

La
Lumière Électrique

Précédemment

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE DES APPLICATIONS DE L'ÉLECTRICITÉ

La reproduction des articles de La Lumière Électrique est interdite.

SOMMAIRE

EDITORIAL, p. 5. — H. POINCARÉ. Sur la diffraction des ondes hertziennes (*Suite et fin*), p. 7. — A. TIAN. Sur l'emploi des soupapes électriques pour protéger les circuits inductifs au moment de l'interruption du courant, p. 13. — J. REZELMAN. Détermination de l'induction mutuelle entre les raccordements extérieurs, p. 16.

Extraits des publications périodiques. — *Théories et Généralités.* De l'effet du shuntage des bobines d'induction, G. HOWE, p. 21. — Sur l'existence des deux potentiels explosifs P. VILLARD et H. ABRAHAM, p. 22. — *Méthodes et appareils de mesures.* Quelques mesures sur un condensateur à celluloid, G. VALLAURI, p. 22. — *Etude, construction et essais de machines.* Sur le fonctionnement du moteur monophasé, G. BENISCHKE, p. 26. — *Transmission et distribution.* Construction de nouveaux tableaux de distribution à haute tension, W. VOCAL, p. 26. — *Chronique industrielle et financière.* — *Chronique financière*, p. 30. — *Renseignements commerciaux*, p. 32. — *Adjudications*, p. 32.

ÉDITORIAL

M. H. Poincaré termine aujourd'hui son importante étude sur la diffraction des ondes hertziennes et en développe les conclusions.

Il montre comment varie avec la distance l'amplitude de l'onde diffractée, amplitude qui peut être représentée par une exponentielle décroissante très simple, et avec quelle rapidité cette décroissance s'opère si l'on tient compte de la grande valeur de la longueur d'onde. Ce fait vient s'ajouter à la remarque initiale de l'article, d'après laquelle on n'a jamais une longueur d'onde unique mais un spectre continu dont certaines parties produisent des effets de diffraction encore plus considérables.

M. H. Poincaré se garde pourtant d'affirmer que cette explication soit suffisante; il

émet même des doutes à cet égard et fait appel à l'expérience qui seule pourra indiquer aux théoriciens s'il n'y a pas lieu d'envisager la question à un autre point de vue et de revenir comme point de départ à l'hypothèse de la réflexion des ondes sur les couches d'air ionisées.

On a déjà proposé bien des dispositifs pour atténuer les effets nuisibles qui accompagnent la rupture d'un courant. M. A. Tian, lui aussi, s'est appliqué à résoudre le problème et ses recherches ont abouti à cette conclusion que l'emploi des soupapes électriques constitue un moyen très simple et très efficace pour protéger les circuits inductifs au moment de l'interruption du courant.

Montée en dérivation aux bornes de l'inducteur d'une dynamo, une telle soupape préserve à la fois l'inducteur de surtensions dangereuses et l'interrupteur d'étincelles néfastes, lorsqu'on coupe le circuit d'excitation.

Nous commençons la publication d'une nouvelle étude de M. J. Rezelman sur la détermination de l'induction mutuelle entre les raccordements extérieurs, et ce travail vient compléter le précédent.

Toujours soucieux d'apporter des indications précises aux techniciens et aux constructeurs, l'auteur décrit en détail les spécifications des machines sur lesquelles ont porté ces expériences.

Ces deux études et d'autres qui les suivront bientôt formeront un important travail d'ensemble et d'une haute utilité pratique sur cette question si ardue des réactions de machines.

Dans un travail récent, M. Campbell mentionne que le *shuntage des bobines d'induction* produit une augmentation de résistance. M. G. Howe précise, à l'aide d'un diagramme, qu'il n'en résulte pas une augmentation d'impédance, car la self-induction diminue en même temps que la résistance augmente.

MM. P. Villard et H. Abraham ont reconnu que dans certaines conditions expérimentales il peut exister entre deux électrodes deux potentiels explosifs entre lesquels le

régime de décharge est silencieux et continu.

Afin d'améliorer le facteur de puissance des réseaux de distribution à courants alternatifs, il est tout indiqué d'avoir recours à des condensateurs, et cela d'autant plus que des travaux récents ont montré la supériorité économique de ceux-ci sur les moteurs synchrones. Mais le problème n'est pas encore résolu complètement au point de vue de la sécurité du fonctionnement et c'est pourquoi M. G. Vallauri a effectué quelques mesures sur un condensateur à celluloid. L'auteur en conclut qu'au point de vue des applications pratiques en question, il n'y a rien à espérer de ce diélectrique. Il était d'autant plus intéressant de publier ces recherches pour documenter les chercheurs engagés dans cette voie.

M. G. Benischke a repris et développé l'étude de MM. Hutin et Leblanc sur le fonctionnement du moteur monophasé et il estime que cette théorie, quelquefois mise en doute, est cependant d'une grande exactitude.

Enfin, nous donnons, d'après M. W. Vogel, quelques indications sur la construction des nouveaux tableaux de distribution à haute tension. Cette étude vient compléter le travail du même auteur, paru ici même il y a peu de temps. Il s'agit aujourd'hui plus spécialement du système à barres collectrices doubles, dont l'emploi offre de si grands avantages pour la sécurité de fonctionnement des installations.

Nos lecteurs trouveront à la fin de ce numéro la table des matières du premier trimestre de 1910, dont nous avons expliqué le retard. La table du second trimestre est sous presse et paraîtra dans peu de temps.

SUR LA DIFFRACTION DES ONDES HERTZIENNES (Suite et fin) ⁽¹⁾

§ 9. — SOMMATION DE SÉRIES DIVERSES.

Nous allons envisager diverses séries de la forme

$$\sum_{n=0}^{\infty} R(n) P_n(\cos \varphi),$$

où $R(n)$ est une fonction rationnelle ou méromorphe de n . Parmi ces séries, il y en aura qui seront divergentes; par définition, et par application des principes du paragraphe 7, la somme de ces séries sera la limite vers laquelle tend la série

$$\sum R(n) \rho^n P_n \xi$$

quand ρ , d'abord plus petit que 1, tend vers l'unité. Cette limite existera dans les cas que nous aurons à traiter.

Nous partirons de l'identité

$$\frac{-2i\pi}{e^{i\alpha(\varphi-2\pi)} - e^{i\alpha\varphi}} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{e^{in\varphi}}{n+x} \quad (1)$$

On peut démontrer cette identité, soit en développant le premier membre par la formule de Fourier, soit en considérant ce premier membre comme une fonction méromorphe de x décomposable en éléments simples, soit encore par d'autres procédés.

Cette identité suppose toutefois que φ est compris entre 0 et 2π .

Soit maintenant

$$f(z) = \sum A_n z^n$$

une fonction de z holomorphe à l'intérieur

du cercle de rayon 1. On aura, par le théorème de Cauchy,

$$2i\pi A_n = \int f(z) z^{-n-1} dz, \quad 0 = \int f(z) z^n dz \quad (n \geq 0) \quad (2)$$

si l'intégrale est prise le long d'un cercle de rayon $1 - \varepsilon$.

Soit

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{x - n - 1};$$

il viendra, d'après les formules (2),

$$2i\pi U = \int f(z) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{z^n}{n+x} dz. \quad (3)$$

Mais si nous faisons $z = e^{i\psi}$, il viendra, d'après l'identité (1),

$$\sum \frac{z^n}{n+x} = \frac{-2i\pi}{e^{i\alpha(\varphi-2\pi)} - e^{i\alpha\varphi}} \quad (4)$$

d'où

$$U = \lambda(x) \int f(z) z^{-x} dz \quad (5)$$

avec

$$\lambda(x) = \frac{e^{2i\pi x}}{e^{2i\pi x} - 1}. \quad (6)$$

Le chemin d'intégration est représenté sur la figure 2 :

O est l'origine dans le plan des z ; A est le point 1; ABMB' est le cercle de rayon 1; OA est une coupure rectiligne. Le chemin d'intégration doit différer peu du cercle ABB', puisque nous avons fait dans nos formules $z = e^{i\psi}$; il doit être à l'intérieur de ce cercle, pour que la fonction $f(z)$ reste holomorphe; il doit partir du point A pour aboutir au point A, puisque ψ doit rester compris entre 0 et 2π pour que la formule (1) reste appli-

(1) Voir *Lumière Electrique* des 18 et 25 juin 1910.

cable. La valeur de z^{-x} au point A initial est 1, et au point final elle sera e^{-2ix} . Le chemin d'intégration sera donc le chemin APQA parcouru dans le sens de la flèche.

Nous chercherons une valeur approchée de U quand x est très grand. Si la partie ima-

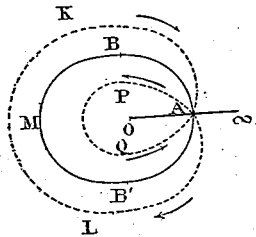


Fig. 2.

ginaire de x est positive et très grande, $\lambda(x)$ est sensiblement égal à $-e^{2ix}$; les seuls éléments sensibles de l'intégrale sont ceux qui sont voisins du point A final, de sorte que nous trouvons pour l'intégrale :

$$f(1) \frac{e^{2i\pi(1-x)}}{1-x} = \frac{f(1)e^{-2ix\pi}}{1-x}$$

et

$$U = -\frac{f(1)}{1-x}$$

Si la partie imaginaire de x est négative et très grande, $\lambda(x)$ est sensiblement égal à 1; les seuls éléments sensibles de l'intégrale sont ceux qui sont voisins du point A initial, de sorte que nous trouvons pour l'intégrale

$$f(1) \frac{-1}{1-x}$$

et encore

$$U = -\frac{f(1)}{1-x}$$

On peut prendre, par exemple,

$$f(z) = \sum z^n e^{iz^n} = \frac{1}{1 - ze^{iz}}$$

d'où

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{e^{in\pi}}{x-n-1} = \frac{1}{x-1} \frac{1}{1-e^{i\pi}}$$

mais ce n'est pas là l'application que nous avons en vue; nous prendrons

$$f(z) = \sum P_n z^n = \frac{1}{\sqrt{1-2z \cos \varphi + z^2}} \quad (7)$$

et nous en tirerons

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_n}{x-n-1} = \frac{1}{2(x-1) \sin \frac{\varphi}{2}} \quad (8)$$

C'est là une première sommation d'une série de la forme $\sum R(n) P_n$; mais, ainsi que nous allons le voir, les résultats sont bien différents quand la fonction rationnelle $R(n)$ jouit de la propriété

$$R(n) = -R(-n-1).$$

Comme premier exemple, prenons

$$R(n) = \frac{1}{x-n-1} + \frac{1}{-x-n}$$

Nous avons trouvé d'abord :

$$\sum \frac{P_n}{x-n-1} = \lambda(x) \int f(z) z^{-x} dz, \quad (9)$$

$f(z)$ étant la fonction (7). En changeant dans cette formule x en $1-x$, on trouve :

$$\sum \frac{P_n}{-x-n} = \lambda(1-x) \int f(z) z^{x-1} dz. \quad (10)$$

Transformons cette intégrale en faisant

$z = \frac{1}{u}$; il viendra :

$$-\int f\left(\frac{1}{u}\right) u^{1-x} \frac{du}{u^2}$$

Quand z décrira le chemin APQA dans le sens de la flèche, u décrira le chemin ALKA dans le sens de la flèche; la valeur initiale

de u^{-x} sera 1 et la valeur finale sera e^{2ix} . Mais

$$\lambda(1-x) = -e^{-2ix} \lambda(x);$$

nous pouvons donc transformer la formule (10) et écrire :

$$\sum \frac{P_n}{-x-n} = -\lambda(x) e^{-2ix} \int f(z) z^{x-1} dz = \lambda(x) e^{-2ix} \int f\left(\frac{1}{u}\right) u^{1-x} \frac{du}{u^2}. \quad (11)$$

Mais $e^{-2ix} u^{-x}$ peut être regardé comme une autre détermination de u^{-x} , à savoir celle qui, au lieu d'avoir 1 pour valeur initiale et e^{2ix} pour valeur finale, a e^{-2ix} comme valeur initiale et 1 comme valeur finale. Nous pouvons donc écrire :

$$\sum \frac{P_n}{-x-n} = \lambda(x) \int f\left(\frac{1}{u}\right) u^{1-x} \frac{du}{u^2};$$

l'intégration est prise le long de ALKA avec la valeur initiale e^{-2ix} pour u^{-x} . Mais

$$f\left(\frac{1}{u}\right) = uf(u),$$

ce qui donne :

$$\sum \frac{P_n}{-x-n} = \lambda(x) \int f(u) u^{-x} du. \quad (12)$$

Si l'on observe que la valeur initiale de z^{-x} dans (9) est égale à la valeur finale de u^{-x} dans (12) et inversement, on voit qu'il est possible de raccorder les deux intégrales.

Pour calculer $\sum R(n) P_n$, nous n'aurons qu'à ajouter les deux formules (9) et (12), après avoir dans cette dernière remplacé u par z , ce qui est un changement de notation; on trouve alors :

$$\sum R(n) P_n = \lambda(x) \int f(z) z^{-x} dz. \quad (13)$$

L'intégrale est prise le long du contour fermé APQALKA, la valeur initiale et finale de z^{-x} étant 1. On remarquera que, si l'on pratique les coupures OA ∞ et BMB', cette dernière allant de B = $e^{i\varphi}$ à B' = $e^{i(2\pi-\varphi)}$, les deux fonctions $f(z)$ et z^{-x} deviennent uniformes; et que notre contour ne coupe pas ces coupures. Nous pouvons en conséquence déformer notre

contour d'intégration d'une manière continue, pourvu que ce contour reste fermé, enveloppe la coupure BMB', en laissant en dehors la coupure OA ∞ . Nous pouvons, par exemple, prendre un contour qui suit l'une des lèvres de la coupure BMB' du côté interne en allant de B en B' et qui revient ensuite de B' en B, en suivant l'autre lèvre de cette même coupure; ce que nous pouvons encore écrire :

$$\sum R(n) P_n = 2\lambda(x) \int_{B'}^{B} f(z) z^{-x} dz \quad (14)$$

avec cette condition que l'intégrale doit être prise le long de la coupure sur la lèvre interne.

Nous allons chercher à évaluer approximativement l'intégrale (14).

Deux cas sont à distinguer :

Si la partie imaginaire de x est positive et très grande, on aura sensiblement :

$$\lambda(x) = -e^{2ix\pi}$$

et les seuls éléments sensibles de l'intégrale seront ceux qui sont voisins du point B'; on aura alors :

$$\sum RP_n = -2e^{2ix\pi} \int_{2\pi-\varphi}^{\varphi} \frac{ie^{i(1-x)\psi} d\psi}{\sqrt{i(\varphi+\psi-2\pi)(e^{-2i\varphi}-1)}}$$

Nous pouvons remplacer au numérateur l'exponentielle $e^{i(1-x)\psi}$ par

$$e^{i(2\pi-\varphi-x\psi)} = e^{-i\varphi} e^{-ix\psi}$$

et les formules relatives aux valeurs approchées des intégrales nous donnent, à un facteur numérique près,

$$\frac{e^{-i\varphi}}{\sqrt{e^{-2i\varphi}-1}} \frac{1}{\sqrt{x}} e^{-ix(2\pi-\varphi)}$$

d'où

$$\sum RP_n = K \frac{e^{ix\varphi}}{\sqrt{(1-e^{2i\varphi})x}} \quad (K \text{ étant un facteur numérique}).$$

On remarquera que la partie imaginaire de x étant positive, l'exponentielle $e^{ix\varphi}$ est très petite.

Supposons maintenant que la partie imaginaire de x soit négative et très grande; on aura sensiblement :

$$\lambda(x) = 1$$

et les seuls éléments sensibles de l'intégrale seront voisins du point B; on aura donc :

$$\sum R P_n = 2 \int_0^\infty \frac{i e^{i(1-x)\psi} d\psi}{\sqrt{i(\psi - \varphi)} (e^{2i\psi} - 1)}$$

On peut remplacer $e^{i(1-x)\psi}$ par $e^{i\psi} e^{-ix\psi}$, ce qui donne, à un facteur numérique près,

$$\frac{e^{i\psi}}{\sqrt{e^{2i\psi} - 1}} \frac{1}{\sqrt{x}} e^{-ix\psi}$$

On a donc :

$$\sum R P_n = K' \frac{e^{-ix\psi}}{\sqrt{(1 - e^{-2ix\psi})x}}$$

Ici encore, la partie imaginaire de x étant négative, l'exponentielle $e^{-ix\psi}$ est très petite.

On voit donc que les deux parties de la somme,

$$\sum \frac{P_n}{x - n - 1}, \quad \sum \frac{P_n}{-x - n},$$

se compensent presque exactement.

Supposons maintenant

$$R(n) = (2n + 1)^p.$$

Nous avons

$$\frac{1}{\sqrt{\rho^2 - 2\rho D \cos \varphi + D^2}} = \sum \frac{\rho^n}{D^{n+1}} P_n = S,$$

formule valable pour $\rho < D$.

Introduisons le symbole d'opération :

$$\Delta S = \rho \frac{dS}{d\rho} - D \frac{dS}{dD};$$

nous trouverons successivement :

$$\Delta S = \sum (2n+1) \frac{\rho^n}{D^{n+1}} P_n, \quad \Delta^2 S = \sum (2n+1)^2 \frac{\rho^n}{D^{n+1}} P_n$$

et en général :

$$\Delta^p S = \sum (2n+1)^p \frac{\rho^n}{D^{n+1}} P_n.$$

Quand on permute ρ et D , la fonction S ne change pas, le symbole Δ se change en $-\Delta$, et $\Delta^p S$ se change en

$$(-1)^p \Delta^p S.$$

Si donc p est impair et si on fait $D = \rho$, on aura :

$$\Delta^p S = 0.$$

Nous avons :

$$\Delta^p S = \sum (2n+1)^p \frac{\rho^n}{D^{n+1}} P_n$$

en supposant $\rho < D$; faisons $D = 1$, faisons tendre ρ vers D , le premier membre tendra vers zéro, le second membre tendra vers une limite qui sera par définition la somme de la série divergente

$$\sum (2n+1)^p P_n.$$

On aura donc, pour p impair,

$$\sum (2n+1)^p P_n = 0.$$

On conclura de là que

$$\sum R(n) P_n = 0$$

quand $R(n)$ est un polynôme entier tel que

$$R(n) = -R(-n-1).$$

§ 10. — CONCLUSION.

Appliquons ces principes à notre problème. Nous avons trouvé :

$$\mu = \frac{-i}{4\pi\omega^2 D^2 \rho^2} \sum n(n+1)(2n+1) \frac{I_n(\omega D)}{I_n(\omega \rho)} P_n. \quad (1)$$

Nous avons vu au paragraphe 7 que la limite de cette expression, pour $\rho = D$, est

$$\mu = \frac{-i}{4\pi\omega^2 D^4} \sum R(n) P_n, \quad (2)$$

ou

$$R(n) = n(n+1)(2n+1) \frac{I_n(\omega D)}{I_n(\omega D)}$$

la somme de la série divergente (2) étant définie comme nous l'avons fait aux paragraphes 7 et 9.

Nous avons observé ensuite que $R(n)$ est une fonction méromorphe de n satisfaisant à la condition

$$R(n) = -R(-n-1).$$

Nous avons vu ensuite au paragraphe 8 que cette fonction méromorphe peut être décomposée en éléments simples. Soit ϵ_k l'un des infinis de $R(n)$, et B^k le résidu correspondant; la série

$$\sum \frac{B_k n^2}{\epsilon_k^3 (n - \epsilon_k)} \quad (3)$$

est convergente et sa somme ne diffère de $R(n)$ que par un polynôme du second degré.

Distinguons parmi les infinis ϵ_k ceux dont la partie imaginaire est positive; nous aurons en outre les infinis $-\epsilon_k$ qui auront leur partie imaginaire négative, et le résidu correspondant sera $+B_k$; on peut donc diviser la série (3) en deux parties,

$$\sum \frac{B_k n^2}{\epsilon_k^3 (n - \epsilon_k)} - \sum \frac{B_k n^2}{(x + \epsilon_k)^3 (n + 1 + \epsilon_k)} \quad (4)$$

en ne donnant aux ϵ_k que les valeurs dont la partie réelle est positive.

Comparons la seconde série (4) à la suivante :

$$-\sum \frac{B_k (n+1)^2}{\epsilon_k^3 (n+1+\epsilon_k)}$$

Nous constaterons que ces deux séries convergent et que leur différence est un polynôme du second degré en n . Cela nous permet d'écrire :

$$R(n) = \prod (n) + \sum Q_k(n) \quad (5)$$

avec

$$Q_k(n) = \frac{B_k n^2}{\epsilon_k^3 (n - \epsilon_k)} - \frac{B_k (n+1)^2}{\epsilon_k^3 (n+1+\epsilon_k)}$$

On aura d'ailleurs :

$$\prod (n) = -\prod (-n-1), \quad (6)$$

$$Q_k(n) = -Q_k(-n-1). \quad (7)$$

Nous sommes ainsi conduits à envisager la double somme :

$$\sum_n \prod (n) P_n + \sum_n \sum_k Q_k(n) P_n. \quad (8)$$

Nous observerons que, d'après le paragraphe 9 et la relation (6), on aura :

$$\sum \prod (n) P_n = 0.$$

D'autre part,

$$Q_k(n) = \omega_k(n) + B_k \left[\frac{1}{n - \epsilon_k} + \frac{1}{n + 1 + \epsilon_k} \right],$$

ω_k étant un polynôme du second degré, tel que

$$\omega_k(n) = -\omega_k(-n-1),$$

ce qui entraîne :

$$\sum \omega_k(n) P_n = 0,$$

$$\sum_n Q_k(n) P_n = B_k \sum \left[\frac{1}{n - \epsilon_k} + \frac{1}{n + 1 + \epsilon_k} \right] P_n.$$

Or la somme qui figure ici au second membre est aux notations près, celle que nous avons évaluée au paragraphe 9.

Comme $-\epsilon_k$ a sa partie imaginaire négative, elle est égale à

$$K' \frac{e^{i\psi}}{\sqrt{\epsilon_k^2 (1 - e^{-2i\psi})}}$$

K' étant un facteur numérique. La somme (8) prend ainsi la forme :

$$K' \sum_k \frac{B_k e^{i\psi}}{\sqrt{\epsilon_k^2 (1 - e^{-2i\psi})}}. \quad (9)$$

Nous savons que la série $\sum \frac{B_k}{\epsilon_k^3}$ converge absolument; mais les exponentielles $e^{i\psi}$ décroissent beaucoup plus rapidement que les

facteurs $\frac{1}{\varepsilon^3}$; nous sommes donc certains que la série (9) converge, et il est aisé de s'assurer que sa somme est bien la même que celle de la série (8). Les termes de la série (9) décroissent même si rapidement qu'on peut réduire la série à son premier terme et écrire :

$$\mu = \frac{K''}{\omega^2 D^2} \frac{B_1 e^{i\omega t}}{\sqrt{\varepsilon_1 (1 - e^{-2i\omega t})}} \quad (10)$$

K'' étant un facteur numérique.

Qu'est-ce maintenant que ε_1 ? La remarque finale du paragraphe 8 nous permet de nous en rendre compte; on a

$$\varepsilon_1 = \omega D - \varepsilon_0 \left(\frac{\omega D}{2} \right)^{\frac{1}{3}},$$

ε_0 étant la plus petite racine de l'équation

$$F \left(\frac{4i\pi}{3} \right) = 0.$$

Ainsi l'expression de μ contiendra un facteur $e^{i\omega t}$, ce facteur décroîtra très rapidement quand ω augmentera, c'est-à-dire à mesure qu'on s'éloignera de la source; son module est, en effet, égal à

$$e^{-h\omega t},$$

h étant la partie imaginaire de ε_1 ; or cette partie imaginaire est de la forme:

$$m(\omega D)^{\frac{1}{3}},$$

m étant un facteur numérique, ou en prenant $D = 1$, de la forme :

$$m \omega^{\frac{1}{3}}.$$

Quand ω augmente, c'est-à-dire quand on s'éloigne de la source, l'amplitude des oscillations varie sensiblement comme l'exponentielle :

$$e^{-m\omega^{\frac{1}{3}} t}.$$

C'est là notre conclusion finale. Comme ω est très grand, $\omega^{\frac{1}{3}}$ est très grand aussi, de

sorte que cette décroissance est très rapide, quoique moins rapide que si l'exposant était de la forme $-m \omega \varphi$.

Cette conclusion finale permet-elle d'expliquer les phénomènes observés? Pour s'en rendre compte, il convient d'abord de se reporter à la remarque du paragraphe 1, d'après laquelle les ondes hertziennes possèdent un spectre continu où les composantes qui correspondent à des valeurs de ω qui ne sont pas très grandes ne sont pas négligeables. Cette explication est-elle suffisante? Il est permis d'en douter. Des calculs numériques et des expériences précises permettront seuls de trancher la question.

Peut-être sera-t-on obligé d'en revenir à une autre hypothèse déjà souvent proposée, et d'après laquelle les couches supérieures de l'atmosphère, devenues conductrices par ionisation, réfléchiraient les ondes. Ce qui viendrait à l'appui de cette opinion, c'est la grande différence constatée entre les transmissions à grande distance de nuit et de jour. Il est possible, en effet, que les conditions de l'ionisation n'étant pas les mêmes de nuit et de jour, le passage des couches non-conductrices aux couches conductrices se fasse plus brusquement la nuit, de façon à rendre la réflexion possible.

Notre conclusion finale est exactement conforme à celle que j'avais formulée dans les leçons que j'ai professées à l'École supérieure de Télégraphie et qui ont été reproduites dans la *Lumière Electrique* (1). Elle est, en revanche, en contradiction avec une formule que j'ai donnée dans les « Comptes Rendus », au mois de mars 1909 et que j'ai rectifiée dans une note du mois d'octobre de la même année (2).

H. POINCARÉ.

(1) *Lumière Electrique*, tome IV, 2^e série, page 327.

(2) Voir *Lumière Electrique*, 13 novembre 1909.

SUR L'EMPLOI DES SOUPAPES ÉLECTRIQUES POUR PROTÉGER LES CIRCUITS INDUCTIFS AU MOMENT DE L'INTERRUPTION DU COURANT

L'interruption du courant dans un circuit inductif donne naissance à une force électromotrice de self-induction, en même temps qu'un arc se produit dans l'interrupteur. Pour éviter la dégradation trop rapide de cet appareil on est conduit à couper brusquement le courant; mais alors la tension supportée par le circuit, s'il est très inductif, peut être considérable au moment de l'interruption, et dépasser de beaucoup la tension normale; si bien que, quand il s'agit d'un circuit comprenant par exemple l'inducteur d'une dynamo, la protection de l'interrupteur constitue un grave danger pour la machine.

On a cherché à réduire à $\frac{1}{2}$ fois ces deux effets nuisibles qui accompagnent la rupture d'un courant, en intercalant progressivement des résistances sur le circuit. Il faut que la réduction du courant soit suffisante pour que l'on puisse, en dernier lieu, couper le courant sans danger. On évite d'ailleurs toute surtension à ce moment si la résistance ainsi ajoutée est telle que l'on puisse mettre l'inducteur en court-circuit avant de manœuvrer l'interrupteur principal. M. Kallmann (1) a proposé un dispositif ingénieux consistant à intercaler dans le circuit des résistances de lampes Nernst dont la valeur faible croît d'elle-même progressivement à mesure qu'elles s'échauffent. De toute façon, on est amené à employer un rhéostat où puisse se dissiper une puissance de même ordre de grandeur que celle fournie au circuit, rhéostat dont le coût est par conséquent élevé.

On sait que l'étincelle de rupture peut être supprimée par la mise en parallèle, sur l'in-

terrupteur d'un condensateur d'une capacité suffisante; par ce moyen qui revient à produire une brusque rupture on n'assure que la protection de l'interrupteur; le circuit est par contre soumis à une forte tension; l'emploi de ce dispositif dans les bobines Rhumkorff en fait foi. Il faut cependant remarquer que si la capacité a une valeur *considérable*, incomparablement plus grande que celle qui est nécessaire pour éteindre l'étincelle, toute surtension peut être évitée dans le circuit. On sait en effet que si c , l et R sont respectivement la capacité du condensateur placé en parallèle sur l'interrupteur, le coefficient de self et la résistance du circuit, et si on a $c \geq \frac{4l}{R^2}$, la différence de potentiel aux bornes de l'inducteur diminue graduellement, et sans s'inverser depuis l'instant de la rupture, de E à 0, E étant la tension normale d'alimentation. Pour éviter toute surtension, il n'est d'ailleurs pas nécessaire de prendre c aussi grand : si $c < \frac{4l}{R^2}$ (1) la tension s'inverse peu de temps après la rupture et si $c \geq \frac{1}{12,1} \frac{4l}{R^2}$ la tension inversée ne dépasse pas $-E$. Cette valeur minima de la capacité est encore bien considérable : pour protéger l'inducteur d'une petite dynamo de 3 kilowatts ayant 30 ohms et 2,1 henrys, il faudrait prendre un condensateur de 750 microfarads (2).

(1) En négligeant l'amortissement des oscillations dû aux pertes d'énergie par hystérésis et courants de Foucault, et en supposant également négligeable la capacité propre du circuit.

(2) Il faut remarquer que le condensateur mis en dérivation sur l'interrupteur doit pouvoir supporter la tension $2E$, à moins que la source ayant une self négligeable, on puisse aussi bien mettre le condensateur en dérivation sur l'inducteur. Dans ce cas, la tension à ses bornes oscillerait seulement de $+E$ à $-E$.

(1) *Elektrotechnische Zeitschrift*, tome XXIV, 19 novembre 1908, p. 1134.