprocher de ces faits le phénomène suivant, observé par Wielemann et Schmidt, à savoir qu'une charge négative repousse et déplace sur la cathode le centre d'émission du faisceau cathodique. On a pu constater qu'une charge positive produit l'effet inverse. La seule hypothèse attribuant une charge négative aux rayons cathodiques semble insuffisante pour expliquer les phénomènes précédents. Ces actions sont au contraire très aisées à concevoir dans l'hypothèse de l'afflux cathodique, c'est-à-dire d'un courant de matière chargée positivement, émanant des divers parties du tube, ou au moins de celles constituant la région sombre, et alimentant le bombardement cathodique. L'afflux est repoussé par l'action électrique des parois vers l'axe de symétrie du tube, et constitue un faisceau d'autant plus étranglé que le tube est plus étroit, et l'électrisation des parois plus énergique. On conçoit ainsi que

ce courant d'afflux soit peu influencé par le décentrage de la cathode par rapport à l'axe du tube. Les points d'impact de cet afflux constituent les sources des rayons cathodiques. L'afflux est peu sensible aux actions magnétiques. Il suffit, pour le distinguer du faisceau cathodique, avec lequel il est généralement confondu, d'incliner la cathode notablement sur l'axe de symétrie du tube. Ainsi dissocié du faisceau, l'afflux semble constituer la portion des rayons cathodiques que l'on avait cru jusqu'ici reconnaître comme insensible à l'action de l'aimant. Une conclusion très nette qui semble résulter des expériences de M. Villard, c'est que les rayons cathodiques ne peuvent prendre naissance que s'ils trouvent devant eux un espace suffisant. Les obstacles agissent non sur le rayon cathodique, mais sur l'afflux qui l'engendre.

Il convient donc d'admettre l'existence dans le tube d'une double circulation gazeuse sous forme d'afflux et de rayons cathodiques. On peut prévoir que l'afflux sera arrêté par la cathode, devenant alors le siège d'un dégagement de chaleur. C'est ce que l'expérience vérifie, une lame de platine passant au rouge vif, quand elle est soumise à l'afflux. Il est de même facile de supposer que les rayons de Goldstein ne soient autres que le prolongement de l'afflux cathodique, franchissant le trou pratiqué dans une cathode. Un tel trou laisse passer une fraction importante de l'afflux, qui est dès lors insensible à l'action d'une électrode et ne porte plus de charge électrique. M. Villard a cru pouvoir démontrer directement l'identité absolue du prolongement de l'afflux au delà de la cathode perforée, et des *Kanalstrahlen* de Goldstein.

Quant à la question très importante de l'action exercée l'un sur l'autre par deux faisceaux cathodiques parallèles, elle semble désormais résolue, dans le sens d'une absence complète de toute action mutuelle sensible des deux faisceaux. Il suffit, pour le constater, de réaliser deux faisceaux cathodiques assez voisins, et se propageant dans un milieu suffisamment protégé au point de vue électrique. On constate le parallélisme des deux faisceaux sur tout leur parcours. De même deux courants d'afflux ne se repoussent pas. Nous ne nous arrêterons pas davantage à cette partie des expériences de M. Villard, mais nous devons remarquer une certaine contradiction entre les résultats de ce physicien et les règles données par M. Goldstein et M. Deslandres (*Comptes rendus*, t. CXXIV, p. 681, 1897, et *Comptes rendus*, t. CXXVI, p. 1199, 1898) sur les conditions à réaliser pour qu'il y ait action mutuelle de deux faisceaux cathodiques. En combinant l'électrisation négative de ces rayons, découverte par M. J. Perrin (*Annales de Chimie et de Physique*, 7<sup>e</sup> série, t. XI, p. 503, et *Comptes rendus*, t. CXXI, p. 1130; 1895) avec celle des parois du tube, on explique tous les phénomènes observés. On sait, notamment, que M. Deslandres est parvenu à supprimer la déviation des deux faisceaux cathodiques de

l'expérience classique de Crookes, en entourant par un tube de mica l'une des cathodes et le faisceau correspondant. On peut de même prévoir les différentes formes que doit prendre le faisceau cathodique, quand on emploie des cathodes de formes diverses. Il suffit de remarquer que le fil cathodique issu d'un point de la cathode part sous une certaine obliquité, rencontre sous un angle variable les diverses surfaces isopotentiellées, et s'infléchit peu à peu, jusqu'à devenir parallèle à l'axe du faisceau résultant. L'inflexion de la trajectoire ne serait donc pas due, comme on l'a souvent pensé, à l'action mutuelle des rayons cathodiques.

On peut donc concevoir les rayons cathodiques et ceux de Goldstein comme ayant une origine commune, à savoir l'afflux, ou courant de particules matérielles chargées positivement, et se dirigeant vers la cathode avec une vitesse considérable. Quant à la nature de cette matière, J.-J. Thomson a pu observer (*Philosophical Magazine*, 5<sup>e</sup> série, t. XLIV, octobre 1897) que pour une même chute de potentiel, la déviation subie par les rayons cathodiques ne dépend pas de la nature du gaz sur lequel a été fait le vide. La matière qui alimente l'afflux semble donc bien indépendante du métal des électrodes et du gaz employé. Nous n'insisterons pas davantage sur les très intéressants travaux de M. Villard. Comme conclusion de l'analyse des résultats obtenus par ce physicien, nous signalerons cependant deux faits, à savoir: 1<sup>o</sup> que la résistance du tube est étroitement liée à la section de l'afflux cathodique; 2<sup>o</sup> que l'apparition de rayons X, et par conséquent de rayons cathodiques, n'est pas la conséquence immédiate de l'existence d'un certain degré de vide. On sait que M. Röntgen a réalisé la production de rayons X en employant des tubes étroits, où subsistait une pression relativement considérable, mais où la section de l'afflux était réduite à une valeur suffisamment faible.

FIN.



## TABLE DES MATIÈRES.

### I.

	Pages.
<b>Décharges électriques dans les gaz</b> .....	3
Communication d'une charge électrique à un gaz.....	3
Électrisation d'un gaz par voie chimique.....	4
Électrisation d'un gaz mis en liberté par électrolyse.....	7
Formation d'un nuage autour de gaz électrisés.....	8
Électrisation produite par la chute et l'écrasement de gouttelettes sur une couche du même liquide.....	11
Électrisation d'un gaz au moyen des rayons de Röntgen.....	21
Radiations uraniques.....	42

### II.

<b>Effets photo-électriques</b> .....	60
Électrisation des gaz par les métaux portés à l'incandescence.....	60
Électrisation dans le voisinage d'une décharge par arc.....	64
L'arc dans l'hydrogène.....	66
Conduction à travers les gaz chauds.....	72
Conduction par les flammes.....	75
Influence d'une décharge sur l'apparition, au sein d'un gaz, de pro- priétés conductrices.....	78
Électrolyse d'un gaz.....	99
Courtes étincelles.....	96
Étincelles moyennes.....	97
Longues étincelles.....	97
Transport d'un gaz au sein d'un autre gaz.....	100

### III.

<b>Rayons cathodiques</b> .....	103
Propriétés des rayons cathodiques.....	105
Effets thermiques produits par les rayons cathodiques.....	107
Effets mécaniques produits par les rayons cathodiques.....	109
Action d'un aimant sur les rayons cathodiques.....	110

	Pages.
Parcours des rayons dans les différents gaz.....	117
Forme de la trajectoire des rayons.....	121
Charge électrique emportée par les rayons cathodiques.....	122
Répulsion mutuelle des flux de rayons cathodiques.....	128
Réflexion diffuse des rayons cathodiques.....	136
Mode de transmission des rayons cathodiques.....	137
Expériences de Lenard.....	138
Déviation magnétique des rayons de Lenard.....	143
Théories proposées sur la nature des rayons cathodiques.....	143

## NOTES.

<i>Note I.</i> — Déperdition à la surface d'un liquide électrisé.....	155
<i>Note II.</i> — Électrisation par combustion.....	157
<i>Note III.</i> — Électrisation de l'atmosphère.....	157
<i>Note IV.</i> — Sur les différences entre les propriétés de l'air électrisé par la décharge d'un corps sous l'action de la lumière ultra-violette et sous celle des rayons de Röntgen.	158
1° Lumière ultra-violette.....	158
2° Rayons de Röntgen.....	159
<i>Note V.</i> — Rayons uraniques.....	160
<i>Note VI.</i> — Premières expériences de MM. Blondlot et Bichat....	161
<i>Note VII.</i> — Déperditions positive et négative.....	162
<i>Note VIII.</i> — Influence de la nature de la lumière sur les effets photo-électriques obtenus.....	163
<i>Note IX.</i> — Simultanéité de l'éclairement et de l'apparition des effets photo-électriques.....	163
<i>Note X.</i> — Influence de la température sur les phénomènes actino- électriques.....	164
<i>Note XI.</i> — Vitesse de déplacement des particules électrisées....	164
<i>Note XII.</i> — Rayons X et rayons cathodiques.....	165
<i>Note XIII.</i> — Sur l'afflux cathodique.....	167

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.