

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES.

SUR LES
ÉLECTRONS

PAR

Sir OLIVER LODGE, F. R. S.

Conférence faite à l'*Institution of Electrical Engineers*,
le 5 novembre 1902.

TRADUITE DE L'ANGLAIS PAR

E. NUGUES,

Chef des travaux d'électricité
à l'École centrale
Ingénieur des Arts et Manufactures.

J. PÉRIDIER,

Diplôme de l'École supérieure
d'électricité
Ingénieur des Arts et Manufactures.

PRÉFACE DE P. LANGEVIN,

Professeur suppléant au Collège de France



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE,

ÉDITEUR DES ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES,

33 Quai des Grands-Augustins.

1906

SUR LES ÉLECTRONS.

EXTRAIT DU
" **Journal of the Institution of Electrical Engineers** ",
n° 159 (1903). .

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES.

SUR LES
ÉLECTRONS

PAR

Sir **OLIVER LODGE, F. R. S.**

Conférence faite à l'*Institution of Electrical Engineers*,
le 5 novembre 1902.

TRADUITE DE L'ANGLAIS PAR

E. NUGUES,

Chef des travaux d'électricité
à l'École centrale,
Ingénieur des Arts et Manufactures.

J. PÉRIDIER,

Diplômé de l'École supérieure
d'électricité,
Ingénieur des Arts et Manufactures.

PRÉFACE DE **P. LANGEVIN**,
Professeur suppléant au Collège de France.



PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE,

ÉDITEUR DES ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES,

55, Quai des Grands-Augustins.

1906

(Tous droits réservés.)

AVANT-PROPOS.

La doctrine nouvelle des électrons jouit à l'étranger d'un succès légitime qu'elle ne paraît pas avoir encore obtenu en France. La cause en est, croyons-nous, dans l'absence presque complète de publications sur le sujet. Il serait pourtant à désirer que ces idées si fécondes fussent, chez nous, plus largement répandues et c'est dans ce but que nous offrons aux électriciens français la présente traduction.

A cet égard, nous ne pouvons mieux choisir que l'admirable exposé fait, il y a trois ans, par Sir Oliver Lodge, devant l'Institution of Electrical Engineers. Il résume en effet, d'une façon saisissante, toute la théorie *électronique* et permet d'apprécier avec quelle aisance la notion récente d'électron se plie à l'interprétation des divers phénomènes naturels. Aussi peut-il, en quelque sorte, servir d'introduction à une étude plus complète sur le sujet, et aidera-t-il à la

lecture des Mémoires originaux qui approfondissent la question.

Nous avons rencontré quelque difficulté à rendre en français la pensée pourtant si claire de l'Auteur. Sa phrase imagée, ses expressions pittoresques et très anglaises, perdent toute leur saveur dès qu'on essaye de les rendre en un français correct. Aussi avons-nous préféré, le plus souvent, serrer le texte de très près, espérant que, malgré la tournure étrangère et nécessairement lourde de la phrase, nous respections davantage la pensée primitive du savant anglais. Le lecteur français nous saura gré, sans doute, d'avoir sacrifié à l'exactitude scientifique du fond l'élégance littéraire de la forme.

Nous gardons une vive reconnaissance à M. Paul Langevin pour l'intéressante Préface qui ouvre ces pages. Nul, en France, n'est plus compétent que lui pour parler d'un sujet aussi difficile et nous sommes heureux de le remercier ici des explications et des avis qu'il nous a si aimablement donnés.

E. NUGUES.

J. PÉRIDIÉ.



PRÉFACE.

Le professeur Lodge ou plutôt Sir Oliver Lodge, actuellement recteur de l'Université de Birmingham, est déjà bien connu du public français par les efforts qu'il fit pour répandre dans le monde des praticiens les théories nouvelles en Électricité. Tout le monde connaît, en particulier, son livre *Modern views of Electricity*, dont M. Meylan nous donna, voici quelque quinze ans, une traduction si appréciée. Sir Oliver Lodge appartient, en effet, à la grande famille des vulgarisateurs anglais, des Tyndall, des Thomson, des Maxwell, qui savent, mieux que personne, trouver l'image saisissante et tangible pour traduire l'idée la plus abstraite. On retrouvera cette puissance, on sera frappé par la profondeur et la richesse des comparaisons, dans la Conférence faite, il y a deux ans, à la Société des Ingénieurs électriciens de Londres sur les idées qui, depuis bientôt dix ans, transforment et renouvellent, de manière si rapide, toute la science

électrique, pour ne pas dire la Physique entière.

MM. Nuges et Périquier ont eu l'heureuse idée de traduire l'exposé si vivant dont ils ont voulu conserver toute la saveur, et qui constitue une si attachante introduction dans le vaste domaine des découvertes récentes, dans ce domaine d'une ampleur telle, qu'il comprend, à la fois, l'explication des faits mécaniques les plus généraux comme l'inertie et ce que nous savons de plus clair sur les phénomènes mystérieux et passionnants de la radioactivité.

De cette Conférence se dégage, avec une admirable netteté, le point essentiel dans les nouvelles conceptions, le lien qui constitue l'unité du domaine, la notion de structure discontinue des charges électriques. L'électron, l'atome d'électricité, le centre dont nous savons seulement qu'il est électrisé, possède, par là même, la propriété d'être inerte et de donner naissance, lorsque sa vitesse change, à tous les rayonnements, lumières, ondes hertziennes ou rayons de Röntgen. La matière ordinaire serait constituée de groupements d'électrons en mouvement continu, au nombre de plusieurs milliers dans chaque molécule, et qui, arrachés accidentellement à l'édifice atomique et lancés avec des vitesses jusqu'alors inimaginables, constituent les rayons cathodiques et la partie la plus importante des rayons du radium.

Cette évolution des idées fait aujourd'hui du centre électrisé, de la charge électrique redevenue quelque chose de physique et de tangible, la base même de notre conception de la matière, de notre explication des phénomènes, et place au premier rang, comme importance théorique et pratique, les notions électromagnétiques de champs et de charge, dont les notions mécaniques de force et d'inertie, autrefois primordiales, sont maintenant dérivées.

Il est, à ce point de vue, instructif et frappant de comparer, à quinze ans d'intervalle, les deux efforts de vulgarisation du même Oliver Lodge qui se complètent si heureusement. Dans les *Modern views of Electricity*, qui cherchent à traduire en langage ordinaire les résultats théoriques de Maxwell, le facteur essentiel est le milieu électromagnétique, siège des champs, support de l'énergie, l'éther continu, illimité où se dissout, en quelque sorte, la notion de charge électrique jusqu'à n'être plus qu'une fiction mathématique. Ce sont les tensions de l'éther qui déterminent les actions entre corps électrisés ou aimants, c'est dans l'éther environnant un fil conducteur qu'il faut chercher, avec Poynting, l'explication des propriétés du courant; c'est enfin l'éther qui transmet les ondes lumineuses ou hertziennes résultant de ses vibrations autour des circuits conducteurs. Tout l'effort des physiciens se porte vers une

représentation matérielle, vers le souci bien anglais du modèle mécanique des propriétés singulières de ce milieu. La Mécanique est conçue comme le fondement, l'essence de toute explication par masse ou mouvement, et l'on cherche à construire un éther en acier, ou même en gélatine, dont les déplacements, les déformations ou les vitesses pourraient représenter les champs et dont les énergies potentielle et cinétique seraient l'explication des énergies électrique et magnétique. De manière plus précise et plus concrète encore, et pour tourner les inextricables difficultés du problème, on est conduit à imaginer l'éther gyrostatique de Kelvin, capable de propager des ondes périodiques pareilles à la lumière, ou encore les transmissions et les engrenages de Maxwell et de Lodge pour lier au courant électrique la production du champ magnétique et les phénomènes d'induction.

Combien le point de vue est changé maintenant ! Dans les pages que l'on va lire, le souci du modèle paraît s'être endormi, quoique vivant toujours au cœur du physicien anglais ; l'éther se présente uniquement par ses propriétés électromagnétiques et un germe nouveau y paraît, l'électron, élément de la charge électrique retrouvée, centre de convergence ou de divergence du champ électrostatique, suivant que sa charge est négative ou positive, véritable lien

entre la matière et l'éther, puisque sa charge lui confère les propriétés fondamentales de la matière, l'inertie en particulier, et que sa chevelure de lignes de force lui donne prise sur l'éther, le rend sensible aux champs extérieurs qui peuvent y exister et lui permet de produire des ondes qui se propagent dans le milieu avec la vitesse de la lumière.

La masse mécanique n'y est plus considérée comme fondamentale et c'est à peine si la notion de force ou de tension dans l'éther intervient quelquefois comme un rappel des idées anciennes.

On remarquera dans l'exposé si lumineux que constitue la première partie de cette Conférence la tendance actuelle de substituer l'explication électromagnétique à l'explication mécanique : c'est le phénomène de self-induction qui est considéré comme fondamental et dont on se servira pour nous faire comprendre celui d'inertie. L'inversion est ici caractéristique et tout à fait essentielle. On y sent le début d'une époque nouvelle dans l'histoire de la Physique et de l'Électricité.

Le gros effort d'exposition porte sur les faits qui ont mis en présence des électrons libres dans les rayons cathodiques, à propos desquels, entre parenthèses, justice n'est pas rendue à l'expérience décisive de Perrin qui mit en évidence pour la première fois leur charge négative et fit triompher définitive-

ment l'hypothèse de Crookes, de leur constitution par des centres électrisés négativement. De ce moment date une impulsion nouvelle qui conduisit aux mesures si remarquables de J.-J. Thomson sur la vitesse et la masse de ces particules, à la notion du corpuscule cathodique, mille fois plus petit que l'atome d'hydrogène.

L'étendue restreinte d'une Conférence n'a pas permis à l'auteur d'insister sur les applications autant qu'il l'eût voulu faire. A côté d'indications sur l'origine électromagnétique des actions chimiques et moléculaires, à côté d'idées ingénieuses, quoique rendues un peu trop particulières et concrètes par le souci de la vulgarisation, sur la structure possible des atomes à partir d'électrons des deux signes et sur le mécanisme des forces de cohésion entre ces atomes, on trouve esquissée très brièvement la théorie de la conductibilité métallique, où la présence d'électrons libres à l'intérieur des métaux permet d'expliquer leur conductibilité électrique par un déplacement d'ensemble des électrons sous l'action du champ. Leur agitation thermique analogue à celle des molécules d'un gaz et la diffusion consécutive permet aussi de représenter la conductibilité calorifique. Ces deux conductibilités apparaissent ainsi comme nécessairement liées et particulièrement grandes toutes deux dans les métaux où les

électrons libres sont nombreux et facilement mobiles. Ainsi se trouvent jetées les bases d'une théorie des métaux qui se développe actuellement et nous donnera, sans aucun doute, la clef de ce phénomène si simple et pourtant si obscur qu'est le passage du courant dans un fil métallique.

Une autre application qui commençait à peine à s'esquisser quand cette Conférence fut faite et qui prend aujourd'hui une très grosse importance est la représentation des phénomènes complexes et variés de l'étincelle et de l'arc électrique, de la décharge disruptive qui fournit, par l'intermédiaire des rayons cathodiques, un des points de départ de nos progrès actuels et qui semble, en retour, devoir en retirer une lumière complète. Ce n'est point ici le lieu d'insister sur des recherches qui se poursuivent encore mais dont j'ai voulu seulement signaler l'importance.

La compréhension de ce qui se passe dans un fil conducteur et dans une étincelle sera pour les praticiens une des belles conquêtes dont ils seront redevables, à côté de tant d'autres, aux idées nouvelles exposées ici sous une forme saisissante. Nous devons remercier les traducteurs de nous l'avoir transmise et si bien conservée.

P. LANGEVIN.

SUR LES ÉLECTRONS.

INTRODUCTION.

Dans le *Traité d'Électricité* de Maxwell, publié en 1873, on trouve, au paragraphe 57, la phrase suivante, au sujet de la décharge de l'électricité à travers les gaz, particulièrement à travers les gaz raréfiés :

« Ces phénomènes, et une multitude d'autres, de la décharge électrique sont excessivement importants, et, quand ils seront mieux compris, il est probable qu'ils jetteront une grande lumière sur la nature de l'électricité ainsi que sur celle des gaz et du milieu répandu dans l'espace. »

Cette prédiction a été pleinement justifiée par les progrès de la Science, et je suis convaincu de la possibilité de nouveaux progrès dans la même voie. L'étude de la conduction dans les liquides d'abord, puis celle de la conduction dans les gaz, combinée avec celle du mécanisme de la radiation, ont eu pour résultat d'accroître, dans des proportions considérables, nos connaissances des années précédentes et ont ouvert un nouveau Chapitre, mieux, un nouveau Volume en Physique.

L.

1

Le résultat le plus clair a été d'attirer l'attention sur les phénomènes de la charge électrique, et de remettre en grand honneur l'étude de l'électrostatique. Il n'y a pas longtemps, Fitzgerald, parlant ironiquement, disait de l'électrostatique, qu'elle était *une belle, mais inutile adaptation de la Nature*; et les professeurs, qui pensaient ainsi, n'avaient coutume que de s'occuper des choses d'utilité pratique, trouvant convenable de ne pas dissiper le temps des étudiants en ornements et superfluités, négligeant presque, ou passant rapidement à travers le domaine de l'électrostatique sans y ajouter d'importance, et commençant l'étude de l'Électricité avec les phénomènes du courant, et plus particulièrement des relations entre l'Électricité et le Magnétisme.

Et certes, au point de vue strictement pratique comme à beaucoup d'autres, cette partie de la science électrique reste la plus importante; mais, pour celui qui veut non seulement concevoir les dynamos et les grosses machines, pour celui qui, en plus de son éducation et de ses aptitudes comme ingénieur, possède un peu de la prédisposition, de l'intuition et de la tournure d'esprit d'un homme de Science, pour celui-là la nature et les propriétés d'une charge électrique immobile ou en mouvement constituent une étude des plus captivantes.

Là se trouve l'explication des phénomènes qu'il rencontre dans l'activité de sa propre vie; là se trouve la solution la plus voisine de la vérité des problèmes qui ont excité l'attention et mis à contribution l'ingéniosité des penseurs, des physiciens et des chimistes, depuis que les hommes ont pu se

soustraire en partie à la lutte pour la seule existence — qui est la plus immédiatement pratique de toutes les occupations — et sont plus libres de se consacrer les uns à l'art, les autres à la littérature, les autres à l'accumulation de richesses superflues, les autres à la recherche bénévole des spéculations purement théoriques.

Votre Président, M. Swinburne, pensant que cette Société contenait sûrement des hommes désireux d'y voir clair dans l'embrouillement de faits très éloignés de leurs occupations immédiates, m'a écrit et sollicité de venir pour vous présenter une esquisse d'exploration de ce qui a été fait de récent dans le monde de la Science pure. Après un peu d'hésitation j'ai consenti, convaincu que ce que demandait le Président ne serait pas regardé par l'Institution en général comme hors de propos ou inutile, quoique, de mon propre gré, je n'aurais jamais songé à présenter une telle Communication.

CHAPITRE I.

INERTIE ÉLECTRIQUE.

Je dois rappeler d'abord quelques points purement théoriques. Il nous faut considérer les propriétés du phénomène, depuis longtemps connu, que constitue un corps électrisé.

Deux substances placées en contact puis séparées sont en général reliées par des lignes de force : la région qui les sépare étant dans un état de tension le long des lignes et de pression à angle droit. Ces lignes ont un sens : elles commencent à un corps et se terminent à l'autre ; elles dessinent une carte du champ des forces électrostatiques, et leur terminaison sur un corps ou sur l'autre constitue ce que nous appelons *une charge électrique*. Les charges électriques sont de deux sortes : l'une correspond au commencement des lignes et l'autre à leur autre extrémité. Pour une classe de corps, appelés *isolants*, ces lignes paraissent attachées d'une façon fixe ; tandis que, dans l'autre classe, elles se déplacent aisément à la surface, et sont transportées, très facilement, d'un corps conducteur sur un autre mis en contact avec lui.

Les tensions des lignes tendent à amener leurs extrémités aussi près qu'il est possible, donnant naissance à ce que l'on observe comme attraction et répulsion électriques.

Dans l'espace vide, il est probable que la seule manière de détruire un tel champ de force est de permettre aux deux corps de s'approcher l'un de l'autre et de raccourcir la longueur des lignes jusqu'à zéro; quoique, même ainsi, il n'est pas probable que les charges seront détruites, mais qu'elles seront tellement rapprochées que leur action sera nulle sur un corps placé à une distance modérée. Quand la matière est présente, cependant, elle peut aider cette disparition de plusieurs façons, donnant naissance aux phénomènes variés de la conduction et de la décharge disruptive.

Si l'un des corps chargés est éloigné à une distance considérable pendant que l'autre est isolé et considéré seul, les lignes de ce dernier partent dans toutes les directions, presque rectilignement, montrant l'origine de la notion simple d'un seul corps chargé, cette conception qui n'est pas plus réalisable qu'un seul pôle magnétique. L'autre extrémité des lignes est quelque part, nécessairement, quoiqu'elle puisse être tellement loin que l'on peut dire qu'elle est pratiquement à l'infini.

Considérons maintenant jusqu'à quel point ce champ appartient au corps et jusqu'à quel point il appartient à l'espace, c'est-à-dire à l'éther environnant le corps : celui-ci est le noyau d'où les lignes rayonnent, mais les lignes elles-mêmes, l'état de tension, et les autres propriétés qu'elles représentent et figu-

rent, n'appartiennent au corps en aucune manière : en chaque point de l'espace il y a un potentiel, et ce potentiel représente quelque chose qui se trouve dans l'éther et dans l'éther seul.

Une sphère chargée.

Représentons-nous un tel corps chargé, par exemple, une sphère chargée; changeons sa position. Que devons-nous penser de l'effet de son déplacement sur son propre champ? L'éther, il n'y a rien de plus certain en Physique, ne participe pas au mouvement d'un corps qu'il environne : il est, en fait, stationnaire; il est susceptible d'être contraint, mais pas de se mouvoir; il est le réceptacle du potentiel, mais non de l'énergie cinétique de déplacement.

L'effet du mouvement du corps, par conséquent, est de diminuer la contrainte de l'éther à une place, et de l'engendrer à une autre : l'état de tension voyage *avec* le corps, mais *à travers* l'éther.

En regardant la matière au point de vue de l'éther, nous pourrions dire que le champ de force est constamment détruit et créé pendant que le corps se meut. En la regardant au point de vue du corps en mouvement, nous devrions dire qu'il transporte son champ avec lui.

Il se présente maintenant la question suivante, — et c'est bien loin d'être une question simple : — Quel genre de phénomène va-t-il se manifester dans l'éther quand cet affaiblissement ou cette augmentation du champ électrostatique va y survenir ou quand le

champ de force se déplace à travers lui ? S'adapte-t-il lui-même instantanément à son nouvel état ou exige-t-il pour cela un certain temps ? Ce sujet a été attentivement et complètement traité par M. Olivier Heaviside.

Considérons un point situé, par exemple, à 1^{km} du corps : l'influence de son mouvement se fait-elle sentir en ce point instantanément, en sorte que les lignes de force devraient se mouvoir comme des rayons rigides, simultanément en chaque point ; et, s'il en est ainsi, de quelle façon la communication est-elle transmise pour que les différentes parties du milieu soient ainsi instantanément affectées ? Ou bien la perturbation parvient-elle au point éloigné après un laps de temps très court, mais appréciable ? En d'autres termes y a-t-il une adaptation à ces nouvelles conditions, — une adaptation qui se manifeste dans les parties les plus rapprochées d'abord et dans les plus éloignées ensuite — et, s'il en est ainsi, quel phénomène supplémentaire va-t-on pouvoir observer pendant la période variable ?

La réponse à ces questions, c'est que, pendant le mouvement du corps chargé et même après qu'il aura cessé de se mouvoir, jusqu'à ce que la perturbation ait eu le temps de s'étendre au loin et partout, pour revenir au repos, le phénomène du magnétisme fera son apparition : un nouvel ensemble de lignes de force tout à fait différentes des lignes électrostatiques (bien qu'elles présentent aussi une tension suivant leur direction et une pression à angle droit) prend naissance temporairement. Ces lignes ne commencent plus en un point

pour se terminer en un autre : elles sont toujours et nécessairement des courbes fermées ou annulaires, et, dans le cas très simple que nous envisageons, ce sont des cercles ayant tous leur centre sur la trajectoire du corps chargé. En un point de l'espace il y a maintenant trois directions à considérer : 1° la direction primitive du champ électrostatique, la direction de la ligne de force primitive; 2° la direction du mouvement, c'est-à-dire une direction parallèle au déplacement de la sphère chargée; et 3° la direction perpendiculaire à ces deux premières, qui est la direction des lignes de force magnétiques, la direction du champ magnétique.

Je viens de parler du champ magnétique comme s'il était temporaire, mais c'est parce que j'ai supposé que l'on avait seulement déplacé le corps d'un point à un autre; si on ne l'arrête pas, mais, si son mouvement persiste, alors les lignes magnétiques existent aussi longtemps que dure le mouvement. L'intensité de ce champ en un point de coordonnées r, θ est

$$\mathcal{H} = \frac{ev}{r^2} \sin \theta.$$

On pourrait me demander si l'intensité d'un pareil champ est grande ou petite, je répondrais que cela dépend uniquement de la grandeur de la charge et de la vitesse de son mouvement. Il n'y a pas, à mon opinion, d'autre champ magnétique possible; et, s'il en est ainsi, si nous nous trouvons en présence d'un champ intense, nous devons en conclure qu'il est lié au mouvement d'une forte charge à une vitesse

que nous pouvons qualifier de considérable.

Mais il est certain que, pour une sphère ordinaire chargée d'une façon moyenne, et se mouvant à une vitesse moyenne, même en supposant qu'elle soit un projectile lancé de la bouche d'un canon, le champ magnétique circulaire entourant sa trajectoire est extrêmement faible. Faible ou non, il n'en existe pas moins, et c'est à son existence que nous devons faire remonter tous les phénomènes magnétiques du courant électrique.

Car justement, de même qu'il n'y a pas d'autre champ électrostatique que celui qui s'étend d'un corps à un autre, de même il n'y a aucun autre courant électrique que le déplacement d'un tel corps chargé, et aucun champ magnétique autre que celui qui entoure la trajectoire de ce mouvement.

Le déplacement d'une charge électrique est un courant électrique et nous admettons que le phénomène magnétique environnant ce courant est le seul champ magnétique possible. Si quelqu'un objecte qu'on peut le produire autrement, nous lui laissons le soin de le prouver.

En d'autres termes :

Tant que la charge est stationnaire, tout est constant et nous avons un champ électrique seul.

Tant que la charge se meut avec une vitesse constante, le courant est constant, et nous avons un champ magnétique constant, superposé à un champ électrique constant, en même temps qu'un transport d'une petite quantité d'énergie dans la direction du mouvement.

Mais que va-t-il arriver pendant les périodes de .

départ et d'arrêt; quel est l'état des choses, après que la charge a commencé son mouvement, mais avant qu'elle ait atteint une vitesse constante? Et, d'autre part, quand on freine le mouvement et que la vitesse décroît, ou quand la direction du mouvement change, que se passe-t-il? Quels phénomènes peut-on observer pendant les périodes d'augmentation ou de diminution de la vitesse ou si la trajectoire s'incurve? On va observer alors quelque chose de plus que les phénomènes d'électrostatique simple ou de magnétisme simple.

Nous obtenons le phénomène de l'induction, la production d'une force électromotrice induite, dont la valeur en chaque point est égale au taux de la variation du nombre des lignes de force qui s'y produit. Là où il n'y a pas de conducteur, cette force électromotrice ne peut pas mettre de courant en mouvement; mais elle représente une force électromotrice qui n'était pas là auparavant, qui se manifeste dans une direction perpendiculaire à celle dans laquelle s'effectue l'augmentation du nombre des lignes magnétiques, et qui est extérieure à la charge. Par suite, la nouvelle force électromotrice ou force électromotrice induite a même direction que le mouvement, quoique son sens soit opposé à tous les changements qu'il peut subir; et l'effet de sa superposition sur le champ magnétique est la cause d'une faible transmission d'énergie dans une direction radiale, en dehors et au loin de la charge en accélération. De l'énergie s'élançe, par conséquent, au loin, avec la vitesse de la lumière, quoiqu'en quantité excessivement petite dans les cas ordinaires.

C'est d'une charge, pendant ses périodes d'accélération et de ralentissement, que provient le phénomène appelé *radiation*. C'est cela, et cela seul, qui excite les ondes éthérées et nous donne les différentes variétés de *lumière*.

L'énergie radiée par seconde est

$$\frac{2\mu e^2 \left(\frac{du}{dt}\right)^2}{3v},$$

où v est la vitesse de la lumière et $\frac{du}{dt}$ l'accélération de la charge e .

De cette façon, ou plutôt par une grande extension de ces idées fondamentales, nous avons résumé tous les phénomènes de l'Electricité et de l'Optique et nous les avons, pour ainsi dire, expliqués.

Inertie électrique.

Quelle que soit une charge, l'éther, quelle que puisse être sa constitution hydrodynamique, doit être capable de conserver les lignes de force électriques et magnétiques et de transmettre l'énergie partout où les deux réseaux de lignes se croisent à angle droit.

Une charge en état d'accélération est équivalente à un courant qui varie; car $\frac{dI}{dt}$ peut être écrit $\frac{d^2Q}{dt^2}$. Lorsque le courant varie, il s'établit une force électromotrice de self-induction dont la valeur est $\mathcal{L} \frac{dI}{dt}$.

Considéré à ce point de vue d'un courant constitué par une charge en mouvement, cela correspond à l'accélération d'une masse.

Et la self-induction s'oppose à l'accélération électrique précisément comme l'inertie mécanique s'oppose à l'accélération de la matière.

Le coefficient de l'accélération électrique représente, par conséquent, un terme *inertie*, et, à proprement parler, *inertie électrique*.

D'après la loi de Lenz, l'effet d'induction est toujours opposé à la cause qui le produit. Dans le cas présent, la cause est une accélération ou un ralentissement de la charge en mouvement, et ainsi, dans chaque cas, elle est opposée à la réaction des lignes magnétiques qu'elle engendre. Le mouvement est entravé pendant l'accélération de la vitesse, il est aidé pendant le ralentissement, effet précisément analogue à celui de l'inertie ordinaire. Et, par conséquent, une force est nécessaire et un travail doit être accompli, que l'on commence à déplacer ou que l'on arrête le mouvement du corps chargé; force supplémentaire, autrement dit, force nécessitée par la charge.

Quelle que soit l'inertie que le corps peut avoir, considéré comme quantité de matière, il en a un peu plus, en raison de ce qu'il est chargé.

La valeur de cette espèce d'inertie ou inertie électrique, dans le cas d'une sphère chargée de rayon a , est

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a} \text{ (voir la Note).}$$

Comme ceci est très important, je répète :

De même qu'un changement d'un champ magnétique affecte une charge électrostatique, c'est-à-dire engendre un faible champ de force électrique, dans l'expression de l'intensité duquel la vitesse de la lumière figure par son carré au dénominateur, de même un changement d'un champ électrique engendre un champ magnétique proportionnel à la vitesse de ce changement; et, si la charge électrique est dans une période d'accélération, le champ magnétique lui-même varie. Dans ce cas, il engendre une force électromotrice qui réagit sur l'accélération de la charge en mouvement, et toujours dans un sens tel, qu'elle s'oppose à la variation de vitesse, d'après ce que dit la loi de Lenz, ou plus simplement la loi de la conservation de l'énergie; car, si cette force électromotrice aidait le mouvement, l'action et la réaction croîtraient toujours l'une par l'autre, jusqu'à dépasser toute limite fixée.

Les lignes magnétiques engendrées par un courant qui croît, c'est-à-dire par un corps chargé en accélération positive, réagissent en retour sur le mouvement qui les produit, dans un sens tel qu'elles s'y opposent. Opposition effective ou élastique, mais non passive ou paresseuse, comme par frottement. La réaction cesse au moment où le mouvement devient uniforme. Ce n'est pas analogue à un frottement, par conséquent, mais à l'inertie. C'est le coefficient d'un terme accélération.

Les lignes magnétiques engendrées par un courant qui diminue, c'est-à-dire par un corps subissant une accélération négative ou que l'on arrête, réagissent en sens inverse et tendent à continuer le mouvement.

Donc nous avons également ici un terme qui correspond à l'inertie. Et l'on peut dire de ce corps chargé qu'il possède, pendant qu'il se déplace, une quantité de mouvement en raison de sa charge. La valeur de cette quantité de mouvement est proportionnelle à la vitesse, pourvu que celle-ci ne devienne pas excessivement grande. Par conséquent, le terme *inertie* est constant et, sous la même restriction, indépendant de la vitesse. On pourra, par conséquent, le considérer comme subsistant encore, même quand la charge est immobile et, de cette façon, il simule exactement la notion familière de l'inertie d'une masse matérielle ordinaire.

Dans une Note, on trouvera, sous une forme très simple, la relation quantitative que nous ne faisons ici qu'indiquer, et l'on calculera l'inertie due à une charge électrique. On doit entendre que, quelle que soit l'inertie qu'une sphère matérielle quelconque peut posséder, considérée comme masse de matière, elle en possède davantage quand elle est chargée avec de l'électricité; et ceci, quel que soit le signe de la charge, positif ou négatif.

La valeur de cette inertie supplémentaire ou électrique est proportionnelle à l'énergie électrostatique de la charge ou à son potentiel conjointement. Appelons e la charge de la sphère, a son rayon, son potentiel est $\frac{e}{ka}$, et l'inertie correspondante est

$$m = \frac{2}{3v^2} e \frac{e}{ka},$$

où v est la vitesse de la lumière. On peut dire aussi

que, si la vitesse avec laquelle cette masse se meut était celle de la lumière, son énergie cinétique serait la moitié de l'énergie potentielle de sa charge considérée en repos, car

$$\frac{3}{4} mv^2 = \frac{1}{2} e \frac{e}{ka} = \frac{1}{2} Q \times V = \text{énergie potentielle.}$$

C'est ainsi qu'une très petite quantité de matière, ne fût-ce qu'un milligramme, se mouvant avec la vitesse de la lumière, possède une quantité prodigieuse d'énergie. Pour cette masse de 1^{mg}, la valeur de cette énergie correspond à 4 milliards et demi de kilogrammètres.

Sir William Crookes a exprimé cela de la façon suivante : 1 gramme ou 15 grains de matière se mouvant avec la vitesse de la lumière, possède assez d'énergie pour élever la flotte britannique au sommet du Ben-Névis.

Par conséquent, l'inertie d'une petite charge électrique doit être excessivement faible. Malgré cela, il est tout à fait improbable qu'il existe une autre espèce d'inertie.

Que cela soit vrai ou non, on peut dire que la question est ouverte, strictement parlant, quoique dans mon esprit elle soit effectivement résolue.

En accordant ainsi à une charge électrique donnée une masse appréciable, il en résulte que son potentiel est excessivement grand, c'est-à-dire qu'il est concentré sur une très petite sphère.

Un coulomb au potentiel de 1 volt possède une énergie de $\frac{1}{2}$ joule, c'est-à-dire $\frac{1}{2}$ de 10^{-7} ergs.

La masse équivalente à cette charge est

$$\frac{2}{3} \frac{10^7}{9 \times 10^{20}} = \frac{2}{27} 10^{-13} \text{ gramme} = 10^{-8} \text{ milligramme.}$$

Élevons le potentiel à un million de volts, la masse équivalente d'un coulomb à ce potentiel est la centième partie d'un milligramme, quantité à peine appréciable par conséquent.

La charge d'un atome en électrolyse, ainsi qu'on l'observe, est de 10^{-10} unités électrostatiques. Si elle est uniformément distribuée sur une sphère de la grosseur d'un atome, c'est-à-dire d'un rayon égal à 10^{-8} cm, son potentiel sera de $\frac{1}{10^9}$ d'unité électrostatique ou environ 3 volts.

L'énergie d'une telle charge serait de 10^{-12} erg, et la masse d'un corps qui posséderait cette énergie, si sa vitesse était celle de la lumière, serait de 10^{-33} gr.

Cette quantité est infiniment plus petite que la masse d'un atome d'hydrogène, qui est approximativement égale à 10^{-25} gr.; en conséquence, la charge ionique distribuée uniformément sur un atome n'ajoute pas une fraction appréciable à sa masse apparente.

Remarquons toutefois que, si la charge atomique était concentrée sur une sphère de dimension égale à 10^{-13} cm, son potentiel serait de 1000 unités électrostatiques ou 300 000 volts, son énergie serait égale à 10^{-7} erg et sa masse 10^{-28} gr, soit environ le $\frac{1}{1000}$ de la masse de l'atome d'hydrogène.

Tout ceci est l'exposition préliminaire d'un fait incontestable, qui se déduit de la théorie acceptée et

admise de l'Électricité, que l'on ait ou non trouvé des électrons et qu'ils existent ou non.

Tout ce que nous venons d'établir est vrai pour une charge ordinaire, sur une sphère ordinaire, dont on peut concevoir le mouvement comme résultant d'un effort mécanique qui lui serait appliqué.

Cela nous fournit les phénomènes :

De l'électrostatique, quand la charge est stationnaire;

Du magnétisme, quand elle se meut;

De la radiation, quand elle part ou s'arrête;

Et accessoirement, en raison des lois connues de l'induction électromagnétique, elle présente quelque chose de pareil à l'inertie et, dans ces conditions, semble posséder la propriété la plus fondamentale de la matière.

Je veux ajouter quelques mots de plus en rapport avec ce qui précède :

Appliquons à la sphère chargée une force électromotrice suffisamment forte, et la charge pourra s'en séparer. Supposons qu'elle se meuve avec une vitesse excessive et plaçons un obstacle sur son parcours de façon à l'arrêter mécaniquement avec une brusquerie *suffisante*; il est alors possible que la charge, ou quelque chose de semblable, puisse en être arraché et passer à l'extérieur. Mais, pour arriver à ce résultat, il faut que la vitesse de la sphère, ainsi que la promptitude de l'arrêt, soient excessives.

En pratique, on jette simplement la charge dans une oscillation quand la sphère s'arrête brusquement. Elle émet alors une seule onde ou enveloppe sphérique, d'une épaisseur égale au diamètre de la

sphère ou supérieure à ce diamètre de la quantité dont la sphère s'est mue pendant la période de l'arrêt. Toutefois, quand l'accélération est modérée, la radiation est moins énergique, et aussi moins intense. Moins énergique, parce que sa puissance dépend du carré de l'accélération; moins intense, parce qu'elle est répandue sur une couche plus épaisse d'éther. Les rayons Röntgen deviennent seulement perceptibles quand, la vitesse étant très grande, l'arrêt est tellement brusque que l'onde ou la couche poussée est puissante et mince.

Cette théorie de la façon dont se comporte une sphère chargée en mouvement et le calcul de la valeur de la quasi-inertie d'une charge électrique ont été commencés par le professeur J.-J. Thomson dans un travail qui a fait époque, publié dans le *Philosophical Magazine* d'avril 1881, un des plus remarquables Mémoires de Physique de notre temps.

Le stimulant de ces recherches a été fourni par les brillantes expériences de Crookes publiées dans les *Philosophical Transactions* de 1879, qui furent précédées par les observations de Plücker et de Hittorf et suivies de celles de Goldstein et de Puluj et d'autres en 1880.

En 1891, sir William Crookes était votre Président et dans son discours d'ouverture il exposa, en plus, certaines de ses brillantes recherches expérimentales auxquelles Schuster et plusieurs autres ont contribué. On peut dire sans exagérer que, jusqu'à l'époque de Crookes, la théorie des phénomènes du tube à vide était fort obscure, malgré les travaux considérables, laborieux et pénibles effectués à la fois dans ce pays

et sur le continent, touchant ces questions. Mais, depuis les recherches de Crookes, dans les dix-sept dernières années, la théorie du tube à vide s'est progressivement accrue, jusqu'à maintenant, ainsi que Maxwell l'avait prédit, en jetant une grande lumière sur tout le domaine de la science électrique et sur la constitution de la matière elle-même.



NOTE A.

Calcul de l'inertie d'une charge électrique.

Laissons un conducteur sphérique de rayon a , portant une charge d'électricité e , se mouvoir avec une vitesse modérée u (c'est-à-dire franchement moindre que celle de la lumière). Ce conducteur constitue un élément de courant eu , le circuit étant fermé par les courants de déplacement dans le diélectrique environnant; car les lignes de force prennent naissance dans le milieu situé devant et disparaissent dans le milieu situé derrière. Ainsi l'espace est occupé par un déplacement d'électricité d'avant en arrière, les directions de ce déplacement étant celles des lignes *magnétiques* dues à un aimant court.

On peut dire qu'une charge voyage en portant ses lignes de force ou bien qu'un champ électrostatique est constamment engendré devant et détruit derrière. Quand un champ électrique se meut ainsi latéralement, il engendre un champ magnétique; dans le cas présent, les lignes de force sont des cercles ayant leur centre sur la trajectoire, car la charge en mouvement constitue un élément de courant.

La création de ces lignes magnétiques s'opère de façon à s'opposer au courant qui les produit. Mais elles n'exercent aucun effet sur lui tant que leur nombre demeure constant. Pendant qu'elles disparaissent, toutefois, elles tendent à prolonger le courant qui les maintient. En conséquence, si la charge mobile (ou le courant) tente de s'arrêter, ce ralentissement est empêché; la charge est contrainte de persister dans son mouvement par la diminution du champ magné-

tique qui l'excite et le maintient. Il n'y a rien là du genre d'un frottement, mais l'accélération positive ou négative est entravée par un effet précisément analogue à l'inertie. Si la charge est en repos, elle a besoin d'une force pour partir; et, si elle est en mouvement, ce mouvement persistera.

La charge se comporte par conséquent comme si elle avait une inertie, et nous pouvons procéder au calcul de la valeur de celle-ci.

Pendant que la charge se meut, c'est un courant qui doit être entouré par des lignes de force magnétiques circulaires; l'intensité du champ magnétique en un point de coordonnées r et θ , rapportées à la ligne du mouvement comme axe et à la charge mobile comme origine, sera l'expression habituelle (en remplaçant l'élément de courant $I dl$ par eu)

$$\mathcal{H} = \frac{eu \sin \theta}{r^2}.$$

L'expression connue de la force électrique au même point est

$$E = \frac{e}{k r^2}.$$

Si le mouvement est lent, cette valeur sera exacte. Mais, s'il est rapide, le champ électrique prend une valeur plus faible le long de l'axe et plus forte équatorialement, ainsi que l'a montré M. Heaviside (*Philosophical Magazine*, avril 1889), et est donné par l'expression suivante :

$$E = \frac{e}{k r^2} \frac{1 - \left(\frac{u}{v}\right)^2}{\left\{1 - \left(\frac{u}{v} \sin \theta\right)^2\right\}^{\frac{3}{2}}},$$

où v est la vitesse de la lumière.

L'intensité du champ magnétique sera modifiée d'une façon analogue dans ce cas. Mais la manière la plus simple de la calculer est d'écrire sa valeur en fonction de E et de dire que

dans tous les cas

$$\mathcal{H} = k E u \sin \theta.$$

La quantité d'énergie transmise sera le vecteur produit de E et de \mathcal{H} . Et l'énergie magnétique totale, c'est-à-dire l'énergie totale due au courant, autrement dit au mouvement, s'obtiendra en intégrant l'expression ordinaire $\frac{\mu \mathcal{H}^2}{8\pi}$ dans tout l'espace autour de la sphère chargée, savoir de a à l'infini. Dans le cas général, cette expression est un peu longue, mais dans le cas le plus important, quand la vitesse du mouvement est franchement plus petite que celle de la lumière v , elle est tout à fait simple et le travail sera exactement exprimé comme suit :

Énergie cinétique

$$\begin{aligned} &= \int_a^\infty \frac{\mu \mathcal{H}^2}{8\pi} d(\text{vol}) \\ &= \frac{\mu e^2 u^2}{8\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \int_a^\infty \frac{\sin^2 \theta}{r^4} dr \cdot r d\theta \cdot r \sin \theta d\varphi \\ &= \frac{\mu e^2 u^2}{8} \int_0^{2\pi} \int_a^\infty \frac{\cos^2 \theta - 1}{r^2} dr \cdot d \cos \theta = \frac{\mu e^2 u^2}{3a}. \end{aligned}$$

En comparant ce résultat à l'énergie cinétique mécanique $\frac{1}{2} m u^2$, on voit que la charge de la sphère lui confère une énergie cinétique additionnelle, comme si la masse était accrue en raison de la charge, d'une quantité

$$m = \frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{v^2},$$

qui peut s'écrire

$$m = \frac{2}{3} \mu k \frac{e^2}{\hbar a} = \frac{2}{3v^2} c \frac{e}{\hbar a} = \frac{2}{3v^2} \times \text{charge} \times \text{potentiel},$$

expression dans laquelle $\frac{3}{4} m v^2 =$ l'énergie électrostatique de la charge.

En d'autres termes, la masse équivalente à la charge est telle que, si elle était un morceau de matière possédant une inertie constante, voyageant avec la vitesse de la lumière, son énergie cinétique serait la moitié de l'énergie potentielle de la charge électrique au repos.



NOTE B.

Champ électrique dû au mouvement d'un aimant court.

Si un court barreau aimanté ou une sphère aimantée uniformément (le moment magnétique \mathcal{M} étant le produit de l'intensité d'aimantation par le volume de la sphère) se déplace suivant son axe, c'est-à-dire dans la direction de son aimantation, avec une vitesse u , il engendre des lignes de force électriques circulaires dont les centres sont sur cet axe, exactement comme une charge en mouvement engendre des lignes de force magnétiques. Si l'un de ces cercles est formé d'un circuit conducteur, le mouvement de l'aimant suivant son axe y engendre un courant; mais, s'il n'y a pas de conducteur, le mouvement produit uniquement un déplacement électrique qui s'annule quand le mouvement cesse.

On sait que l'intensité du champ magnétique en un point de l'axe d'un aimant est $\frac{2\mathcal{M}}{r^3}$ et en un point du plan équatorial $-\frac{\mathcal{M}}{r^3}$. Dans une direction intermédiaire, il est en grandeur seulement

$$\mathcal{H} = \frac{\mathcal{M}}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}.$$

Ceci, vrai pour un aimant fixe, l'est également pour un aimant mobile, pourvu que la vitesse de son mouvement ne s'approche pas de celle de la lumière.

La force électrique au même point est

$$E = \frac{3}{2} \frac{\partial \mathcal{K} u}{r^3} \sin 2\theta$$

$$= 3 \mathcal{C} u \frac{\sin \theta}{\sqrt{(4 - \tan^2 \theta)}}.$$

L'énergie électrostatique résultante sera l'intégrale $\frac{h E^2}{8\pi}$ dans tout l'espace extérieur à la sphère aimantée en mouvement dont nous appellerons le rayon a , c'est-à-dire :

$$\text{Energie} = \frac{h}{8\pi} \iiint \left(\frac{3 \partial \mathcal{K} u}{r^3} \right)^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \, dr \cdot r \, d\theta \cdot r \sin \theta \, d\varphi$$

$$= \frac{h \partial \mathcal{K}^2 u^2}{5 a^3} = \frac{\partial \mathcal{K}^2}{5 \mu a^3} \left(\frac{u}{v} \right)^2.$$

Ce déplacement produit un effort élastique dans le diélectrique, y emmagasinant l'énergie ci-dessus à l'état statique. Tant que l'aimant garde son mouvement uniforme, le déplacement électrique n'exerce sur lui aucune action; mais il s'opposera à une accélération.

Si l'aimant commence à marcher plus vite, le déplacement augmente, et ce déplacement constitue un courant qui s'oppose au mouvement aussi longtemps que l'accélération persiste, mais qui cesse dès que le mouvement devient uniforme.

Réciproquement, si le mouvement de l'aimant commence à se ralentir, ce ralentissement constituera un courant temporaire de sens inverse qui aidera au mouvement, c'est-à-dire, s'opposera à l'arrêt. En d'autres termes, la variation de la contrainte électrique circulaire dans le milieu environnant confère sur l'aimant mobile une pseudo ou apparente quantité de mouvement mécanique. Ainsi l'on peut dire que la contrainte élastique elle-même représente une pseudo ou apparente inertie due à l'aimantation, qui s'ajoute à l'inertie mécanique réelle que le corps gardant l'aimantation possède lui-même. Et la valeur de cette inertie supplémentaire

est

$$\begin{aligned}
 m &= \frac{2k\mathcal{M}^2}{5a^3} = \frac{2}{5} \frac{\mathcal{M}^2}{\mu a^3 v^2} = \frac{8}{15} \frac{\pi \delta \mathcal{M}}{\mu v^2} \\
 &= \frac{2}{5} \frac{\mathcal{H}_0 \mathcal{M}}{v^2},
 \end{aligned}$$

où δ est l'intensité d'aimantation et \mathcal{H}_0 l'intensité du champ à l'intérieur de la substance formant la sphère uniformément aimantée de rayon a et de moment magnétique \mathcal{M} .

La masse équivalente se mouvant avec la vitesse de la lumière aura par conséquent une énergie égale au cinquième de l'énergie potentielle de la sphère magnétisée quand elle est placée à angle droit du champ de sa propre intensité interne. Ce résultat peut être appliqué, en l'espèce, au mouvement d'une molécule constituée par une paire d'électrons égaux de signes opposés, ne coïncidant pas complètement.



CHAPITRE II.

DÉCOUVERTE DE L'ATOME D'ÉLECTRICITÉ.

Nous emprunterons encore au grand *Traité* de Clerk Maxwell, 1^{re} édition, la phrase suivante que nous trouvons à la page 312, au Chapitre de l'électrolyse :

« Supposons, cependant, que nous passons sur cette difficulté, nous bornant à affirmer ce fait que la charge moléculaire a une valeur constante, et pour la facilité de l'exposé appelons cette charge moléculaire constante une *molécule d'électricité*. »

Ainsi le fait de l'électrolyse et la connaissance de la loi de Faraday imposaient aux hommes de génie l'idée d'une hypothèse sur la nature atomique de l'Électricité.

Mais, quelques paragraphes plus loin, Maxwell passe outre :

« Il est extrêmement improbable que, quand nous viendrons à comprendre la véritable nature de l'électrolyse, nous conservions rien de la théorie des charges moléculaires, car nous aurons alors ac-

quis une base assurée pour édifier la véritable théorie des courants électriques et nous rendre indépendants de ces théories provisoires. »

Il est téméraire de prédire l'avenir, mais l'état actuel de la science électrique semble opposé à cette dernière prédiction de Maxwell.

La théorie des charges moléculaires semble se développer aujourd'hui et a pris un caractère défini qui l'aurait surpris.

L'unité de charge électrique, la charge d'un atome monovalent en électrolyse, quoi qu'elle soit, est une unité naturelle d'électricité de qui nous pouvons avoir des multiples, mais de qui, nous le savons bien à présent, il est impossible d'avoir des fractions.

J'extrais la phrase suivante du paragraphe 32 des *Modern Views of Electricity* :

« Cette quantité, la charge d'un atome monovalent, constitue la plus petite portion connue d'électricité et c'est une véritable unité naturelle. C'est évidemment là un fait tout à fait important. Cette unité, au-dessous de laquelle on ne connaît rien, a été appelée un *atome d'électricité*, et peut-être que cette expression a ici une signification... Cette unité naturelle est excessivement petite, environ la cent millionième partie de l'unité électrostatique ordinaire ou moins d'un cent quintillionième de coulomb. »

L'atome avec sa charge est appelé un *ion*. La charge considérée seule, en dehors de l'atome, a été

appelée, par le Dr Johnstone Stoney, un *électron* ou *unité électrique naturelle*.

Ce que nous apprenons avec une grande exactitude dans l'électrolyse, c'est le rapport de la charge à la masse de la substance avec laquelle elle est associée. Peu importe la quantité de matière considérée, cent atomes ou un seul, un atome, un gramme ou une tonne : la quantité d'électricité qui lui est associée en électrolyse et libérée quand la substance est décomposée, croît dans la même proportion : le rapport est constant, et, si on l'a déterminé pour un corps, il est connu pour tous.

C'est ce rapport que l'on désigne, en termes techniques, sous le nom d'*équivalent électrochimique de la substance*.

A la lumière de la loi de Faraday, si on l'a déterminé pour une substance, il est connu pour toutes ; parce que la charge est la même pour chaque espèce d'atome, à un multiple simple près.

Et ainsi, pour spécifier les équivalents électrochimiques, il suffit simplement de considérer seulement le poids atomique ou la proportion combinée de la substance. Par exemple, l'équivalent électrochimique de l'oxygène est 8 fois celui de l'hydrogène, celui du zinc est 32 fois et demi, et celui de l'argent 108 fois celui de l'hydrogène.

Pour une détermination de l'équivalent électrochimique, on choisira une substance sur laquelle on pourra expérimenter d'une façon très précise, et Lord Rayleigh a montré que le nitrate d'argent remplit ces conditions et a constaté que, si un courant d'un ampère passe d'une anode d'argent à une ca-

thode de platine, à travers une solution de nitrate d'argent, la cathode gagne un poids de 4 gr., 025 en une heure. L'équivalent électrochimique de l'argent est, par conséquent,

$$\frac{4 \text{ gr., } 025}{1 \text{ ampère-heure}}$$

L'équivalent électrochimique de l'hydrogène, étant la 108^e partie de cette quantité, est

$$\begin{aligned} \frac{4 \text{ gr., } 025}{108 \text{ amp.-heure}} &= \frac{4 \text{ gr., } 025}{108 \times 360} \text{ C.G.S.} = 0,0001035 \text{ C.G.S.} \\ &= \frac{1}{96600} \text{ grammes par coulomb.} \end{aligned}$$

Par conséquent, le rapport d'un atome d'électricité à un atome d'hydrogène est $9660 \mu^{-\frac{1}{2}}$ unités C.G.S.

ou approximativement $10^4 \sqrt{\frac{\text{centimètres}}{\mu \text{ grammes}}}$; la constante inconnue μ apparaît nécessairement parce que nous avons comparé des quantités mesurées par des voies différentes, savoir : électricité et matière (*voir* Note D).

La partie numérique de cette quantité est connue avec une exactitude comparative ⁽¹⁾, c'est-à-dire aux erreurs d'expériences près. Pour aller plus loin, nous devons trouver et évaluer la masse d'un atome; cela

(1) Les places des décimales sont correctement imprimées ci-dessus; quoiqu'on sache que 1 coulomb ou 1 ampère par seconde est le dixième de l'unité C.G.S., car le volt a été bien maladroitement défini par 10^8 au lieu de 10^9 , il est toujours facile de commettre des confusions ou des erreurs.

peut être fait, et cela a été fait, par différents moyens, et nous avons été renseignés, à la fois, par le Dr Johnstone Stoney et par Loschmidt et remarquablement par Lord Kelvin, sur la masse d'un atome d'eau, qui est approximativement de 10^{-24} gr.; et, par conséquent, la masse d'un atome d'hydrogène doit être approximativement 10^{-25} gr.; donc l'unité de charge électrique doit être 10^{-21} unité électromagnétique C.G.S. ou 10^{-10} unité électrostatique ou 10^{-20} coulomb.

J'ai insisté sur ce sujet du rapport de m à e ou de e à m , parce qu'il joue un rôle considérable dans tout ce qui suit.

Les valeurs absolues de ces quantités sont pour nous de moindre importance que leur rapport et sont connues seulement approximativement. Mais le rapport est connu avec une exactitude bien suffisante, et sa valeur, pour l'hydrogène, est, très approximativement, 10^4 unités électromagnétiques ou plus exactement 9660.

Ainsi, pour résumer rapidement ce que nous savons sur la conduction électrolytique, c'est que : chaque atome porte une certaine charge définie ou unité électrique, les monoatomiques en portant une, les diatomiques deux, les triatomiques trois, mais jamais de fraction; que dans les liquides ces charges sont définitivement associées aux atomes et peuvent en être seulement séparées aux électrodes; que le courant consiste en un cortège de telles charges voyageant avec les atomes, les atomes portant les charges ou les charges traînant les atomes, suivant le point de vue auquel il vous conviendra de vous placer pour regarder le phénomène.

Conduction dans les gaz.

Nous allons maintenant laisser les liquides et passer à la conduction des gaz raréfiés, c'est-à-dire aux phénomènes que l'on observe dans les tubes à vide. Si un long tube de verre, par exemple de 1^m de long et de 5^{cm} de diamètre, muni d'une électrode à chaque bout et plein d'air ordinaire, est connecté à une bobine d'induction et relié à une machine pneumatique, l'excitateur ordinaire de la bobine étant écarté, par exemple, à 6^{cm} ou 7^{cm}, nous trouvons que, pendant un certain temps après la mise en marche de la pompe, la décharge préfère passer à travers 4^{cm} ou 5^{cm} d'air plutôt que d'effectuer un long trajet dans l'air partiellement raréfié du tube; mais, à une certaine phase du vide que l'on peut atteindre avec une pompe à air ordinaire, cette préférence cesse. Une lumière vacillante apparaît dans le tube, facilement visible dans l'obscurité, et qui prend très rapidement l'aspect du rayonnement rouge des aurores boréales. L'étincelle cesse alors de passer dans l'air ordinaire, montrant que l'air raréfié du tube est maintenant le meilleur conducteur et le préférable des deux chemins. Laissons le vide progresser davantage, l'axe du tube s'illumine avec un éclat maintenant beaucoup plus grand, sous la forme d'une bande ou d'un filament de courant, tandis que l'écart de l'excitateur peut être réduit progressivement à un tiers de centimètre ou même moins sans qu'aucune étincelle y éclate, montrant ainsi que l'air raréfié est mainte-

nant un très bon conducteur. Quand on atteint le meilleur état conducteur, le tube est rempli d'une luminosité que l'on appelle *la colonne positive*, et ses deux extrémités sont semblables. Si nous augmentons le vide encore plus, et nous atteignons un vide tel qu'autre chose qu'une machine pneumatique devient nécessaire — une pompe à huile ou à mercure convient bien —, la colonne de lumière remplit le tube entier en perdant graduellement sa teinte rouge éclatante ou cramoisie et se sépare en un certain nombre de disques très minces semblables à des pièces de monnaie vues de côté. En même temps, il faut écarter l'excitateur à 1^{cm} environ pour éviter que la décharge prenne ce chemin et l'on commence à voir maintenant un espace noir près de la cathode, qui est elle-même entièrement recouverte d'une luminosité, tandis que l'anode est illuminée seulement en général en un point ou deux; les stries dans lesquelles la colonne positive s'est fragmentée s'épaississent et se séparent quand on augmente le vide. L'espace noir autour de la cathode s'élargit aussi, comme chassant la colonne positive devant lui, vers l'anode, et paraissant vouloir remplir bientôt le tube entier. Mais, avant que cela puisse se produire, on s'aperçoit que la lueur qui entoure la cathode elle-même se détache comme une espèce d'écorce, en laissant dans son intérieur un espace plus étroit et beaucoup plus noir. Le premier espace noir a été bien désigné sous le nom de *Faraday*. Le second est généralement appelé *espace noir de Crookes*. Ce second espace noir augmente davantage d'épaisseur, poussant la lumière devant lui au fur et à mesure que le

vide devient de meilleur en meilleur, mais les électrodes de l'excitateur doivent être de nouveau écartées davantage, autrement la décharge préfère prendre un assez long chemin à travers l'air. En poussant le vide encore plus loin, la lumière disparaît complètement et le second espace noir remplit le tube tout entier. Mais on peut observer alors un nouveau phénomène : les parois du tube commencent à s'éclairer d'une lumière phosphorescente, d'une couleur qui dépend de l'espèce de verre employé, mais qui, en pratique, est généralement verdâtre. Ce résultat provient évidemment de ce qu'on touche la limite de l'espace noir. Quand le vide est poussé encore plus loin, la résistance du tube devient très grande et l'étincelle préfère éclater à travers une longueur égale et finalement une plus grande longueur d'air ordinaire. C'est cet état du tube qui a été tant étudié par Crookes, par Lenard, par Röntgen et par un très grand nombre d'observateurs. C'est l'étude des phénomènes qui se passent dans cet espace noir qui présente un si vif intérêt.

Rayons cathodiques.

Jusqu'à présent nous avons supposé que la cathode était une sphère de cuivre ou autre électrode convenable introduite dans le tube. Mais, si nous en arrivons à employer d'autres formes, à l'exemple de Crookes, en nous servant d'un disque plat ou d'une pièce métallique en forme de coupe, et si nous introduisons dans l'espace noir diverses substances, nous

trouvons que cet espace noir présente une foule de propriétés que nous désignerons clairement en disant que c'est une *région de rayons cathodiques*, autrement dit, *de rayons*, ou de quelque chose, qui semble repoussé par la cathode. Il y a évidemment quelque chose qui s'en éloigne, qu'on ne voit pas tant que cela ne frappe pas contre un obstacle, et qui semble voler en ligne droite en ne produisant seulement d'effet perceptible que lors d'un arrêt. C'est quelque chose comme un boulet sortant d'un canon, que l'on ne voit pas quand on est de côté, mais qui peut produire un éclair de lumière lorsqu'il rencontre un obstacle, ou peut amener divers effets. Il en est ainsi des rayons cathodiques : la région dans laquelle ils se déplacent, c'est l'espace noir ; les limites de cet espace, lorsqu'elles sont frappées par les projectiles, s'illuminent. Des substances phosphorescentes, comme certains minéraux, ou même le verre, brillent avec éclat, et l'on peut tracer le parcours des rayons en saupoudrant une feuille de mica d'une substance phosphorescente et que l'on place obliquement à leur direction. On peut ainsi montrer que celle-ci est certainement rectiligne sans que les rayons se rencontrent l'un l'autre.

Mais chacun d'eux produit un choc comme le feraient des boulets sortant d'un nombre immense de canons parallèles. Lorsqu'ils frappent la paroi du verre, ils excitent sa phosphorescence. Lorsqu'ils rencontrent l'air résiduel du tube, comme cela arrive quand le vide n'est pas assez poussé, ils peuvent le rendre phosphorescent et produire en fait la luminosité qui entoure habituellement l'espace noir.

Ces rayons possèdent une quantité d'énergie considérable que l'on peut mettre en évidence en les concentrant au moyen d'une cathode en forme de coupe et en les amenant pour ainsi dire en un foyer. Un morceau de platine placé en ce foyer présentera (si le vide n'est pas trop poussé) un échauffement visible en devenant incandescent. Plus le vide est poussé, et moins il y a de production de chaleur, quoique des substances phosphorescentes convenables, comme l'alumine et plusieurs terres, émettent une lumière phosphorescente. Si le vide est encore poussé davantage, l'obstacle qui reçoit le bombardement n'émet plus de lumière visible, mais cette sorte de radiation d'espèce plus élevée, connue sous le nom de *rayons Röntgen* ou X. On peut douter cependant que ce soit l'obstacle lui-même qui émette ces rayons et se demander si son rôle n'est pas plutôt d'arrêter les projectiles aussi soudainement que possible, par la masse même de ses atomes. Ainsi le meilleur obstacle serait formé d'une substance ayant les plus lourds atomes. Les rayons X sont probablement émis par les projectiles soudainement arrêtés, suivant un processus étudié simultanément par Sir G. Stokes et le professeur J.-J. Thomson, et qui peut être compris par tous ceux qui ont étudié les propriétés des charges électriques qui se déplacent avec la vitesse de la lumière; ce sujet a été traité avec beaucoup de clarté par M. Olivier Heaviside, dans son Ouvrage intitulé *Electromagnetic Theorie*.

Les rayons cathodiques ont un pouvoir remarquable de pénétration. Hertz a, en effet, trouvé qu'un mince diaphragme de métal, surtout s'il est d'alumi-

nium, était incapable d'arrêter complètement leur passage. On peut le démontrer par les phénomènes de phosphorescence ou autres qui se produisent dans la portion du tube située au delà du diaphragme.

La position de l'anode est, dans ces expériences, de peu d'importance. Elle doit être quelque part ; et la disposition la plus simple est celle d'un cylindre à travers lequel le bombardement des rayons cathodiques s'effectue. Les particules qui bombardent volent en ligne droite et se refusent à tourner un angle ; elles ne tiennent apparemment aucun compte de la position de l'anode et s'épuisent à bombarder la paroi du verre qui leur est opposée, si, par exemple, le tube est courbé en forme de V.

Lenard étendit la découverte de Hertz d'une façon remarquable, au moyen d'un tube soigneusement construit dont la paroi terminale était formée d'une feuille d'aluminium très mince disposée de façon qu'elle puisse supporter la pression atmosphérique extérieure. Il dirigea alors le bombardement sur cette fenêtre ou plaque d'aluminium et montra que les rayons pouvaient la traverser et passer dans l'atmosphère ordinaire où ils prennent le nom de *rayons Lenard* en l'honneur de ce chercheur infatigable, l'ami et l'élève de Hertz.

Ces rayons de Lenard provoquent la phosphorescence de l'air et produisent les autres effets des rayons cathodiques, mais ils sont arrêtés à une faible distance par l'immense résistance qu'ils rencontrent dans un milieu aussi dense que l'air ordinaire. Les substances paraissent les arrêter simplement en proportion de la quantité de matière qu'elles

leur opposent, sans que leur nature influe. Une couche épaisse d'air a environ la même opacité qu'une couche d'eau ayant $\frac{1}{800}$ de cette épaisseur; et même, si l'on place sur leur trajet un corps solide, pourvu qu'il soit assez mince et pas trop massif, les rayons le pénétreront et des effets phosphorescents pourront se produire de l'autre côté. Ces rayons peuvent impressionner les plaques photographiques et reproduisent, en fait, presque tous les effets des rayons Röntgen découverts plus tard, quoique sur une plus petite échelle et avec un moindre pouvoir de pénétration.

Les rayons de Lenard sont évidemment des rayons cathodiques émergeant du tube; et, à l'époque de leur découverte, on admettait que c'étaient des particules de matière chargée en mouvement. Cependant la distance extraordinaire qu'ils peuvent parcourir à travers l'air ordinaire, distance comparable à 25^{mm} , était une difficulté manifeste pour l'adoption d'une semblable hypothèse, eu égard au fait que des particules de l'ordre de grosseur des atomes de matière ordinaire ne peuvent pas voyager de plus de $\frac{1}{40}$ de millimètre dans l'air sans plusieurs collisions.

Lenard, en conséquence, se rallia à l'idée que ces rayons n'étaient pas matériels, mais éthérés; tout en pensant ainsi, il reconnaissait probablement que cette idée n'était pas soutenable; car ces rayons ne sont pas des ondes éthérées, ni quelque chose d'analogue à une radiation, ils ne sont pas non plus formés de particules de matière ordinaire, pas plus que les rayons cathodiques, mais c'est précisément ce que nous allons étudier maintenant, et nous y reve-

nous en rappelant les observations de Crookes en 1879.

Nature des rayons cathodiques.

Nous avons vu que l'impact des rayons cathodiques, si nous employons un langage en accord avec l'hypothèse que ce sont des particules chargées, se manifestera en partie par un dégagement de chaleur ou vibration des particules subissant le choc, en partie par de la lumière, ou phosphorescence due aux oscillations des atomes chargés (ou plutôt des charges électriques des atomes), comme dans le mécanisme ordinaire de la radiation, et en partie en rayons X : on observe aisément ces divers effets aux différents degrés de vide des tubes de Crookes. On peut montrer également que les particules qui volent loin de la cathode possèdent une quantité de mouvement en plaçant sur leur trajet les palettes d'un petit moulinet, qui sera actionné mécaniquement, comme le sont les ailettes d'un radiomètre par les molécules résiduelles d'air repoussées par les surfaces plus chaudes ; ce qui développe une force entre les ailettes et l'enveloppe de verre. Dans l'expérience électrique du tube à vide, la force semble s'exercer entre la cathode ou canon et les ailettes ou obstacle, et la force de propulsion semble due à la force répulsive électrique des particules qui voyagent le long de la ligne de plus grande chute de potentiel, comme cela se produit justement dans l'électrolyse ordinaire. Mais, tandis que dans cette dernière les molécules se ren-

contrent constamment avec d'autres et, par suite, avancent très lentement, dans les vides élevés, elles peuvent voler pendant plusieurs centimètres sur une trajectoire libre, sans rencontrer quoi que ce soit, et sans causer ainsi de perturbation, ne donnant naissance qu'à l'apparence de l'espace noir.

Les phénomènes ne se produisent qu'au moment des chocs.

C'était là la théorie adoptée par tout le monde sur la nature des rayons cathodiques après les démonstrations de Crookes. On supposait que c'étaient des atomes voyageant avec une vitesse moléculaire ordinaire, mais avec une longue trajectoire libre, beaucoup plus longue qu'on ne s'y serait attendu d'après la théorie ordinaire des gaz. La longueur extraordinaire de la trajectoire libre était un peu difficile à concilier avec la doctrine que c'était là un déplacement d'atomes, obéissant aux lois ordinaires des gaz, quoique, comme ils subissent tous une propulsion dans la même direction, leurs déplacements doivent être plus réguliers et leurs rencontres moindres, par conséquent, que s'ils se mouvaient au hasard.

C'est ce même fait de régularité qui leur permet d'acquérir une quantité de mouvement. Leur mouvement ne constitue pas de la chaleur et ne peut pas être considéré comme une température; ils se meuvent en coup de vent, beaucoup plus que d'un mouvement irrégulier et sans lois, correspondant et correspondant seulement aux termes *chaleur* et *température* que l'on considère dans la théorie cinétique ordinaire des gaz. Crookes, en effet, par un de ces

éclairs d'intuition qui sont parfois accordés aux chercheurs, mais sont souvent méprisés par la science orthodoxe de l'époque, hasarda cette assertion qu'il avait obtenu la matière sous un quatrième état, et produit dans son tube quelque chose d'équivalent à ce que l'on considérait dans la théorie corpusculaire de la lumière. Il y a quelque chose à dire sur cette dernière idée, lorsque les particules se meuvent avec une vitesse suffisante; mais la première est-elle vraie? La matière dans l'espace noir serait-elle dans un quatrième état, ni solide, ni liquide, ni gazeux? C'est ce que nous allons voir maintenant.

Résumons cependant les faits sur lesquels s'appuie l'idée que les rayons cathodiques sont des particules portant une charge d'une certaine nature et douées d'un mouvement extrêmement rapide. C'est du fait de leur mouvement que doivent résulter les effets de leur bombardement, entraînement de moulinets, échauffement du platine et autres choses semblables; et, pour montrer qu'ils sont chargés, la disposition la plus simple est de les recevoir dans un vase creux, relié à un électroscope, comme le fit Perrin. Mais on peut montrer aussi qu'ils ont les propriétés d'un courant électrique, s'ils sont chargés et en mouvement; ils constituent, dans la théorie de Maxwell, un courant et sont par conséquent capables de dévier un aimant ou d'être déviés par lui; de là suit une des plus simples et des plus importantes expériences de notre époque.

En 1879, Crookes donna une forme définie aux vieilles expériences de Goldstein et d'autres observateurs du tube à vide en rendant visible la trace

des rayons dont une partie passait à travers une fente et pouvait effleurer la surface d'une feuille de mica couverte d'une poudre phosphorescente, dont il approcha un aimant en fer à cheval ordinaire. En opérant ainsi, on voit les rayons s'infléchir; cela montre que l'on n'a pas affaire à un faisceau de lumière que l'on voit, mais à un torrent de particules chargées se comportant comme un courant électrique et déviées par un aimant. C'est effectivement le même phénomène, difficile à observer, que l'on retrouve quand un courant passe dans un métal, phénomène qui a été découvert par E.-H. Hall, et reste connu sous le nom d'effet Hall.

Le fait que les particules sont projetées par la cathode, et qu'elles sont évidemment repoussées par elle, est suffisant pour suggérer l'idée qu'elles sont chargées négativement; le sens de la courbure causée par un champ magnétique nous permet de vérifier d'un coup qu'il en est bien ainsi, mais on n'a pas encore observé de flux de particules positives se déplaçant en sens inverse ou dans un sens quelconque.

A cet égard, la courbure magnétique des rayons cathodiques dans les gaz diffère de la courbure magnétique d'un courant dans les métaux; en effet, tandis que dans les métaux c'est tantôt le courant positif, tantôt le courant négatif qui subit l'influence du champ, selon la nature du métal, et que l'effet est toujours petit, dans les gaz le courant négatif paraît seul influencé et l'action est toujours grande. Il semble donc que, pour une raison ou pour une autre, les particules négatives sont beaucoup plus mobiles

que les positives, et que leur mobilité est extrême. Celle-ci se manifeste d'une façon frappante dans une observation du professeur Schuster montrant que toutes les parties d'un gaz contenu dans un vase fermé deviennent conductrices lorsqu'une décharge électrique se produit à une extrémité, de telle sorte que, même si le vase était formé de compartiments différents, l'un d'eux serait rendu faiblement conducteur par une décharge se produisant dans l'autre, pourvu qu'une communication gazeuse existe entre eux, ce qui permet d'envisager les choses comme si certaines particules extrêmement mobiles, probablement les particules électrisées négativement des rayons cathodiques, pouvaient parcourir une grande distance en un temps très court, et prendre leur part dans le transport d'un courant électrique. La conductibilité des gaz semble, à vrai dire, entièrement due à ces particules chargées, libres, dissociées ou détachées, et là où elles sont absentes le gaz n'est pas conducteur. Ce dernier pourrait être rompu par une force électromotrice suffisamment forte, car il est un diélectrique faible, mais des fuites ne se produiraient pas. Tandis que, lorsque ces particules libres existent, la déperdition est facile et le gaz devient, à tous égards et dans tous les cas, un électrolyte sensible à la plus petite influence électrique. On a reconnu que le fait de rompre ainsi l'air par une décharge électrique le rendait pareil à un électrolyte. Toutefois sa qualité électrolytique ne dure pas longtemps. La mobilité des particules qui leur permet de franchir des distances considérables leur permet aussi de s'éliminer en s'attachant aux parois du vase

ou peut-être en se réunissant à certaines charges positives comparativement immobiles, qu'elles rencontrent et qu'après un certain parcours elles doivent éventuellement croiser. M. Townsend ⁽¹⁾ cependant a trouvé que le pouvoir conducteur dure plus longtemps qu'on ne pourrait s'y attendre, si l'on éloigne toutes les poussières. Les particules de poussière agissent évidemment comme des recéleurs intermédiaires, et qui emmagasinent les charges en réserve, favorisant les échanges, qui sans cela pourraient être retardés par la possibilité d'une absence de collision. Et le temps qui s'écoule ainsi, avant que toute conductibilité ait disparu de l'air exempt des poussières, amène l'idée que les particules doivent être très petites, de telle sorte que les collisions sont relativement peu fréquentes.

La mobilité ou la diffusibilité d'un gaz dépend de son libre parcours moyen et de sa grandeur atomique. Plus celle-ci est petite et moins les collisions seront fréquentes. C'est pour cela que les collisions sont si rares en astronomie, les corps étant petits vis-à-vis des distances qui les séparent. La façon dont se comportent les particules chargées semble indiquer qu'elles doivent être dans certains cas un peu plus petites que les atomes. Il semble peu probable que des atomes matériels puissent se comporter comme elles le font. Aussi rappellerons-nous à ce propos que quelques penseurs, entre autres le D^r John-

⁽¹⁾ M. Townsend, de Trinity College, à Dublin, travaillant alors au laboratoire Cavendish, à Cambridge, actuellement professeur (Waynflete) de physique à l'Université d'Oxford.

stone Stoney, en vinrent à croire que les charges électriques existent réellement sur un atome sous une forme concentrée en jouant vis-à-vis de lui le rôle de satellites. D'après ces idées il se pourrait justement que ces particules fussent, non pas des atomes chargés, mais des charges sans les atomes, des charges concentrées, détachées, que la décharge frappe violemment, ce qui les rend libres, qui voyagent avec une vitesse extraordinaire, parce qu'elles sont encore sous l'influence de toute la force électrique qu'elles viennent de subir, d'autant plus qu'elles sont débarrassées du fardeau constitué par l'atome matériel avec lequel elles étaient associées.

Il est vrai qu'on n'a jamais observé de pareilles charges, sans substratum matériel, ni de pareils fantômes électriques. Toutes les expériences faites en électrostatique ont été réalisées sur de la matière chargée. la surface ou la limite de la matière agissant comme emplacement d'une charge électrique. Les phénomènes d'électrolyse ont suggéré l'idée ou prouvé que les atomes eux-mêmes pouvaient transporter des charges et, par suite, si un liquide est électrisé, il arrive réellement qu'un certain nombre d'atomes à sa surface tournent leur pôles semblablement chargés loin l'un de l'autre; cela est vrai aussi, comme chacun le sait, pour les métaux et chaque charge semble ainsi associée à de la matière.

En même temps, les phénomènes qui se passent autour de l'électrode, où un ion abandonne sa charge et s'échappe sans elle, indiquent la possibilité pour cette dernière d'exister seule ou tout au moins d'être conçue seule pour un instant. Durant cet isolement

momentané, certaines d'entre elles peuvent, par suite de la liberté dont elles jouissent dans un gaz raréfié, s'échapper et se déplacer librement.

On a donné à une telle charge hypothétique, isolée, charge d'unité, ou charge d'un atome monovalent, le nom d'*électron*; et quand je parle d'*électron* j'entends parler d'une charge électrique isolée, purement hypothétique pour le moment; tandis que par le terme *ion* je fais toujours allusion à l'ensemble de l'atome et de sa charge. Mais alors, si les particules qui constituent les rayons cathodiques sont des électrons, plutôt que des ions, si ce sont des charges détachées, laissant les atomes en arrière d'elles (en laissant probablement les atomes qu'elles quittent chargés positivement), leur extrême mobilité, leur facile diffusion et leur grande vitesse sont parfaitement naturelles et, quoiqu'elles ne constituent pas de la matière au sens ordinaire du mot, rien ne s'oppose pourtant à ce qu'elles possèdent certaines des propriétés de la matière, en particulier les propriétés qui lui appartiennent en tant qu'elle a de l'inertie. parce que, ainsi que nous l'avons vu, une charge électrique en elle-même possède une certaine espèce de quasi-inertie. Par conséquent, ces électrons dans leur déplacement ont une quantité de mouvement et peuvent ainsi actionner des moulinets, ils possèdent de l'énergie cinétique et par suite peuvent échauffer une pièce de platine, et, si, quand ils voyagent à grande vitesse, on les arrête soudain par un obstacle massif, ils peuvent facilement donner naissance à des phénomènes de phosphorescence et même à une radiation soudaine comme sont les rayons X.

Mais l'existence de cette dernière propriété doit pouvoir être déduite clairement des principes électriques si l'on approfondit la question.

Augmentation de l'inertie due à un mouvement très rapide.

Nous arrivons maintenant à cette question : est-ce que la distribution de la charge sur un corps chargé, en même temps que ses lignes de force, reste constante et inaltérée quand le corps est en mouvement rapide? car, si la distribution des lignes de force est altérée, il se peut que l'inertie due au mouvement le soit aussi.

Ainsi, par exemple, imaginons que les lignes de force du corps en mouvement se concentrent davantage vers l'axe ou la trajectoire du mouvement; cela aurait pour effet de diminuer la composante latérale de ce mouvement et par conséquent de diminuer aussi la force magnétique causée par cette composante latérale. La pseudo-inertie ou inertie électromagnétique de la charge en mouvement serait donc aussi diminuée.

D'un autre côté, si les lignes s'ouvraient extérieurement en se concentrant davantage vers l'équateur ou dans le plan normal à la trajectoire, alors le champ magnétique serait excité par une plus grande composante latérale du mouvement.

De plus, comme l'intensité des deux champs augmente par cette concentration, la transmission totale de l'énergie (VEH) devient plus grande et l'inertie semble augmenter.

Il est donc possible que l'inertie électrique puisse en quelque sorte dépendre de la vitesse, fait inconnu dans les mécanismes ordinaires. Je ne dis pas qu'une telle dépendance soit fautive dans les mécanismes ordinaires, au contraire; je suis persuadé que cela doit être vrai pour la matière qui se meut suffisamment vite, et que même cela peut avoir une importance pratique pour quelques mouvements exceptionnellement rapides en Astronomie. Mais d'ailleurs il est possible, sans doute, que la théorie nous indique une augmentation de l'inertie électromagnétique aux vitesses très élevées et M. Heaviside en a calculé la valeur.

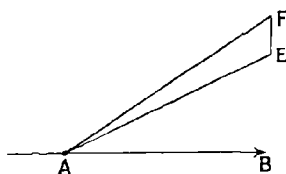
On observe que, quand une charge se meut, elle engendre des lignes de force magnétiques circulaires. Dans le cas présent, ces lignes de force ne sont pas stationnaires, mais elles se meuvent avec la même vitesse que le corps. Par là, elles engendrent de nouvelles lignes électrostatiques, c'est-à-dire causent un déplacement électrique loin de l'axe et qui se superpose au déplacement initial radial (qui se dirige vers le centre ou s'en éloigne), dû à la charge.

Aux vitesses ordinaires, et même à de grandes vitesses, cet effet électrique de second ordre est insignifiant. Cela ne l'empêche pas d'exister dans tous les cas et l'on ne doit pas le négliger quand la vitesse est extraordinairement grande. Cet effet devient d'autant plus rapidement important que la vitesse approche de celle de la lumière. Mais, à une vitesse quelconque très inférieure à celle-ci, l'effet de second ordre est infiniment petit.

Cela aura pour effet, comme le montre la figure 1,

de changer la distribution de la charge, en la déplaçant des pôles pour la concentrer vers l'équateur de la sphère chargée. Le reste de la sphère est dépourvu de charge quand la vitesse atteint celle de la lumière. Les lignes de force se disposent en éventail, dans le

Fig. 1.



A est la charge, AB la ligne du mouvement, AE la force électrique dans une certaine direction quand elle est stationnaire. EF est la composante électrique, induite magnétiquement, due au mouvement, et AF la force électrique résultante qui remplace la force originale AE. La force magnétique, au mouvement de laquelle AF est dû, est perpendiculaire au papier et est, elle-même, causée par ce mouvement. De là, EF est une petite quantité de second ordre quand la vitesse est franchement moindre que celle de la lumière.

plan équatorial, semblables aux rayons d'une roue qui partiraient avec force d'un essieu allongé, la circonférence de la roue représentant la direction du champ magnétique.

On peut montrer que la force magnétique due au mouvement dépend du rapport entre la vitesse du déplacement et la vitesse de la lumière $\frac{u}{v}$. La force électrique secondaire engendrée par le mouvement de ce champ magnétique dépend aussi du même rapport. Il en résulte que la perturbation de second

ordre du champ électrostatique uniforme original sera de l'ordre de $\frac{u^2}{v^2}$. Lorsque nous pourrons nous permettre de négliger des quantités de cet ordre, la distribution, et par conséquent l'inertie de la charge en mouvement, restera pratiquement constante.

Mais quand la vitesse du mouvement approche de celle de la lumière, j'entends par là quelque chose comme le dixième de cette vitesse, on peut alors s'attendre à une perturbation perceptible, soit une augmentation d'inertie d'environ 1 pour 100.

L'étude complète du problème montre que l'inertie devient infinie quand on atteint la vitesse de la lumière, mais il est probable qu'il n'est pas besoin d'arriver à cette valeur extrême à moins que la charge ne soit rigoureusement un point. Il est évident cependant que l'inertie est alors très grande et qu'il est par conséquent impossible, dans tous les cas, d'obliger la matière, ou tout au moins la matière chargée, à se mouvoir avec une vitesse plus grande que celle de la lumière. Il peut y avoir d'ailleurs des exceptions, de même qu'il est possible à un projectile de se mouvoir à travers l'air à une vitesse supérieure à celle du son; cela est produit par la violente condensation adiabatique de l'air au front d'un pareil boulet, ce qui a pour effet d'accroître la vitesse propre du son de la valeur requise. S'il se produit quelque chose d'analogue dans le cas de l'éther, il n'est pas probable que ce soit *par ce mécanisme*.

MM. Heaviside et J.-J. Thomson ont montré à la fois que, si la vitesse du mouvement *est* toujours plus grande que celle de la lumière, l'éventail des lignes de

force, ou le plan radial, s'incline en arrière et devient une surface conique qui se referme graduellement au fur et à mesure que la vitesse augmente. Cet effet rappelle singulièrement la pulsation conique qui voyage avec un projectile suffisamment rapide et qu'on a pu voir sur les photographies de projectiles de M. Boys.

Nous ignorons quelle vitesse il faut donner à la matière pour produire ce dernier effet d'une façon notable.

La vitesse la plus rapide que nous ayons pour ainsi dire sous la main est celle de la Terre dans son mouvement diurne autour du Soleil, 30^{km} par seconde ou 60 fois plus grande que celle d'un boulet de canon, mais la vitesse de la Terre est seulement le $\frac{1}{10000}$ de celle de la lumière, et par conséquent l'augmentation de la pseudo-inertie due à son mouvement est seulement d'un cent-millionième et, même avec la précision des mesures en Astronomie, on ne peut mettre en évidence une quantité de cet ordre de grandeur.

Il y a des étoiles qui se meuvent à une vitesse de 300^{km} par seconde, mais même cette vitesse n'est que le millième de celle de la lumière. L'augmentation d'inertie correspondante n'est pas d'un millionième; le seul espace où la matière chargée se meut avec une vitesse plus grande que celle-ci est l'intérieur d'un tube à vide. Là, les particules lancées par la cathode volent à une vitesse de $30\,000^{\text{km}}$ par seconde ou $\frac{1}{10}$ de celle de la lumière et cela peut faire augmenter l'inertie de 1 pour 100 ou même plus, si on peut les faire aller encore plus vite.

La matière de cette digression sur l'effet d'un mou-

vement rapide a été écrite pour le Congrès de la British Association à Liverpool en 1896 et a été communiquée oralement et très brièvement à la Section A au moment de la discussion sur le mécanisme de production des rayons X. Car je croyais alors qu'à moins d'atteindre les grandes vitesses des particules cathodiques, suffisantes pour perturber le champ statique, celles-ci ne servent pas efficacement de producteurs de rayons lorsqu'on les arrête brusquement. Mais la question est maintenant tranchée. Et l'on peut se référer pour cela, non seulement au Tome I de l'*Electromagnetic Theorie* de M. Heaviside, page 57, dans lequel on étudie les circonstances d'un arrêt brusque, mais aussi à une Note de J.-J. Thomson, dans le *Philosophical Magazine* de février 1898, qui approfondit le problème dans toute sa généralité.

NOTE C.

Sur l'électricité et la gravitation.

En se reportant à un article que j'ai publié dans le *Philosophical Magazine* de novembre 1882, page 358, on trouve cette relation fondamentale établie entre les diverses constantes, où M représente un pôle magnétique et γ la constante de la gravitation de Cavendish,

$$\frac{e^2}{k} = \frac{M^2}{\mu} - \gamma m^2 = Fl^2,$$

F étant une force et l une longueur.

Si l'on est en voie d'admettre qu'une masse est composée de charges électriques, il peut sembler que, si e et m sont des quantités de même nature, il doit en résulter que k et γ sont de même espèce. En d'autres termes, la constante diélectrique de Faraday doit être étroitement parente de la constante de la gravitation de Cavendish, et le poids et la masse peuvent s'exprimer en électricité. L'incertitude d'une pareille déduction n'empêche pas les différentes propriétés de l'éther d'intervenir dans les deux espèces de forces, gravitiques et électriques.

D'après la nature même de la constante de la gravitation nous avons

$$\gamma = \frac{Fl^2}{m^2} = \frac{l^3}{ml^2} = \frac{v^2}{m} = \frac{\text{carré de la vitesse}}{\text{densité linéaire}} = \frac{\text{énergie}}{\text{masse}} \cdot \frac{\text{masse}}{\text{longueur}}.$$

Il est clair que, si la gravitation est dans un certain sens d'origine électrique, elle doit être une perturbation de second

ordre, superposée à l'effet électrique et être indépendante du signe. Elle doit, en fait, dépendre de e^4 . Car la force gravitique entre deux électrons à la distance r est

$$F_1 = \gamma \frac{m^2}{r^2} = \gamma \left(\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a} \right)^2.$$

La force électrique à la même distance est

$$F_2 = \frac{e^2}{kr^2}.$$

Par conséquent, le rapport de la force gravitique à la force électrique, à une distance quelconque, est constante et égale à

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{4 \mu^2 k \gamma}{9 a^2} e^2 = \frac{4 \mu \gamma e^2}{9 a^2 v^2} = \frac{2 \gamma}{v^2} k^0,$$

où F_0 est la force électrique entre électrons en contact et v la vitesse de la lumière.

Ce rapport des deux forces est numériquement égal à

$$\frac{F_1}{F_2} = k \gamma \left(\frac{m}{c} \right)^2 = \frac{1}{9 \times 10^{20} \times 1,5 \times 10^3} \left(\frac{1}{10^9} \right)^2 = 10^{-42}.$$

Ainsi la force électrique excède la force de gravitation autant que le globe de la Terre surpasse en dimensions un objet ultra-microscopique.

Les actions électriques d'une agglomération d'électrons de signes contraires disparaissent à une certaine distance, mais leurs actions gravitiques sont simplement ajoutées. Ainsi, la force gravitique de 10^{21} électrons mêlés dans chacun de deux corps, à une distance quelque grande qu'elle soit, égale la force électrique de deux seuls électrons à la même distance.

On trouvera dans mon Rapport de 1885 sur l'électrolyse, à la *British Association*, page 745, la phrase suivante :

« Si l'on extrayait les électricités opposées de 1^m d'eau et si on les cédait à deux sphères séparées par une distance de 1^m, ces deux sphères s'attireraient avec une force égale à un poids de 31 tonnes. »

NOTE D.

Dimensions du rapport $\frac{e}{m}$.

On peut exprimer les dimensions de l'analogue de l'équivalent électrochimique d'une substance $\frac{e}{m}$, de plusieurs manières : l'une d'elles le présente comme un multiple numérique considérable de $\sqrt{k\gamma}$, moyenne géométrique entre la constante diélectrique de Faraday et la constante de la gravitation de Cavendish. Pour l'hydrogène, ce multiple numérique est de l'ordre de 10^{18} ; et pour l'argent 10^{16} .

Un autre procédé consiste à écrire

$$e^2 = k F l^2 - \frac{ml}{\mu},$$

d'où il suit que

$$\frac{m}{e} = \frac{\mu e}{l} = \sqrt{\frac{\mu m}{l}};$$

de cette façon $\frac{e}{m}$ peut être exprimé par

$$\sqrt{\frac{\text{centimètres}}{\mu\text{grammes}}}.$$

Ces dimensions artificielles sont dues à ce fait que m et e ont été mesurés par convention de façons différentes; m est mesuré par le rapport de la force appliquée à l'accélération, tandis que e est mesuré par la force répulsive qu'elle exerce sur une charge identique placée à une distance donnée.

Si nous exprimons μ comme une densité (voir *Modern views of electricity*, appendice P), on voit que l'équivalent électrochimique peut être exprimé en grammes par centimètre carré, c'est-à-dire comme densité superficielle.

Il est intéressant de remarquer que, tandis que $\sqrt{k\mu}$ est de la même dimension que $\frac{1}{v}$, $\sqrt{k\gamma}$ correspond à $\frac{1}{\varepsilon}$, quand ε est un équivalent électrochimique.



CHAPITRE III.

DÉTERMINATION DE LA VITESSE ET DE L'ÉQUIVALENT ÉLECTROCHIMIQUE DES RAYONS CATHODIQUES.

La courbure de la trajectoire des rayons cathodiques, produite par un champ magnétique transversal, ou bien leur enroulement sous l'action d'un champ magnétique longitudinal, constituent évidemment autant de points d'attaque du problème de la détermination de leur vitesse.

Si la vitesse est constante et le champ magnétique uniforme, la courbe que suivra le faisceau sera un cercle, et l'on pourra aisément s'en rendre compte, soit directement, à la manière de Crookes, en le laissant effleurer une substance phosphorescente, soit indirectement, en cherchant la position à donner à un écran pour arrêter les rayons déviés.

Par suite, il n'y aura aucune difficulté à déterminer le rayon de la courbure r , et la théorie est des plus élémentaires : elle consiste tout simplement à établir que la force magnétique \mathcal{H} agissant sur l'élément de courant eu est une force nécessairement déviante ou, autrement dit, la force centripète $\frac{mu^2}{r}$,

capable de surmonter l'inertie mécanique des particules, soit

$$\frac{m u^2}{r} = \mu e u \mathcal{H},$$

d'où

$$\left(\frac{m}{e}\right) u = \mu \mathcal{H} r;$$

c'est-à-dire que le rapport $\frac{e}{m}$ est à la vitesse des particules comme la courbure de leur trajectoire est à l'intensité du champ magnétique qui en est la cause. Les deux facteurs du membre de droite de l'équation peuvent être directement mesurés (μ étant par convention indéterminé comme d'ordinaire, ou, ce qui est préférable, mesurant \mathcal{H} comme densité d'induction et non plus comme intensité de champ); mais les deux facteurs de la partie gauche sont tous deux inconnus; partant, cette seule relation ne suffit pas pour les déterminer: une hypothèse doit être faite sur l'un ou l'autre, ou bien on doit réaliser une nouvelle expérience où ils interviennent, indépendante de la précédente.

Supposons, à la suite de plusieurs expérimentateurs, que u soit une vitesse propre aux atomes circulant dans un gaz à la température ordinaire; on peut alors trouver la valeur de $\frac{e}{m}$ et elle ne diffère pas beaucoup de la constante ionique usuelle, qu'on rencontre dans l'électrolyse des liquides: $10^9 C. G. S.$ Ou bien, réciproquement, prenons pour la valeur de ce rapport celle de la constante ionique ordinaire ou

électrolytique, et nous en pouvons conclure que la vitesse des rayons cathodiques est voisine de celle des atomes matériels.

Mais ceci n'est qu'un piège. Les coïncidences accidentelles peuvent entraver tout progrès de la façon la plus sérieuse, car elles satisfont l'esprit et détournent, en général, de toute recherche. Il est bien difficile de leur opposer une indifférence absolue et elles sont ordinairement acceptées, jusqu'à ce qu'une étude qualitative plus complète du sujet amène à l'impression instinctive qu'elles cachent quelque chose de faux.

Tel est ici le cas; la longueur de la trajectoire libre des rayons cathodiques et leur pouvoir pénétrant renforcèrent toutefois le sentiment que les particules en question n'étaient pas réellement des atomes : Lenard et Crookes eurent, en même temps, l'intuition de cette vérité, en dépit de nombreuses critiques et d'arguments d'apparence solide en faveur de la thèse opposée. C'est dans ces conditions que J.-J. Thomson, en 1897, se livra à une attaque plus sérieuse de la position.

Il disposa ses expériences de telle sorte qu'un aimant puisse dévier les rayons dans un cylindre isolé, relié à un électromètre et à une capacité connue; la charge totale des particules des rayons cathodiques, ainsi recueillie, pouvait être mesurée par l'élévation du potentiel observé. Les choses étaient en outre arrangées, dans le cylindre, pour que les rayons puissent tomber sur une soudure thermo-électrique, ayant une capacité calorifique connue, reliée par de très légers fils à un galvano-

mètre (jouant le rôle d'un véritable calorimètre) : on mesurait ainsi leur énergie totale.

On pouvait, par suite, réaliser simultanément les déterminations suivantes :

$$\begin{aligned} Ne &= Q, \\ N \cdot \frac{1}{2} m u^2 &= W, \\ \frac{m}{e} u &= \mu \mathcal{H} r. \end{aligned}$$

Dans ces trois équations on rencontre quatre quantités inconnues; mais deux ne figurent que par leur rapport, et la troisième, N , peut être éliminée. On obtient ainsi :

$$\begin{aligned} u &= \frac{2W}{Q\mathcal{H}r}, \\ \frac{m}{e} &= \frac{Q}{2W} (\mu\mathcal{H}r)^2. \end{aligned}$$

Par la réalisation de ces brillantes expériences de laboratoire la nature atomique des rayons cathodiques était, sinon effectivement réfutée, du moins rendue, à tous égards, hautement improbable; car on trouva que leur vitesse était de l'ordre de 30000km par seconde; soit autant que le $\frac{1}{10}$ de la vitesse de la lumière, dans un cas favorable, et en moyenne de l'ordre de 10^9C. G. S. , tandis que l'équivalent électrochimique approchait de 10^{-7}C. G. S. , soit à peu près le $\frac{1}{10000}$ de celui de l'hydrogène.

Ce chiffre ne subit aucune variation par la modification de la nature du gaz résiduel dans le tube et des électrodes.

Les rayons cathodiques sont évidemment indépendants de la nature de la matière en jeu.

C'est là un fait de première importance. S'ils sont constitués par de la matière, il semble que cette matière soit d'une espèce particulière, n'ayant essentiellement aucun rapport avec les classifications de la chimie ordinaire. Leur vitesse, cependant, dépend de la différence de potentiel entre les électrodes et la nature de cette relation suggère que ce sont réellement des projectiles lancés par la chute unitaire de potentiel, agissant le long d'une certaine longueur de trajectoire. Dans l'expérience ci-dessus, les rayons étaient projetés par la cathode au travers d'une ouverture pratiquée dans l'anode et la mesure de leur vitesse était faite dans la partie du tube se trouvant au delà de l'anode, où ils se déplacent par suite de leur mouvement propre. La distance comprise entre l'anode et la cathode n'affecte pas cette vitesse et ne doit pas l'affecter dans l'hypothèse de rayons-projectiles; car, quoique la chute unitaire de potentiel décroisse plus vite lorsque l'anode et la cathode sont rapprochées, la longueur de la trajectoire le long de laquelle ses effets se font sentir est diminuée, de telle sorte qu'il y a compensation : la vitesse, par suite, est théoriquement indépendante de la distance entre les électrodes, autant que la différence totale de potentiel reste constante; c'est la différence absolue de potentiel qui détermine la vitesse. Mais il est évident que, si les électrodes sont trop rapprochées, il peut être difficile de maintenir une différence de potentiel élevée entre l'anode et la cathode, parce qu'une étincelle peut jaillir,

entre elles, hors du tube. S'il y a beaucoup de gaz résiduel dans le tube, il sera, de même, difficile de réaliser une différence de potentiel élevée, le gaz, sous l'influence des rayons cathodiques, devenant conducteur. Par suite, les meilleures vitesses seront obtenues avec les vides les plus poussés, et, si la densité du gaz résiduel du tube reste constante, les vitesses seront constantes. La nature des électrodes importe peu, à moins qu'elles ne retiennent des gaz occlus ou ne rendent de toute autre façon impossible le maintien de la différence de potentiel nécessaire.

Quoiqu'on trouve ainsi que la vitesse des particules cathodiques est excessivement grande, leur énergie n'est que très modérée, l'ensemble de leur masse étant extrêmement petit. Leur charge électrique, cependant, est considérable. Ces rayons sont capables d'élever le potentiel d'une capacité de 1,5 microfarad de plusieurs volts, parfois jusqu'à 20 volts, dans l'intervalle d'une seconde; dans le même temps, ils peuvent élever de 2°C. la température d'un calorimètre, d'environ 4^{ms} d'eau de capacité calorifique. Néanmoins leur masse est si petite qu'il faudrait 100 ans pour en rassembler une quantité mesurable, soit environ de $\frac{1}{30}$ de milligramme. Ils voyagent avec une vitesse 100 fois plus grande que celle d'une balle de fusil, ce qui représente la vitesse la plus grande observée jusqu'à présent ou même connue dans les phénomènes matériels, si, toutefois, ils sont bien constitués par de la matière. Leur équivalent électrochimique, au lieu de concorder avec celui qu'on observe dans les liquides, est près de 1000 fois plus petit, c'est-à-dire que la charge associée

à chaque particule cathodique semble 1000 fois plus grande, relativement à la masse, que celle qui accompagne un ion électrolytique, même un ion d'hydrogène.

Si ces particules sont réellement des atomes, on ne peut s'éloigner de la vérité en prétendant que ce sont des atomes possédant une charge extraordinaire; mais si, comme il semble instinctivement plus probable à ceux qui ont étudié le sujet, la charge de ces particules est la même que celle attachée à un atome, en électrolyse, en supposant les expériences correctes et correctement interprétées, on ne peut échapper à la conclusion que la masse associée à la charge ionique dans les rayons cathodiques doit être un millier de fois plus petite que la masse d'un atome d'hydrogène. Dans ce cas on peut concevoir les projectiles cathodiques comme des particules détachées, des électrons individuels, jusqu'ici hypothétiques, constituant à vrai dire les atomes de l'électricité. Il serait toutefois extrêmement téméraire de baser une conclusion d'une pareille importance sur une évidence comparative aussi faible. Cette évidence doit être confirmée par d'autres branches de la Physique ou par d'autres déterminations s'appuyant sur des méthodes différentes : ces électrons doivent être étudiés à la lumière des phénomènes magnéto-optiques observés par le professeur Zeeman, d'Amsterdam. Nous commencerons d'abord par décrire une détermination faite par une autre méthode et nous passerons ensuite à des mesures remarquables, relatives à des phénomènes qui appartiennent, en apparence, à d'autres chapitres de la Physique.

Nouvelles mesures de la vitesse des rayons cathodiques et détermination du rapport $\frac{m}{e}$ par la déviation électrostatique.

J.-J. Thomson a employé une autre méthode, peut-être plus simple, pour déterminer les deux quantités u et $\frac{m}{e}$: elle consiste à dévier, à la fois, un même faisceau par une action électrostatique et par une action magnétique. On introduit dans le tube à vide une paire d'électrodes auxiliaires, une au-dessus, l'autre au-dessous de la trajectoire des rayons, et l'on relie ces deux électrodes aux bornes d'une batterie de faible potentiel, quelques éléments de pile, par exemple : on obtient ainsi un champ électrostatique vertical perpendiculaire aux rayons cathodiques. En même temps, on établit perpendiculairement aux deux directions précédentes un champ magnétique produit, sur les côtés, par les pôles d'un aimant ou par les lignes de force dues à un courant électrique passant dans un conducteur circulaire ; la déviation électrostatique peut être ainsi comparée à la déviation magnétique et servir à en annuler les effets.

Supposons que les rayons cathodiques tombent sur une pointe d'aiguille supportant une matière phosphorescente, et pouvant se déplacer entre deux positions sur la verticale : la déviation des rayons peut être appréciée en observant le déplacement de l'aiguille nécessaire pour arrêter un faisceau étroit,

qui a traversé, sur une longueur l , un champ électrique d'intensité E ou un champ magnétique d'intensité \mathcal{H} .

Si u est la vitesse primitive des particules cathodiques, voyageant perpendiculairement aux deux directions des champs déviants, ceux-ci agiront l'un et l'autre sur les rayons pendant un temps $\frac{l}{u}$ et pendant ce temps une composante supplémentaire w prendra naissance dans la direction de la force électrique, ou perpendiculairement à la direction de la force magnétique, telle que la variation de la quantité de mouvement sera $\frac{mw}{u} = Ee$ dans un cas, et $= \mu \mathcal{H} e u$

dans l'autre.

Par suite la déviation sera

$$0 = \frac{w}{u} = \frac{e}{m} \cdot \frac{El}{u^2}$$

dans le premier cas, et

$$= \frac{e}{m} \frac{\mu \mathcal{H} l}{u}$$

dans le deuxième.

Par conséquent, si l'expérience est arrangée de façon à rendre *égales* les deux déviations, en réglant l'intensité relative des deux champs, on a simplement

$$u = \frac{E}{\mu \mathcal{H}}$$

et

$$\frac{m}{e} = \frac{b, \mu^2 \mathcal{E}^2}{\theta E}.$$

Cette méthode, quand elle est applicable, semble donner d'excellents résultats et l'on peut conclure de ces mesures que, dans les tubes à hydrogène, à acide carbonique, ou à air,

$$u = 2 \text{ ou } 3.10^9 \text{ centimètres par seconde,}$$

et

$$\frac{m}{e} = \text{de } 1,1 \text{ à } 1,5 \times 10^{-7} \text{ unités } C.G.S.$$

La principale difficulté de ce dispositif expérimental vient du fait que l'ionisation de l'air résiduel du tube le rend momentanément conducteur, et dérobe ainsi les particules, en grande partie, à l'influence électrique. On n'a jamais la preuve qu'elles subissent l'action totale du champ que l'on sait en jeu; à la vérité, il n'est même pas facile de les soumettre à plus d'une partie de l'effet. On en vient à croire qu'elles ne sont susceptibles d'aucune action électrostatique, ce qui est souvent présenté comme un puissant argument contre la théorie qui les considère comme des particules chargées; mais, heureusement, Thomson ne tarda pas à surprendre la cause du phénomène qui masquait les résultats attendus, et réussit à montrer, qu'avec des vides suffisamment poussés, et d'autres précautions, on pouvait supprimer cette atmosphère ionisée, observer par suite et mesurer la déviation électrostatique.

**Détermination de l'équivalent électrochimique
dans le cas d'une déperdition électrique en lumière
ultra-violette.**

D'autres phénomènes qui apparaissent, à première vue, comme totalement différents, donnent la même valeur pour le rapport $\frac{m}{e}$ ou une valeur de grandeur tout à fait comparable.

Parmi ces phénomènes se trouve le fait de la décharge, par la lumière ultra-violette, des surfaces métalliques ou autres, exemptes de poussières électrisées négativement; cette étude a été commencée par Hertz et continuée surtout par Righi, et Elster et Geitel (*voir* un des appendices de mon ouvrage *Signalling without Wires*, publié par l'Electrician Co). Si une lumière ultra-violette, provenant d'une étincelle ou d'une flamme, tombe sur une surface électrisée négativement, il se produit, alors, une déperdition d'électricité; cette électricité peut se transporter sur un corps placé en face de la surface illuminée, charger par suite un électromètre de capacité connue, et être ainsi mesurée.

L'auteur a fait plusieurs expériences sur ce sujet, qui sont pourtant encore inédites. Elster et Geitel, de leur côté, firent la remarquable découverte que l'introduction d'un aimant affecte plus ou moins la vitesse de déperdition, selon la direction des lignes de force. Le phénomène suggéra l'idée d'une déviation magnétique des lignes de déperdition, et Righi mon-

tra que ces lignes sont des courbes parfaitement définies; il indiqua, en outre, que cette déperdition était due à une projection de particules, électrisées négativement, analogues aux rayons cathodiques. Le vide n'est pas nécessaire pour rendre l'effet évident : toutefois il le rend plus frappant et facilite sa mesure. La différence entre ce phénomène et celui que présente un tube à vide ordinaire, est qu'ici il n'y a pas une grande force électromotrice ou chute de potentiel unitaire; par suite on n'a nullement l'apparence d'une décharge disruptive. En fait la déperdition ne se produit pas avant que l'excitation des vibrations, probablement synchrones de la lumière ultra-violette, n'atteigne les molécules; les liens qui rattachent alors à cette molécule la charge négative, ou certains corpuscules chargés négativement, peuvent alors se briser.

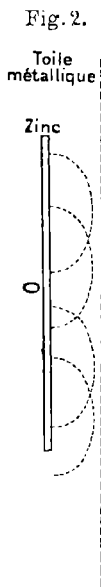
Deux choses sont nécessaires pour repousser les particules du plateau : celles-ci doivent être libérées par l'impact de lumière ultra-violette, — la direction de la polarisation de cette lumière a une influence très marquée — et la surface où elles adhèrent doit de même être chargée négativement, afin de les repousser. Ni la lumière, ni l'électrification ne peuvent isolément produire cet effet; leur action simultanée est indispensable.

J.-J. Thomson a trouvé un moyen très ingénieux de soumettre aux mesures cette expérience et d'en déduire l'équivalent électrochimique des particules chargées, c'est-à-dire le rapport de la quantité de matière que chacune contient, à la charge électrique qu'elle porte. A cette fin, il s'est servi, comme d'or-

dinaire, d'une petite plaque de zinc chargée négativement qui reçoit les radiations ultra-violettes émises par une lampe à arc éloignée, à travers une lame de quartz, et aussi à travers un treillis métallique, parallèle, relié à un électromètre. La distance entre la plaque de zinc et la toile métallique était variable et l'expérience consistait à observer quelle quantité d'électricité la toile recevait de la plaque chargée négativement, sous l'influence de la lumière, d'abord sans, puis avec un champ magnétique, d'intensité connue, traversant l'espace qui les séparait.

Un petit calcul d'une extrême élégance lui montra que les trajectoires des particules qui se déplaçaient sous l'influence magnétique étaient des *cycloïdes* dont les cercles générateurs dépendaient du rapport $\frac{m}{e}$ aussi bien que de $\frac{E}{\mathcal{H}^2}$; c'est-à-dire que leur trajectoire, si elle pouvait être rendue visible, résulterait de l'équivalent électrochimique convenable, ainsi que du rapport du champ électrique au champ magnétique en action, aussi bien que de l'intensité absolue du champ magnétique.

Le calcul est si simple qu'on peut le détailler ici : la figure représente la lame de zinc et la toile métallique en face l'une de l'autre, à une faible distance, avec une chute unitaire de potentiel $\frac{V - V_1}{d} = E$ entre



elles (fig. 2); soit un champ magnétique de densité d'induction \mathcal{H} , appliqué normalement au plan du papier. Le mouvement d'une particule chargée se détachant de la plaque et projetée dans l'espace intermédiaire (en supposant que les plaques soient dans le vide pour éviter l'introduction de tout milieu résistant) sera donné par

$$\begin{cases} m \frac{d^2 x}{dt^2} = Ee - \mathcal{H}e \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} = \mathcal{H}e \frac{dx}{dt}. \end{cases}$$

Les valeurs initiales de $x, y, \frac{dx}{dt}$ et $\frac{dy}{dt}$ étant nulles.

La solution de ces équations avec ces conditions sera

$$\begin{aligned} x &= a(1 - \cos bt), \\ y &= a(bt - \sin bt), \end{aligned}$$

où $a = \frac{Em}{\mathcal{H}^2 e}$ et $b = \mathcal{H} \frac{e}{m}$.

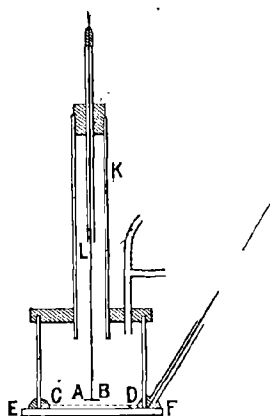
Nous en concluons que, tandis que x oscille en phase avec un cosinus entre 0 et $2a$, y est à la fois une expression harmonique et progressive, achevant sa période dans une durée $\frac{2\pi}{b}$ et avançant, pendant ce temps, de $2\pi a$. En d'autres termes, les équations ci-dessus représentent une *cycloïde* tracée par la circonférence d'un cercle de rayon a roulant sur la plaque de zinc.

Il n'y a aucun moyen connu d'observer effectivement cette trajectoire, qui reste totalement invisible,

et purement théorique. Mais on peut concevoir, en s'aidant de cette théorie, que toutes les particules en mouvement entre les plaques ont des trajectoires semblables, autant qu'elles ne s'approchent pas trop de leurs bords (dans ce cas elles ne sauraient être projetées si loin), et il devient évident qu'il doit y avoir une distance critique à laquelle la toile peut recevoir et capter *toutes* les particules et au delà de laquelle pas une seule ne pourrait l'atteindre. Sur le dessin, la toile est figurée, un peu au delà de cette distance critique, de telle sorte qu'elle ne pourrait pas recevoir d'électricité, même si la lumière ultra-violette avait sa pleine intensité; mais, si l'on diminuait la distance au plateau de zinc ou si l'on renforçait le champ électrique ou encore si l'on affaiblissait le champ magnétique, la toile se trouverait immédiatement dans les limites prescrites et emprunterait un notable accroissement de charge aux particules hypothétiques circulant sur les trajectoires cycloïdales. Et la distance critique que l'on pourrait noter (l'expérience le confirme), serait indépendante de l'éclat de la source de la lumière ultra-violette et ne serait autre que le diamètre du cercle générateur; en d'autres termes, la distance critique entre les plateaux, lorsqu'il y a réellement transport de charge, doit être $2a$ ou $\frac{2mE}{e\mathcal{H}^2}$; c'est cette quantité que ces ingénieux dispositifs permettent de mesurer. Aussi, peut-on, dans ce cas, déterminer le rapport $\frac{m}{e}$, si E et \mathcal{H} sont tous deux connus. La figure 3 montre l'appareil employé.

En réalité, l'observation expérimentale de la distance critique ne se faisait pas aussi bien que cette théorie très simple le laisserait supposer, par suite de causes perturbatrices, entre autres la présence d'une certaine quantité de gaz résiduel, s'opposant

Fig. 3.



AB est la plaque de zinc isolée, CD est la toile métallique, EF est le quartz; la source de lumière ultra-violette est à une certaine distance au-dessous et le récipient peut être rempli d'un gaz quelconque qu'on épuise ensuite.

à une parfaite liberté de mouvement des particules; néanmoins, sa netteté suffisait pour une bonne détermination; le résultat obtenu dans ce cas était encore que le rapport $\frac{e}{m}$ ne s'éloigne pas de $10^7 C.G.S.$ ou plus exactement de 7×10^6 ; ces chiffres concordent avec les valeurs trouvées par J.-J. Thomson pour les

rayons cathodiques et confirmées plus tard par Lenard et Kaufmann.

Un autre phénomène, qu'on a soumis à des mesures, est la décharge électrique d'un filament incandescent de carbone dans une atmosphère d'hydrogène. Celui-ci est encore soumis à l'influence d'un champ magnétique, comme l'ont prouvé Elster et Geitel, et une série de mesures, en tout point semblables aux précédentes, ont amené à la valeur

$$\frac{e}{m} = 8,7 \times 10^6 \text{ C.G.S.}$$

du même ordre de grandeur que celles déjà trouvées, un millier de fois plus grande que la valeur électrochimique ou électrolytique correspondante pour l'hydrogène et plusieurs milliers de fois plus grande pour d'autres substances, mais toujours constante et indépendante de la nature de la matière présente.

Le seul cas où l'on trouve la valeur ordinaire de la constante électrolytique, pour le rapport $\frac{e}{m}$, est celui des particules chargées *positivement*. Elles ne sont pas aussi faciles à observer, mais Wien (*Wied. Ann.*, t. LXV, p. 440) ⁽¹⁾ les a étudiées en découvrant et mesurant la petite déviation magnétique subie par certains rayons, découverts par Goldstein, derrière la cathode d'un tube à vide et appelés par lui *Kanalstrahlen*, qui transportent, d'après les expériences d'Ewers, de l'électricité positive; Wien montra

⁽¹⁾ Voir aussi EWERS, *Wied. Ann.*, t. LXIX, p. 187.

qu'elles se déplaçaient lentement et que dans l'hydrogène leur rapport $\frac{e}{m}$ était de l'ordre de 10^8 , valeur propre à l'atome d'hydrogène ou ion; avec d'autres substances on a trouvé que ce rapport variait avec leur nature, restant approximativement égal, dans tous les cas, à la valeur électrolytique. J.-J. Thomson a, lui aussi, fait des mesures sur ces particules chargées positivement au moyen de la décharge de filaments incandescents et d'autres corps chauds chargés positivement : les expériences ont confirmé les résultats de Wien.

Tous ces faits nous imposent la pensée que, tandis que les particules transportant de l'électricité positive sont des *ions*, consistant en une unité de charge positive associée à un atome, les particules négatives semblent séparées de la masse principale de l'atome, comme si elles en étaient seulement des fractions, des fragments, des constituants ou des appendices d'atomes, qui, détachés et libres, sont capables d'acquérir des vitesses prodigieuses. En effet, l'accélération à laquelle elles sont soumises est un millier de fois plus grande qu'elle n'est, même pour un atome d'hydrogène, soumis à la pesanteur, et lié à une masse de matière inerte, sous l'influence de la même force agissante.

Songez à la mobilité d'un amas de particules soumises à l'intensité ordinaire de la pesanteur g et n'ayant que le $\frac{1}{1000}$ de leur masse à déplacer.

Il n'y a aucun moyen connu d'augmenter ainsi l'action de la gravité; mais nous ne manquons pas de ceux qui peuvent la diminuer, par exemple la

machine d'Atwood, le plan incliné, etc. Une particule telle que celles que nous considérons tomberait sous l'action de la pesanteur, non pas de 4^m,80 dans la première seconde, comme, de l'aveu de tous, les choses se passent à la surface de la Terre, mais de 4^{km},800 ou environ 5^{km}; ainsi, en une seconde, elle acquerrait, sous l'action de la gravité, une vitesse de 10^{km} par seconde, presque assez pour la dérober à l'attraction terrestre et plus que suffisante pour la faire voyager autour du monde.

L'accélération que subissent ces particules, dans un tube à vide, est encore plus élevée, parce que là les forces deviennent prodigieuses : l'action de la gravité est presque infinitésimale, à côté des actions électriques ordinaires, sur leurs charges. Supposons par exemple ces particules dans un champ tel qu'on en peut créer aisément dans un tube à vide, de 3000 volts par centimètre ou $\frac{1}{10}$ de ce que l'air supporterait dans les conditions ordinaires, soit 10 unités électrostatiques. La force agissant sur l'une d'entre elles est alors de $10 \times 10^{-10} = 10^{-9}$ *dynes*; la masse mise en mouvement, s'il s'agit d'un atome complet d'hydrogène, pour une particule positive dans une atmosphère d'hydrogène, est seulement de 10^{-24} gramme, et par suite l'accélération qu'elle subit est de 10^{15} centimètres par seconde par seconde ou un trillion de fois g . Tandis que pour une particule négative, dans une atmosphère quelconque, son accélération serait un millier de fois plus grande encore.

La vitesse acquise en parcourant une distance de 5^{cm} sous l'impulsion de cette force se calcule en

prenant la racine carrée de $2fh$, c'est-à-dire qu'elle est 10^8 centimètres par seconde pour une particule positive et 3×10^9 cm. par seconde pour une particule négative, et ceci s'approche des ordres de grandeur effectivement observés.

Ainsi se justifie de plus en plus l'hypothèse de l'existence de ces unités de charges électriques en liberté; dans certains cas, elles transportent avec elles une partie de l'atome et on peut alors les appeler des corpuscules; elles ont un noyau matériel; dans d'autres cas, elles se réduisent essentiellement à de l'électricité, ou, tout ce qu'on peut en dire, à une charge électrique sans support matériel; ce sont là des entités hypothétiques, familièrement connues sous le nom d'*électrons* dans les études théoriques et mathématiques.

NOTE E.

Saturation électrique, etc.

Dans mon Rapport sur l'électrolyse à la British Association de 1885 (voir le volume d'Aberdeen, p. 762-763), j'attire l'attention sur la possibilité que, dans une théorie atomique de l'électricité, une charge répartie sur une surface donnée peut avoir un maximum. La densité superficielle maximum serait atteinte lorsque chaque atome serait polarisé de telle sorte que les charges atomiques fussent en regard; et pour un solide ou pour un liquide, elle serait très grande, car la charge de chaque atome étant de 10^{-10} et le nombre d'atomes par centimètre étant 10^{19} , il s'ensuit que le maximum de densité superficielle est $\sigma = 10^9$ unités électrostatiques par centimètre. La chute unitaire de potentiel correspondante serait $4\pi\sigma = 10^7$ ou 3000 mégavolts par centimètre et la tension correspondante $2\pi\sigma^2 = 6 \times 10^{12}$ C.G.S. = 6500 tonnes par centimètre carré. Naturellement, aucun diélectrique ne saurait résister à une telle tension, mais le vide absolu le peut.

En pratique, il s'ensuit aussi que, lorsqu'une surface est chargée à un potentiel élevé, il n'y a qu'un faible pourcentage de molécules polarisées, avec leurs charges orientées. Par exemple, l'air se brise sous une tension de $2\pi\sigma^2 = 0^{\text{e}},5$ par centimètre carré = 400 C.G.S.; aussi le maximum de σ dans l'air ordinaire est 8 unités électrostatiques par centimètre carré et cette quantité est réalisée par la polarisation de 10^{11} molécules, soit une sur 100000 pour une surface solide, ou à peu près $\frac{1}{10}$ pour 100 du chiffre relatif à l'air.

On retrouve, à la page 760 de mon Rapport sur l'électrolyse, qu'une chute unitaire de potentiel de l'ordre de 1 volt sur une distance moléculaire est suffisante pour surmonter l'attraction atomique et effectuer la décomposition des liquides. Dans un liquide conducteur, toute la tension appliquée se concentre dans une couche moléculaire contiguë à l'électrode et, par suite, quelque chose comme 1 ou 2 volts de différence de potentiel entre les électrodes plongées dans un tel liquide est nécessaire et suffisant pour la décomposition.



CHAPITRE IV.

THÉORIE ÉLECTRONIQUE DE LA CONDUCTION ET DE LA RADIATION.

La probabilité de l'existence des électrons et la possibilité de les prendre pour base d'une explication de tous les phénomènes électriques et de la plupart des phénomènes matériels a tenté l'imagination de plusieurs savants s'occupant de physique mathématique, entre autres du D^r J. Larmor et du Professeur H.-A. Lorentz. Ces deux penseurs se sont efforcés de rendre compte, par la façon dont les électrons se comportent habituellement dans leurs rapports avec les atomes matériels, de toutes les propriétés électriques. Le D^r Larmor a même essayé de trouver et a effectivement trouvé une constitution possible de l'éther qui puisse jouir des propriétés d'un électron positif ou négatif, réduisant du même coup une grande partie de la Physique à sa plus simple expression. Cette magnifique ébauche de nouveaux principes n'a pas encore été couronnée d'un succès définitif, mais le D^r Larmor y a contribué par de nombreux et suggestifs travaux publiés dans les *Transactions of the Royal Society*, et dans son

récent et important ouvrage qui résume ses idées, intitulé *Ether and Matter*, publié récemment par la *Cambridge University Press*, comme essai pour le prix Adam. On peut donc se le procurer facilement, mais il est de lecture peu aisée.

Qu'il me suffise de dire, ici, que l'électron est la base de toute la théorie, et qu'on suppose que tous les courants ne consistent qu'en électrons en mouvement. Ces derniers peuvent se déplacer avec l'atome, comme dans les phénomènes d'électrolyse, ils peuvent se mouvoir séparément, comme dans les gaz, ou bien ils peuvent passer d'un atome fixe au voisin, comme dans les solides.

Conduction.

Les modes possibles de conduction ou de transmission de l'électricité sont au nombre de trois, que je puis appeler respectivement la méthode de l'oiseau de proie, du boulet et de la chaîne d'incendie.

La méthode de l'oiseau de proie se rencontre dans les liquides : on la trouve en électrolyse ; l'oiseau porte avec lui sa proie et ne la lâche que lorsqu'il atteint une électrode.

La méthode du boulet est celle qui est propre aux gaz, ainsi qu'il ressort de l'étude des rayons cathodiques ; l'espace compris entre la cathode et l'anode représente la longueur qui sépare la culasse de la bouche du canon, et le reste de la trajectoire est analogue à celle d'un boulet qui finit par traverser un obstacle ou est arrêté par lui avec un éclair de

lumière ou toute autre perturbation qui lui est propre.

La méthode de la chaîne d'incendie correspond à la conduction dans les solides, où les atomes sont incapables de se déplacer et ne peuvent que se passer les électrons, pour ainsi dire, de la main à la main ; ils s'inclinent un peu pour les recevoir dans une direction, puis dans la direction opposée pour les passer au voisin, produisant ainsi progressivement cet état particulier que nous nommons chaleur.

On peut observer que ce mouvement, qui permet le déplacement des électrons, devient de moins en moins sensible à mesure que le corps est de moins en moins susceptible de la perturbation irrégulière qui constitue la chaleur. Il se peut que ce soient l'expansion et la séparation des molécules ou bien des chocs irréguliers et des perturbations qui s'opposent à la facilité de la conduction. Mais, certainement, cette dernière s'améliore quand la température baisse et la transmission devient excellente à des températures très basses. La conduction d'alliages hétérogènes est une chose plus compliquée ; les forces électromotrices, qui naissent aux nombreux contacts, y interviennent sans doute ; autrement, il serait intéressant d'examiner l'effet des basses températures sur la conductibilité d'un métal qui ne se contracte pas avec le froid. La suraugmentation de conductibilité présentée par les électrolytes chauds relève de causes totalement différentes : il n'y a pas là une conduction véritable, mais, en fait, un transport convectif d'ions.

Les métaux sont des corps tels que le transport

d'un électron d'un atome à l'autre est facile et n'exige aucune force, pourvu que le phénomène ne soit pas trop précipité — un phénomène analogue à une *diffusion*. — Les isolants sont des corps où ce transport ne peut être réalisé que par la violence; la transmission des vibrations le long d'une chaîne de molécules reliées les unes aux autres peut également se produire, grâce à la même sorte de relation. De là, la conduction de l'électricité et celle de la chaleur peuvent présenter plusieurs points communs, quoique les deux phénomènes soient entièrement différents.

On en sait davantage sur la conduction électrolytique et gazeuse. Dans la conduction gazeuse, les électrons négatifs volent librement à toute vitesse, les charges positives voyagent lentement en raison de leurs liaisons avec la matière; dans la conduction des liquides, les deux catégories d'électrons sont liées aux atomes et voyagent seulement sous forme d'ions par une lente diffusion, dont la vitesse a été calculée par Kohlrausch, que j'ai moi-même soigneusement observée, ainsi que beaucoup d'autres, et qui est aujourd'hui bien connue.

On n'est livré qu'à des suppositions sur la vitesse de propagation dans les solides; il semblerait que dans une catégorie de solides les électrons positifs sont doués des plus grandes vitesses, tandis que, dans une autre classe, ce rôle est réservé aux électrons négatifs; cette différence est courante dans les liquides. Dans les acides, par exemple, les charges positives sont les plus rapides, parce qu'elles sont associées avec des atomes légers d'hydrogène, c'est même par suite du déplacement aisé de cet atome

d'hydrogène, en raison de sa légèreté et de sa petitesse, que les acides sont, en général, si bons conducteurs.

La déviation magnétique de Hall, de même que la rotation magnétique de Faraday, résultent d'une action différentielle et s'annuleraient si l'action des particules positives et négatives était égale. Dans les gaz, cet effet différentiel subsiste, mais la liberté des charges négatives est si grande, par rapport à celle des charges positives, et leur vitesse est telle que l'effet Hall, surtout dans les gaz raréfiés, y est très grand, relativement aux petits effets de second ordre observés dans les liquides et dans les solides.

Radiation.

Mais ce n'est pas seulement le mouvement progressif ou le déplacement de ces appendices électriques de l'atome que nous avons à considérer, nous devons supposer, en outre, qu'ils sont doués d'un mouvement dans l'atome lui-même, soit vibrants comme la boule d'un kaléidophone, ou roulant sur une petite orbite comme un satellite atomique ; à vrai dire, c'est à ces vibrations ou révolutions des électrons dans un atome qu'est dû le pouvoir rayonnant. La matière n'a, en elle-même, aucune relation perceptible avec l'éther, ainsi qu'il résulte de ma note dans les *Philosophical Transactions*, de 1893 et 1897 (1). C'est la charge électrique qui sert de trait

(1) LODGE, *Phil. Trans.*, vol. GLXXXIV, p. 727-804, et vol. GLXXXIX, p. 149-166.

d'union et même, encore, il n'y a là aucune liaison *visqueuse*, - - il n'y en a aucune qui dépende de la vitesse, ni qui soit de la nature d'un frottement ⁽¹⁾ — ; c'est purement une connection d'accélération, c'est seulement lorsque la charge est en vibration, et pendant ses périodes d'accélération, qu'elle est susceptible d'agir sur l'éther et d'y produire des ondes ⁽²⁾ ; ces ondes consistent probablement en cisaillements alternatifs, sans que l'ensemble de l'éther entre en mouvement, produisant ainsi, dans ses constituants également exposés, une oscillation d'extrêmement faible amplitude : c'est cette sorte de mouvement qui constitue ce que nous appelons *radiation* ; ce n'est pas l'atome en oscillation qui perturbe l'éther, mais les pulsations ou vibrations ou les arrêts, départs et révolutions de sa charge électrique. Or, une accélération normale ou centripète, ne comportant pas autre chose qu'un changement de direction, a précisément autant d'influence qu'un changement effectif de vitesse. Si une charge électrique peut décrire une petite orbite 400 trillions de fois par seconde, elle émettra la plus faible lumière rouge perceptible ; si les vibrations sont plus rapides, la réfrangibilité de la lumière augmentera, et la nature particulière de la radiation émise par l'atome d'une substance donnée, en plein état de liberté, dépendra de la période de révolution de ces électrons : chaque fréquence de vibrations correspondant à une ligne définie dans le spectre.

(1) Voir spécialement *Phil. Trans.*, vol. CLXXXIX, p. 164.

(2) Voir Chapitre I de cet Ouvrage, p. 11, et aussi Note G.

Mais, s'il en est ainsi, la radiation doit être susceptible d'être influencée par l'aimant, car une charge électrique en révolution constitue un courant circulaire et si, un champ magnétique est créé dont les lignes traversent ce circuit, il doit, si son intensité change, augmenter ou diminuer la vitesse et, par suite, élever ou abaisser la réfrangibilité.

Si, dans ces conditions, les électrons vibrent dans toutes les directions, et si un champ magnétique est excité, pendant son établissement, la vitesse de certains d'entre eux sera augmentée, celle des autres diminuée, et cet accroissement ou cette diminution persisteront tant que le champ ne sera pas supprimé.

Partant, il semblerait que, si une source de radiation est placée dans un champ magnétique, et si on en examine les raies au spectroscope, elles se dédoubleront, certaines étant élevées en réfrangibilité, d'autres abaissées; ou bien, si quelques-unes restent sans modification, la raie deviendra triple, et, si les mouvements se compliquent de plus en plus, on peut concevoir des raies quadruples ou sextuples, ou subissant tout autre changement, selon le caractère et la complexité du mouvement; quoi qu'il en soit, d'une façon ou d'une autre, la raie spectrale doit être affectée, que cette modification se borne à un élargissement. Cependant, lorsque le D^r Larmor reconnut théoriquement ce fait et le soumit, en 1895, au calcul pour voir l'ordre de grandeur de l'effet que l'on peut attendre, il supposa tout naturellement, non pas qu'un électron peut se mouvoir par lui-même sur un atome comparativement stationnaire, ainsi qu'on l'a dit ci-dessus, mais que

l'atome lui-même vibrait, tournait ou oscillait, d'une certaine manière, comme un tout, entraînant sa charge avec lui.

Dans cette hypothèse, d'après ses travaux sur la masse d'un atome, il reconnut que l'effet serait trop petit pour être décelé ; et, depuis que Faraday, avec des moyens imparfaits, eut, il y a longtemps, recherché un tel effet — guidé alors non pas par la théorie, mais simplement dans le but de réaliser des expériences de toutes sortes — et eut échoué dans ses efforts, aucun essai expérimental n'avait été renouvelé pour étudier la question. La question n'était pas même rendue publique, jusqu'à ce que Zeeman, d'Amsterdam, en 1897, sous la suggestion de ces idées put, avec beaucoup de soins, observer avec un puissant réseau de Rowland et un fort électro-aimant un petit effet consistant en l'élargissement des raies émises par une flamme de sodium placée entre ses pôles ; ce n'est qu'alors que le Dr Larmor m'écrivit pour me dire que ce devait être l'effet qu'il attendait et qu'il pensait trop petit pour être aperçu. Au reçu de la communication, je répétais immédiatement, avec quelque peine, et vérifiais l'expérience ⁽¹⁾ ; je la montrai à la soirée de la Royal Society de mai, de la même année.

Depuis ce simple mais important début, le grand sujet de l'influence d'un champ magnétique sur la radiation de différentes substances a été laborieu-

(¹) Voir *Proc. Roy. Soc.*, vol. LX, p. 466, 513, et vol. LXI, p. 413, ou *Nature*, vol. LVI, p. 237 ; ainsi que *The Electrician*, vol. XXXVIII.

sement étudié, non seulement par l'auteur de la découverte, mais par Preston, à Dublin, Michelson, en Amérique, et d'autres, et toute une série de faits importants ont été ainsi mis en lumière. Chaque raie a été étudiée séparément; certaines raies sont quadruplées, certaines triplées, d'autres sextuplées, etc., ainsi qu'on l'a dit ci-dessus. Une raie du mercure n'a pas été résolue en moins de 11 composantes. L'effet aussi n'est pas trop petit pour être aperçu, quoiqu'il nécessite la mise en œuvre de moyens extrêmement puissants et d'appareils parfaits; et il devient évident ainsi que, si la radiation est due à des électrons qui se déplacent, leur mouvement ne peut être entravé par beaucoup de matière associée et se mouvant avec eux. Il devient possible, à vrai dire, en faisant une mesure du dédoublement subi par les raies dans un champ déterminé, de s'assurer de la quantité de matière associée avec la charge électrique roulant dans un cas donné; en d'autres termes, de faire une détermination de l'équivalent électrochimique effectif en radiation, c'est-à-dire du rapport $\frac{m}{e}$. En effet, le professeur Zeeman fit, avec les plus grands soins, une détermination grossière de cette quantité, dans les conditions premières du phénomène, lorsqu'il vit seulement l'effet sous forme d'un petit élargissement des raies du sodium; et il arriva à la conclusion que l'équivalent électrochimique différerait totalement de celui qui est propre à l'électrolyse, soit environ un millier de fois plus petit. Il trouva, en fait, que le rapport $\frac{e}{m}$ a, dans ce cas

justement, la valeur remarquable déjà soupçonnée dans le cas des rayons cathodiques, c'est-à-dire la valeur de $10^7 C.G.S.$

Des mesures plus récentes ont confirmé cette évaluation et montré que le rapport de la charge à la matière dans le phénomène de Zeeman est pratiquement identique avec le rapport de la charge à la matière dans le cas des rayons cathodiques; en d'autres termes, que, si une charge vole dans les rayons cathodiques, elle vibre dans une source de radiation et que, si les rayons cathodiques consistent en un mouvement d'électrons, la radiation est due à des électrons qui oscillent ou roulent sur une orbite.

Toutefois, ce fait seul ne saurait constituer une preuve de l'existence des masses aussi inférieures à la dimension de l'atome; ce peut n'être là qu'une remarquable coïncidence. De plus, il est possible qu'après tout, dans tous ces cas, l'ensemble de l'atome se déplace, mais que sa charge électrique soit un millier de fois plus forte que ce qu'on a antérieurement observé comme la charge propre d'un atome.

Mais cette supposition, improbable déjà pour les rayons cathodiques, le devient encore plus dans le cas de la radiation où il est entièrement naturel que ce ne soit qu'une très petite partie de l'atome qui se déplace, la plus grande partie de sa masse étant pratiquement immobile; en outre, plus on étudie les détails de l'effet Zeeman, plus il devient évident que la théorie des électrons, à laquelle il a été rattaché d'abord par le professeur H.-A. Lorentz, aussi bien que par Fitzgerald et Larmor en Angleterre, est complètement satisfaisante.

Une des premières publications en Angleterre, touchant à la fois les faits et leur théorie élémentaire, est celle à laquelle l'auteur a contribué dans deux articles de l'*Electrician* (février et mars 1897) (1) auxquels il convient de se rapporter pour se représenter les premières idées sur le sujet, bien avant que son entière signification ne fût saisie. On signale comme une difficulté, à la page 643, la valeur élevée du rapport $\frac{e}{m}$, c'est-à-dire $\frac{1}{2} \times 10^7$ C. G. S. ou 50000000 de coulombs par gramme, au lieu de la valeur électrolytique plus modérée, et l'on y propose une suggestion de Fitzgerald représentant virtuellement les commencements d'une théorie électronique de l'effet de Zeeman; l'auteur donne aussi un moyen très rapide d'exprimer la théorie du mouvement sous la forme suivante :

$$\pm \mu e \mathcal{H} r \omega$$

qui représentera une augmentation ou une diminution de la force centripète

$$d(mr\omega^2),$$

(1) Voir LODGE, *Electrician*, t. XXXVIII, p. 568 et 643.

d'où il suit en première approximation que

$$d\omega = \pm \frac{\mu e \mathcal{H}}{2m}$$

et le changement de fréquence causé par le magnétisme sera par suite :

$$\pm \frac{\mu e \mathcal{H}}{4\pi m}.$$

L'autre composante de l'orbite originale restera, manifestement la même. Cela était loin d'être une théorie complète et satisfaisante (à moins que la projection de la trajectoire du mouvement ne se présentât sous une forme circulaire); mais c'était un court et premier essai.

Sur la théorie électronique de la magnétisation de la lumière.

Parmi les premières contributions faites à la théorie des charges qui se déplacent, il y en a peu d'aussi remarquables que celles apportées par le Dr Stoney sur le mécanisme de la radiation, longtemps avant qu'on ait eu une vérification expérimentale de l'existence séparée de ces électrons, ou du fait que l'émission de la lumière par une substance dérive de leurs mouvements. Le Dr Stoney a traité le problème astronomiquement, en 1891, en considérant un électron se mouvant autour d'un atome, comme un satellite autour d'une planète et a discuté les diverses perturbations qu'ils peuvent

subir, et l'effet de ces perturbations sur le spectre de la lumière émise.

Un des genres les plus simples de perturbations consiste en ce qu'on nomme une progression ou une précession de la ligne des apsides, ce qui constitue une lente révolution de l'orbite dans son propre plan; on a reconnu qu'un tel mouvement pouvait expliquer l'apparition d'un doublet dans le spectre; car, des deux vibrations composantes en lesquelles le mouvement peut être décomposé, l'une est devenue plus rapide et par suite la réfrangibilité de sa lumière s'est élevée, l'autre s'est ralentie et par suite sa réfrangibilité s'est abaissée.

Il résulterait d'une autre sorte de perturbation qui s'en rapproche beaucoup, et analogue à la précession des équinoxes dans le cas de la Terre, un triplet spectral: le mouvement de précession se produisant dans une orbite soumise à une impulsion oblique ou à une force déviante.

Cette impulsion n'agit pas directement; son effet a pour but de faire décrire à l'axe une espèce de cône, c'est la même sorte de mouvement qu'on voit dans une toupie inclinée; l'impulsion de la gravité sur une toupie en rotation ne la fait pas tomber, mais provoque un mouvement de précession; c'est ce qui se passe avec un cerceau ou un bicycle qui n'est pas vertical: au lieu de culbuter, il décrit un circuit aussi longtemps que son mouvement persiste, il tombe seulement lorsque ce dernier cesse. Partant, si l'orbite d'un électron est soumise à une force oblique ou déviante, l'effet consisterait, non pas à la placer directement dans la position désirée,

perpendiculaire à une ligne de force, mais à causer une précession : et ce mouvement peut être décomposé en trois : l'accélération et le retard de l'orbite circulaire ci-dessus mentionnés qui donneraient un dédoublement de la raie et une troisième composante, en fait, parallèle à l'axe qui resterait le même, et par suite représenterait une raie spectrale dans son ancienne position, au centre du groupe de trois. Larmor et Fitzgerald avaient nettement et complètement perçu ce rapprochement avec la découverte du Dr Zeeman, quoique les vues de ce dernier aient été devancées par celles de son grand compatriote, l'éminent physicien H.-A. Lorentz : c'est à lui qu'on doit les travaux les plus complets sur cette théorie, qui était en avance, pour certains points, sur les résultats expérimentaux ; car on peut observer que la lumière émise par les composantes d'oscillation signalées plus haut serait, pour toutes, d'une nature définie, due à des vibrations d'une direction déterminée et par suite polarisées. La nature de la polarisation dépendra de l'angle sous lequel elles sont vues ; si on les voit à angle droit de l'axe de précession, les trois raies doivent toutes être polarisées dans un plan, la ligne du milieu à angle droit des deux autres. Si cependant on les voit le long de l'axe de précession, il n'y aura pas de raie du milieu, parce que la vibration axiale est alors aperçue en bout ; les deux raies avoisinantes doivent être polarisées circulairement.

Zeeman a directement démontré le fait qu'un champ magnétique appliqué à une source de lumière était capable d'agir comme une cause appréciable de perturbation. Le professeur Lorentz était à même de

prédire l'ensemble des phénomènes qui viennent d'être établis, sur le triplement de la raie vue perpendiculairement aux lignes de force, avec les effets de polarisation précisément signalés, parce que les lignes de force constituent l'axe de précession. Tous ces effets ont été à peu près reconnus par Zeeman et par d'autres, et caractérisent le cas très simple d'une orbite circulaire.

A première vue on peut être porté à supposer que les orbites devraient se faire face et s'établir normalement aux lignes de force, comme autant de courants circulaires; mais on oublie là l'inertie de l'électron en mouvement. Il est manifeste que, puisqu'un électron roulant sur son orbite constitue un courant circulaire, sa *tendance* sera d'établir son plan normalement aux lignes de force: mais comme, par hypothèse, l'électron en mouvement a de l'inertie, il ne prendra pas pareille position, mais résistera indirectement à la force déviante, ainsi qu'une toupie, ou, à l'exemple du sphéroïde terrestre, suivant l'explication de Newton dans les *Principia*: l'axe de rotation prendra un mouvement conique autour des lignes de force; ce mouvement constitue la précession des équinoxes dans le cas de la Terre et l'effet Zeeman dans le cas d'un atome rayonnant. On rend ainsi compte de la plus grande partie de l'effet Zeeman et cela peut être regardé comme l'espèce de perturbation la plus fondamentale, causée par un champ magnétique sur une source de radiation. Mais il peut y avoir d'autres perturbations; de même que dans le cas de la Terre dont l'axe est non seulement soumis à la précession, mais aussi à

la nutation, mouvement d'inclinaison se superposant au mouvement principal. Il est de même tout à fait possible que la raie du milieu, ou que les deux raies extérieures, ou à vrai dire que toutes les trois se dédoublent, ce qui donne lieu non pas au triplet type, mais à un quartet, à un quintet ou même à un sextet, apparences vues et photographiées, dans certaines raies, par Preston. Les deux composantes de la raie double du sodium se comportent même différemment : une des raies du sodium, D_2 , apparue seulement comme élargie à Zeeman, devient réellement un sextet. L'autre raie, D_1 , devient un quartet. Une étude complète de l'action du magnétisme sur toutes les raies ou groupes de raies donnés par différentes substances, étendra, dans différentes voies, nos connaissances. En fait, il n'est pas trop de dire que la découverte de Zeeman, à la lumière de la théorie de Lorentz, a doublé la puissance de l'analyse spectrale pour scruter le mécanisme de la radiation et les propriétés des atomes, et a effectivement ouvert un nouveau département d'astronomie atomique : les atomes et les électrons remplaçant les planètes et les satellites.

NOTE F.

Grandeur de l'orbite d'un électron rayonnant.

Considérons deux électrons de signes opposés, tournant l'un autour de l'autre avec une fréquence lumineuse n , à une distance d ; ou plutôt considérons un électron négatif isolé, tournant autour d'une charge positive égale, comparativement immobile, attachée à un atome, à la distance d . La force qui s'exerce entre eux est $\frac{e^2}{k d^2}$ et par suite l'accélération est

$$\frac{e^2}{k d^2} \frac{3a}{2 \mu e^2} = \frac{3av^2}{2d^2},$$

mais l'accélération peut s'écrire encore

$$4\pi^2 n^2 d,$$

d'où

$$d^3 = \frac{3av^2}{8\pi^2 n^2} = \frac{3a\lambda^2}{8\pi^2} = \frac{3 \times 10^{-13}}{80} (6 \times 10^{-8})^2 = 10^{-23}.$$

Ce qui, pour ce cas, représente la *troisième loi de Kepler* et indique que la distance, à laquelle la fréquence lumineuse peut être atteinte, est la grandeur atomique 10^{-8} centimètre; en d'autres termes, que l'électron se déplace à la surface de l'atome. S'il allait plus près du centre de force, il devrait tourner plus vite et des oscillations plus rapides peuvent être excitées parmi les paires d'électrons intérieurs, par des chocs ou des collisions ou une autre espèce de perturbation.

Le point de vue le plus important du calcul précédent est qu'il correspond à l'hypothèse que la totalité de la masse d'un électron est électrique et non matérielle, ou d'une origine inconnue; car il montre qu'un électron peut se mouvoir à des distances de l'ordre de la molécule, avec une fréquence égale à celle de la lumière (1). Le carré de la longueur d'onde émise est proportionnel au cube du rayon vecteur, pourvu que le plan de l'orbite contienne le centre de force; autrement l'on aurait un mouvement contraint, de moindre amplitude, analogue à celui d'un pendule conique.

(1) Voir LODGE, *The Electrician*, vol. XXXVIII, p. 644, 12 mars 1897.

NOTE G.

Pouvoir rayonnant d'un électron en mouvement stable.

Considérons comme ci-dessus (Note F) un électron tournant dans une orbite de la dimension d'un atome, avec la fréquence lumineuse n , et calculons son pouvoir rayonnant.

L'expression fondamentale de la quantité d'énergie émise par seconde, sous forme d'ondes dans l'éther, par une charge qui se déplace, a été donnée par Larmor dans *Phil. Mag.*, décembre 1897, p. 512, ainsi que dans *Ether and matter*, p. 227, sous la forme

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{v} \left(\frac{du}{dt} \right)^2,$$

où $\frac{du}{dt}$ est l'accélération, et où μe^2 peut être pris égal à 10^{-40} gramme-centimètre, d'après les plus récentes déterminations. Mais dans une orbite circulaire de rayon d , l'accélération est

$$\frac{du}{dt} = (2\pi n)^2 d = 40(5 \times 10^{14})^2 10^{-8} = 10^{28} C. G. S.$$

Par conséquent le pouvoir rayonnant d'un seul électron se déplaçant ainsi est de

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{v} d^2 (2\pi n)^4 = \frac{2}{3} \times \frac{10^{-40}}{10^{10}} \times 10^{46} = 2 \times 10^{-5} \text{ ergs par seconde.}$$

L.

7

Mais l'énergie totale possédée par l'électron, de dimension linéaire a , pendant son mouvement est seulement

$$\frac{\mu e^2}{3a} u^2 = \frac{\mu e^2}{3a} (2\pi n d)^2;$$

ceci, c'est son énergie cinétique (car il ne peut pas naturellement rayonner au loin ou dissiper son énergie électrostatique) et sa valeur est

$$\frac{10^{-40}}{3 \times 10^{-13}} (2\pi \times 5 \times 10^{14} \times 10^{-8})^2 = 3.10^{-13} \text{ ergs,}$$

sa vitesse étant 3×10^7 centimètres par seconde ou $\frac{1}{1600}$ de celle de la lumière. Ainsi, si l'électron était isolé de toute espèce de source d'énergie, et s'il pouvait conserver son allure, il pourrait rayonner dans ces conditions toute son énergie cinétique en 10^{-8} seconde, c'est-à-dire en 3 ou 4 millions de révolutions. Cela peut paraître rapide comme vitesse de refroidissement, mais ce n'est pas surprenant pour un atome isolé, au rouge.

Nous pouvons exprimer le rapport du pouvoir rayonnant d'un seul électron à son énergie lumineuse totale par la fraction

$$\frac{2a}{v} \left(\frac{du}{u} \right)^2 = \frac{2a}{v} (2\pi n)^2 = 8\pi^2 n \frac{a}{\lambda} = 70 \text{ millions par seconde.}$$

Dans une grande réunion d'atomes, la radiation n'est pas ainsi libre et indépendante et non entretenue, mais elle doit toujours être considérable pour une fréquence voisine de celle de la lumière et elle est proportionnelle à la quatrième puissance de cette fréquence. Si celle-ci correspond seulement à une onde dix fois plus longue qu'une onde lumineuse, le pouvoir rayonnant d'un électron tournant est seulement $\frac{1}{10000}$ de celui qu'on a calculé ci-dessus, mais il signifie encore quelque chose. Il faut se rappeler cependant que les substances participent toutes à cette énergie rayonnante,

quoique, à la température ordinaire, il y ait habituellement assez d'absorption pour compenser la perte.

« La vitesse élevée d'un électron, dit Larmor, suggère l'idée qu'il est capable de s'échapper tangentiellement avec cette même vitesse lorsqu'une secousse lui est communiquée par un moyen quelconque. » Cela lui permet, par suite, d'attribuer la vitesse élevée des rayons cathodiques à cette cause, plutôt qu'à un lancé dû à une chute de potentiel. Mais il me semble plus probable que la vitesse orbitale entre en jeu seulement pour les électrons qui s'échappent spontanément de certaines substances possédant un genre de radio-activité. Tandis que les électrons peuvent être repoussés des surfaces chargées, qui possèdent une réelle force propulsive, jusqu'à atteindre une vitesse supérieure à la précédente et qui se rapproche davantage de celle de la lumière, valeur que l'augmentation de l'inertie à de semblables vitesses ne permettra jamais d'atteindre.



NOTE II.

Nomenclature prophétique de Faraday.

Ceux qui ont étudié la vie de Faraday se souviennent du nom qu'il donna à sa découverte de la rotation du plan de polarisation par l'application d'un champ magnétique à des corps denses, dans lesquels la lumière voyage le long des lignes de force. Dérobant à la nature son secret par de longues et persévérantes recherches expérimentales, qu'on ne peut se dispenser de connaître, quoique, au moment de sa découverte, les idées n'étaient en aucune façon assez mûres pour la compréhension du fait, il baptisa sa découverte dans un accès d'enthousiasme : *La magnétisation de la lumière et l'illumination des lignes de force magnétiques*, nom qui pendant longtemps intrigua ses contemporains.

Il est difficile de connaître le sens qu'il a pu attacher à ces mots; et, pendant quelques-unes des années qui suivirent, cela parut un titre impropre, indiquant une conception vague de sa propre découverte.

Il est peu probable que ses idées aient été claires sur ce point et il aurait été prêt, certainement, en allant plus loin, à défendre, sans preuve, une manière encore moins claire de concevoir le phénomène; malgré tout, ce titre lui plut toujours particulièrement, quoique cela se réduisit à une simple rotation du plan de polarisation et qu'il semblait, aux yeux de plusieurs mathématiciens et physiciens, que le phénomène eût perdu son unique et surprenant intérêt. Il ne faut toutefois pas oublier que l'attention de lord Kelvin et celle

de Clerk Maxwell restèrent en éveil et que c'est surtout ce fait qui poussa plus tard Maxwell à commencer le développement de la théorie électromagnétique de la lumière.

Mais quelle doit être actuellement notre impression là-dessus? Est-ce que ce titre n'indique pas certaines vues instinctives extraordinaires, comme on en rencontre fréquemment l'exemple chez un grand savant, dans l'enthousiasme de sa découverte?

Rappelons que l'effet Hall, l'effet Zeeman, l'aurore boréale et la rotation de Faraday sont tout à fait connexes dans la théorie électronique.

Dans un tube à rayons cathodiques, les électrons qui se déplacent sont déviés par un champ magnétique transversal, ou, s'ils voyagent le long des lignes de force, ils s'enroulent en une trajectoire spirale autour d'elles. Dans l'aurore boréale, cet effet est transporté dans les régions supérieures de l'atmosphère à une échelle gigantesque et les *lignes de force magnétiques* de la terre sont *illuminées* par des électrons échappés du soleil, mêlés et guidés par elles. Dans l'effet Hall, la foule des électrons qui se meuvent lentement subit cette même influence, lorsque ceux-ci passent d'un atome à un autre, déterminant une courbure de la trajectoire du courant et suivant laquelle les électrons positifs ou négatifs peuvent prédominer. Dans l'effet Zeeman, la même cause agit sur les électrons qui tournent et vibrent, associés avec un atome rayonnant et constituent une source de lumière. C'est pour cela que nous pouvons réellement dire que *la lumière est magnétisée* directement; cet effet se traduit dans la lumière émise et est retenu par elle, ainsi que le rend visible l'analyse spectrale.

La première révélation de cette influence du magnétisme sur la lumière, qui est la base de tous ces phénomènes d'apparence différente, fut découverte par Faraday sous la forme d'une petite rotation différentielle, dans un sens ou dans l'autre, produite par un aimant, suivant que, dans la substance dense, les électrons positifs ou négatifs sont plus particulièrement affectés.

On peut, par suite, regarder le nom qu'il attachait à sa découverte : *L'illumination des lignes de force magné-*

tiques et la magnétisation de la lumière, comme dû à un éclair prophétique de génie.

Nous avons déjà relaté un éclair de génie non moins remarquable lorsque Crookes suggéra prématurément que dans les rayons cathodiques nous avons comme de la lumière corpusculaire et aussi comme de la matière dans un quatrième état, ni solide, ni gazeux. Car, qu'il ait eu raison ou non, il était plus près de la vérité que les critiques d'alors qui ne songèrent qu'à le tourner en ridicule.



CHAPITRE V.

DÉTERMINATION DE LA MASSE D'UN ÉLECTRON.

Ainsi donc toutes les mesures qui viennent d'être citées et qui nous ont amené à la connaissance de $\frac{e}{m}$, dans les cas de conduction gazeuse et de radiation, s'accordent dans une même certitude; de plus les mesures faites sur les rayons cathodiques dans un tube de Crookes ou près d'une plaque se déchargeant en lumière ultra-violette, nous ont fourni une notion de la vitesse de ces particules et l'ont montrée égale environ à $\frac{1}{30}$ de celle de la lumière, avec un écart plus ou moins grand selon les circonstances. Mais jusqu'à présent on n'a obtenu aucune détermination directe ni de e ni de m , chacun pris séparément; ces mesures ne vont pas sans des difficultés considérables, parce que nous avons affaire à un ensemble, à un nombre énorme et inconnu de particules. Il serait assez facile de réaliser une détermination, de la masse totale Nm d'un ensemble de ces projectiles, N désignant le nombre de rencontres que subit un obstacle en un temps donné, au moyen de la quantité de mouvement imprimée par eux à l'arme

qui les lancerait, à l'exemple du pendule balistique; il faudrait alors, toutefois, connaître leur vitesse u dans les conditions de l'expérience.

L'énergie totale $\frac{1}{2} Nmu^2$ ou la somme des quantités de mouvement Nmu pourrait ainsi être obtenue, mais comment séparer m de N ?

De même, si l'on reçoit les particules dans un cylindre creux relié à un électromètre de capacité connue, il n'est pas difficile d'évaluer la quantité totale d'électricité qui y pénètre en un temps donné, c'est-à-dire de déterminer Ne ; mais encore, comment séparer e de N ?

Nous pouvons tenir compte des quantités suivantes qui ont été expérimentalement déterminées, dans des recherches effectuées au laboratoire Cavendish et ailleurs, que j'ai, du reste, déjà décrites ou indiquées :

$$\frac{e}{m}, u, Ne, Nm.$$

Voir ci-dessus, Chapitre III, pour les mesures de ces quantités dans le cas des rayons cathodiques (¹).

Une autre quantité qu'il est comparativement facile de déterminer surtout dans le cas de la déperdition d'une surface chargée négativement sous l'action de la lumière ultra-violette, ou de conductibilité de l'air produite par l'impact des rayons Röntgen, c'est le courant total transmis; c'est-à-dire l'expression Neu représentant la quantité d'électricité transportée par seconde. Des mesures de cette quantité ont été faites

(¹) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, octobre 1897.

non seulement par Lénard (1), Righi (2) et Thomson (3), mais dans divers gaz par Rutherford (4), maintenant professeur à Montréal, par Beattie (5) et de Smolan à Glasgow, par Zeleny (6) de Minnesota, par Mc. Clelland (7) sur les gaz chauds des flammes, et par Mc. Lennan (8) de Toronto.

Le professeur Zeleny, en particulier, mesura la vitesse par une méthode directe et précise en dirigeant, contre le vol des particules, un courant d'air lancé dans un tube et en déterminant la vitesse de ce courant d'air juste capable d'empêcher leur marche en avant; le résultat de ces mesures constitue une confirmation satisfaisante de ceux qu'ont obtenus, plus ou moins indirectement, Thomson et Rutherford.

Si l'on pouvait maintenant *compter* les corpuscules ou électrons, pour déterminer le nombre N de ceux qui prennent naissance, ou qui pénètrent dans le cylindre, ou encore qui participent au transport du courant dans le cas d'une déperdition en lumière ultra-violette, nous ne serions pas plus longtemps réduits à de simples *hypothèses* sur les valeurs effectives de e et de m pris séparément, mais nous les aurions réellement *déterminées*.

Ces brillantes recherches ont été exécutées par le

(1) *Wied. Ann.*, t. LXIII, p. 253.

(2) *Rend. della R. Accad. dei Lincei*, mai 1896.

(3) *Phil. Mag.*, novembre 1896.

(4) *Ibid.*, novembre 1896 et avril 1897.

(5) *Ibid.*, juin 1897.

(6) *Ibid.*, juillet 1898.

(7) *Ibid.*, juillet 1898.

(8) *Phil. Trans.*, t. CXCIV, 1899, p. 49.

professeur J.-J. Thomson par une méthode due, en partie, à M. G.-T.-R. Wilson, basée sur un fait découvert par M. Aitken et interprétée à la lumière d'un théorème d'hydrodynamique démontré, il y a longtemps, par Sir George Stokes.

On m'excusera de laisser un libre cours à mon enthousiasme pour ce sujet : c'est là, me semble-t-il, une des études les plus brillantes qui aient été récemment faites en physique expérimentale. A proprement parler, il ne faudrait pas même beaucoup me pousser pour biffer le mot *récemment* de cette phrase ; et pourtant, il convient peu, en général, à un contemporain de se mettre à la place des futurs historiens de la Science, qui, seuls, peuvent regarder le sujet dans une perspective suffisante.

L'exposition de ce sujet, à partir de ses points de départ, est plutôt longue : aussi je la diviserai en sections que je prendrai tour à tour.

Aitken et les vésicules des nuages.

Le premier de tous, M. John Aitken ⁽¹⁾, d'Édimbourg, découvrit en 1880 que les nuages ou les vésicules des brouillards ne peuvent se former sans noyaux solides, de telle sorte que dans une atmosphère parfaitement pure et exempte de poussières, la vapeur d'eau ne peut pas se condenser et les brouillards se former [*voir*, par exemple, ma Confé-

(¹) *Trans. R. S. Edin.*, 1880.

rence à la British Association à Montréal en 1884 sur *La poussière*. (*Nature*, vol. XXXI, p. 268).]

Les vapeurs pourraient devenir sursaturées dans un espace dépourvu de surfaces solides; mais l'introduction d'un noyau amorcerait immédiatement la condensation et, selon le nombre de noyaux ou de centres de condensation, il se formerait un nombre plus ou moins grand de vésicules nuageuses.

Chaque vésicule de nuage ou de brouillard se constitue essentiellement d'une petite goutte de pluie, ne flottant nullement, mais tombant à travers l'air, tombant lentement parce qu'elle a un poids pour ainsi dire insignifiant, et qu'elle se meut dans un milieu résistant, mais tombant toujours relativement à l'air.

Un nuage peut être facilement transporté par un courant d'air; mais cela ne peut se produire que parce que l'air se meut plus vite que les gouttes qui tombent à travers lui; aucun mouvement de l'air ne trouble ce mouvement de chute relative: le mouvement absolu rapporté à la surface de la terre est la résultante des deux.

On peut prouver la nécessité de ces noyaux pour la précipitation des brouillards en les filtrant à travers du coton-laine, et l'on trouve qu'au fur et à mesure de la diminution du nombre de noyaux, la condensation du brouillard prend des aspects différents, pour présenter enfin la forme de ce que l'on appelle un brouillard écossais, tel qu'il s'en produit dans une atmosphère pure; toutes les fois que les particules de poussière sont comparativement rares, les centres de condensation sont également peu nombreux et,

par suite, chacun réalise pour son compte une condensation abondante, de telle sorte que les gouttes sont plus grosses et aussi plus espacées; par suite elles tombent plus vite qu'une pluie très fine. Dans une atmosphère parfaitement pure et soigneusement débarrassée de ses poussières, le point de rosée peut être dépassé sans qu'il y ait condensation de vapeur et l'espace garde son entière transparence quoiqu'il soit saturé de vapeur.

La raison de cet effet et sa condition nécessaire, c'est-à-dire la présence des noyaux, sont bien connus depuis qu'une vive clarté y a été projetée par la théorie de lord Kelvin qui se rapporte à l'influence de la courbure sur la tension superficielle (¹), parce que, plus une surface de liquide est courbée, plus elle a une tendance à s'évaporer, et une surface infiniment convexe se transformerait immédiatement en vapeur. Par suite un globule infinitésimal de liquide ne peut exister; la vapeur peut seulement se condenser sur une surface de courbure finie, ainsi qu'en présente une particule de poussière ou d'un autre corps constitué par une importante agglomération d'atomes. On doit en effet se rappeler qu'un simple grain de poudre de lycopode contient environ un trillion d'atomes, et une particule de poussière suffisante pour condenser une vapeur n'a pas besoin d'avoir plus d'un billion, pas plus peut-être d'un million d'atomes et, par suite, d'être de dimensions perceptibles. Elle est cependant assez matérielle pour

(¹) Voir par exemple MAXWELL, *Theory of Heat*, édition de 1891, p. 290.

être arrêtée par un filtre de coton-laine convenablement disposé.

J.-J. Thomson et les noyaux électriques.

En 1888, J.-J. Thomson montra, dans son livre *Applications of Dynamics to Physics et Chemistry*, p. 104, que l'électrification d'un corps devait partiellement neutraliser l'effet dû à sa courbure et ainsi aider la condensation de la vapeur sur une surface convexe.

Considérons une goutte de liquide, ou une bulle de savon; la convexité de la surface a pour effet de produire une composante radiale, due à la tension superficielle, dirigée vers le dedans et augmentant ainsi la pression interne; l'électrification a un effet justement opposé : elle engendre un effort normal dirigé vers l'extérieur, qui porte le nom de *tension électrique*.

Voici les relations entre les grandeurs de la particule et ces pressions :

La composante radiale de la tension superficielle T est

$$\frac{2T}{r},$$

vers le dedans.

La pression électrique ou tension est

$$2\pi k \sigma^2 = \frac{e^2}{8\pi k r^4},$$

vers l'extérieur.

Elles sont ainsi différemment affectées par la

grandeur des globules : donc, pour une certaine grandeur, il doit y avoir équilibre, et une surface convexe électrisée doit se conduire alors comme si elle ne l'était pas. Aussi la vapeur, qui ne pourrait se condenser sur une surface convexe ordinaire que bien au delà du point de rosée, commencera à se condenser sur elle si son électrisation est suffisante, dès que le point de rosée est atteint.

La grandeur critique à laquelle la charge ionique permet à une sphère d'eau de se comporter vis-à-vis de la condensation comme si elle était plate peut se calculer en égalant la pression à la tension, soit :

$$\frac{2T}{r} = \frac{e^2}{8\pi k r^4},$$

ou

$$r^3 = \frac{e^2}{16\pi k T} = \frac{10^{-21}}{50 \times 80} = \frac{1}{4} \times 10^{-24} \text{ cent. cubes,}$$

d'où $r = 10^{-8}$ approximativement, c'est-à-dire de grandeur atomique.

Par suite les ions peuvent condenser les vapeurs, et quelque chose de plus petit qui possède la même charge peut réaliser cette condensation avec encore plus de facilité. Aussi dans l'air humide, entre parenthèses, tout semble se passer comme si les électrons ne pouvaient rester isolés, mais comme s'ils devaient s'associer, au moins, avec une masse atomique de matière.

D'après cela, une charge électrique favorise la condensation d'une vapeur, et, si elle est suffisante, elle peut provoquer cette condensation sur un corps extrê-

mement petit, aussi petit qu'un atome ou même encore plus petit. Aussi, en présence d'ions électrisés, ou d'électrons, il n'est nullement besoin de poussières pour qu'il y ait condensation. La vapeur peut se condenser sur ces noyaux électriques, sans qu'il soit nécessaire d'avoir des solides à courbure définie. Les noyaux électriques ne peuvent être arrêtés par du coton-laine, ils peuvent exister ou prendre naissance dans un air exempt de poussières. Sans doute, s'ils ont à traverser plusieurs toiles métalliques, leur nombre pourra être diminué, mais il n'est pas facile de s'en débarrasser, sauf par leur propre diffusion qui leur permet, en dernier lieu, de s'accoupler ou d'émigrer sur les parois du récipient. On peut plus facilement les éliminer en électrolysant l'air, c'est-à-dire en disposant des électrodes maintenues à une différence de potentiel de quelques volts. Il se produira immédiatement alors une précécision comme en électrolyse, avec une vitesse bien supérieure toutefois, parce que leur mouvement rencontre moins de résistances et court moins de chances de collision; ils atteindront ainsi leurs électrodes respectives et s'y fixeront et, dans ce cas encore, aucun brouillard ne pourra se former.

S'il y a un nombre considérable d'ions ou d'électrons, partout où l'espace est saturé de vapeurs, il se formera un épais brouillard, mais il aura un aspect différent de la faible condensation, semblable à une pluie, que l'on peut voir se former autour des quelques particules de poussières qui restent encore. Les vésicules nuageuses auront ordinairement une grandeur uniforme et l'on peut se faire une idée de

leur dimension approximative par les couleurs de diffraction, que l'on peut observer, si l'on regarde un point lumineux à travers le brouillard; il n'est pas néanmoins très facile d'arriver ainsi à une évaluation digne de confiance (1).

Les noyaux électriques peuvent se produire de manières différentes par des moyens qui, en fait, dissocient l'air ou qui le remplissent d'ions. Certains sont produits par un éclaboussement ou un jet d'eau; d'autres proviennent des flammes et des corps portés au rouge; les rayons Röntgen traversant l'air en donnent un nombre considérable, ainsi que les substances radioactives comme l'uranium, et ils sont aisément émis par une surface métallique chargée négativement et exposée à la lumière ultra-violette.

Wilson et la mesure de la condensation nuageuse.

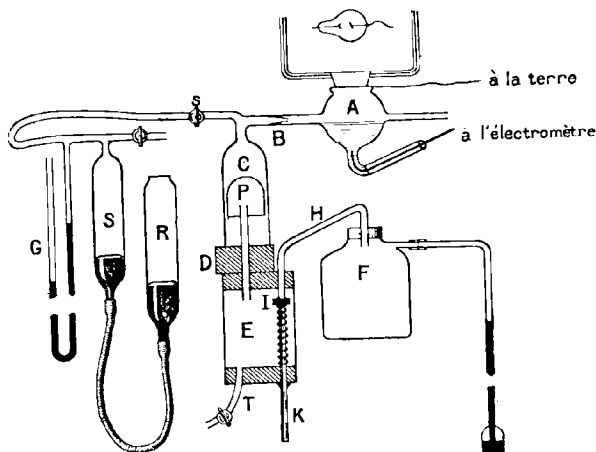
M. C.-T.-R. Wilson (2), dans une étude faite au laboratoire Cavendish sur la formation des nuages sous l'influence des rayons Röntgen et d'autres actions, imagina un moyen pour précipiter une quantité connue et définie de vapeur sous une forme visible. Il y arrivait par une disposition produisant une expansion subite ou adiabatique de l'air saturé, et suffisante pour permettre des mesures faciles. L'appareil employé est représenté figure 4.

(1) Voir C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, 1897, A., p. 283.

(2) *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, 1897, A., p. 265.

Un tube témoin, se mouvant dans l'intérieur d'un

Fig. 4.



A est le vase dans lequel se forme le brouillard dont la vitesse de chute doit être mesurée par la méthode de M. Wilson, telle qu'il l'employa pour l'ionisation produite par les rayons X. Le vase A contient un peu d'eau et se trouve en communication avec un vase C au moyen du tube B. Dans C est un tube témoin P, de minces parois, qui sert de piston. D est un obturateur de caoutchouc qui ferme l'extrémité du tube C. Un tube relie le tube témoin P à un espace E. Cet espace peut être mis en relation avec un espace vide F au moyen du tube H. L'extrémité du tube H, dans l'espace E, est rodée plate, et fermée par un obturateur de caoutchouc I qui est maintenu pressé contre le tube H au moyen d'un ressort à boudin. L'obturateur I est fixé à une baguette K; en tirant un peu en bas la baguette, la pression dans le tube témoin s'abaisse, et le piston I tombe rapidement jusqu'à ce qu'il frappe contre l'obturateur de caoutchouc D. La chute du piston provoque l'expansion du gaz en A; les tubes R et S ont pour but de régler la pression initiale. Avant toute expansion, le piston P est soulevé par l'introduction d'un peu d'air en P, et le robinet S est fermé. Alors, tout étant prêt, on tire K et le nuage se forme en A.

autre, sert de piston, et certains dispositifs peuvent faire tomber ce tube très brusquement, de telle sorte qu'il produit une petite diminution de pression dans le réservoir contenant le gaz soumis à l'expérience; ce gaz est saturé de vapeur et renferme des noyaux électriques. Le brouillard se forme d'un seul coup et les gouttes commencent à tomber, comme d'ordinaire. M. Wilson essaya de se faire une idée de leur grandeur d'après leur couleur, mais cela était difficile et les résultats peu satisfaisants. Si leur grandeur avait été déterminée, il en aurait été de même de leur nombre, parce que l'expansion, dont on peut mesurer la valeur, produit un abaissement de température au-dessous du point de rosée, et condense ainsi une quantité définie de vapeur d'eau, qui se distribue également en globules de grosseur uniforme.

J.-J. Thomson remarqua qu'on pouvait faire une meilleure estimation de leur grandeur en mesurant la vitesse de chute qu'il est facile d'observer, puisqu'ils tombent tous ensemble, étant tous de même grandeur. Dans un brouillard qui se produit sous une cloche de verre on peut observer aisément les diverses phases de la chute, en maintenant le regard fixé sur la surface supérieure qui est très définie; un espace vide reste au-dessus, qui augmente d'épaisseur au fur et à mesure de la chute. La vitesse du mouvement de cette partie supérieure du nuage donnera la vitesse de chute des globules individuels dont il se compose, et ceci nous amène à un nouveau paragraphe.

Le professeur Stokes et la chute des sphères.

Il y a plusieurs années, en 1849, Sir George Stokes ⁽¹⁾ discuta le mouvement des solides à travers les fluides et, entre autres, d'une sphère se mouvant dans un fluide visqueux sous l'action de son propre poids. Tout le monde sait que les corps de grande dimension tombent dans l'air, dans l'eau ou dans un milieu résistant quelconque, plus vite que des corps de même forme, mais de dimension moindre. Ainsi, du gros sable tombe dans l'eau plus vite que du sable fin et une poudre très fine mettra un temps très long pour se déposer; en fait, cette différence des vitesses de chute est utilisée comme un moyen pratique de séparer les matières granuleuses en grandeurs différentes et constitue la *lévigation*.

De même dans l'air, les grosses gouttes de pluie tombent violemment, les petites doucement, et les vésicules des brouillards ont de la peine à tomber ou le font si lentement, qu'il est difficile de se rendre compte de leur mouvement. Mais la même loi subsiste tout autant que le mouvement n'est pas trop rapide ou tout autant que le corps qui tombe n'a pas des arêtes telles qu'elles puissent produire des tourbillons durant la chute. Une sphère qui tombe lentement, avec un retard dû à la viscosité seule, sans faire naître ni ondes, ni tourbillons, constitue le

(1) *Camb. Trans. Phil. Soc.*, t. IX, p. 48.

cas le plus simple. Elle ne tarde pas à atteindre ce que l'on appelle *une vitesse limite*, vitesse à laquelle la résistance visqueuse équilibre exactement le poids. A cette vitesse, la force résistante qu'elle subit est nulle, de telle sorte qu'elle obéit à la première loi du mouvement et qu'elle se meut avec une vitesse constante (1). Cette vitesse constante, ou vitesse limite, a été calculée par Sir George Stokes ; dans le cas d'une goutte de pluie de rayon r qui tombe, on a

$$c = \frac{2}{9} \frac{g \rho r^2}{\text{viscosité de l'air}},$$

où ρ est l'excès de densité de la sphère sur celle du milieu où elle se meut, pourvu qu'il n'y ait pas un glissement fini à la surface. Le maximum possible de l'effet de glissement superficiel — qui peut se produire dans certaines limites, lorsque les globules qui tombent sont très petits — est de diminuer de moitié la vitesse limite réalisable : en d'autres termes, de changer le coefficient $\frac{2}{9}$ en $\frac{1}{3}$.

Cette simple formule donne la relation entre la vitesse de chute d'une goutte de pluie et sa grandeur, et, par l'observation de cette vitesse, connaissant aussi la viscosité de l'air, il est possible de calculer les dimensions de la goutte qui tombe.

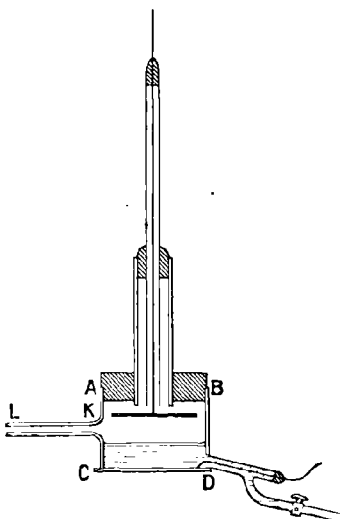
Expérience de dénombrement de J.-J. Thomson.

Nous possédons maintenant tout ce qu'il faut pour

(1) Cf. *Nature*, vol. XXXI, p. 266.

comprendre l'expérience à réaliser ⁽¹⁾, savoir le dénombrement des ions qui se forment dans l'air sous l'impact des rayons Röntgen ou des électrons qui sont produits par une surface électrisée négative-

Fig. 5.



Cette figure ressemble beaucoup à la figure 2 (Chapitre III), avec cette différence qu'une couche d'eau remplace la toile métallique. Le vase est relié à l'appareil d'expansion de la figure 3.

ment, illuminée par une source ultra-violette. L'appareil qui a rapport à ce dernier cas est représenté figure 5 : une surface de zinc exempte de poussières,

(¹) *Phil. Mag.*, décembre 1898 et décembre 1899.

placée dans le vide en face d'une toile métallique à travers laquelle la lumière peut tomber sur elle par une fenêtre de quartz qui assure l'obstruction du vase, de telle sorte qu'on peut épuiser l'air tout en laissant passer la lumière ultra-violette; le tout disposé comme sur la figure 3 qui est plus haut, sauf en ce qu'une surface liquide remplace actuellement la toile métallique.

La vitesse de la déperdition, qui produit le courant *Neu*, est déterminée en reliant l'eau et la plaque de zinc aux bornes d'un électromètre; celle-ci est chargée négativement au moyen d'une batterie d'un nombre suffisant de piles.

Et maintenant il suffit d'adjoindre à cet appareil les dispositifs d'expansion adiabatique de C.-T.-R. Wilson, représentés figure 3, pour pouvoir réaliser une mesure de la condensation : un brouillard se forme et l'on peut observer sa vitesse de chute; par suite, le théorème de Stokes nous donne la grandeur de chaque globule; la quantité d'eau intervenant dans la formation de ces globules s'obtient, d'après la valeur de la détente, que l'on mesure par un procédé dont je ne puis faire connaître ici les détails. Et ainsi le nombre de globules, et partant le nombre de leurs centres de condensation ou noyaux, ou ions, peut se déterminer.

Si c est la vitesse de chute observée dans un air au repos, les dimensions linéaires des gouttes qui tombent seront

$$r = \sqrt{\frac{9\mu c}{2g\rho}} = \sqrt{\frac{4,5 \times 0,00018}{981}} c \text{ centimètres.}$$

Dans une expérience, c fut trouvé égal à $0^{\text{cm}},14$ par seconde. Le volume de chaque goutte était donc, dans ce cas,

$$\frac{4}{3}\pi r^3 = 1,6 \times 10^{-10} \text{ cm}^3;$$

et ainsi, si l'on calcule la quantité d'eau totale répartie entre les gouttes dans un espace donné en partant de la valeur trouvée pour la détente adiabatique qui est cause du refroidissement et de la précipitation, on obtient le nombre de gouttes.

On doit s'entourer de maintes précautions parce que l'on observe encore un nuage résiduel même lorsqu'il n'y a aucun électron ou aucun des prétendus noyaux. Une observation différentielle s'impose par suite; de plus, on doit prendre soin de s'assurer que tous les noyaux sont utilisés et non pas seulement une portion.

Le nombre de gouttes trouvé ainsi, dans certaines expériences, se montait à 30000 environ au centimètre cube; la quantité d'eau totale qui servait à les former était à peu près de $\frac{1}{200}$ de milligramme.

Résultat.

Il résulte de la réalisation de cet ingénieux procédé de dénombrement que l'on peut enfin déterminer la charge et la masse absolues d'un électron. Ainsi, nous avons obtenu, par des moyens différents, le rapport $\frac{e}{m}$ et la vitesse u . Nous avons de même été en mesure de connaître Neu , Ne et Nmu^2 , comme on

l'a expliqué plus haut. Maintenant, nous avons enfin déterminé N et, du même coup, nous séparons les termes du rapport.

On trouve, comme on le pensait, que, dans tous les cas, e est égal à la charge ionique ordinaire ou de l'ordre de grandeur 3×10^{-10} unités électrostatiques ou 10^{-20} unités électromagnétiques; mais m se présente, pour les particules transportant de l'électricité positive et pour les ions, comme la masse propre des atomes de la matière en question. Dans certains cas, les masses sont plus grandes que cela, et se rapportent à des agglomérations moléculaires. Mais, pour les particules transportant de l'électricité négative, mises en liberté par la lumière ultra-violette, et dans les autres cas où $\frac{e}{m} = 10^7$, les masses paraissent décidément de l'ordre 10^{-27} gramme ou environ $\frac{1}{700}$ de la plus petite et de la plus légère quantité de matière jusqu'ici connue, c'est-à-dire d'un atome d'hydrogène.

L'existence de masses inférieures à l'atome est ainsi expérimentalement démontrée : et nous enregistrons en même temps une découverte dont l'importance fait époque.

CHAPITRE VI.

THÉORIE ÉLECTRIQUE DE LA MATIÈRE.

Estimation de la dimension des électrons.

Dans l'hypothèse que la particule qui vole ou qui vibre est un corpuscule matériel chargé d'électricité, de sorte que sa constitution est double et qu'elle possède une espèce d'inertie composée, en partie matérielle et en partie électrique, nous ne pouvons pas aller plus loin. Mais, dans l'hypothèse que cette particule volante ou vibrante est un électron, une charge électrique et rien d'autre, une partie constituante de l'atome, mais sans noyau matériel, de sorte que l'ensemble des propriétés atomiques peut être considéré comme produit par un agrégat d'électrons de signes opposés, parmi lesquels un ou deux sont relativement libres et détachables, dans cette hypothèse, une détermination de la masse du corpuscule entraîne aussi avec elle, comme conséquence, la détermination de sa dimension.

Car, ainsi qu'on l'a déjà dit, on peut attribuer une self-induction donnée, à un fil, en le faisant assez

fin, et une quantité quelconque d'énergie à une charge électrique en concentrant suffisamment celle-ci. L'énergie, à un mouvement d'une vitesse donnée, sera proportionnelle, à la fois, à la charge et au potentiel, et nous pouvons faire celui-ci aussi grand que nous le voudrons, en prenant la dimension du corps portant la charge extrêmement petite.

La région efficace est l'intense région de force adhérente au fil ou à la partie chargée. Et ainsi, comme nous l'avons établi, la connaissance de la masse ou de l'énergie cinétique, à une vitesse donnée, suffit, dans la théorie purement électrique de la matière, à déterminer la dimension d'un électron. S'il n'est pas certain qu'il y ait une inertie matérielle, intrinsèque ou non, il y a certainement une inertie électrique. La cause de cette dernière est connue; elle est due à la réaction des champs magnétiques et électriques durant les périodes d'accélération et on l'appelle *self-induction*.

Il est tout à fait possible qu'il n'y ait pas d'autre espèce d'inertie; que ce que nous observons comme inertie de la matière ordinaire soit simplement l'inertie électrique, ou *self-induction*, d'un nombre immense de charges ioniques ou d'atomes électriques, c'est-à-dire d'électrons.

Cette hypothèse est de beaucoup la plus intéressante, parce qu'elle nous met à même d'aller plus loin et qu'elle est bien définie. La combinaison des propriétés, en partie connues, savoir la partie électrique et partie inconnue, savoir la partie matérielle, ne nous mène nulle part, sinon à quelques moyens que l'on a pu imaginer et qui ont permis d'apprécier

quel grand nombre de corpuscules appartient à chaque élément.

La masse d'un corpuscule a été évaluée à environ la millième partie d'un atome d'hydrogène et sa charge à 10^{-10} unités électrostatiques. Cette quantité d'électricité aura cette masse si elle se trouve sur sphère de rayon 10^{-13} cm, mais pas autrement. Par conséquent, nous pouvons admettre que la grandeur du diamètre de l'électron est de l'ordre de 10^{-13} cm ou $\frac{1}{1000000}$ des dimensions linéaires connues d'une molécule, soit 10^{-8} cm.

Le calcul de l'ordre de dimension d'un corpuscule est très simple aux vitesses ordinaires, car on a pour elle

$$m = \frac{\mu e^2}{a}.$$

Donc

$$a = \frac{e}{m} e = 10^7 \times 10^{-20} = 10^{-13} \text{ cm.}$$

Quoique certaines données nous amènent à croire qu'elle puisse atteindre 10^{-14} (1).

C'est avec cette dimension que l'on peut s'expliquer le pouvoir pénétrant des rayons cathodiques; surtout si les atomes de matière sont composés eux-mêmes de particules de cette dimension. Car les interespaces seront énormes, comparés à l'espace occupé, et un point pourra pénétrer très avant dans un tel assemblage, sans aucune collision.

(1) Voir LODGE, *The Electrician*, vol. XXXVIII, 12 mars 1897, p. 644.

Le libre parcours moyen d'une particule est une question de probabilité. Dans un espace contenant n_1 obstacles par unité de volume, un espace Ax en contiendra $n = Ax n_1$, et les chances de collision, pendant que l'une d'elles parcourt une longueur x , s'obtiendront approximativement en comparant l'aire offerte comme but à l'aire totale utile pour l'ensemble des rencontres ou des manques :

$$\frac{n \pi a^2}{A} = \alpha x = \frac{x}{\bar{x}},$$

où \bar{x} est le *libre parcours moyen* ou distance moyenne parcourue par une particule sans collision avec une autre, et α le nombre des rencontres pendant le parcours de l'unité de distance. Mais, en opérant ainsi, nous avons négligé les forces entre les particules et nous n'avons pas considéré l'influence d'une collision dans l'espace environnant.

Ainsi, pour l'ordre de grandeur,

$$\bar{x} = \frac{Ax}{n \pi a^2} = \frac{1}{n_1 \pi a^2} = \frac{d^3}{\pi a^2},$$

en omettant un facteur $\frac{3}{4}$ ou $\sqrt{2}$ que l'on aurait dans une théorie complète, où d^3 est le volume assigné à chaque particule, tandis que $\frac{4}{3}\pi\left(\frac{a}{2}\right)^3$ est le volume réel de chacune d'elles.

Par conséquent

$$\frac{\bar{x}}{a} = \frac{\text{espace total occupé}}{8 \text{ fois le volume total des particules}}$$

énoncé de ce qu'on appelle quelquefois *théorème de Loschmidt*.

On peut donc déterminer le libre parcours moyen en considérant quel est l'espace occupé par la substance de tous les électrons, comparé avec l'espace qu'occupe l'atome lui-même. En d'autres termes, nous avons à comparer la grandeur 10^{-13} , diamètre moyen des électrons, à la grandeur 10^{-8} , diamètre d'un atome. Dans le système solaire le diamètre de la Terre est la $\frac{1}{200000}$ partie du diamètre de son orbite autour du Soleil. Par conséquent, si la Terre représente un électron, un atome occupe une sphère dont le Soleil est le centre, d'un rayon égal à 5 fois la distance de la Terre au Soleil.

En d'autres termes, si un atome de grosseur moyenne est formé d'électrons, ceux-ci y sont environ aussi éloignés, toutes proportions gardées, que les planètes dans le système solaire.

Dans un atome d'hydrogène, il faut supposer qu'il y a en gros 1000, ou plus exactement 700, électrons, pour retrouver sa masse propre.

Dans un atome de sodium qui pèse 23 fois plus, il doit y avoir 15000 électrons, et dans un atome de mercure il doit y en avoir plus de 100000.

Considérons donc un atome de mercure contenant 100000 de ces corps renfermés dans une sphère de 10^{-8} centimètre de diamètre. On pense d'abord qu'ils y sont serrés, mais l'espace ne manque pas. Chacun des électrons a seulement une dimension transversale de 10^{-13} centimètre et il n'y en a pas plus d'une cinquantaine sur un diamètre de l'atome. Donc l'espace vide dans l'intérieur de l'atome est infiniment

plus grand que l'espace occupé, au moins mille fois plus grand linéairement ou mille millions de fois plus considérable en volume. Le volume entier de l'atome est de 10^{-24} cm³. Le volume total des électrons composant l'atome est de $10^5 \times 10^{-39} = 10^{-34}$ cm³. Par conséquent l'espace restant vide est 10^{10} ou dix mille millions de fois l'espace occupé.

Même dans un atome de mercure, par conséquent, le taux du remplissage est bien analogue à celui des planètes dans le système solaire.

Il est vrai que les planètes extérieures sont beaucoup plus espacées, mais elles sont aussi plus grosses, ce qui fait pratiquement une compensation.

Revenons maintenant à ce que l'on appelle quelquefois le théorème de Loschmidt, dans la théorie cinétique des gaz, et que nous avons établi grossièrement ci-dessus :

$$\frac{\text{libre parcours moyen}}{\frac{1}{3} \text{ du diamètre des particules}} = \frac{\text{volume de l'espace utile aux particules}}{\text{volume total de leur substance}}.$$

Nous avons évalué la dernière fraction, dans le cas d'un atome de mercure, à :

$$\frac{\frac{4}{3} \pi \times (10^{-8})^3}{100000 \frac{4}{3} \pi (10^{-13})^3} = \frac{10^{-24}}{10^5 \times 10^{-39}} = 10^{10},$$

donc le libre parcours moyen d'un *électron* à l'intérieur d'un atome de mercure est comparable à 10^9 fois la dimension d'un électron, soit 10^{-4} cm, c'est-à-dire qu'il pourra passer à travers la substance d'un

groupe de 10000 atomes de mercure sans collision.

Dans une autre substance moins dense, ce libre parcours moyen sera plus grand. La *distance* ainsi effectivement parcourue par les corpuscules, plongés dans un métal dense, est très petite, seulement un millième de millimètre en moyenne, et il n'est aucunement besoin que ce soit une ligne droite.

C'est ainsi qu'un obstacle de platine réussit à arrêter facilement les particules assez près de sa surface et permet aux rayons X engendrés par le choc de s'échapper facilement.

Tels corpuscules seront arrêtés plus soudainement que tels autres et d'autres pourront voyager davantage. Mais la distance moyenne parcourue dans un solide aussi dense que le platine est d'environ 10^{-4} cm.

Par conséquent, cette distance ne permet pas de se rendre compte de la valeur de l'accélération négative pendant une collision : car la plus grande partie de ce millième de millimètre est parcourue librement. L'arrêt se manifeste seulement comme dernier épisode de ce parcours, soit à l'instant de la collision.

Les masses qui peuvent se rencontrer étant, pour une, 100000, cela permettrait d'évaluer le changement de vitesse à l'impact. Mais cet impact aura plutôt un caractère astronomique, semblable à celui d'une comète, et l'effet produit sera l'analogue de la captation d'une comète passant près d'une planète, qui la rend ainsi membre permanent du système solaire.

On peut dire qu'*habituellement* une comète étrangère qui va et s'en revient a eu une collision avec le

Soleil et a rebondi sur lui. Car, bien que ce ne soit pas une rencontre réelle des substances elles-mêmes, c'est ce qui semblerait se passer si l'on pouvait observer des profondeurs de l'espace; et l'on verrait les deux branches hyperboliques de la trajectoire à l'aller et au retour pareilles à deux lignes droites.

Les comètes qui viennent à passer près d'une planète, pourtant, sont déviées et tournent autour; elles sont souvent virtuellement captées par cette planète, et s'en éloignent seulement avec une différence de vitesse insignifiante, ce qui n'est pas suffisant pour les entraîner loin de l'attraction du Soleil, sur lequel elles tombent fréquemment; ou bien, si la comète n'y tombe pas, elle continuera à tourner autour, sur une orbite elliptique, devenant ainsi membre permanent du système solaire et, finalement, exposée à se désagréger en un essaim de météores.

C'est ainsi que les choses se présentent en astronomie, et il n'est pas invraisemblable de supposer que c'est dans ces circonstances que se produit la rencontre ou la collision apparente d'un électron volant à une vitesse exagérée, et pareil à une comète, avec un des éléments du système formant la masse d'un atome.

L'arrêt se réalisera donc bien dans des limites de la grandeur atomique, 10^{-8} cm, par conséquent, et l'accélération sera de l'ordre de $\frac{u^2}{2l} = 10^{26}$ C. G. S.; la force nécessitée par l'arrêt, même d'un seul électron, sera d'un dixième de dyne.

Ce n'est pas étonnant qu'il y ait production d'une radiation énergétique.

La *puissance* nécessaire à l'arrêt d'un électron volant à une vitesse du trentième de celle de la lumière, dans l'épaisseur moléculaire, peut s'évaluer ainsi :

$$\frac{\text{énergie}}{\text{temps}} = \frac{1}{2} m u^2 \frac{u}{2l}$$

$$= 10^{-27} \times (10^9)^3 \times 10^8 = 10^8 \text{ ergs. par seconde}$$

ou encore de cette façon :

$$\frac{Fl}{t} = \frac{1}{2} F u = 10^{-1} \times 10^9 = \text{aussi } 10^8,$$

ce qui équivaut à 10 watts. (Tandis que le temps est lui-même la 10^{-17} partie d'une seconde seulement.)

Mais il n'y a qu'une petite fraction seulement de cette énergie qui s'échappe en radiations. Le pouvoir radiant peut s'exprimer comme il suit, d'après l'expression qu'en a donnée Larmor, ainsi qu'on l'a montré dans la note G, Chap. IV :

$$\frac{\mu e^2}{v} \left(\frac{du}{dt} \right)^2 = \frac{10^{-40}}{10^{10}} \times 10^{52} = 100 \text{ ergs. par seconde.}$$

Par conséquent, ce qui apparaît en surplus devra prendre la forme de chaleur.

Il vaut la peine de considérer quelles circonstances donneront à la radiation un avantage sur la chaleur et *vice versa*. Parce que tantôt, évidemment, l'obstacle sera chauffé et tantôt il y aura émission de rayons X. Soit u la vitesse et l la longueur sur laquelle l'arrêt s'effectue; alors

$$\frac{du}{dt} = \frac{u^2}{2l}.$$

Donc, la force requise pour l'arrêt est

$$m \frac{du}{dt} = \frac{2\mu e^2}{3a} \times \frac{u^2}{2l},$$

la puissance nécessaire à l'arrêt sera

$$\frac{1}{2} F u = \frac{\mu e^2 u^3}{6al},$$

tandis que la puissance de radiation est

$$\frac{2\mu e^2}{3v} \times \left(\frac{u^2}{2l}\right)^2 = \frac{\mu e^2 u^4}{6vl^2}.$$

Par conséquent

$$\frac{\text{la puissance de radiation}}{\text{la puissance totale}} = \frac{a}{l} \cdot \frac{u}{v} = \frac{2a}{vt},$$

dans laquelle t est la durée de l'arrêt et v la vitesse de la lumière.

Ainsi la puissance effective de la radiation dépend surtout d'un arrêt très brusque et d'une vitesse voisine de celle de la lumière.

Si la vitesse est le $\frac{1}{10}$ de celle de la lumière et si l'on peut arrêter l'électron dans quelque chose d'égal à son propre diamètre, environ 10 pour 100 de son énergie transformée en radiation, le reste prendra une autre forme : il est à présumer que ce sera celle de chaleur.

Quand la vitesse diminue, l'énergie prend, de plus en plus, la forme de chaleur, ce qui s'accorde avec le fait qu'aux vides modérés l'obstacle devient rouge vif.

Le rapport de la puissance de radiation à la puissance totale est égal à celui de la dimension d'un électron à la distance que la lumière peut parcourir durant la période de l'arrêt. Ainsi, pour que toute l'énergie soit radiée, il est nécessaire d'arrêter la particule, se mouvant à une vitesse du dixième de celle de la lumière, dans quelque chose d'environ le dixième de son propre diamètre.

Justification de la théorie électrique de la matière.

Mais maintenant, pouvons-nous donner une justification de cette thèse, d'une portée extraordinaire, que les électrons constituent la matière, que les atomes matériels sont composés de charges électriques, que la propriété fondamentale de la matière, l'inertie, est identique avec la self-induction?

Il y a d'abord l'objection philosophique raisonnable, à supposer deux façons d'expliquer une même chose : si l'inertie peut s'expliquer électriquement par le phénomène des charges en mouvement, il ne semble pas nécessaire d'en chercher une autre explication. Mais ce n'est pas là tout ce qu'on peut dire et il est tout à fait possible que la preuve expérimentale en apparaisse bientôt.

Le professeur J.-J. Thomson a suggéré un moyen qui consiste à évaluer la proportion de la radiation à l'énergie développée, lorsque des corpuscules rencontrent un obstacle qui les arrête soudainement.

S'ils consistent seulement en une matière non électrique, ils doivent produire seulement de la chaleur

par leur collision sans autre effet, tel que la production directe d'ondes dans l'éther. S'ils consistent en charges électriques, ils doivent disperser une certaine quantité d'énergie sous forme de radiation, par conséquent la proportion de la radiation à la chaleur peut offrir un criterium (1). Jusqu'à présent on n'a fait aucune mesure adéquate dans cette voie.

Mais il y a une autre voie qui nous mène plus vite à un résultat concluant. Nous savons que, lorsqu'une charge électrique se meut avec une vitesse approchant de celle de la lumière, son inertie, théoriquement, n'est pas constante, mais qu'elle augmente rapidement et devient infinie quand la vitesse s'approche de celle de la lumière, au moins dans la théorie orthodoxe et acceptée. Certains physiciens mathématiciens ont établi pour cette énergie, aux grandes vitesses, des expressions plutôt compliquées et pas tout à fait concordantes.

Voir la Note K pour une discussion sur ce sujet difficile.

Il est possible que, dans certains cas de production de rayons cathodiques, on atteigne une vitesse peu éloignée de celle de la lumière et qu'on puisse observer une augmentation de l'inertie. Une telle détermination expérimentale a été entreprise tout récemment et très sérieusement par le professeur Kaufmann (1) qui s'est servi de la méthode indiquée plus haut (Chapitre III), et qui consiste à comparer simultanément la déviation magnétique et électrique du même fais-

(1) Voir J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, avril 1899, p. 416.

(1) Voir *Comptes rendus*, 13 octobre 1902.

ceau de rayons qu'on soumet, alternativement ou simultanément, à un champ électrique et à un champ magnétique. De cette façon on connaît la vitesse et le rapport $\frac{e}{m}$; Kaufmann conclut de ces expériences que, lorsque les vitesses s'approchent suffisamment de celle de la lumière, l'équivalent électrochimique $\frac{m}{e}$ augmente précisément de la valeur requise dans la théorie purement électrique. On ne trouve quantitativement rien qui puisse être considéré comme un surcroît d'inertie, telle que celle d'une particule de matière non électrique, voyageant avec chaque projectile, gardant son inertie constante à toute vitesse et qui ne contribue ainsi en aucune façon à l'augmentation d'inertie qu'on constate quand on approche très près de la vitesse de la lumière.

Il est trop tôt pour dire si ces résultats sont ou non exacts; la tentative est brillante et l'on peut à peine douter que, sous peu, nous n'ayons une certitude absolue, dans un sens ou dans l'autre, qui nous permettra d'accepter ou de rejeter l'hypothèse de la nature électrique et de l'unification de la matière.

Cependant l'hypothèse est en elle-même si probable, qu'il est légitime d'essayer de s'en servir et de considérer quelles conséquences dérivent de l'idée que tous les atomes de matière sont faits des mêmes éléments fondamentaux et composés d'une accumulation d'un nombre défini d'électrons positifs et négatifs, diversement groupés, arrangés suivant des modèles cinétiques et restant séparés en raison de la violence de leurs mouvements orbitaux.

Pour commencer, il n'est pas facile de faire plus qu'imaginer des électrons statiquement groupés en dispositions régulières, arrangés par exemple en forme triangulaire, carrée ou hexagonale, avec d'autres combinaisons possibles à trois dimensions et familières à ceux qui étudient la cristallographie. (*Voir par exemple WILLIAM BARLOW, Brit. Assoc. Report, 1896, page 731, ainsi que LORD KELVIN, Phil. Mag., mars 1902, et d'autres.*)

Sur les forces chimiques et moléculaires.

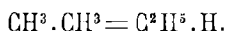
La force de l'affinité chimique a été longtemps regardée comme électrique. Une attraction électrique ordinaire entre des corps chargés peut s'appeler une action chimique de masse. Seulement, le plus souvent, il n'y a pas de combinaison parce que les charges opposées passent de l'un à l'autre et qu'ainsi l'attraction cesse dès qu'ils atteignent un certain rapprochement.

L'idée que les forces chimiques sont certainement des forces électriques est ancienne et date de l'époque de sir Humphry Davy.

Il se développe entre deux atomes, contenant chacun un nombre anormal d'électrons, c'est-à-dire avec un surplus d'un électron d'un certain signe ou peut-être plus d'un, une attraction chimique réelle. Un tel atome a un centre de force grâce auquel il peut s'attacher à d'autres atomes, et entrer en combinaison chimique, ou d'accouplement, avec eux. Il est possible qu'une charge négative soit un excès

et une charge positive un manque d'électrons, et que, lorsqu'un accouplement se produit, l'excès de charge de l'un compense le manque de l'autre et qu'ils forment une molécule complète et neutre.

Une union de cette sorte ne paraît jamais cependant tout à fait aussi solide et permanente que celle des électrons dans l'atome lui-même; la molécule se désagrège aisément sur place sous l'influence d'actions décomposantes et ne semble pas susceptible de se fragmenter d'une autre manière en nouvelles substances; sauf en chimie organique, où l'on peut produire la décomposition d'une substance sous diverses formes, ce qu'on utilise en pratique pour former de nouveaux composés, par exemple



Il est probable que quelque chose d'analogue est possible avec des corps simples, mais que ce qu'on appelle les *éléments* constitue un groupe particulièrement stable, dont les composants ont pu être jusqu'ici partiellement réassociés sous formes isomériques ou allotropiques, mais qu'on n'a pu encore séparer l'un de l'autre.

Lorsqu'une combinaison chimique se produit entre deux atomes de charges opposées, il n'y a pas de décharge électrique entre eux; les deux atomes gardent chacun leur propre charge. Il est possible de charger un assemblage de molécules avec un excès ou un manque d'un ou plusieurs électrons par les procédés ordinaires d'électrification, mais le lien de ces électrons supplémentaires est faible et ils

peuvent être séparés des molécules par l'agitation due à la lumière ultra-violette et par plusieurs autres procédés. Même l'éclaboussement de gouttelettes de liquide peut en détacher les moins unis (1).

Dans le cas de molécules massives, leurs collisions mutuelles ou l'agitation sous l'influence de la température ordinaire sont également suffisantes pour secouer les électrons les moins unis qui, alors, s'échappent tangentiellement quelle que soit la vitesse orbitale qu'ils peuvent avoir, donnant naissance aux phénomènes récemment découverts sous le nom de *radioactivité*.

Forces moléculaires. — Cohésion.

Mais il y a une autre sorte d'adhérence ou de cohésion des molécules qui n'est pas chimique et qu'on peut appeler *moléculaire*. Elle intervient entre les atomes ne possédant pas de charges ioniques ou supplémentaires, mais qui sont chacun totalement neutres et formés de groupes accouplés d'électrons. A une distance modérée, la force d'attraction entre les électrons couplés est presque nulle, mais à de très petites distances elle peut être très grande et d'un effet presque indiscernable de la combinaison chimique, sauf que le lien est faible et existe en une multitude de points au lieu de consister en un lien énergétique en un seul point.

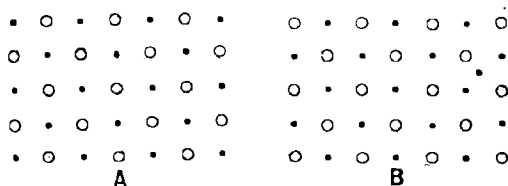
Considérons la surface extérieure d'un atome con-

(1) LENARD, *Sur l'électrification près des chutes d'eau*.

sistant en groupement régulier de couches d'électrons de signes alternativement opposés. Les surfaces équipotentielles seront des nappes ridées ou plissées, ou bosselées, qui, dans certaines régions à de faibles distances, seront presque planes, mais dont les dépressions augmenteront rapidement en profondeur et deviendront analogues à l'enveloppe d'un matelas, lorsqu'on envisagera une distance plus faible que la distance moléculaire, quelque chose comme les distances entre les électrons.

Deux pareils atomes tendront aussi à se fixer l'un à l'autre en ajustant leurs surfaces équipotentielles

Fig. 6.



Cohésion ordinaire entre deux atomes neutres A et B; chaque atome consiste en couches d'électrons de signe opposé, représentés différemment.

en conformité, les creux de l'un correspondant aux bosses de l'autre, et c'est l'état de chose que suggèrent les phénomènes de cohésion.

Il serait difficile d'envisager la loi réelle de force, aussi bien devrait-on faire diverses suppositions sur l'arrangement géométrique des électrons dans les atomes adjacents. Cela ne peut être qu'approximatif, parce que nous devons, au moins dans une première étude, supposer un arrangement statique. Néanmoins

l'essai peut être instructif et son développement conduire à des conséquences intéressantes.

On obtiendrait évidemment ainsi une force augmentant rapidement et devenant grande aux distances très faibles, mais pratiquement nulle à une distance appréciable. Les forces moléculaires, dans cette hypothèse, sont aussi bien d'espèce électrique que les forces chimiques. Mais elles se développent entre des molécules chimiquement saturées et sont dues à l'action mutuelle ou à l'influence à des distances moléculaires d'électrons accouplés l'un à l'autre.

Les ions ne peuvent pas se combiner ainsi, parce que, s'ils ont des charges de signe contraire, cela ferait une combinaison chimique et, s'ils sont de même signe, ils se repoussent tous deux fortement.

Mais, s'ils arrivent à une électrode métallique, ou possèdent quelque autre moyen de transmettre leurs charges libres, ils cessent d'être des ions, alors ils peuvent se combiner et se combinent moléculairement, en réalité, l'un avec l'autre. Il est possible, naturellement, qu'un ion possède plus d'un électron libre et forme un radical divalent ou trivalent. La manière par laquelle un groupe neutre peut recevoir et transmettre par un réajustement rapide un électron supplémentaire qui ne lui appartient pas, rappelle les réajustements des lames minces d'une mousse savonneuse, quand une des cloisons éclate.

L'effet de la polarisation électrique, sur un tel groupe neutre d'électrons, est intéressant. Un corps chargé placé dans le voisinage troublera immédiatement l'équilibre et modifiera plus ou moins l'arrangement interne de l'atome. Il en résultera que les électrons

négatifs avanceront d'un côté et les positifs de l'autre.

Si deux molécules sont à une distance l'une de l'autre supérieure aux distances moléculaires, et si les surfaces voisines peuvent, en prenant extérieurement de l'électricité, par un moyen quelconque être électrisées en sens inverse, les forces de cohésion seront momentanément d'intensité plus grande et seront d'espèce semblable aux forces chimiques, et une cohésion s'établira à une distance plus grande que celle des molécules.

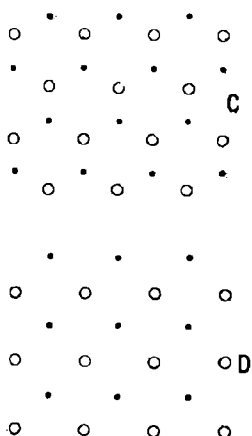
C'est ce qui se passe dans les *cohérens*. Les charges opposées ne peuvent pas être *maintenues* électrostatiquement entre deux surfaces métalliques voisines, mais elles peuvent être communiquées par une secousse soudaine ou une décharge disruptive ou une impulsion électrique reçue. Ce sont effectivement les phénomènes qui provoquent la cohésion.

Dans le diagramme ci-dessus (*fig. 6*), représentant un couple d'atomes formés de couches d'électrons alternativement de signe opposé, répartis en carré, les atomes sont sous l'influence l'un de l'autre et ne cohèrent pas par des forces chimiques mais bien moléculaires : ils s'ajustent eux-mêmes dans une position de cohésion ; mais une section à demi-distance entre les électrons les séparerait. La déformation maximum d'une substance pourrait être aussi mesurée angulairement par le rapport de la moitié de la distance des électrons à la distance moléculaire.

La figure 7 montre un couple d'atomes tous les deux électriquement polarisés, par exemple, par une tige chargée positivement, placée au-dessus d'eux. Les constituants de C sont polarisés en figures hexa-

gonales, effet qui pourrait se produire aussi dans certains cas par une pression latérale. Les constituants de D sont polarisés en figures carrées placées

Fig. 7.



Deux atomes polarisés par des moyens différents présentant électriquement une très forte cohésion.

diagonalement, effet produit par une très forte polarisation électrique. Les atomes C et D sont, par conséquent, soumis à des forces qui les font adhérer plus énergiquement que sous l'action de celles dues à la cohésion ordinaire à cette distance. Ils représentent les atomes d'un cohéreur momentanément polarisé.

Il n'est jamais nécessaire de supposer que, pour produire un effet de cohésion chimique, les électrons sont réellement plus perturbés que d'une quantité inappréciable.



NOTE K.

Note sur les phénomènes présentés par une charge qui se meut avec une vitesse voisine de celle de la lumière.

M. G.-F.-C. Searle a aimablement attiré mon attention sur une de ses communications, parue dans le *Philosophical Magazine* d'octobre 1897, où il soutient qu'une charge ne peut pas se redistribuer elle-même sur un corps mobile quand la vitesse de celui-ci devient grande, mais que les lignes de force sont courbées ou déviées vers l'équateur sans rester normales à la surface dont elles s'éloignent. Et je vois que M. Heaviside (*Electrical Papers*, vol. II, p. 514) accepte ce résultat et considère que nous n'avons aucune preuve, qu'à ces vitesses élevées, les lignes de force sont nécessairement normales aux surfaces des conducteurs ; assertion que nous pouvons rapprocher du fait que, dans un milieu en mouvement, les rayons de lumière ne sont pas perpendiculaires aux ondes de front.

Il n'est pas du tout question ici de ce fait que les lignes de force se recourbent vers l'équateur, ainsi que je l'ai établi dans la première partie ; mais je supposais que cette déviation des lignes pouvait provoquer leur rapprochement de l'équateur de la sphère, laissant les pôles exempts de charge, de telle sorte que ces lignes puissent rester radiales.

Je veux bien admettre que les lignes de force n'ont pas besoin de rester radiales, mais il me semble qu'il y a encore une certaine redistribution de la charge quand la vitesse augmente ; fait, d'ailleurs, sans importance. M. Searle calcule que, tandis qu'une sphère au repos agit comme si sa

charge était au point central, ce point équivalent devient une ligne uniformément chargée occupant une portion minime du milieu d'un diamètre, lorsque la sphère se meut. La longueur de la ligne augmente progressivement jusqu'à ce que la vitesse atteigne celle de la lumière; à ce moment elle occupe exactement la longueur d'un diamètre de la sphère. Mais ainsi, on ne tient pas compte d'un changement de forme de la sphère elle-même et dont je vais parler.

Le fait est que tout ce sujet de la façon dont se comporte un corps chargé, qui se meut à des vitesses considérables, est très complexe et il faut, en fait, atteindre 20 pour 100 de la vitesse de la lumière pour qu'il commence à être nécessaire d'envisager, d'une façon plus complète et plus étudiée, son inertie ainsi que sa force déviante.

M. Searle remarque qu'on peut évaluer l'inertie de trois manières différentes: la première comme le rapport de la force à l'accélération; la seconde comme le rapport de la quantité de mouvement à la vitesse; la troisième comme celui de son énergie cinétique à la moitié du carré de sa vitesse. Dans la matière ordinaire, ainsi qu'on le sait bien, de même que pour les mouvements électriques lents, ces évaluations donnent un résultat identique. Mais, pour des mouvements électriques très rapides, elles sont très différentes. Cependant il faut se représenter combien la différence est petite tant qu'on n'approche pas très près de la vitesse de la lumière, de telle sorte que, dans aucun des cas de mouvement de matière à grande vitesse ou à grande accélération pratiquement atteints (comme par exemple celui d'un boulet de canon arrêté par une plaque de blindage), il n'y a lieu de s'attendre à rien d'extraordinaire, même en supposant que l'essence de la matière est électrique. Néanmoins, comme il est pratiquement possible d'atteindre ces grandes vitesses avec les corpuscules qui se meuvent dans un tube à vide, et comme on peut même fonder sur elles des expériences cruciales, il est nécessaire d'étudier le sujet plus à fond. Et, dans un livre publié à Göttingen en 1902, le D^r Abraham distingue ce qu'il appelle l'*inertie longitudinale* et l'*inertie transversale*. Il fait dépendre l'inertie non seulement de la vitesse, mais de la direction dans laquelle le corps se trouve accéléré.

Tout cela se complique encore davantage, en considérant l'effet dû à l'accélération. Celle-ci, si elle est violente, donne naissance à une radiation appréciable, en entraînant une dissipation d'énergie et cette radiation, en provoquant cette perte, quoiqu'elle soit représentée dans l'équation du mouvement par une résistance ou un terme vitesse, peut avoir, par suite, un effet sur l'inertie. Il est probable, cependant, que cet effet est extrêmement petit et qu'il est nul tant que le mouvement est rectiligne et uniforme, car il n'y a pas alors de radiation. Mais il n'est pas possible, naturellement, de mesurer l'inertie d'un corps dans ces conditions; car c'est seulement lorsque le mouvement change de direction ou subit des modifications quelconques que l'inertie se met en évidence, et il y a alors nécessairement production de radiations quoiqu'en quantité très faible dans les cas ordinaires.

Il est difficile d'arriver à une expression convenable de l'inertie d'un corps en mouvement à une vitesse donnée. On en a proposé plusieurs expressions et certaines d'entre elles se trouvent dans le premier chapitre des *Recent Researches on Electricity and Magnetism*, de J.-J. Thomson, mais elles sont peu séduisantes; il semble, d'après les résultats obtenus par M. Searle, qu'elles ne s'appliquent que sous des spécifications très minutieuses. Pour ces raisons, je ne me propose pas de les discuter plus qu'il est nécessaire pour critiquer ou juger la récente tentative, faite expérimentalement par Kaufmann, afin d'obtenir une mesure, d'importance considérable, de la variation du rapport $\frac{e}{m}$ aux vitesses les plus élevées, en observant les déviations électriques et magnétiques que subissent les rayons cathodiques.

Lorsqu'on observe la déviation magnétique aux plus grandes vitesses, il faut se rappeler qu'il est possible que l'expression ordinaire de la force exercée sur un courant par un champ mobile ne soit plus exacte.

L'expression ordinaire de la force déviante aux vitesses faibles est $e u \mathcal{H}$, pour une charge e , se mouvant à la vitesse u , dans un champ magnétique d'intensité \mathcal{H} ; mais aux vitesses les plus grandes, J.-J. Thomson indique une expression

d'un caractère beaucoup plus complexe, dans le premier Chapitre de *Recent Researches in Electricity and Magnetism* et qui se présente sous la forme suivante :

$$e\mathcal{H} \frac{v^2 - u^2}{u} \left(\frac{v}{2u} \log \frac{v+u}{v-u} - 1 \right).$$

Cependant, aux faibles vitesses, cette expression ne se réduit pas à l'expression simple ordinaire mais à $\frac{1}{3}$ de cette valeur, soit $\frac{1}{3}\mathcal{H}eu$; le professeur Schuster, dans le *Philosophical Magazine* de janvier 1897, appelle l'attention sur la diversité des estimations numériques de cette quantité donnée par les variétés différentes de la théorie principale.

La valeur donnée par Abraham pour ce qu'il appelle l'inertie transversale est citée par Kaufmann dans les *Comptes rendus*, t. CXXXV, page 577, où m_0 représente l'inertie équivalente aux vitesses lentes, et β le rapport $\frac{u}{v}$ de la vitesse du mouvement à celle de la lumière, sous la forme

$$m = \frac{3m_0}{4\beta^2} \left(\frac{1 + \beta^2}{2\beta} \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right),$$

et c'est cette formule que Kaufmann a éprouvée et soumise à l'expérience.

M. Heaviside donne une expression encore plus compliquée (*Electrical Papers*, vol. II, p. 514), pour l'énergie cinétique, c'est-à-dire une expression équivalente à $\frac{1}{2} u^2$ multiplié par la quantité suivante

$$\frac{\mu e^2}{a} \frac{1-r}{4r} \left(1 + \frac{2r - \frac{1}{2}}{1-r} + \frac{\left(2r - \frac{1}{2}\right) \operatorname{tang}^{-1} \sqrt{\frac{r}{1-r}}}{\sqrt{r(1-r)^3}} \right),$$

qui peut aussi, dans ce cas, représenter l'inertie et dans laquelle r est le carré du rapport des vitesses $\frac{u^2}{v^2}$.

Larmor traite la question d'un point de vue général dans les *Phil. Trans.*, 1895, p. 717, et montre qu'aucune expression simple du terme accélération n'est suffisante pour exprimer complètement la réaction de la force mécanique appliquée.

Déformation due à une vitesse très grande à travers l'éther.

M. Searle, dans sa Note du *Philosophical Magazine*, d'octobre 1897, remarque que la figure la plus simple d'un corps chargé en mouvement n'est pas une sphère, mais un sphéroïde aplati dans la direction du mouvement et dont les axes sont proportionnels à $\sqrt{1 - \frac{u^2}{v^2}}$, 1 et 1; et qu'il produit en tout point extérieur le même effet qu'un point chargé en son centre. Un tel sphéroïde, se mouvant avec la vitesse u , tient la place d'une sphère en électrostatique. M. Searle l'appelle ellipsoïde d'Heaviside, parce que M. Heaviside a le premier montré son importance dans la théorie des charges en mouvement.

Mais je désire faire remarquer qu'un sphéroïde de cette sorte est exactement pareil à ce que deviendrait une sphère douée d'un mouvement suffisamment rapide dans la théorie Fitzgerald-Lorentz; c'est-à-dire dans l'hypothèse présentée pour rendre compte du résultat négatif de l'expérience de Michelson, et qui suppose une variation dans la dimension des corps solides, selon la direction de leur mouvement à travers l'éther. Cette hypothèse devint une théorie définie qui donna d'importants résultats, quand Lorentz montra que dans la théorie électrique de la matière (ou même sans supposer que toute l'inertie de la matière est électrique, parce que le résultat n'est pas une question d'inertie, mais d'efforts statiques), non seulement un pareil changement est de l'ordre de grandeur de celui que Fitzgerald a découvert, mais qu'il est précisément égal à celui qui est nécessaire pour interpréter le résultat négatif de l'expérience de Michelson.

Le changement de dimension imaginé et ainsi justifié est de plus en plus considéré comme plausible et probablement

vrai; il est intéressant de noter qu'une sphère en mouvement, par le fait même qu'elle subit une déformation de cette sorte, conserve encore la propriété d'être le corps géométrique le plus simple au point de vue de la distribution de son champ électrique. Ce n'est plus vraiment une sphère, mais il serait impossible à aucun instrument de mesure de montrer la différence, parce que tous les étalons la partageraient. Il est tout à fait remarquable qu'on ait pu découvrir une déformation imperceptible et non mesurable. Néanmoins on y est arrivé par le témoignage combiné de la théorie électrique et des expériences d'optique.



CHAPITRE VII.

RÉSUMÉ DES AUTRES CONSÉQUENCES DE LA THÉORIE DES ÉLECTRONS.

Radioactivité.

Il est naturel de se demander comment il se peut faire que, si des électrons sont attachés à des atomes et accomplissent des révolutions orbitales, on ne rencontre pas de substances émettant constamment des ondes et rayonnant au loin leur énergie. Les brillantes recherches de Becquerel, Curie et autres ont heureusement amené à la découverte de certaines substances, pour lesquelles l'intensité des radiations atteint une valeur très perceptible. Il semble que ces radiations puissent être de plusieurs espèces :

1° Des ondes ou des impulsions analogues aux rayons Röntgen, probablement ;

2° Des rayons analogues aux rayons cathodiques ou de Lenard, consistant en projections de petits corps, électrons et ions, certainement ;

3° Des particules détachées de la substance elle-

même, non chargées d'électricité, mais émises comme une odeur, et possédant comme le reste de la substance un pouvoir rayonnant intrinsèque et capables de s'attacher à d'autres corps dans le voisinage, de telle sorte que ceux-ci acquièrent temporairement un pouvoir rayonnant (1).

Les substances qui possèdent un pouvoir rayonnant d'une valeur notable sont des corps à poids atomique très élevé et leur pouvoir émissif semble dû probablement à des commotions et des chocs entre les atomes et dont la violence est suffisante pour séparer et, pour ainsi dire, évaporer de temps en temps certaines des plus petites particules, engendrant ainsi, par leurs collisions, des rayons Röntgen peu intenses.

Il est facile d'affirmer que, partout où il y a effectivement des collisions suffisamment soudaines, il y a émission de radiations de cette espèce, mais nous ne pouvons pas nous empêcher de nous demander pourquoi la révolution orbitale tranquille des électrons autour des atomes dans une substance qui n'est pas dans un état de grande perturbation thermique et ne possède pas des atomes particulièrement

(1) Voir, par exemple : les Notes de Becquerel qui a découvert le phénomène, dans les *Comptes rendus*, 1896 et 1897; voir aussi RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, janvier 1899 et 1900, pour des déterminations quantitatives. De même, *Phil. Mag.*, juillet et novembre 1902. Autres références : M. et M^{me} CURIE, *Comptes rendus*, novembre 1899; Hon. R.-J. STRUTT, *Phil. Trans.*, vol. CXCVI, 1901 A., p. 525; Sir W. CROOKES, *Proc. Roy. Soc.*, vol. LXVI, 1900, p. 409; vol. LXIX, 1902, p. 413, et aussi *Évaporation électrique* (*Proc. Roy. Soc.*, vol. L, 1891, p. 88), et beaucoup d'autres expérimentateurs.

massifs, pourquoi ce mouvement ne donne pas lieu, lui aussi, à une quantité perceptible de radiation et à une perte d'énergie ? Voici une des explications qu'on a proposées :

Les radiateurs ne sont pas isolés ou indépendants et la radiation de la surface est maintenue par des couches plus profondes de la substance. De plus, les radiateurs sont si rapprochés, qu'ils sont dans des phases très variées sur la distance d'un quart de longueur d'onde qui comprend un grand nombre d'entre eux. D'où vient qu'une multitude de radiateurs vaut moins qu'un seul, parce qu'ils interfèrent et ne produisent qu'un effet très faible à distance ; comme les deux branches d'un diapason ou deux tuyaux sonores voisins, ou l'avant et l'arrière d'un fil vibrant. (*Voir LARMOR, Ether and Matter, p. 232.*)

Mais je ne crois pas qu'on ait besoin d'une autre explication que celle-ci, d'un caractère tout différent : que la radiation de corps à température basse se produit toujours dans toutes les substances ; que cette énergie se conserve et que la constance de la température persiste simplement parce que la perte est égale au gain ; que l'absorption compense l'émission et non parce que la radiation cesse ; que pour faire une évaluation de la quantité de radiation ainsi produite, il serait nécessaire de supposer les corps dans une enceinte au zéro absolu ; alors, sans doute, leur énergie cinétique se déperdrait rapidement et se dissiperait. Le sujet de la radioactivité est fort vaste, et je ne me propose pas d'y entrer maintenant. Il suffit de remarquer que la difficulté d'en

trouver des explications vient moins du fait lui-même que de ce qu'il n'est pas plus général.

Cependant, en ce qui concerne la très intéressante et très frappante radioactivité électrique et photographique que certaines substances rares présentent, on a émis l'idée que la plus grande partie ne consiste pas dans l'émission de radiation propre, soit sous forme de pulsations ou rayons X, ou sous une autre forme, soit dans la projection de particules chargées négativement ou électrons, selon la règle; mais aussi, parfois, suivant M. R.-J. Strutt, d'ions positifs. La faible action photographique des substances ordinaires observées par le Dr W.-H. Russell semble suggérer l'idée qu'un pouvoir émissif de cette sorte n'est pas limité aux corps possédant de lourds atomes, comme l'uranium, le radium, le polonium, etc., décrits par Becquerel et M. et M^{me} Curie, quoique ces substances le présentent à un degré peu ordinaire. Le Dr Russell, cependant, semble avoir attribué ces effets, intéressants à première vue, à la simple action chimique du peroxyde d'hydrogène.

Tout ce sujet, de même que celui qui s'en rapproche, la perte de la charge des corps chauds ⁽¹⁾, découvert il y a longtemps par le Dr Guthrie (voir *Phil. Mag.*, 4^e série, t. XLVI, p. 273), demande une attention toute spéciale et une étude qu'il n'est pas opportun de faire ici.

(¹) Voir, par exemple : STRUTT, *Sur la déperdition des corps chauds* (*Phil. Mag.*, juillet 1902); J.-J. THOMSON, *Ibid.* (*Phil. Mag.*, août 1902).

Couronnes solaires. Queues de comètes. Orages magnétiques et aurores boréales.

Il est aussi tentant d'étendre la théorie des électrons à l'explication des phénomènes astronomiques et météorologiques :

La théorie des aurores a été élaborée récemment par Arrhénius, mais toute la théorie des émanations du Soleil et de la répulsion des petites particules par sa lumière et son électrification, est un sujet que j'ai traité, depuis plusieurs années, dans des conversations avec Fitzgerald et d'autres. (Voir, par exemple: LARMOR, *Phil. Trans.*, vol. CLXXXV, 1894, p. 813; LODGE, *Sur les taches du Soleil, tempêtes magnétiques, queues de comètes, électricité atmosphérique et aurores polaires*, dans l'*Electrician* du 7 décembre 1900, vol. XLVI, p. 250; FITZGERALD, *Electrician*, 14 décembre 1900, avec renvoi à une communication sur le sujet en 1893. [(Voir l'*Electrician* du 11 août 1893). Voir aussi sa collection *Scientific Writings* de l'année 1882.]

En fait, la Terre est un bouclier exposé aux rayons cathodiques ou plutôt aux électrons émis par un corps chaud, c'est-à-dire le Soleil. L'accumulation d'électricité négative sur la Terre est une conséquence naturelle de ce bombardement d'électrons, et le fait que le torrent de particules constitue un courant électrique de grande intensité donne une explication facile d'une classe d'orages magnétiques, qu'on a reconnus depuis longtemps reliés aux

taches solaires et aux aurores, par la méthode des variations concomitantes.

Les noyaux électriques serviraient aussi de centre de condensation de la vapeur d'eau atmosphérique aux hautes altitudes et pourraient ainsi affecter les pluies.

Néanmoins, il est vrai que ces théories ont bien été élaborées dernièrement par Arrhénius, et particulièrement séduisante est son explication de l'aurore polaire au moyen de la réception et du guidage des électrons se mouvant rapidement à cause des lignes de force magnétiques de la terre. Ils sont déviés des tropiques et conduits en longues spirales, le long de ces lignes, aux pôles pour y reproduire les phénomènes du tube à vide dans les régions raréfiées de l'atmosphère supérieure.

On lui doit aussi certaines idées d'un très vif intérêt.

Validité des idées anciennes.

Maintenant que l'on accepte définitivement la théorie qui considère l'électricité (tout au moins l'électricité négative) comme constituée par de petites charges ou de petits corps chargés, maintenant qu'on peut regarder le courant comme un réel déplacement d'électricité, il peut sembler à quelques-uns qu'un doute soit projeté sur la doctrine naguère présentée comme une *idée moderne*, que l'énergie d'un courant électrique réside dans l'espace entourant le conducteur. Il n'y a pourtant là aucune contradiction : l'ensemble des champs dus à un électron

lui est extérieur ; c'est dans ces champs que son énergie réside ; car, là, l'éther est soumis à la coexistence d'un champ électrique et d'un champ magnétique. Par suite, aussi, l'inertie d'un électron réside dans l'espace extérieur, ainsi qu'en témoigne la force électromotrice qui prend naissance lorsque son champ magnétique change, c'est-à-dire quand son mouvement s'accélère.

Quand on parle de l'inertie de la matière, on suppose ordinairement qu'elle réside dans la matière elle-même ; tandis que l'on fait résider l'inertie électrique dans l'espace entourant le noyau matériel. Pourtant nous avons mentionné et soutenu l'idée que l'inertie matérielle et l'inertie électrique ne sont qu'une seule et même chose.

N'y a-t-il pas là quelque contradiction ?

Cette apparence de contradiction s'évanouit quand on calcule combien la partie intense du champ d'un électron est, en réalité, extrêmement localisée et concentrée. On peut dire, dans un certain sens, qu'un tourbillon fermé perturbe toute l'atmosphère, mais, en réalité, la perturbation ne reste perceptible que très près du tourbillon. Il en est ainsi avec un électron : le champ magnétique diminue comme l'inverse du carré de la distance au noyau qui se déplace et ainsi, à une distance bien inférieure au millimètre, plus faible même que la dimension d'un atome, il devient totalement inappréciable. Toute la partie du champ magnétique qui provoque les effets d'inertie siège extrêmement près de l'électron, et c'est justement l'extrême petitesse de celui-ci qui rend cette concentration possible ; et même dans les

atomes de mercure où les électrons sont relativement serrés, il n'y a, pour ainsi dire, aucun empiétement du champ d'un électron sur le voisin. Ils sont tous indépendants les uns des autres, chacun ayant sa propre inertie et restant comme isolé de ceux qui l'environnent. S'il n'en était pas ainsi, la masse, dans une combinaison chimique qui les rapproche, ne resterait pas constante, mais diminuerait. Qu'elle diminue d'une petite quantité, c'est là une question ouverte et digne d'être approfondie (1).

La quantité de mouvement d'une charge qui se déplace à une vitesse ordinaire varie simplement comme l'inverse du rayon de la sphère qui la porte, comme on l'a vu au Chapitre I^{er}. Mais la localisation de cette quantité de mouvement, que nous devons maintenant examiner, a été envisagée d'une façon générale par Thomson dans ses *Recent Researches in Electricity and Magnetism*, p. 20, et à peu près traitée comme suit : la quantité de mouvement dépend de la coexistence et du produit des champs électrique et magnétique. Chaque champ varie inversement au carré de la distance de la charge qui se déplace ; et le vecteur du produit est, en ce qui concerne sa direction, perpendiculaire au rayon vecteur en ce point. Sa grandeur, aux vitesses usuelles, est proportionnelle au sinus de l'angle compris entre le rayon vecteur et la direction du mouvement, ainsi qu'à l'inverse de la quatrième puissance de la distance : tout cela peut être admis sans grande peine par le sens commun.

(1) Cf. RAYLEIGH, *British association*, Belfast, 1902.

Ainsi, prenons un électron qui se déplace et considérons la distribution de sa quantité de mouvement autour de lui : entre sa surface et une surface d'une centaine de fois son diamètre se trouvent 99 pour 100 de sa quantité de mouvement ; il suffit d'intégrer le facteur

$$\int_a^r \frac{4\pi r^2 dr}{r^3}.$$

Ainsi, en dehors des limites d'un atome dont le diamètre est d'environ 100 000 fois supérieur à celui d'un électron, ne se trouve compris pratiquement rien de sa quantité de mouvement.

Même dans un des atomes comparativement les plus serrés, par exemple dans un atome de platine ou de mercure, l'empiétement de la quantité de mouvement de chaque constituant est extrêmement petite, puisque l'espace moyen qu'ils occupent est plusieurs milliers de fois la grandeur de chaque électron constituant.

Ainsi donc, les affirmations qu'un courant électrique est un transport d'électrons et que l'énergie d'un courant voyage dans l'espace entourant l'électricité qui se déplace, ne sont nullement contradictoires l'une avec l'autre. On ne peut, de même, opposer la thèse que la masse d'un corps réside dans ses atomes et celle que l'inertie ou la quantité de mouvement est une propriété due à l'influence self-inductive du champ magnétique entourant un noyau électrique en mouvement. De même, la propagation d'un courant ne donne lieu qu'à d'apparentes contradictions. La vitesse du déplacement des électrons à travers

un solide peut être considérable (voir le paragraphe suivant), mais elle est bien inférieure à celle avec laquelle un signal télégraphique se transmet le long d'un fil. Les électrons doivent être mis en mouvement par une action latérale, transmise à travers l'éther avec la vitesse de la lumière propre à l'isolant qui les entoure, par un mécanisme analogue à la disposition des roues dentées que j'ai symbolisée dans mes *Modern Views*; mais ils ne peuvent pas être mis en mouvement par une poussée à un bout. Le courant électrique est une entité plus matérielle, ou mieux, un phénomène un peu plus matériel qu'on ne l'aurait cru naguère, mais tout ce qui était enseigné sur son mode de propulsion, sur la diffusion de la force qui le pousse de l'extérieur vers l'intérieur, par couches successives du fil, comme on le sait, tout ce qui était enseigné sur les chemins par lesquels l'énergie *voyage* et se transmet de point en point en se dissipant sous forme de chaleur, tout cela reste vrai.

Nombre d'ions dans les conducteurs.

Le nombre immense d'électrons qui sont nécessaires pour constituer la masse d'un morceau de platine ou d'un globe de matière comme la Terre peut être déjà évalué; par suite, il est aisé de se rendre compte qu'un nombre énorme doit voyager pour créer les intensités de courant qu'on peut faire passer ordinairement à travers un liquide.

A travers un gaz, on trouve bientôt une limite pour

le nombre disponible et, par suite, la conductibilité de ce gaz tombe, si nous lui demandons de transporter plus d'un certain courant qu'on appelle le *courant de saturation* (voir les recherches de M. Townsend et d'autres). Mais on ne peut être sûr actuellement qu'il y a une indication expérimentale d'une semblable limite pour les solides et les liquides.

Dans les solides, la vitesse de déplacement est inconnue, quoiqu'elle ait été ingénieusement imaginée, et l'on pense qu'elle est très grande.

La considération de la force centrifuge donnerait comme vitesse de chaque électron durant une rencontre atomique une valeur égale à $\frac{e}{\sqrt{kmr}}$ ou environ

10^8 cm par seconde : des vues basées sur le théorème de Maxwell, sur l'égalité de distribution d'énergie parmi les particules de gaz mélangés, suggèrent 10^7 pour la vitesse moyenne des électrons, aux températures ordinaires, dans un solide où ils sont libres, c'est-à-dire une centaine de kilomètres par seconde. Cependant, comme chaque particule est soumise à des changements constants de direction, cela ne peut être la vitesse de *progression* en ligne droite. Mais, dans les liquides, les électrons sont attachés aux atomes et la vitesse de progression est connue à la fois théoriquement et expérimentalement avec une grande exactitude, et elle est de 25^{mm} par heure pour les chutes unitaires de potentiel ordinaires.

Le courant total est $ne u$ et nous pouvons calculer combien il faut d'ions pour faire un courant d'une unité *C. G. S.* à une aussi faible vitesse.

Pour $e = 10^{-20}$ unité électromagnétique, si l'on

prend $u = 10^{-3}$ cm. par seconde, le nombre d'ions engagés dans le transport de l'unité C. G. S., soit 10 ampères, est alors de 10^{23} .

Et, après tout, cela n'est pas très grand : c'est seulement à peu près le nombre d'atomes dans un centimètre cube de liquide et, en appliquant une chute de potentiel unitaire plus élevée, les ions peuvent atteindre des vitesses plus rapides. En rétrécissant graduellement la section d'un conducteur liquide sous une chute de potentiel unitaire donnée, il peut paraître possible de mettre en évidence l'existence prochaine d'un courant de saturation dans les liquides. L'exactitude de la loi d'Ohm ⁽¹⁾ qu'on a observée dans ces conditions semble cependant opposée à sa possibilité expérimentale.

⁽¹⁾ FITZGERALD et TROUTON, *British association Reports*, 1886, 1887, 1888.



CONCLUSION.

Le sujet est bien loin d'être épuisé, mais je ne dois pas essayer d'aller plus avant. La partie la plus séduisante de tout ceci, c'est l'explication électrique de la matière, l'idée que l'électricité est, après tout, la substance fondamentale, et que c'est en elle que consiste ce que nous sommes habitués à regarder comme un atome indivisible de matière, que tous les atomes d'une substance sont constitués par une même chose. En somme, c'est l'achèvement théorique et prochain de ce que les philosophes ont toujours recherché, c'est-à-dire *l'Unification de la matière*. Un autre résultat également surprenant et suggestif, c'est que dans un atome les espaces sont si grands, comparés à la grandeur des noyaux électriques eux-mêmes qui les composent, qu'un atome est une espèce de système astronomique compliqué, comme l'anneau de Saturne ou, peut-être même, comme une nébuleuse sans Soleil, mais formée d'un grand nombre de corps égaux possédant de l'inertie et soumis à des forces mutuelles électriques, d'attraction et de répulsion d'une grandeur considé-

nable et qui remplaceraient la gravitation. La radiation d'une nébuleuse peut être due à des chocs et des collisions comme les rayons X émis par certains atomes.

La disproportion entre la dimension d'un atome et celle d'un électron est infiniment plus grande que celle qui existe entre le Soleil et la Terre. Si un électron est représenté par un petit point de $0^{\text{mm}},25$ de diamètre, comme ceux qui sont sur cette page, par exemple, l'espace nécessaire au mouvement de quelques centaines ou milliers de constituants dans un atome est représenté par un cube d'environ 30^{m} de côté.

En d'autres termes, l'atome à cette échelle aurait les dimensions d'une église de 60^{m} de long, 30^{m} de large et 15^{m} de hauteur, dans laquelle les points seraient, on le voit, presque perdus. Et en surplus, dans la théorie électrique de la matière, ils forment eux-mêmes tout l'atome. Ils *occupent* son volume dans le but de garder différentes choses, comme des soldats occupent une contrée; ils sont énergiques et pleins de force, quoique tenant peu de place, et dans leurs relations mutuelles ils constituent ce que nous appelons l'*atome de matière* : ils lui donnent son inertie, ils lui permettent de s'attacher à d'autres qui s'approchent à faible distance, et, par l'excès ou le manque d'un ou plusieurs composants, ils présentent des propriétés chimiques et s'attachent eux-mêmes aux autres avec force, quand ils leur ressemblent, ou plutôt, quand ils leur sont opposés.

Il est peu surprenant que de tels atomes, composés de points épars, puissent se mouvoir sans résistance

à travers l'éther; ils ont des liens d'attache les uns avec les autres, mais tant que leur vitesse est constante, ils n'en ont pas avec lui: s'ils peuvent le perturber en mouvement constant, c'est probablement par la plus simple espèce de perturbation irrotationnelle qu'on ne peut mettre en évidence par un moyen optique (1). Ils ne tendent pas non plus à l'entraîner. Toutes les lignes de force mécaniques connues vont d'un atome à un autre, sans jamais se terminer dans l'éther; sauf, il est vrai, au front d'une onde qui s'avance; à cet endroit, on doit trouver la réaction d'une pression mécanique de la radiation dont l'autre composante reste sur la source. C'est un cas intéressant, mais essentiellement peu statique, et qui sort un peu de notre sujet.

Quant à la nature même de l'électron considéré comme phénomène de l'éther, il est trop tôt pour exprimer une opinion à son sujet. A l'heure actuelle, on ne voit pas clairement pourquoi les électrons positifs restent attachés d'une manière si tenace à un groupe, tandis qu'un électron négatif en saillie peut s'échapper aisément et voyager librement. Nous ignorons également la nature de la gravitation. Lorsque la théorie des électrons sera complète au second ordre ou à un ordre *même* plus élevé, à de petites quantités près, on peut espérer que la propriété de la gravité entrera aussi en ligne et constituera une partie de la théorie. C'est actuellement un fait empirique que nous observons sans com-

(1) Voir *Phil. Trans.*, Vol. CLXXXIV, 1893, p. 750-754. Voir aussi Vol. CLXXXIX, p. 166.

prendre, ainsi que cela est, non seulement depuis Newton, mais depuis des siècles.

Jusqu'ici, l'attention a été appelée surtout sur l'élément négatif actif, aux mouvements libres. Les charges positives, plus paresseuses, sont, à première vue, d'un moindre intérêt. Mais on ne comprendra pleinement et convenablement la façon d'être des électrons que lorsqu'on aura connaissance de la nature et des propriétés du constituant positif.

L'électron positif n'a pas été, que je sache, observé libre. Quelques savants pensent qu'il ne peut pas exister à l'état de liberté, qu'il est, en fait, le reste de l'atome de matière dont on a tiré une charge négative unité, ou, pour parler crûment, que *l'électricité repousse l'électricité* et que *la matière repousse la matière*, mais que l'électricité et la matière combinées ensemble forment une substance neutre qui est l'atome de matière que nous connaissons. Une telle affirmation est extraordinaire et c'est un retour frappant aux idées exprimées par ce grand génie : Benjamin Franklin. Dans une hypothèse quelconque, ses idées présentent un intérêt puissant et montrent, une fois de plus, l'espèce d'inspiration prophétique que nous avons eu l'occasion de noter chez certains auteurs de découvertes (Note H ci-dessus).

Nous sommes certainement plus près des idées de Benjamin Franklin qu'on ne l'a été pendant la période écoulée entre son époque et la nôtre.

L'idée qu'un atome est composé d'un nombre égal d'électrons positifs et négatifs interfoliés et dont les mouvements se croisent (et l'on a pu se rendre

compte que j'ai moi-même une tendance à l'adopter provisoirement) n'est pas de Benjamin Franklin et ne constitue qu'une hypothèse. Pour aller plus loin, il faut chercher la nature et les propriétés de la charge positive et il faudra mettre en lumière expérimentalement, s'il existe, l'électron positif.

Il faut aussi, spécialement, expliquer le rapport intime de l'éther et des deux charges positive et négative : soit par la notion d'une contrainte intrinsèque de torsion droite et gauche, fermée sur elle-même, dans un éther gyrostatique stable de Kelvin, que Larmor travaille actuellement (¹), soit d'après une conception encore ignorée ; et cela nécessitera un travail mathématique considérable de l'ordre le plus élevé.

(¹) Voir *Ether and Matter*, p. 326 ; ou *Phil. Trans.*, 1894, p. 810-811, et 1897, p. 209-212.

FIN.

TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
PRÉFACE.....	v
INTRODUCTION.....	1

CHAPITRE I.

INERTIE ÉLECTRIQUE.....	4
Une sphère chargée.....	6
Inertie électrique.....	11
<i>Note A.</i> — Calcul de l'inertie d'une charge électrique..	20
<i>Note B.</i> — Champ électrique dû au mouvement d'un aimant court.....	24

CHAPITRE II.

DÉCOUVERTE DE L'ATOME D'ÉLECTRICITÉ.....	27
Conduction dans les gaz.....	32
Rayons cathodiques.....	34
Nature des rayons cathodiques.....	39

	Pages.
Augmentation de l'inertie due à un mouvement très rapide.....	47
<i>Note C.</i> — Sur l'électricité et la gravitation.....	53
<i>Note D.</i> — Dimensions du rapport $\frac{e}{m}$	55

CHAPITRE III.

DÉTERMINATION DE LA VITESSE ET DE L'ÉQUIVALENT ÉLECTROCHIMIQUE DES RAYONS CATHODIQUES... ..	57
Nouvelles mesures de la vitesse des rayons cathodiques et détermination du rapport $\frac{e}{m}$ par la déviation électrostatique.....	64
Détermination de l'équivalent électrochimique dans le cas d'une déperdition électrique en lumière ultra-violette.....	67
<i>Note E.</i> — Saturation électrique, etc.....	77

CHAPITRE IV.

THÉORIE ÉLECTRONIQUE DE LA CONDUCTION ET DE LA RADIATION.....	79
Conduction.....	80
Radiation.....	83
Sur la théorie électronique de la magnétisation de la lumière... ..	90
<i>Note F.</i> — Grandeur de l'orbite d'un électron rayonnant.	95
<i>Note G.</i> — Pouvoir rayonnant d'un électron en mouvement stable.....	97

	Pages.
<i>Note H.</i> — Nomenclature prophétique de Faraday	100

CHAPITRE V.

DÉTERMINATION DE LA MASSE D'UN ÉLECTRON	103
Aitken et les vésicules des nuages	106
J.-J. Thomson et les noyaux électriques	109
Wilson et la mesure de la condensation nuageuse	112
Le Professeur Stokes et la chute des sphères	115
Expérience de dénombrement de J.-J. Thomson	116
Résultats	119

CHAPITRE VI.

THÉORIE ÉLECTRIQUE DE LA MATIÈRE	121
Estimation de la grandeur des électrons	121
Justification de la théorie électrique de la matière	131
Sur les forces chimiques et moléculaires	134
Forces moléculaires. Cohésion	136
<i>Note K.</i> — Phénomènes présentés par une charge qui se meut avec une vitesse voisine de celle de la lumière	141
Déformation due à une vitesse très grande à travers l'éther	145

CHAPITRE VII.

RÉSUMÉ DES AUTRES CONSÉQUENCES DE LA THÉORIE DES ÉLECTRONS	147
Radioactivité	147

	Pages.
Couronnes solaires, queues de comètes, orages magnétiques et aurores boréales	151
Validité des idées anciennes	152
Nombre d'ions dans les conducteurs.....	156
CONCLUSION... ..	159

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.

LIBRAIRIE GAUTHIER-VILLARS,

QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55, PARIS (6^e).

ABRAHAM (Henri) et LANGEVIN (Paul). — **Les Quantités élémentaires d'électricité : ions, électrons, corpuscules.** Un volume en deux fascicules grand in-8 (25 × 16) de xvi-1138 pages, avec nombreuses figures; 1905 (*Mémoires de la Société de Physique*, 2^e Série)..... 35 fr.

FLEMING (D^r J.-A.), de l'« University College » de Londres. — **Le Laboratoire d'Électricité. Notes et formules.** Ouvrage traduit de l'anglais sur la 2^e édition et augmenté d'un Appendice par M. J.-L. ROUTIN, ancien Elève de l'École Polytechnique. In-8, avec 20 figures et 3 planches; 1898.

Broché..... 6 fr. | Cartonné toile anglaise. 7 fr. 50 c.

GERARD (Eric), Directeur de l'Institut électrotechnique Montefiore, annexé à l'Université de Liège. — **Leçons sur l'Électricité,** professées à l'Institut électrotechnique. 7^e édition, refondue et complétée. 2 volumes grand in-8, se vendant séparément :

TOME I : Théorie de l'Électricité et du Magnétisme. Électrométrie. Théorie et construction des générateurs et des transformateurs électriques. Avec 400 figures; 1905..... 12 fr.

TOME II : Transformateurs électriques. Canalisation et distribution de l'énergie électrique. Applications de l'électricité à la téléphonie, à la télégraphie, à la production et à la transmission de la puissance motrice, à la traction, à l'éclairage, à la métallurgie et à la chimie industrielle. Avec 432 figures; 1905..... 12 fr.

REVUE ÉLECTRIQUE (La), publiée sous la direction de M. J. BLONDIN, avec la collaboration de MM. ARMAGNAT, BECKER, DA COSTA, JACQUIN, JUMAU, GOISOT, GUILBERT, J. GUILLAUME, LABROUSSE, LAMOTTE, MAUDUIT, MAURAIN, PELLISSIER, RAVEAU, G. RICHARD, TURPAIN, etc.

La *Revue électrique* paraît deux fois par mois, par fascicule de 32 pages in-4 (28 × 22). Elle forme par an deux volumes de 400 pages environ.

Prix de l'abonnement par an :

(A partir du 1^{er} janvier ou du 1^{er} juillet.)

Paris.....	25 fr.
Départements.....	27 fr. 50 c.
Union postale.....	30 fr.

Prix du numéro : 1 fr. 50 c.