Poincaré 1896

Tome IX. Samedi 7 Novembre 1896. 3e Année. — N° 45.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTEUR SCIENTIFIQUE : J. BLONDIN

SECRÉTAIRE DE LA RÉDACTION : G. PELLISSIER

LES RAYONS CATHODIQUES

ET LA THÉORIE DE JAUMANN

On a tenté de bien des manières d'expliquer les phénomènes présentés par les rayons cathodiques.

La théorie anglaise, d'après laquelle ces rayons seraient de simples courants de molécules gazeuses électrisées, rend bien compte d'un certain nombre de faits; cependant elle n'a généralement pas été adoptée par les savants allemands qui préfèrent voir dans ces phénomènes un mouvement ondulatoire de l'éther.

Wiedemann et Hertz étaient disposés à voir dans les rayons cathodiques des vibrations transversales de l'éther, des radiations ultra-ultraviolettes, c'est-à-dire de la lumière. Dans cette manière de voir, la déviation magnétique paraît bien difficile à expliquer.

Aussi cette théorie soulève-t-elle bien des difficultés et il est assez naturel qu'on ait cherché à les éviter en attribuant les phénomènes cathodiques à des vibrations longitudinales.

M. Jaumann a proposé, dans cet ordre d'idées, une théorie que je voudrais exposer et discuter ici.

Bien que cette théorie sous sa forme actuelle ne me paraisse pas soutenable, les expériences sur lesquelles leur auteur a cherché à l'établir présentent un assez grand intérêt; ces expériences sont relatées dans deux mémoires, le premier a paru d'abord dans les *Comptes rendus de l'Académie de Vienne*, puis dans le tome LVII des *Annalen der Physik und Chemie;* le second, où sont exposées les expériences entreprises par M. Jaumann à la suite de la polémique que j'avais eue avec lui [1], a paru dans le tome V des *Comptes rendus de l'Académie de Vienne* (avril 1896).

INFLUENCE DES RADIATIONS SUR L'ÉTINCELLE

M. Jaumann a appuyé sa théorie sur deux ordres de preuves: la première preuve est tirée de l'effet produit par les rayons cathodiques sur l'étincelle électrique et se rattache à d'autres travaux du même auteur publiés en 1888 dans le tome XCVII des *Comptes rendus de l'Académie de Vienne*, et qui ont pour objet l'influence de variations périodiques de la force électrique sur la décharge disruptive.

D'après ses expériences, la distance explosive ne dépendrait pas seulement de la différence de potentiel E des deux conducteurs entre lesquels doit jaillir l'étincelle, mais de la dérivée $\frac{dE}{dt}$. En première approximation, cette distance explosive serait fonction du produit $E\frac{dE}{dt}$.

Il convient de faire quelques réserves au sujet de la loi ainsi énoncée; les résultats de M. Jaumann ont été contestés par M. Swynge-

(1) Voir *L'Éclairage Électrique* t. V, p. 321; t. VI p. 175; t. VII, p. 321, 14 décembre 1895, 25 janvier et 16 mai 1896.

*

dauw [1]. Je ne veux pas prendre parti dans cette polémique, car de nouvelles expériences finiront sans doute par trancher la question.

Quoi qu'il en soit, M. Jaumann tire de cette loi diverses conséquences. Soit M un point très voisin de la surface d'un conducteur; M′ le point de cette surface qui est le plus rapproché du point M; de telle façon que la droite MM soit normale à cette surface.

Soit E la différence de potentiel entre les deux points M et M′. La facilité avec laquelle l'étincelle jaillira du point M′ dépendra du produit $E\frac{dE}{dt}$.

Mais E n'est ici autre chose que la composante de la force électrique dirigée suivant la droite MM′, c'est-à-dire normale à la surface du conducteur.

La facilité de l'explosion dépend donc de cette composante normale et de ses variations. On pourra donc provoquer l'étincelle en produisant des variations rapides de la composante normale de la force électrique.

Ce serait pour cette raison que la lumière ultraviolette facilite l'étincelle; car la lumière, d'après la théorie de Maxwell, n'est autre chose qu'une variation périodique très rapide du champ électromagnétique et en particulier de la force électrique.

Il s'agit toutefois d'expliquer pourquoi cette propriété est spéciale aux rayons ultraviolets; la formule de M. Saumann en rend compte en partie, puisque plus les vibrations sont rapides, plus à amplitude égale le facteur $\frac{dE}{dt}$ est grand. Les rayons hertziens peuvent aussi avoir une action; mais comme ils sont beaucoup plus lents, leur amplitude doit être beaucoup plus grande pour que cette action soit sensible.

Mais cette théorie est susceptible d'une vérification plus précise. Les radiations doivent avoir une action maximum si la force électrique est normale à la surface conductrice, puisque c'est la composante normale de cette force qui est active. Pour parler le langage optique, le plan de polarisation qui est perpendiculaire à la force électrique doit être tangent à la surface du conducteur.

Les expériences de Wanka [1] ont vérifié cette conséquence en ce qui concerne les rayons hertziens.

Mais ce qui serait le plus intéressant, ce serait de la vérifier en ce qui concerne les rayons lumineux et ultraviolets.

EXPÉRIENCES DE ELSTER ET GEITEL

Hertz avait déjà essayé de voir comment l'influence des rayons ultraviolets sur l'étincelle varie avec l'orientation du plan de polarisation. La tentative a été reprise par MM. Wanka et Jaumann, mais toujours sans succès, à cause de la difficulté d'obtenir des rayons parallèles ultraviolets polarisés et suffisamment intenses.

La difficulté a été tournée par MM. Elster et Geitel [2] qui ont montré que les électrodes formées d'amalgames de métaux alcalins se comportent vis-à-vis de la lumière ordinaire comme les électrodes ordinaires vis-à-vis de la lumière ultraviolette.

Ces deux savants ont donc opéré dans l'air raréfié avec des électrodes en amalgames alcalins et *avec de la lumière visible*.

Ils ont reconnu que le « courant photoélectrique » est proportionnel à

$$A \cos^2 \alpha + B \sin^2 \alpha$$

où $\frac{\pi}{2} - \alpha$ est l'angle du plan de polarisation et du plan d'incidence et où les coefficients A et B sont des fonctions de l'angle d'incidence i.

Si la composante normale de la force électrique agissait seule, et si les lois ordinaires de la propagation de la lumière étaient applicables, B devrait être nul et A devrait être proportionnel à $\sin^2 i$.

(1) V. *L'Éclairage Électrique*, t. VII, p. 370, 23 mai 1896.

(1) *Mith. der deutschen math. Gesellschaft in Prag*, 1892.

(2) V. *L'Éclairage Électrique*, t. I, p. 134, 29 septembre 1894; t. IV, p. 378, 10 août 1895.

Le courant photoélectrique présente donc bien, comme il convient, un maximum quand le plan de polarisation et celui d'incidence sont perpendiculaires entre eux et un minimum quand ces deux plans sont parallèles. Mais ce minimum, qui devrait être nul, ne l'est pas quoiqu'il décroisse rapidement quand l'angle d'incidence augmente.

Cette divergence n'a pas étonné M. Jaumann. Des considérations théoriques, dont nous aurons plus loin à apprécier la valeur, l'avaient conduit en effet à admettre que dans l'air raréfié la lumière est toujours accompagnée d'une composante longitudinale (ce qui d'ailleurs devrait être vérifiable, en étudiant la réflexion de la lumière polarisée à l'intérieur du tube de Crookes sur le verre de l'ampoule).

C'est à cette composante longitudinale hypothétique que M. Jaumann attribue la présence du terme B $\sin^2 \alpha$. Mais il ne cherche pas à se rendre compte des variations de A et de B en fonctions de i.

APPLICATION AUX RAYONS CATHODIQUES

Admettant, d'après ces données, l'exactitude de la loi de décharge énoncée plus haut, M. Jaumann se trouve en possession d'un moyen de déterminer la direction d'une vibration électrique.

Lenard ayant montré que les rayons cathodiques provoquent la décharge disruptive, M. Jaumann en conclut que ces rayons sont dus à une vibration électrique.

Comme, d'autre part, cette action est maximum quand les rayons cathodiques sont normaux à l'électrode, on doit conclure, si l'on admet ses prémisses, que ces rayons sont dus à des ondes longitudinales.

PHÉNOMÈNES D'INTERFÉRENCE

La seconde preuve invoquée par M. Jaumann est fondée sur certaines apparences que ce physicien attribue à une sorte d'interférence. Voici en quoi consistent ces apparences.

La cathode étant formée d'une sphère montée sur une sorte de manche, M. Jaumann a remarqué dans l'angle rentrant compris entre la sphère et le manche une région où la lueur cathodique bleue prenait un éclat beaucoup plus grand.

Cette région est très mince, et se réduit presque à une surface géométrique. Cette surface, que M. Jaumann appelle *surface d'interférence,* a dans le cas qui nous occupe, la forme d'un cône de révolution dont la génératrice est la bissectrice de l'angle rentrant formé par la sphère et son manche.

Si l'on emploie deux cathodes l'une plane, l'autre filiforme placée parallèlement au plan de la première, la surface d'interférence est un cylindre parabolique, et la parabole, section droite de ce cylindre, a son foyer sur l'électrode filiforme et sa directrice sur l'électrode plane.

Avec deux cathodes planes, la surface se réduit au plan bissecteur.

En résumé ces surfaces d'interférence sont le lieu des points également distants des deux cathodes. Elles sont déviées par l'aimant comme le seraient des rayons cathodiques. Les rayons cathodiques, issus normalement des deux cathodes, se courbent en se rencontrant dans la surface d'interférence et poursuivent leur course le long de cette surface.

M. Jaumann a employé ensuite deux cathodes planes parallèles, distantes de 1 cm. La surface d'interférence, si la pression est assez basse, se réduit à un plan équidistant des deux cathodes et le long duquel les rayons des cathodiques se propagent dans toutes les directions.

INFLUENCE D'UNE DIFFÉRENCE DE PHASE

Joignons les deux cathodes par deux fils différents au pôle négatif d'une machine à influence et intercalons un interrupteur à étincelles.

La surface d'interférence subsistera et conservera sa minceur et sa netteté *tant que les deux fils auront même longueur*. Mais dès que la différence de longueur est de 10 cm, on voit la région d'interférence s'épaissir. Si la différence de marche devient plus grande, la lueur bleue remplit bientôt tout l'espace compris entre les deux plaques et finalement se réduit à une couche contiguë à celle des deux plaques dont le fil conducteur est le plus court.

Les ondes électriques, dues à la présence de l'interrupteur à étincelles, doivent donc, pour former une surface d'interférence nette, avoir exactement la même phase. M. Jaumann juge que la longueur de ces ondes doit être à peu près 10 fois la différence de marche pour laquelle la surface d'interférence commence à s'épaissir, c'est-à-dire de 0,5 m à 1 m.

La surface d'interférence épaissie correspondrait à une sorte de « spectre de surfaces d'interférence » dues à des rayons cathodiques de longueur d'onde variable.

PREUVES DE LA NATURE LONGITUDINALE DES VIBRATIONS

Comment M. Jaumann conclut-il des observations que je viens de relater à la nature longitudinale des vibrations ?

En premier lieu, la valeur qu'il attribue à la longueur d'onde pour les raisons que j'ai dites plus haut, lui donne pour la durée de vibrations 10^{-8} à 10^{-9} secondes. Si les rayons cathodiques ont cette durée de vibration, ils ne peuvent être, comme le croyait Wiedemann, de la lumière ultra-ultraviolette ; ils ne peuvent être des ondes transversales, sans quoi ils seraient identiques aux rayons hertziens.

En second lieu, les rayons cathodiques se montrent toujours plus intenses dans l'axe de symétrie du tube ; de simples raisons de symétrie doivent donc amener à les regarder comme longitudinaux.

DISCUSSION

Cet exposé suffira sans doute pour faire voir que M. Jaumann a tiré de ses expériences des conclusions prématurées ; mais ces expériences, et en particulier celles qu'il attribue à des phénomènes d'interférence, semblent extrêmement intéressantes et il y a lieu d'en discuter l'interprétation.

Il peut être curieux de les rapprocher d'une observation dont j'ai été témoin et qui a été faite par M. Deslandres. La cathode avait la forme d'un demi-cylindre de révolution placé de telle manière que l'axe de ce cylindre et son prolongement ne s'écartaient pas beaucoup de la paroi du tube ; la hauteur du cylindre pouvait être de 1 cm 1/2, son rayon de 3 cm ; la portion de la paroi voisine de son axe et de son prolongement s'illuminait vivement, non seulement à la hauteur de la cathode mais à 5 ou 6 cm au-dessus et au-dessous. Il y a sans doute là un phénomène de déviation des rayons cathodiques analogue à ceux que je viens de décrire ; de nouvelles expériences pourront seules permettre de se prononcer sur ce point.

D'un autre côté, cette déviation des rayons cathodiques qui se produit dans ces « surfaces d'interférence » fait penser tout de suite à la « déflexion électrostatique » observée par Godstein, ou bien encore à la répulsion apparente des rayons cathodiques observée par Crookes.

Voyons maintenant dans quelle mesure on est fondé à voir dans ces apparences une véritable interférence.

Cherchons pour cela à leur appliquer les formules ordinaires des interférences. Soit τ la période des vibrations, t le temps ; soient $\lambda + x$ et $\lambda - x$ les distances du point envisagé aux deux cathodes ; α et β les longueurs des deux fils conducteurs, V et W les vitesses de propagation de la perturbation dans l'air raréfié et dans les fils.

Le déplacement dû au rayon émané de la première cathode sera

$$A \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{\alpha}{W} - \frac{\lambda + x}{V}\right)$$

et celui qui est dû au rayon de la deuxième cathode sera

$$A \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{\beta}{W} - \frac{\lambda - x}{V}\right).$$

Le déplacement total sera :

$$2\,A \sin \frac{2\pi}{\tau}\left(t - \frac{\alpha+\beta}{2\,W} - \frac{t}{V}\right) \cos \frac{2\pi}{\tau}\left(\frac{\alpha-\beta}{2\,W} + \frac{x}{V}\right)$$

et l'intensité du rayon résultant sera :

$$4\,A^2 \cos^2 \frac{2\pi}{\tau}\left(\frac{\alpha-\beta}{2\,W} + \frac{x}{V}\right).$$

Si les deux conducteurs sont égaux, $\alpha = \beta$; et cette expression se réduit à

$$4\,A^2 \cos^2 \frac{2\pi x}{\tau V}. \tag{1}$$

Cette expression présente en effet un maximum pour $x = 0$; et le lieu des points où ce maximum est atteint correspond à la « surface d'interférence » de M. Jaumann. Mais dans le voisinage de ce maximum, ainsi qu'il arrive d'ailleurs pour tous les maxima, les variations de la fonction sont très lentes. Au lieu d'une surface d'interférence mince et nettement tranchée, on aurait un maximum à peine marqué.

A vrai dire, les franges d'interférence ordinaires présentent des maxima bien nets; les variations de la fonction (1) peuvent être en effet assez rapides, mais à la condition que τ soit très petit; mais s'il en était ainsi, nous devrions observer entre les deux cathodes un grand nombre de maxima.

En résumé, les apparences observées ne peuvent pas être représentées par la fonction (1); elles pourraient l'être par la fonction

$$\frac{\alpha}{x^2 + \beta} \tag{1 bis}$$

où α et β sont deux constantes très petites.

Supposons maintenant que les deux conducteurs soient inégaux et que $\alpha \lesseqgtr \beta$.

Le maximum sera alors atteint pour

$$x = \frac{\beta - \alpha}{2} \frac{V}{W}:$$

On voit que cette expression de x est indépendante de τ, c'est-à-dire de la période. Si donc on suppose qu'on ait une superposition de divers rayons cathodiques de période différente, la surface d'interférence serait déplacée de la même quantité pour chacun d'eux; la surface observée ne serait donc que déplacée et non pas élargie.

A moins qu'on n'admette que ces rayons ne se propagent pas avec la même vitesse et que V dépend de τ. Cette hypothèse n'aurait du reste rien d'absurde.

Mais ce n'est pas tout. Dans la surface d'interférence, les rayons ne sont pas seulement rendus plus intenses, mais ils sont déviés, de sorte qu'ils vont exciter des régions où ils ne pénétreraient pas s'il n'y avait qu'une seule cathode. On ne comprendrait pas qu'un point du tube fût atteint par une perturbation résultante qui, dans l'hypothèse des interférences, serait la simple superposition de deux composantes dont aucune séparément n'atteindrait ce point.

En résumé, l'*assimilation de ces phénomènes aux interférences n'est pas justifiée;* ils semblent n'être qu'une forme nouvelle de la déviation électrostatique observée par Goldstein et Crookes. Les rayons cathodiques émanés de l'une des cathodes sont déviés par la répulsion de l'autre cathode et forcés de prendre une autre direction; sur les deux cathodes le potentiel est le même, il est négatif et très grand; si l'on va de l'une à l'autre, il croît d'abord (en valeur relative) jusqu'à un certain maximum, pour décroître ensuite. Pour raison de symétrie, ce maximum doit être atteint à mi-chemin des deux cathodes.

Les rayons s'éloignent de l'une des cathodes et continuent leur chemin tant que le potentiel croît; quand il recommence à décroître, ils sont déviés, d'où il résulte une concentration de ces rayons dans la région où le maximum du potentiel est atteint. C'est cette région qui constitue la soi-disant surface d'interférence.

Qu'arrive-t-il alors quand les deux cathodes sont reliées à la bobine par deux fils de longueur différente?

La perturbation électrique étant périodique, les potentiels des deux cathodes varieront périodiquement; mais comme il y a une différence de marche, ces deux potentiels n'atteindront pas leur maximum en même temps ; à un certain moment de la période, le potentiel de la première cathode sera plus grand que celui de la seconde, à un autre moment ce sera le contraire.

Soient alors V_1 et V_2 les potentiels des deux cathodes à un instant quelconque ; $\lambda + x$ et $\lambda - x$ les distances du point considéré aux deux cathodes.

Lorsque x variera de $-\lambda$ à $+\lambda$, le potentiel variera de V_1 à V_2 mais en passant par un maximum. Ce maximum sera atteint pour $x = x_0$. Mais cette fois, comme V_1 n'est pas égal à V_2, il n'y a plus de raison pour que $x_0 = 0$.

Si $V_1 > V_2$, on aura $x_0 < 0$; si au contraire $V_1 < V_2$, on aura $x_0 > 0$.

La « surface d'interférence » correspondra aux points tels que $x = x_0$.

Mais comme la différence $V_1 - V_2$ est variable et change de signe dans le courant de la période, x_0 oscillera entre certaines limites, par conséquent la surface d'interférence occupera des positions différentes aux divers instants de la période, de sorte que pour l'observateur elle semblera s'épaissir.

LA THÉORIE DE M. JAUMANN

Écrivons les équations de Maxwell-Hertz sous la forme suivante :

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\varepsilon X) &= \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} \\ \frac{d}{dt}(\varepsilon Y) &= \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} \\ \frac{d}{dt}(\varepsilon Z) &= \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\mu L) &= \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \\ \frac{d}{dt}(\mu M) &= \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} \\ \frac{d}{dt}(\mu N) &= \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Dans ces équations X, Y, Z sont les composantes de la force électrique ; L, M, N celles de la force magnétique, ε la constante diélectrique, μ la constante magnétique du milieu ; enfin j'ai supposé qu'on ait choisi des unités telles que la vitesse de la lumière soit égale à 1.

De ces équations on tire :

$$\left.\begin{aligned} \frac{d(\varepsilon X)}{dx} + \frac{d(\varepsilon Y)}{dy} + \frac{d(\varepsilon Z)}{dz} &= 0 \\ \frac{d(\mu X)}{dx} + \frac{d(\mu Y)}{dy} + \frac{d(\mu Z)}{dz} &= 0. \end{aligned}\right. \quad (4)$$

Si l'on regarde les constantes ε et μ comme inaltérées par la perturbation, si X, Y, Z, L, M, N sont les seules variables, ces équations sont linéaires. Mais l'hypothèse que fait M. Jaumann, c'est précisément que ε et μ ne sont pas des constantes absolues, mais dépendent de l'état du champ électromagnétique (au moins dans les gaz raréfiés).

Les équations cessent alors d'être linéaires, ce qui, dit M. Jaumann, peut présenter des avantages pour l'explication de certains phénomènes. « Nun haben die höheren electrischen Vorgänge einen entschieden *nichtsuperpositorischen* Charakter. (*Z. B. Entladung durch Licht, gegenseitige Abstossung der Kathodenstrahlen,* etc.) »

Supposons donc que toutes nos quantités

$$X, Y, Z ; L, M, N ; \varepsilon, \mu$$

éprouvent des oscillations très petites autour de leurs valeurs moyennes

$$X_0, Y_0, Z_0\ L_0 ; M_0, N_0, \varepsilon_0, \mu_0$$

et que l'amplitude de ces oscillations soit très petite par rapport à ces valeurs moyennes.

Alors $\frac{d\varepsilon}{dt}$ et $\varepsilon - \varepsilon_0$ seront très petits par rapport à ε_0, $\frac{dX}{dt}$ et $X - X_0$ très petits par rapport à X_0.

Nous pouvons écrire

$$\frac{d}{dt}(\varepsilon X) = \frac{d\varepsilon}{dt} X_0 + \frac{d\varepsilon}{dt}(X - X_0) + \varepsilon_0 \frac{dX}{dt} + (\varepsilon - \varepsilon_0)\frac{dX}{dt}.$$

Le second et le quatrième terme sont très petits par rapport au premier et au troisième et peuvent être négligés, de sorte que les équations (2) peuvent s'écrire :

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_0 \frac{dX}{dt} + X_0 \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{dM}{dz} - \frac{dN}{dy} \\ \varepsilon_0 \frac{dY}{dt} + Y_0 \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{dN}{dx} - \frac{dL}{dz} \\ \varepsilon_0 \frac{dZ}{dt} + Z_0 \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{dL}{dy} - \frac{dM}{dx} \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

De même les équations (3) deviennent

$$\left.\begin{aligned} \mu_0 \frac{dL}{dt} + L_0 \frac{d\mu}{dt} &= \frac{dZ}{dy} - \frac{dY}{dz} \\ \mu_0 \frac{dM}{dt} + M_0 \frac{d\mu}{dt} &= \frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} \\ \mu_0 \frac{dN}{dt} + N_0 \frac{d\mu}{dt} &= \frac{dY}{dx} - \frac{dX}{dy} \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Il y a deux cas où ces équations se réduisent à celles de Maxwell et où par conséquent la propagation d'une onde longitudinale demeure impossible. :

1° Quand $\frac{d\varepsilon}{dt}, \frac{d\mu}{dt}$ sont très petits; et que les deux quantités ε et μ sont sensiblement constantes, c'est-à-dire dans tous les milieux, sauf dans les gaz raréfiés;

2° Quand $X_0, Y_0, Z_0, L_0, M_0, N_0$ sont très petits, c'est-à-dire quand les phénomènes ne se passent pas dans un champ électrique ou magnétique très intense.

Dans ces deux cas, en effet, le terme additionnel $X_0 \frac{d\varepsilon}{dt}$ devient négligeable de même que tous les termes analogues.

On s'expliquerait ainsi, d'après M. Jaumann, que les ondes longitudinales, c'est-à-dire les rayons cathodiques, ne puissent se produire que dans les gaz raréfiés et en présence d'un champ électrique intense.

Maintenant pourquoi les quantités ε et μ seraient-elles variables dans les gaz raréfiés tandis qu'elles sont constantes dans tous les autres milieux?

M. Jaumann pense qu'un milieu très rare est plus sensible qu'un autre aux causes qui tendent à faire varier ces quantités; la résistance opposée à ces causes par un milieu serait ainsi comparable à une sorte d'inertie d'autant plus grande que ce milieu serait plus dense.

Il reste à établir les lois de ces variations; mais sur ce point nous en sommes réduits aux hypothèses. Voici celle qu'adopte M. Jaumann en s'appuyant sur des considérations de symétrie et sur des analogies que je ne développerai pas ici; il admet les deux équations suivantes :

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{d}{dx}(\varepsilon_0 X) + \frac{d}{dy}(\varepsilon_0 Y) + \frac{d}{dz}(\varepsilon Z) \quad (7)$$

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\mu}{dt} = \frac{d}{dx}(\varepsilon_0 X) + \frac{d}{dy}(\varepsilon_0 Y) + \frac{d}{dz}(\varepsilon_0 Z) \quad (8)$$

où β et γ sont des constantes dépendant de la nature du milieu.

Le second membre de l'équation (7) (ou de l'équation 8) que je désignerai pour abréger par θ, est proportionnel à la densité électrique au point considéré.

Les ondes transversales continuent à se propager dans un pareil milieu suivant les lois ordinaires.

Si en effet nous faisons :

$$\theta = 0, \quad \varepsilon = \varepsilon_0, \quad \mu = \mu_0.$$

les équations (7) et (8) sont satisfaites et les équations (5) et (6) se réduisent aux équations de Maxwell. Ces dernières sont d'ailleurs compatibles avec l'équation

$$\theta = 0$$

qui exprime simplement la transversalité des vibrations.

Mais ce milieu devient en même temps capable de propager *dans un seul sens* des vibrations longitudinales.

On satisfait en effet aux équations (5), (6), (7), (8) en faisant :

$$L = M = N = L_0 = M_0 = N_0 = 0, \quad (9)$$

$$X = Y = X_0 = Y_0 = 0, \quad (10)$$

$$\varepsilon_0 = \mu_0 = Z_0 = \text{constante}, \quad (11)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \beta\theta = \beta\varepsilon_0 \frac{dZ}{dz}, \quad \frac{d\mu}{dt} = \gamma\theta = \gamma\varepsilon_0 \frac{dZ}{dz}, \quad (12)$$

$$\varepsilon_0 \frac{dZ}{dt} + Z_0 \beta\varepsilon_0 \frac{dZ}{dz} = 0; \quad (13)$$

d'où :

$$Z = \text{fonction arbitraire de } (z - \beta Z_0 t). \quad (14)$$

Les équations (9) expriment qu'il n'y a pas de champ magnétique, ni constant, ni variable.

Les équations (10) expriment que la vibration électrique est partout parallèle à l'axe des z; les équations (11) que le champ électrique moyen est uniforme et le milieu homogène; les équations (12) donnent dès lors des variations de ε et de μ; celles de μ n'ont d'ailleurs aucune influence puisque le champ magnétique est nul.

L'équation (13) s'intègre immédiatement et donne l'équation (14) qui exprime que le plan de l'onde est perpendiculaire à l'axe des z et par conséquent à la vibration électrique; cette vibration est donc *longitudinale*.

DISCUSSION

Différentions la première équation (5) par rapport à x, la seconde par rapport à y, la troisième par rapport à z et ajoutons; il viendra :

$$\frac{d}{dx}\left(\varepsilon_0 \frac{dX}{dt}\right)+\frac{d}{dy}\left(\varepsilon_0 \frac{dY}{dt}\right)+\frac{d}{dz}\left(\varepsilon_0 \frac{dZ}{dt}\right)+$$
$$+\frac{d}{dx}\left(\frac{d\varepsilon}{dt} X_0\right)+\frac{d}{dy}\left(\frac{d\varepsilon}{dt} Y_0\right)+\frac{d}{dz}\left(\frac{d\varepsilon}{dt} Z_0\right)=0.$$

Mais :

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\beta\theta \tag{7}$$

et d'autre part :

$$\varepsilon_0 \frac{dX}{dt}=\frac{d(\varepsilon_0 X)}{dt}; \quad \frac{d}{dx}\left(\varepsilon_0 \frac{dX}{dt}\right)=\frac{d}{dt}\left[\frac{d(\varepsilon_0 X)}{dx}\right].$$

Donc :

$$\sum \frac{d}{dt}\left(\varepsilon_0 \frac{dX}{dt}\right)=\frac{d}{dt}\sum \frac{d(\varepsilon_0 X)}{dx}=\frac{d\theta}{dt}.$$

Notre équation devient donc, en la divisant par β :

$$\frac{1}{\beta}\frac{d\theta}{dt}+\frac{d}{dx}(X_0\theta)+\frac{d}{dy}(Y_0\theta)+\frac{d}{dz}(Z_0\theta)=0. \tag{15}$$

La fonction θ satisfait donc à une équation aux dérivées partielles du premier ordre dont l'intégration est facile. L'intégration du système (5), (6), (7), (8) s'achèverait ensuite aisément quelles que soient les expressions des fonctions données ε_0, μ_0, X_0, Y_0, Z_0, L_0, M_0, N_0 en fonctions de x, y et z.

Mais l'interprétation est encore facilitée par les circonstances suivantes :

1° Le milieu différant peu du vide, on devra avoir :

$$\varepsilon_0=\mu_0=1.$$

2° Le champ électrique moyen devant être considéré comme champ constant, on aura, s'il n'y a pas de charge électrique constante dans le gaz raréfié :

$$X_0=\frac{dV_0}{dx}, \quad Y_0=\frac{dV_0}{dy}, \quad Z_0=\frac{dV_0}{dz},$$
$$\Delta V_0=0;$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$$\frac{dX_0}{dx}+\frac{dY_0}{dy}+\frac{dZ_0}{dz}=0. \tag{16}$$

3° Le champ magnétique moyen doit satisfaire de même aux conditions

$$L_0=\frac{d\Omega_0}{dx}; \quad M_0 \frac{d\Omega_0}{dy}; \quad N_0=\frac{d\Omega_0}{dz};$$
$$\Delta\Omega_0=0;$$
$$\frac{dL_0}{dx}+\frac{dM_0}{dy}+\frac{dN_0}{dz}=0. \tag{17}$$

A cause de l'équation (16), l'équation (15) devient :

$$\frac{1}{\beta}\frac{d\theta}{dt}+X_0\frac{d\theta}{dx}+Y_0\frac{d\theta}{dy}+Z_0\frac{d\theta}{dz}=0. \tag{15 bis}$$

L'intégration de cette équation se ramène à celle du système :

$$\beta dt=\frac{dx}{X_0}=\frac{dy}{Y_0}=\frac{dz}{Z_0}. \tag{18}$$

Or les équations :

$$\frac{dx}{X_0}=\frac{dy}{Y_0}=\frac{dz}{Z_0}$$

sont les équations différentielles des lignes de force électrique.

Supposons que ces lignes de force soient connues et soient :

$$u=f_1(x, y, z)$$
$$v=f_2(x, y, z)$$

leurs équations en termes finis, où je suppose que f_1 et f_2 sont des fonctions données d'x, y, z et où u et v sont deux constantes arbitraires.

Prenons pour variables u, v, et V_0 et soit

$$F_0=\sqrt{X_0^2+Y_0^2+Z_0^2}$$

la force électrique. Les équations (18) deviendront :

$$du=dv=0; \quad \beta dt=\frac{dV_0}{F_0^2}$$

et l'équation (15 *bis*) devient :

$$\frac{1}{\beta}\frac{d\theta}{dt}+F_0^2\frac{d\theta}{dV_0}=0.$$

L'intégrale $\int \frac{dV_0}{F_0^2}$ prise le long d'une ligne de force à partir d'une origine quelconque peut être regardée comme une fonction connue de x, y, z que j'appelle ω. Nous pourrons prendre maintenant pour variables nouvelles u, v, ω, au lieu de u, v, V_0

L'équation (15 *bis*) devient alors :

$$\frac{d\theta}{dt} + \beta \frac{d\theta}{d\omega} = 0$$

dont l'intégrale générale est :

$\theta =$ fonction arbitraire de u, v et $\omega - \beta t$.

La fonction θ peut maintenant être regardée comme connue.

D'autre part, comme ε_0 est égal à 1, il vient :

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = \theta. \qquad (19)$$

Si nous différentions la première équation (5) par rapport à t, et si nous observons que X_0 ne dépend pas de t et que $\frac{d\varepsilon}{dt} = \beta\theta$, et $\varepsilon_0 = 1$, nous aurons :

$$\frac{d^2X}{dt} + \beta X_0 \frac{d\theta}{dt} = \frac{d^2M}{dz\,dt} - \frac{d^2N}{dx\,dt}. \qquad (20)$$

D'autre part, en différentiant les équations (6) nous trouvons :

$$\begin{aligned} \frac{d^2M}{dz\,dt} + \gamma \frac{d}{dz}(M_0\,\theta) &= \frac{d^2X}{dz^2} - \frac{d^2Z}{dx\,dz} \\ \frac{d^2N}{dy\,dt} + \gamma \frac{d}{dy}(N_0\,\theta) &= -\frac{d^2X}{dy^2} + \frac{d^2Y}{dx\,dy}. \end{aligned} \qquad (21)$$

En combinant les opérations (20) et (21) on trouve :

$$\frac{d^2X}{dt^2} + \beta X_0 \frac{d\theta}{dt} = \gamma \left[\frac{d}{dy}(N_0\,\theta) - \frac{d}{dz}(M_0\,\theta)\right] + \Delta X - \frac{d}{dx}\left(\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz}\right)$$

ou

$$\frac{d^2X}{dt^2} - \Delta X = -\beta X_0 \frac{d\theta}{dt} + \gamma\left(\frac{dN_0\theta}{dy} - \frac{dM_0}{dz}\right) - \frac{d\theta}{dx}. \qquad (22)$$

Le second membre de (22) peut être considéré comme une fonction connue de x, y, z et t, que j'appellerai :

$$\Phi_1(x, y, z, t).$$

L'équation (22) admet alors l'intégrale suivante :

$$= \frac{1}{4\pi} \int \frac{\Phi_1(x', y', z', t - r)}{\pi}\, d\tau'. \qquad (23)$$

L'intégration doit être étendue à tous les éléments de volume $d\tau'$ de l'espace ; x', y', z sont les coordonnées de l'élément $d\tau'$ et r est la distance du point x, y, z au point x', y', z'.

Les autres composantes Y et Z satisferont alors à des équations de même forme que (22) :

$$\begin{aligned} \frac{d^2Y}{dt^2} - \Delta Y &= \Phi_2, \\ \frac{d^2Z}{dt^2} - \Delta Z &= \Phi_3, \end{aligned} \qquad (22\ bis)$$

où Φ_2 et Φ_3 sont des fonctions formées de la même manière que Φ_1 et que l'on peut regarder comme connues,

Les équations (22 *bis*) admettront alors comme intégrales :

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{4\pi}\int \Phi_2(x', y', z', t - r)\, \frac{d\tau'}{r} \\ Z &= \frac{1}{4\pi}\int \Phi_3(x', y', z', t - r)\, \frac{d\tau'}{r}. \end{aligned} \qquad (23\ bis)$$

Il est aisé de vérifier que les intégrales (23) et (23 *bis*) satisfont à la condition (19); car les trois fonctions $\Phi_1(x, y, z, t)$, $\Phi_2(x, y, z, t)$, $\Phi_3(x, y, z, t)$, satisfont, en tenant compte de l'équation (15 *bis*), à la condition :

$$\frac{d\Phi_1}{dx} + \frac{d\Phi_2}{dy} + \frac{d\Phi_3}{dz} = \frac{d^2\theta}{dt^2} - \Delta\theta.$$

Cela posé, on peut se demander si les équations (23) et (23 *bis*) nous donnent la seule solution du système (5), (6), (7), (8), en supposant que θ soit une fonction donnée satisfaisant à (15 *bis*).

Supposons que ce système, ou, ce qui revient au même, le système (22), (22 *bis*), (19) admette deux solutions :

$$X, Y, Z \text{ et } X', Y', Z'.$$

Il est clair que l'on aura :

$$\frac{d^2(X - X')}{dt^2} = \Delta(X - X'), \quad \frac{d^2(Y - Y')}{dt^2} = \Delta(Y - Y), \quad \frac{d^2(Z - Z')}{dt^2} = \Delta(Z - Z')$$

$$\frac{d}{dx}(X - X') + \frac{d}{dy}(Y - Y') + \frac{d}{dz}(Z - Z') = 0$$

ce qui montre que $X - X', Y - Y', Z - Z'$ sont les composantes d'une vibration transversale satisfaisant aux équations ordinaires de Maxwell.

**

Une perturbation quelconque peut donc être regardée comme la superposition d'une onde transversale ordinaire et d'une perturbation définie par les équations (23) et (23 *bis*).

DIRECTION DES RAYONS CATHODIQUES

Supposons qu'à l'origine du temps la perturbation soit limitée à une région très petite R; en dehors de cette région θ sera nul pour $t = 0$. Mais d'autre part θ doit être fonction de u, v et $\omega - \beta t$.

Si donc par les différents points de R nous menons des lignes de force, ces lignes de force définiront un tube de force T, extrêmement délié puisque la région R est supposée très petite.

En dehors de ce tube, θ sera et restera toujours nul; il y aura encore en dehors de ce tube des perturbations, puisque l'équation (23) montre que chacun des éléments $d\tau'$ du tube T agit comme un centre d'ébranlement et envoie des ondulations dans tous les sens. Mais *il n'y aura que des perturbations transversales,* puisque l'équation $\theta = 0$ exprime précisément la transversalité.

Le phénomène cathodique proprement dit est donc confiné dans le tube T.

Supposons que l'on place sur le trajet des rayons un écran percé d'une étroite ouverture; dans le plan de l'écran, la perturbation sera limitée à l'ouverture; si par les divers points de cette ouverture, on mène des lignes de force définissant un tube de force T, le phénomène cathodique sera confiné dans le tube T.

En d'autres termes, *si la théorie de M. Jaumann était vraie, les rayons cathodiques devraient suivre les lignes de force électrique.*

Ils ne seraient donc pas rectilignes et ils iraient de la cathode à l'anode.

ACTION DE L'AIMANT

Cette conclusion subsiste, qu'il y ait ou non un champ magnétique. Les lignes de force électrique ne sont pas déviées par l'aimant. *Les rayons cathodiques ne devraient donc pas non plus être déviés par l'aimant.*

La fonction θ ne dépend aucunement de L_0, M_0, N_0; le champ magnétique exerce cependant une influence sur la perturbation puisque Φ_1, Φ_2, Φ_3 contiennent des termes dépendant de L_0, M_0, N_0, mais cette influence ne fait qu'y ajouter une perturbation purement transversale.

Le calcul de M. Jaumann, page 177 du mémoire cité, ne prouve pas que le rayon est dévié; mais que le plan de l'onde change d'orientation au moins dans l'exemple assez particulier qu'il a choisi. Mais il n'y a pas de raison de supposer que le rayon soit perpendiculaire au plan de l'onde. La direction du rayon reste définie par l'équation (15 *bis*) qui demeure valable.

La théorie de M. Jaumann est donc incapable d'expliquer la déviation magnétique.

LUMIÈRE LONGITUDINALE

D'après M. Jaumann, la lumière transversale ordinaire est accompagnée dans les gaz raréfiés d'une composante longitudinale et c'est par cette composante qu'il explique, comme je l'ai dit plus haut, le terme $B \sin^2 \alpha$ donné par les expériences de Elster et Geitel.

Mais nous avons vu plus haut que les perturbations transversales se propagent dans le milieu imaginé par M. Jaumann, en se conformant exactement aux équations de Maxwell.

Si en effet on fait $\theta = 0$, les termes complémentaires $X_0 \frac{d\varepsilon}{dt}$, $L_0 \frac{d\mu}{dt}$, etc., disparaissent et on retombe sur les équations de Maxwell.

Si donc il n'y a pas à l'origine du temps, de perturbation longitudinale il ne s'en produira jamais.

M. Jaumann croit le contraire; il croit par exemple que la lumière transversale, en se réfléchissant, doit produire une composante longitudinale.

Il est aisé de voir d'où provient son erreur. Il suppose que dans la couche de passage très mince qui sépare les deux milieux, on doit avoir :

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0. \qquad (24)$$

Il ne peut en être ainsi; les expériences de Fresnel nous apprennent en effet que des deux côtés de la surface de séparation de deux milieux les trois composantes de la force magnétique et les deux composantes tangentielles de la force électrique sont continues, mais que la composante de la force électrique est discontinue.

Cette composante normale serait continue si l'équation (24) était vraie.

Dans la couche de passage, ce n'est pas l'équation (24) qui doit être satisfaite, mais l'équation

$$\frac{d\,(\varepsilon_0 X)}{dx} + \frac{(d\,\varepsilon_0 Y)}{dy} + \frac{d\,(\varepsilon_0 Z)}{dz} = 0. \qquad (25)$$

(*A suivre.*)

H. POINCARÉ,
de l'Institut.

L'ÉLECTRICITÉ
A
L'EXPOSITION NATIONALE SUISSE[1]

MACHINES ET DISPOSITIFS A SIGNALER A L'EXPOSITION NATIONALE SUISSE

LA COMMUTATRICE ALIOTH

Le problème de la transformation du courant alternatif (mono ou polyphasé) en courant continu ou vice versa nécessite généralement. comme on sait, l'emploi de transformateurs rotatifs. Ces appareils se composent le plus souvent de deux machines distinctes l'une à courant continu l'autre à courant alternatif dont les enroulements induits sont disposés sur le même arbre.

La commutatrice Alioth se distingue de ce genre de machines par le fait qu'elle ne possède qu'un seul enroulement induit.

D'autre part, dans les transformateurs rotatifs ordinaires, il est possible par le choix des enroulements d'obtenir un rapport de transformation quelconque entre la tension du courant alternatif et celle du courant continu. Dans la commutatrice, au contraire, ce rapport est invariable par le principe même de la machine. Si donc on désire un rapport de transformation déterminé il faudra joindre à la commutatrice un transformateur statique convenablement approprié.

Néanmoins l'ensemble du transformateur et de la commutatrice sera souvent moins coûteux qu'une double machine à deux enroulements, et à plus forte raison que deux machines distinctes. C'est cette raison qui explique le succès que la commutatrice a obtenu ces dernières années.

Elle peut être utilisée comme moteur synchrone.

Quant au rendement de la machine, il est tout à fait du même ordre que celui d'une génératrice à courant continu. Dans le cas où la commutatrice est combinée avec un transformateur statique, on peut estimer à 12 p. 100 la perte à pleine charge de la transformation.

Au point de vue de sa construction la commutatrice Alioth est une machine à courant continu munie d'une part du collecteur ordinaire et d'autre part de bagues métalliques avec balais frotteurs, en communication avec les divers segments du fil induit. Ces bagues seront naturellement au nombre de 2, 4 ou 3, suivant que l'on a affaire au courant alternatif, mono, bi ou triphasé.

La figure 7 représente une double machine destinée à transformer du courant biphasé en courant continu dans le but d'alimenter un réseau d'éclairage à trois conducteurs.

Elle sera prochainement installée à la station centrale de l'Ile (Genève) où plusieurs machines analogues fonctionnent déjà.

---

[1] Voir *L'Éclairage Électrique*, des 10, 24 octobre et 31 octobre, p. 156 et 217.

Tome IX. Samedi 14 Novembre 1896. 3e Année. — N° 46.

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTEUR SCIENTIFIQUE : J. BLONDIN

SECRÉTAIRE DE LA RÉDACTION : G. PELLISSIER

LES RAYONS CATHODIQUES

ET LA THÉORIE DE JAUMANN (1)

NOUVELLES EXPÉRIENCES DE M. JAUMANN

Quand j'eus démontré que dans la théorie proposée, les rayons cathodiques doivent suivre les lignes de force, M. Jaumann ne renonça pas à sa théorie; mais il conclut que, par un mécanisme qu'il restait à expliquer, les lignes de force électrique devaient dans un tube de Crookes devenir rectilignes. Les charges électriques sur le verre tendent, d'après lui, à prendre une distribution telle que les lignes de force se réduisent à des lignes droites. C'est ce que M. Jaumann appelle la « Selbststreckung » des rayons cathodiques.

Il faut, dit-il, qu'il existe une loi d'après laquelle les rayons cathodiques ont, quelles que soient les circonstances, l'effet de charger le verre de telle sorte que les lignes de force statiques se rapprochent le plus possible de la ligne droite.

C'est en vue de vérifier cette conception que M. Jaumann a entrepris une nouvelle série d'expériences.

Il a pensé tout d'abord que, si ses idées étaient exactes, l'approche d'un corps électrisé devait devier les rayons cathodiques au moins momentanément. En effet, le champ électrique s'en trouve modifié, et les lignes de force déformées. Ce n'est qu'au bout d'un certain temps que, par le mécanisme mystérieux que M. Jaumann appelle la Selbststreckung, les rayons cathodiques peuvent modifier les charges de la paroi de verre, de telle façon que les lignes de force redeviennent rectilignes.

Mais Voller et Hertz n'ayant pu obtenir de déviation électrostatique sensible, M. Jaumann conclut que dans les circonstances ordinaires les rayons sont trop intenses pour que cette déviation puisse se produire. De là l'idée d'affaiblir ces rayons. D'autre part la déviation des lignes de force par l'approche d'un corps électrisé paraît devoir être d'autant plus forte que la charge du verre est plus faible.

Telles sont les idées qui ont guidé M. Jaumann dans ses expériences et l'ont conduit à opérer avec des rayons cathodiques très faibles.

DISPOSITIONS EXPÉRIMENTALES

Pour cela, il plonge complètement le tube de Crookes dans un vase de verre rempli d'huile. La cathode, placée à la partie inférieure du tube, a la forme d'un plateau légèrement concave. L'anode est une plaque métallique plongée dans l'huile et par conséquent *extérieure* au tube; elle se trouve séparée de la paroi extérieure du tube par une couche de 1 à 2 cm d'huile.

La différence de potentiel des deux élec-

(1) Voir *L'Éclairage Électrique* du 7 novembre, p. 241.

trodes était d'environ 9 000 volts; mais il ne passait qu'un courant très faible à travers l'huile très mauvaise conductrice. Dans ces conditions, les rayons cathodiques sont si faibles que la fluorescence du verre ne peut être distinguée que quand les yeux se sont accoutumés à l'obscurité.

Ces dispositions, qui ont pour but d'affaiblir les rayons afin de les rendre plus déviables, peuvent être variées de diverses manières. On peut, par exemple, supprimer le bain d'huile et prendre comme anode un doigt touchant la paroi du tube.

DISTRIBUTION DES RAYONS

Dans ces conditions on observe la fluorescence verte en 3 points différents :

1° Sur la trace de la « surface d'interférence », qui bissecte l'angle rentrant formé par le plateau de la cathode et le fil qui y amène le courant (ce fil aboutit au centre de ce plateau normalement au plan du plateau);

2° Du bord du plateau partent dans toutes les directions radiales des rayons qui dessinent sur le verre un anneau lumineux;

3° Enfin un faisceau de rayons normaux au plan du plateau forment une tache fluorescente de la partie supérieure du tube; c'est de ce faisceau et de cette tache qu'il sera uniquement question dans ce qui va suivre.

« On peut, dit M. Jaumann, en faisant varier la forme de la cathode aller de ce faisceau par degrés insensibles aussi bien au « foyer » de Crookes qu'aux surfaces d'interférence. » Une connaissance complète de ces passages insensibles présenterait un intérêt capital; malheureusement l'auteur ne donne pas d'autres détails.

Cette tache fluorescente se compose de deux parties distinctes que M. Jaumann appelle la *tache principale* et la *figure annulaire*.

La tache principale se réduit à un cercle dont l'éclat décroît du centre à la circonférence; la figure annulaire se compose d'un centre brillant entouré d'un anneau obscur et d'un anneau brillant.

Dans les conditions ordinaires, la figure annulaire est très brillante, mais son éclat diminue plus rapidement que celui de la tache principale quand on affaiblit les rayons, de sorte que dans les expériences de M. Jaumann elle était beaucoup plus faible que cette tache principale.

La tache principale et la figure annulaire sont également déviables par l'aimant; mais *la première est sensible à la déviation électrostatique tandis que la seconde ne l'est pas*.

On rapprochera ce résultat d'une expérience de M. Birkeland [1].

M. Birkeland, ayant pris un tube avec une anode percée d'une fente étroite a observé l'image de cette fente sur le fond du tube.

« A une pression assez faible, dit-il, et en employant des décharges d'une assez grande tension, j'ai distingué 2 et même souvent 3 raies fines se recouvrant presque l'une l'autre. On obtient un écartement plus grand d'une de ces lignes avec les autres *en touchant du doigt la boule de verre*...; par ce procédé, *une* des raies fines sera déviée vers le côté du doigt à peu près de 2 mm (l'anode est à la terre) tandis que les autres restent immobiles. »

La raie mobile est évidemment analogue à la tache principale de M. Jaumann et les 2 raies immobiles à la figure annulaire.

DÉVIATION DES RAYONS PAR L'ANODE

Avec la disposition adoptée, on peut faire facilement varier la position de l'anode, puisque cette anode est extérieure au tube. On voit alors qu'en la plaçant à une certaine hauteur on fait coïncider le centre de la tache principale et celui de la figure annulaire.

Dès qu'on soulève l'anode, le centre de la tache principale semble attiré et finit par atteindre l'anneau clair extérieur de la figure annulaire, qu'elle ne peut d'ailleurs dépasser quand on continue à soulever l'anode.

De même quand on abaisse l'anode, le

[1] *Comptes rendus*, t. CXXII. — *L'Éclairage Électrique*, t. IX, p. 274, 7 novembre 1896.

centre de la tache principale est repoussé sans jamais dépasser l'anneau extérieur.

Cette attraction de la tache principale par l'anode est *durable* et, contrairement à ce qui arrive pour les autres actions électrostatiques dont il nous reste à parler, elle subsiste tant que l'anode reste dans la même position.

ACTION ÉLECTROSTATIQUE

La tache principale est extrêmement sensible aux actions électrostatiques; il suffit d'agiter le doigt à 10 cm du vase qui contient l'huile pour provoquer des déplacements sensibles.

Si, près de ce vase, on abaisse rapidement un bâton de verre frotté jusqu'à la hauteur de la cathode, puis qu'on le maintienne dans cette position, les rayons sont repoussés. Le côté du tube voisin du bâton est envahi par une zone obscure et la tache principale est rejetée de l'autre côté. Mais au bout de 0,2 seconde elle revient en arrière, et le centre de la tache principale après quelques oscillations revient à sa position primitive.

Ramenons maintenant le bâton de verre à sa hauteur primitive, le rayon cathodique sera fortement attiré.

Une zone claire apparaît sur le côté opposé au bâton, s'élève, repousse la tache principale du côté du bâton, puis, au bout de 0,2 seconde revient en arrière, laisse la tache principale revenir à sa position primitive sans oscillation, et finalement s'éteint.

Quelle que soit d'ailleurs la manière dont on fait varier le champ électrique extérieur; que l'on déplace dans un sens quelconque un corps électrisé; que l'on fasse varier le potentiel de conducteurs extérieurs, les choses se passent de la même manière.

La tache principale se déplace d'abord pour revenir bientôt à sa position primitive.

Si l'appareil est placé entre les deux armatures d'un condensateur et qu'on le charge avec une différence de potentiel de 6 000 volts, le rayon est un instant attiré par l'armature négative; il reprend presque immédiatement sa direction primitive.

Si on décharge le condensateur, le rayon, d'abord attiré par l'armature positive, vient très rapidement à sa direction première.

Un conducteur chargé positivement, repousse d'abord le rayon quand on l'approche; un conducteur non chargé, comme la main par exemple, agit comme un corps positif si l'anode est à la terre, comme un corps négatif si la cathode est à la terre.

On remarquera que le sens du phénomène est précisément l'opposé du sens théorique :

Cette déviation du rayon est accompagnée d'une variation d'intensité. L'attraction est accompagnée et précédée d'un renforcement, la répulsion d'un affaiblissement des rayons.

Les deux phénomènes sont d'ailleurs indépendants. En effet un écran conducteur mis à la terre fait cesser la déviation, mais non la variation d'intensité. En enveloppant complètement le tube dans un cylindre de Faraday, on fait disparaître à la fois les deux phénomènes.

EXPLICATION DES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS

Cette déviation passagère peut s'expliquer de deux manières; on peut supposer qu'elle est due à la vitesse des corps électrisés.

M. Jaumann rejette cette explication, il suppose que les lignes de force sont déviées, quand le champ électrique varie (si par exemple on approche un conducteur chargé), les rayons cathodiques qui suivent ces lignes de force sont déviés également.

Mais ensuite intervient le mécanisme que M. Jaumann appelle la Selbststrekung; les rayons cathodiques, transportant avec eux des charges électriques, modifient la distribution de l'électricité à la surface du verre, et cela jusqu'à ce que les lignes de force soient redevenues rectilignes.

Les rayons cathodiques, redevenus rectilignes, suivent de nouveau leur route primitive.

Si maintenant le champ électrique *extérieur* redevient ce qu'il était au début (si on éloigne le conducteur chargé que l'on avait d'abord approché) les lignes de force sont de nouveau déviées (de sens contraire) de la première déviation et les rayons cathodiques avec elles. Mais cette déviation cesse promptement, parce que les rayons cathodiques modifient la distribution sur le verre jusqu'à ce que les lignes de force redeviennent rectilignes.

Les actions électrostatiques ne peuvent donc produire de déviations permanentes; à moins qu'il n'y ait une source permanente d'électricité qui vienne contre-balancer l'afflux constant dû aux rayons cathodiques et empêcher les diverses parties du verre de prendre des charges telles que les lignes de force redeviennent rectilignes.

C'est ce qui arrive quand on a une cathode ou anode amenant un courant permanent; c'est pour cela qu'une cathode dans l'expérience de Goldstein, que l'anode dans l'expérience de Jaumann que j'ai décrite plus haut exerçaient une action déviatrice permanente.

NOUVELLES OBJECTIONS

Cette explication ne supporte pas l'examen.

1° La théorie continue à ne pas rendre compte de la déviation magnétique; nous avons vu que d'après les équations de Jaumann, les rayons cathodiques doivent suivre les lignes de force électrique qu'il y ait ou non un champ magnétique.

On pourrait, il est vrai, supposer que la déviation magnétique n'est qu'un phénomène secondaire, que des courants règnent sur la surface du verre, et que ces courants, déviés par l'aimant, troublent la Selbststreckung.

M. Jaumann examine cette hypothèse, mais il la rejette, avec raison d'ailleurs. La déviation magnétique demeure donc inexpliquée.

2° La théorie ne rend pas compte non plus de l'existence de deux faisceaux de rayons, formant la tache principale et la figure annulaire, l'une déviable par les actions électrostatiques, l'autre insensible à ces actions.

3° L'expérience confirme bien la déviation *passagère* des rayons par les actions électrostatiques, mais cette déviation a lieu dans un sens opposé au sens théorique. Voici ce que M. Jaumann dit à ce sujet :

« Comme les expériences qui ont donné ce sens de la déviation ont été entreprises sur le fondement de ce théorème, que les rayons cathodiques suivent les lignes de force électrostatiques, je suis très éloigné d'abandonner ce théorème, à cause de cette discordance de signe. Au contraire, on doit chercher à en tirer de nouvelles conclusions.

» Comme les lignes de force négatives doivent néanmoins, même dans le vide, être repoussées par l'approche d'un corps chargé négativement, et comme on voit d'autre part que les rayons cathodiques qui suivent ces lignes sont attirés par ce corps, on doit conclure qu'on est mal renseigné sur le signe d'un quelconque des phénomènes qui se passent dans le tube. Le plus simple serait d'admettre que de la cathode partent des lignes de force, non pas négatives, mais remarquablement positives. »

Cette façon de raisonner paraîtra sans doute peu convaincante.

4° Enfin les lignes de force électrique ne peuvent pas affecter n'importe quelle configuration. Si elles sont rectilignes, elles doivent d'abord être normales à un système de surfaces qui sont les surfaces équipotentielles. Cette première condition sera remplie par les rayons cathodiques qui sont normaux à la surface de la cathode et à toutes les surfaces parallèles.

Mais ce n'est pas tout; les surfaces équipotentielles normales à un système de droites devront être des *surfaces parallèles* entre elles.

Elles doivent en outre être *isothermes*, à cause de l'équation :

$$\Delta V = 0.$$

Soit S_0 une des surfaces équipotentielles. Sur les normales à cette surface portons un segment de longueur constante l; le lieu des extrémités de ces segments est une surface S qui est aussi équipotentielle.

Le potentiel V sera fonction de l seulement et la force électrique

$$\frac{dV}{dl} = F(l)$$

sera aussi fonction de l seulement.

Considérons un tube de force quelconque; soit $d\sigma_0$ l'élément de surface qu'il découpe sur S_0, $d\sigma$ celui qu'il découpe sur S; on devra avoir en vertu du théorème du flux de force :

$$d\sigma_0 \, F(0) = d\sigma \, F(l),$$

c'est-à-dire que le rapport

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_0}$$

ne devra dépendre que de l.

Mais d'après une propriété connue des surfaces parallèles :

$$\frac{d\sigma}{d\sigma_0} = \left(1 + \frac{l}{R_1}\right) \left(1 + \frac{l}{R_2}\right),$$

R_1 et R_2 étant les deux rayons de courbure principaux de la surface S_0 au centre de gravité de l'élément $d\sigma_0$.

Pour que cette expression soit fonction de l seulement, il faut que les deux rayons de courbure R_1 et R_2 soient constants.

Or les seules surfaces qui satisfassent à cette condition sont la sphère et le cylindre de révolution.

Pour qu'un champ électrique ait ses lignes de force rectilignes, il faut donc que ces lignes de force soient normales à une sphère ou à un cylindre de révolution.

Mais il y a bien d'autres cas où les rayons cathodiques sont nettement rectilignes.

Prenons pour cathode un fil fin courbé en forme de circonférence; les rayons cathodiques seront normaux à une série de tores.

Donc dans ce cas ils ne suivent pas les lignes de force *à moins qu'on n'admette qu'il y a des charges électriques notables et constantes non seulement à la surface du verre, mais dans l'intérieur du tube dans l'air raréfié.*

La théorie de M. Jaumann ne supporte donc pas l'examen et j'ai peut-être trop longuement insisté sur sa réfutation; je ne le regrette pas, toutefois, puisque cela m'a été une occasion d'appeler l'attention sur des expériences intéressantes, qui, convenablement complétées et variées, contribueront peut-être un jour à nous faire connaître la vérité.

H. Poincaré,
de l'Institut.

LA LUMIÈRE A ARC

Parmi les phénomènes électriques il en est un certain nombre qui, malgré les nombreuses études dont ils ont été l'objet et tout en étant des premiers observés, sont encore loin d'être parfaitement connus, non pas seulement dans leur essence, mais dans leur mode de production. On peut même inverser cette proposition et dire que c'est précisément parce qu'ils ne sont pas complètement élucidés qu'ils ont donné et donnent encore lieu à tant de travaux. Au premier rang figure l'arc voltaïque; aussi nous empressons-nous de mettre sous les yeux de nos lecteurs le résumé de trois intéressantes conférences faites récemment sur ce sujet par le professeur Silvanus P. Thompson à la *Society of Arts* et reproduites par tous les journaux anglais et américains. Sans parler de la forme familière et démonstrative sous laquelle elles ont été publiées et dont elles devaient être dépouillées, il ne nous paraît pas indiqué de transcrire *in extenso* ce travail d'ensemble, malgré le vif intérêt qu'il présente sous la plume d'un savant si justement apprécié par sa clarté et par l'érudition dont sont entourées ses œuvres.

Nous nous bornerons à en extraire les données qui nous semblent condenser des résultats acquis ou ouvrir des horizons nouveaux. La plupart des phénomènes rappelés sont d'ailleurs connus de nos lecteurs, et leur condensation même, qui résume l'état actuel de la science, et leur coordination, font le principal mérite de cette exposition. Nous suivrons l'Auteur dans sa division très méthodique comprenant l'étude physique de l'arc